



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

Daniel Souto Maior Pifano Ferreira

**Fenômenos de magnônica e fonônica
investigados por espalhamento Brillouin de luz**

Recife

2023

Daniel Souto Maior Pifano Ferreira

Fenômenos de magnônica e fonônica investigados por espalhamento Brillouin de luz

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

Área de concentração: Física da Matéria Condensada e de Materiais

Orientador: Sergio Machado Rezende

Recife

2023

Catálogo na fonte
Bibliotecária Mônica Uchôa, CRB4-1010

F383f Ferreira, Daniel Souto Maior Pifano.
Fenômenos de magnônica e fonônica investigados por espalhamento
brillouin de luz / Daniel Souto Maior Pifano Ferreira. – 2023.
183 f.: il., fig., tab.

Orientador: Sergio Machado Rezende.
Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Pernambuco. Centro de
Ciências Exatas e da Natureza. Programa de Pós-graduação em Física.
Recife, 2023.
Inclui referências.

1. Mágons. 2. Fônons. 3. Ferrimagnetos. 4. Antiferromagnetos. 5.
Espalhamento brillouin de luz. I. Rezende, Sergio Machado (Orientador). II.
Título.

530 CDD (23. ed.) UFPE - CCEN 2023 – 207

DANIEL SOUTO MAIOR PIFANO FERREIRA

**FENÔMENOS DE MAGNÔNICA E FONÔNICA INVESTIGADOS POR
ESPALHAMENTO BRILLOUIN DE LUZ**

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

Aprovada em: 28/09/2023.

BANCA EXAMINADORA

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

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

Prof. Dr. Fernando Luis de Araujo Machado
Examinador Interno
Universidade Federal de Pernambuco

[PARTICIPAÇÃO POR VIDEOCONFERÊNCIA](#)

Prof. Dr. Alberto Passos Guimarães
Examinador Externo
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

[PARTICIPAÇÃO POR VIDEOCONFERÊNCIA](#)

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

AGRADECIMENTOS

A toda minha família pelo apoio dado e por me ensinar valiosos princípios, que me guiaram até aqui. Ao professor Sergio Machado Rezende pela parceria e orientação durante o doutorado. Ao professor Fernando Luis de Araujo Machado, pelas dicas e materiais ofertados durante a confecção do instrumento desenvolvido nesta tese. Ao professor Eduardo Padrón Hernandez, pelo seu grande empenho em ajudar. Ao professor Joaquim Mendes, pela sua ajuda e conselhos. Ao professor Luis Henrique Vilela Leão, pelas conversas e ajuda na época do mestrado. Ao professor Antonio Azevedo da Costa, pela transmissão de conhecimento nas aulas de estado sólido. Ao professor Roberto Lázaro Rodríguez Suárez, pelos seus seminários sobre spintrônica e física. Ao professor José Roberto Rios Leite, pelas suas aulas e conversas sobre física.

Aos técnicos em mecânica Valdomiro José da Silva e João Francisco de Paula Filho por terem um imenso empenho e dedicação em confeccionar todas as peças que eu projetei. Ao técnico em eletrônica Daniel de Albuquerque Melo, pelas seus ensinamentos em eletrônica e por sempre estar disposto em ajudar a resolver os diversos problemas que foram aparecendo. Ao técnico em criogenia Gustavo Rogerio da Silva Barbosa, pelo seu empenho em me ajudar com o nitrogênio líquido. À técnica em química Maria Virginia B. dos Santos, pela ajuda com a parte de referente ao laboratório de química. Ao técnico em microscopia Sergio dos Santos Silva, pela sua disponibilidade e paciência para medir espessuras nanométricas de uma amostra.

A Alexandra Melo, Ailton Silva, Ilaine Santos, Eriberto Sarmiento, Carlos Alberto Alves, Jessica Larissa Melo, Flávia Xavier, Teresa Cristina dos Santos, Hélio Barros, William Pacheco dos Santos, Tarcyla de Andrade Gomes, Vicente e Simone, por toda a solicitude em resolver os diversos problemas durante o curso.

Aos meus colegas de laboratório Elias Abrão, pelo seu grande empenho em ajudar e pelos conhecimentos passados em sputtering e FMR. Edy, por toda a sua ajuda e pelos conhecimentos passados em produção de YIG. Eudes Gomes, pelas conversas sobre temas socioeconômicos e pela ajuda com o plasma etching. A José Diêgo Marques de Lima, pelas discussões de experimentos a baixa temperatura. Eduardo Santos, pela ajuda com sputtering. Jefferson Costa, pelas conversas sobre diversos temas. Caio Nascimento e Matheus Farias, pela oportunidade em ajudar na orientação das suas iniciações científicas. Kacio Melo, pelas conversas em temas de instrumentação. Danilo Ratkovski, pela suas conversas sobre temas da área de física. Pablo Trajano, pela sua presteza em ajudar e a Obed Alves pelas conversas e problemas criativos sobre física.

RESUMO

Nesta tese foram dadas contribuições para um maior entendimento da dependência da frequência de mágnon com a temperatura na granada de ferro e ítrio ($Y_3Fe_5O_{12}$ -YIG), um material ferrimagnético chave para a spintrônica devido ao seu baixo amortecimento. Com a teoria de renormalização da energia de mágnon foi possível explicar corretamente o comportamento da frequência de mágnon até a temperatura de Curie do material. Em outro experimento, fazendo-se passar uma corrente de carga por uma fita micrométrica de Pt/Ag/Pt sobre um filme de YIG, observou-se a emergência de novos sinais no espectro de espalhamento Brillouin de luz. Estes sinais foram atribuídos ao efeito de bombeamento de fônons pela corrente de spin injetada pela tira do material não magnético. O observado é o recíproco de Onsager: bombeamento de corrente de spin por ondas elásticas. Na área dos antiferromagnetos, foram realizadas também contribuições com a utilização dos materiais $IrMn_3$, um antiferromagneto não colinear com rede de kagome, e arseneto de cobre manganês (CuMnAs), ambos materiais promissores na área de exchange-bias e spintrônica de antiferromagnetos em terahertz. Obtiveram-se as relações de dispersão do $IrMn_3$, calculando-se os campos de exchange dos acoplamentos ferromagnéticos e antiferromagnéticos, além do campo de anisotropia. Sinais de mágnon foram detectados pela primeira vez no CuMnAs e com a utilização da frequência estimou-se o seu campo de anisotropia. Por fim, ainda foi desenvolvido um instrumento capaz de condicionar amostras em um ambiente à vácuo para a realização de espalhamento Brillouin de luz em temperaturas que vão desde próximas ao nitrogênio líquido a temperaturas de Néel e de Curie de vários materiais.

Palavras-chave: mágnons; fônons; ferrimagnetos; antiferromagnetos; espalhamento Brillouin de luz.

ABSTRACT

In this thesis, contributions were made to enhanced comprehension of the temperature dependence of the magnon frequency in ferrimagnetic yttrium iron garnet ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ -YIG), a key material for spintronics due to its low damping. With magnon energy renormalization theory it was possible to correctly explain the behavior of the magnon frequency measured with Brillouin light scattering with varying temperature until the material reaches Curie's temperature. In another experiment, by conducting a charge current through a micrometric Pt/Ag/Pt strip in a YIG film, the emergence of new signals in the Brillouin scattering spectrum of light was observed. These signals were attributed to the phonon pumping effect by the spin current injected by the strip of non-magnetic material. What is noted is the Onsager reciprocal: spin current pumping by elastic waves. In the area of antiferromagnets, contributions were also made using the material IrMn_3 , a non-collinear antiferromagnetic with a kagome lattice, and copper manganese arsenide (CuMnAs), both promising materials in the area of exchange-bias and terahertz antiferromagnetic spintronics. The curves of the IrMn_3 dispersion relations were obtained, calculating the exchange fields of ferromagnetic and antiferromagnetic coupling, besides obtaining the anisotropy field. Magnon signals were detected for the first time in CuMnAs and with using of the magnon frequency, its anisotropy field was determined. Finally, was still developed an instrument capable of conditioning samples in a vacuum environment to perform Brillouin light scattering at temperatures ranging from close to liquid nitrogen to Néel and Curie temperatures of various materials.

Keywords: magnons; phonons; ferrimagnets; antiferromagnets; Brillouin light scattering.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Alguns cientistas com contribuições relevantes ao magnetismo. Da esquerda para a direita: William Gilbert, André Marie Ampère, Hans-Christian Oersted, Michael Farady e James Clerk Maxwell.	22
Figura 2 – Circuito fechado de corrente. O momento magnético será o mesmo, independentemente da forma do circuito, dependendo apenas da área englobada por ele. \mathbf{I} representa o vetor corrente. $d\mathbf{l}$ e da , representam os elementos de linha e de área, respectivamente.	27
Figura 3 – Um dipolo magnético \mathbf{m} ao ser colocado na presença de uma densidade de fluxo magnético \mathbf{B} sofre um torque, que altera o momento angular \mathbf{L} , fazendo com que a partícula realize um movimento de precessão. . .	29
Figura 4 – Em (a) está representado um forno no qual o elemento químico prata era aquecido até vaporizar-se. Ao adquirir energia cinética suficiente, estes átomos eram ejetados e passavam por um colimador (b) onde eram colimados e direcionados a um eletroímã (c) com um dos polos em formato de cunha, formando um campo magnético não uniforme. Durante o percurso, os átomos com spins diferentes eram defletidos e impressionavam o anteparo (d).	30
Figura 5 – Em (a) vê-se um dipolo magnético na presença de um campo magnético não uniforme, convergente. A força magnética sofrida pelo dipolo não é a mesma, havendo um movimento de translação em relação ao eixo do campo. Em (b), uma analogia de um dipolo magnético gerado por uma corrente eletrônica. Pela disposição vetorial, é observado haver uma força líquida apontando na direção do campo magnético.	30
Figura 6 – Um elipsoide (a) na presença de um campo magnético \mathbf{H}_0 é magnetizado uniformemente, desenvolvendo uma magnetização uniforme \mathbf{M} . Na superfície deste elipsoide (b) são gerados dipolos não compensados, produzindo um campo interno \mathbf{H}_d	34
Figura 7 – Fatores de desmagnetização e frequências naturais de precessão para alguns sólidos submetidos a um campo magnético externo \mathbf{H}_0 . As expressões das frequências encontram-se no sistema CGS.	34
Figura 8 – A magnetização, na presença de um campo magnético externo, realiza um movimento de precessão em torno do eixo z. Se não houver amortecimento, o ângulo θ será constante no tempo. Para casos de amortecimento a precessão vai realizando uma trajetória espiral até se tornar coincidente com a direção do campo magnético.	36

Figura 9 – (a) Parte real e (b) parte imaginária da susceptibilidade, obtidos numericamente. (c) Ressonância ferromagnética medida em uma cavidade ressonante com detecção lock-in e (d) sem detecção lock-in. Ambas as medidas foram feitas em uma amostra de Si/Py com frequência de micro-ondas de 9,42 GHz e a uma potência de 4,2 mW. Estas medidas estão associadas às partes real e imaginária da susceptibilidade, da esquerda para a direita, respectivamente.	40
Figura 10 – Representação dos estados de spin de um sistema de dois níveis. Em (a) observa-se um arranjo antiferromagnético, implicando em um estado de spin antissimétrico, singlete. (b) Estado de spin simétrico, tripleto, em um ordenamento ferromagnético.	41
Figura 11 – (a) Amplitude da magnetização sob a envoltória que governa o amortecimento. Com o passar do tempo a magnetização tende a se alinhar na direção do campo devido ao termo de Gilbert. (b) Tipos de amortecimento sob as quais a magnetização pode estar sujeita.	46
Figura 12 – (a) Sistema de spins em uma rede tridimensional. A figura representa o estado fundamental, no qual nenhum desvio de spin está presente. (b) O equivalente ao primeiro estado excitado, no qual o spin vermelho sofre um desvio.	48
Figura 13 – Relação de dispersão para a granada de ferro e ítrio (YIG).	54
Figura 14 – Os cossenos diretores da magnetização. A representação em cossenos diretores é bastante útil para escrever o potencial termodinâmico de magnetização.	56
Figura 15 – Relações de dispersão para os limites do ângulo polar $\theta_{\mathbf{k}}$. Para o caso desse ângulo ser nulo, a relação de dispersão se reduzirá apenas ao caso das interações Zeeman e de exchange. No caso limite $\theta_{\mathbf{k}} = \pi/2$ a interação dipolar tem sua contribuição máxima. A banda entre as duas curvas representa quaisquer valores do ângulo polar entre os dois limites.	62
Figura 16 – (a) Vetor de onda \mathbf{k} da onda de spin, com os ângulos polar $\theta_{\mathbf{k}}$ e azimutal $\phi_{\mathbf{k}}$ e o vetor campo magnético \mathbf{H} . (b) Ao longo do eixo do dipolo, paralelo ao eixo z, o campo dipolar é nulo, portanto a propagação nessa direção não sofre interferência do campo dipolar. Ao se afastar do eixo do dipolo, o campo dipolar começa a aumentar, alcançando o máximo quando a direção de propagação da onda de spin é perpendicular ao eixo do dipolo. Neste caso, o campo dipolar é máximo, perturbando a propagação da onda de spin.	62
Figura 17 – Vista de superior dos cones de precessão para os spins em cada sítio. As setas representam a projeção no plano dos vetores associados aos spins.	67

Figura 18 – Espectros típicos de espalhamento inelástico de luz. Em ambos os espectros é possível ver picos à esquerda, chamados de Stokes e à direita, chamados de anti-Stokes. (a) Espectro com valores absolutos de frequência. (b) Espectro com valores relativos de frequência.	70
Figura 19 – Representação de níveis de energia inicial, final e virtuais nos processos de espalhamento Stokes e anti-Stokes. Os níveis de energia E_1 e E_2 correspondem aos estados $ 1\rangle$ e $ 2\rangle$ das excitações coletivas, respectivamente. Já os estados correspondentes aos níveis de energia E_{m1} e E_{m2} são estados virtuais.	71
Figura 20 – Representação genérica de espalhamento de luz por um elemento de volume dv . \mathbf{k}_I e \mathbf{k}_S representam os vetores de onda da radiação incidente e espalhada, respectivamente.	72
Figura 21 – Conservação de momento para os processos Stokes e anti-Stokes.	74
Figura 22 – (a) A radiação, representada pelo vetor \mathbf{E}_0 incide no espelho 1 do Fabry-Perot. A face de incidência não é dotada de revestimento dielétrico e não se trata de uma face altamente refletiva. Ao passar pela espessura do espelho, a luz sofrerá sucessivas reflexões na cavidade e as componentes transmitidas aparecerão para cada reflexão, que estão identificadas pelos números vermelhos. (b) Uma ilustração simplista mostrando um interferômetro Fabry-Perot. Neste caso, o ângulo de incidência é zero. As lentes L_1 e L_2 direcionam a radiação à cavidade e depois ao detetor.	76
Figura 23 – Franjas de interferência do interferômetro Fabry-Perot. (a) Um interferômetro com baixa finesse. A banda de comprimentos de onda é evidenciada em franjas mais largas. (b) Um interferômetro com alta finesse. Fica evidente franjas muito mais estreitas, mostrando uma seleção mais fina entre comprimentos de onda, fenômeno alcançado em cavidades com fator-Q muito elevado. Cada franja corresponde à variação do ângulo de incidência de 0 a 2π , satisfazendo a Eq.(3.15)	77
Figura 24 – Ilustração da montagem de um interferômetro Fabry-Perot. A luz coletada pela lente L_1 direciona um cilindro de luz para a cavidade ótica. Os comprimentos de onda transmitidos são coletados pela lente L_2 e enviadas ao detetor, antes passando por um pinhole, que introduz a finesse de pinhole, discutida nesta seção.	79
Figura 25 – Distribuições Airy para alguns coeficientes de reflexão dos espelhos. Quanto maior a refletividade, menor o FWHM e portanto maior o fator de qualidade da cavidade. Para refletividades baixas, a transmissão entre os picos tem um nível bastante alto, inviabilizando a detecção de sinais de menor intensidade, como os de mágnon. O contraste segue a mesma dependência com a refletividade.	81

Figura 26 – (a) Simples esquema de montagem para um interferômetro Fabry-Perot com varredura a pressão. Uma caixa hermeticamente fechada contém um interferômetro Fabry-Perot. Antes da realização da varredura a caixa é preenchida com um gás (pode ser ar). Para se obter um espectro, utiliza-se uma bomba de vácuo e um controladora de pressão para variar o índice de refração. (b) Um interferômetro Fabry-Perot com varredura por piezoelétricos.	83
Figura 27 – (a) Os espectrômetros FP1 e FP2 tem uma ligeira diferença entre o tamanho das cavidades. A transmissão de ordem central realiza um bom casamento mas as próximas ordens não coincidem totalmente, de forma a gerar pequenos picos no FSR. É possível perceber que o FSR aumentou quando os interferômetros foram dispostos em série. (b) Uma ilustração de dois Fabry-Perot em modo tandem. As distâncias d_1 e d_2 são ligeiramente diferentes.	85
Figura 28 – Ilustração de uma montagem para experimento de espalhamento Brillouin de luz. No exemplo, está sendo utilizado apenas um Fabry-Perot com três passagens.	85
Figura 29 – (a) Dois espectros para uma amostra de SbSi [1]. No espectro superior o interferômetro usado tem baixo contraste em relação ao espectro inferior. Observa-se que apenas os sinais mais intensos são notados no instrumento com baixo contraste. (b) Esquema de um interferômetro com apenas um Fabry-Perot de 5 passagens. (c) Ilustração de prismas de canto de cubo. Eles tem a propriedade de refletir paralelamente um sinal, mesmo que a incidência não seja normal.	86
Figura 30 – Ilustração do estágio de translação. Os espelhos da esquerda ficam fixos. São neles onde estão localizados os piezoelétricos. Já os espelhos sobre o estágio de translação podem ser movidos, realizando a varredura. . .	88
Figura 31 – Visão geral do espectrômetro. Na imagem notam-se os elementos óticos da ótica de alinhamento e de transmissão. A placa de circuito presente é uma interface entre a controladora externa. Este circuito é responsável por amplificar os valores de tensão enviados aos piezoelétricos e por garantir a linearidade da varredura.	89
Figura 32 – Esquema ilustrando os elementos óticos do modo de alinhamento. O espectrômetro tem 5 graus de liberdade: dois, referentes aos eixos x, dois aos eixos y e um referente à sincronização dos dois Fabry-Perot. Conseguir, através de ajustes, algum sinal incipiente no modo transmissão é pouquíssimo provável, caso não se recorra ao modo de alinhamento.	90

Figura 33 – (a) Uma ilustração representando o sinal vindo do detetor após o pré-alinhamento no modo de alinhamento. Este alinhamento prévio consiste em aproximar ao máximo os espelhos do paralelismo entre eles. Quanto maior o vale, mais alinhado estarão os Fabry-Perot. (b) Sinal no modo de transmissão após o pré-alinhamento. A minimização do modo de alinhamento implica na maximização do modo de transmissão. O sinal central é referente à luz de referência e quanto mais intenso e estável estiver, mais alinhado estará o espectrômetro.	90
Figura 34 – Elementos óticos da ótica de transmissão. Os números na placa de centralização indicam a ordem das passagens. São 3 passagens e dois Fabry-Perot, totalizando 6 passagens. Os caminhos óticos representados pelas setas azul e vermelha, não são os mesmos. O feixe azul passa abaixo do vermelho.	92
Figura 35 – Parte onde se encontram os shutters. O beam splitter BSB tem a propriedade de transmitir em torno de 2% a luz proveniente da referência e 98 % a luz proveniente do espalhamento pela amostra. Outra propriedade é conduzir, pelo mesmo caminho ótico, as duas componentes.	93
Figura 36 – (a) Vista superior do espectrômetro. Um óleo com viscosidade específica é inserido na cavidade para óleo. Sua função é amortecer a inércia do movimento ao realizar a varredura, ajudando a manter a linearidade. (b) e (c) Detalhes da montagem do espelho sobre os motores de ajuste fino e os piezoelétricos. Os motores de ajuste fino são para o caso da necessidade de realizar ajustes no paralelismo que excedam a capacidade dos piezos.	94
Figura 37 – Componentes da ótica externa. E1, E2 e E3 são espelhos, LE1 é uma lente, que focaliza a luz no pinhole de entrada do espectrômetro. BSI é o beamsplitter, que divide uma parte da luz para a referência e a outra parte da luz para a amostra.	95
Figura 38 – Figura esquemática do primeiro interferômetro Fabry-Perot de passagem simples. A varredura é feita variando-se a distância dos espelhos com o uso de piezoelétricos.	96
Figura 39 – À esquerda, a primeira dissertação de mestrado experimental do grupo em espalhamento Brillouin de luz. À direita, um esquema mostrando o interferômetro Fabry-Perot com múltipla passagem. Dois prismas de canto de cubo foram utilizados para redirecionar a luz ao etalon.	97
Figura 40 – Sítios presentes na célula unitária do YIG. (a) Íon Fe^{3+} formando ligações com íons O^{2-} em um sítio tetraédrico. (b) Os mesmos íons de ferro e oxigênio formando um sítio octaédrico. (c) Ligações entre o íon Y^{3+} e os íons O^{2-} , formando um sítio dodecaédrico.	100

Figura 41 – (a) Íons Fe^{3+} nos sítios octaédricos em uma subcélula unitária. (b) Preenchimento atômico dos íons em uma subcélula unitária. (c) Todas as subcélulas unitárias na célula unitária. Este é o preenchimento da célula unitária apenas pelos íons dos sítios octaédricos.	101
Figura 42 – (a) Íons de Fe^{3+} nos sítios tetraédricos em uma subcélula unitária. (b) Preenchimento atômico dos íons em uma subcélula unitária. (c) Todas as subcélulas unitárias na célula unitária. Este é o preenchimento da célula unitária apenas pelos íons dos sítios octaédricos.	101
Figura 43 – (a) Íons de Y^{3+} em uma subcélula unitária. (b) Preenchimento atômico dos íons em uma subcélula unitária. (c) Todas as subcélulas unitárias na célula unitária. Este é o preenchimento da célula unitária apenas pelo íons dos sítios octaédricos.	102
Figura 44 – (a) Os três sítios em uma subcélula unitária. (b) Arranjos entre os sítios na rede cristalina.	103
Figura 45 – Representação pelo modelo ball-and-stick da célula unitária do YIG composta pela união dos três sítios, incorporando os átomos de ítrio, ferro e oxigênio.	103
Figura 46 – (a) Ilustração das interações de exchange entre os íons octaédricos e tetraédricos em uma subcélula unitária. (b) Interação de superexchange. O íon de oxigênio é o mediador entre os íons de ferro dos a-sítio e d-sítio.	104
Figura 47 – Módulo principal. (a) Vista lateral. Em (1) é mostrada a câmara de conexões. Em (2) é mostrada a câmara principal. (b) Vista superior. Em (1) é mostrada a câmara de refrigeração. Esta parte não é removível. (c) Vista traseira. Em (1-4) são vistos os parafusos para o acoplamento entre as câmaras. Em (5) é visto o conector Lemo. Este conector é próprio para conexões elétricas à vácuo. Em (6 e 8) são vistos os tubos de aço inox para a entrada e saída de nitrogênio. Já em (7) é o tubo para fazer vácuo nas câmaras. Em (d) é vista a janela ótica, feita em quartzo. (e) Uma visão em perspectiva do módulo principal.	113
Figura 48 – Módulo de refrigeração e aquecimento de fluido. (a) Vista externa. As mangueiras são a linha quente e fria, conectadas ao módulo principal. (b) Vista interna. (1) Radiador acoplado a um ventilador para troca de calor do fluido com o ambiente. (2) Reservatório de fluido. (3) Fonte de alimentação. (4) Bomba de fluido.	115
Figura 49 – Módulo de nitrogênio líquido. (1) É a mangueira onde o nitrogênio líquido é conduzido ao núcleo, na câmara principal. (2) Tampa de PVC para minimizar a evaporação. (3) O-ring para acoplar o dewar à tampa, fixando-a mas não vedando, por questões de segurança. (4) Dewar industrial.	116

Figura 50 – Em (a) conjunto de hastes vista isoladamente. Em (1) vê-se o contrapeso e em (2) a haste de contrapeso, utilizados para equilibrar o torque produzido pela distribuição de carga na haste (4). Em (3) é observada uma haste universal, capaz de comportar outras hastes para outras montagens.(b) Conjunto de hastes acoplada ao posicionador de três eixos XPS Newport®	117
Figura 51 – Instrumento com todos os seus módulos. Universal Temperature Controlled Chamber - UTCC	118
Figura 52 – Simples esquema para um termopar. A ponta de prova é colocada no local onde se deseja aferir a temperatura e as pontas de referência são ligadas a um voltímetro. O funcionamento do termopar é explicado pelo efeito Seebeck, o recíproco termoelétrico do Peltier.	119
Figura 53 – Tabela de coeficientes para o termopar tipo K. Observa-se que há dois grupos de coeficientes: um para alta temperatura e outro para baixa temperatura.	120
Figura 54 – Curvas de calibração do termopar tipo K utilizado no experimento. (a) Curva de ajuste utilizando-se vários pontos fixos tabelados. (b) Curva de ajuste com os pontos fixos tabelados e com valores de tensão obtidos do termopar utilizado no experimento.	120
Figura 55 – Ilustração da montagem da amostra sobre a base de suporte para a amostra. O ângulo de 45° pode ser modificado através da inserção de outro suporte com o ângulo requerido.	122
Figura 56 – Espectros típicos medidos com 5000 scans a um campo magnético de 1,4 kOe. Em ambos os espectros é possível ver os sinais de ambos processos de espalhamento, Stokes (pico indicado pela sigla "S") e anti-Stokes (pico indicado pela sigla "AS"). (a) Espectro obtido com a amostra a $T = 273$ K. (b) Espectro obtido com a amostra a $T = 473$ K.	123
Figura 57 – Espectros obtidos para cada uma das temperaturas com campo magnético fixo $H = 1,4$ kOe e ângulo de espalhamento de 45° e acumulação de 5000 varreduras. A variação da frequência de mágnon com o aumento da temperatura é evidente.	125
Figura 58 – Processos Stokes (a) e anti-Stokes (b) para alguns valores de temperatura. Os círculos representam os dados experimentais e as linhas sólidas, ajustados pela função Lorentziana.	125
Figura 59 – Curva tracejada: teoria para a frequência de mágnon considerando apenas a dependência da magnetização com a temperatura. Pontos em vermelho: dados experimentais. Cada ponto foi obtido pelo ajuste de uma curva Lorentziana nos sinais de mágnon para cada valor de temperatura.	126

- Figura 60 – (a) Dependência da frequência de mágnon com a potência do laser incidente na amostra. Cada ponto foi obtido pelo ajuste de uma função Lorentziana nos picos de mágnon. (b) Sinais de mágnon medidos para o mesmo valor de campo e temperatura. O único parâmetro variado foi a potência do laser. 128
- Figura 61 – Dependência da frequência de mágnon com a temperatura. A linha tracejada representa somente a dependência da magnetização com a temperatura. A linha sólida azul trata-se da renormalização da energia de mágnon acrescida da dependência da magnetização com a temperatura. Os pontos vermelhos foram os dados obtidos experimentalmente. . . . 128
- Figura 62 – (a) Ordenamento ferromagnético. (b) Ordenamento antiferromagnético. O motivo de haver espontaneamente um dos ordenamentos está ligado à simetria das funções de onda. A parte de spin da função de onda Eq.(2.53) no ordenamento ferromagnético é simétrica (parte espacial antissimétrica). Já no ordenamento antiferromagnético ocorre o inverso. 130
- Figura 63 – (a) Estrutura cristalina dos materiais MnF_2 e FeF_2 , a mesma do cristal de rutilo. a e c são os parâmetros de rede. \mathcal{J}_1 e \mathcal{J}_3 são os parâmetros de exchange intra sub-rede. \mathcal{J}_2 é o parâmetro de exchange inter sub-rede. Esferas em azul representam os átomos de Fe ou Mn e os em amarelo, o flúor. (b) Estrutura cristalina do NiO. As esferas vermelhas e azuis representam os átomos de Ni em cada uma das sub-redes e as amarelas representam o oxigênio. 130
- Figura 64 – Todos os arranjos possíveis para o sistema. Para os termos inter-agrupamento ainda existe mais combinações possíveis não mostradas na figura. C_2^4 refere-se a combinação simples. 131
- Figura 65 – (a) Arranjo triangular contendo um acoplamento antiferromagnético e com um spin a ser preenchido no sítio 1. (b) Primeira possibilidade de preenchimento para o sítio 1. (c) Segunda possibilidade de preenchimento para o sítio 1. Os segmentos de reta em vermelho representam os acoplamentos AF e os em verde, ferromagnéticos (FM). (d) A arranjo entre os spins que minimiza a energia. Cada eixo é a bissetriz do triângulo equilátero, portanto o ângulo entre cada spin é de 120° 135
- Figura 66 – (a) Ilustração de uma rede de kagome bidimensional. As setas vermelhas representam a orientação dos spins. (b) Duas redes de kagome, uma rotacionada em 180° em relação a outra. Os triângulos vermelho e azul são equiláteros e os spins situam-se na direção das bissetrizes. 136

- Figura 67 – (a) As linhas A, B e C indicam o que foi definido como agrupamento na primeira seção deste capítulo. (b) Todas as interações de exchange possíveis entre os 6 spins. Uma vez definidos os agrupamentos, podem-se obter as combinações dos acoplamentos ferromagnéticos (FM) e antiferromagnéticos (AF). 136
- Figura 68 – (a) Célula unitária do $L1_2$ -IrMn₃. Os átomos de Ir estão nos vértices do cubo e os de Mn situam-se nos centros das faces do cubo, formando uma estrutura cristalina cúbica de face centrada. (b) Amostra de MgO (0,5 nm)/MgO (2 nm)/IrMn₃ (200 nm)/Ti (2 nm) utilizada nos experimentos de espalhamento de luz. (c) Medida de difração de raio-x mostrando o crescimento epitaxial do filme de IrMn₃. 140
- Figura 69 – Espectro do espalhamento Brillouin de luz realizado sob a amostra de IrMn₃ (200nm). A medida foi realizada na ausência de campo magnético externo e foi feita uma acumulação de 25.000 varreduras. O espectro em questão passou por um tratamento de redução de ruído, fazendo-se uma média sobre sete pontos. 141
- Figura 70 – Espectros obtidos através do espalhamento Raman de luz na amostra de IrMn₃ (a) com uma linha de laser de $\lambda = 633$ nm e (b) com uma linha de laser de $\lambda = 514$ nm. É comum em espalhamento Raman de luz utilizar linhas de laser diferentes para maximizar a relação sinal/fluorescência, por isso realizaram-se medidas com as duas linhas. 142
- Figura 71 – Curvas de relação de dispersão de mágnons para o $L1_2$ -IrMn₃ calculadas com os campos $H_{E1} = 16\ 620$ kOe, $H_{E2} = 270$ kOe e $H_A = 129$ kOe. Os pontos $\Gamma = (k_x, k_y, k_z) = (0,0,0)$, $X = (k_x, k_y, k_z) = (\pi/a, 0, 0)$ e $L = (k_x, k_y, k_z) = (\pi/2a, \pi/2a, \pi/2a)$ representam os pontos de simetria da primeira zona de Brillouin para a rede cúbica de face centrada. . . . 144
- Figura 72 – (a) a (c) Espectros de espalhamento Brillouin de luz obtidos da amostra CuMnAs (100 nm). Estes espectros foram obtidos sem a presença de campo magnético. É possível ver a reprodutibilidade do sinal para as três medidas diferentes. (d) a (f) Espectros medidos na mesma amostra, mas na presença de campo magnético estático e com variação em cada medida. Os espectros foram medidos com uma variação considerável de varreduras, com o mínimo de 14.000 scans e o máximo de 40.000 scans. Todos os espectros foram obtidos a mesma potência do laser incidente, 14 mW, sem analisador e à temperatura ambiente (294 K). 146

Figura 73 – (a) Espectro de espalhamento Brillouin de luz obtidos da amostra CuMnAs (100 nm) com potência do laser a 14 mW, sem o uso de analisador e à temperatura ambiente (294 K). (b) Sobreposição dos espectros medidos na mesma condição, variando-se apenas o campo magnético estático aplicado.	147
Figura 74 – Frequências de mágnon para os dois modos do NiO. O ramo β é o único com a possibilidade de ser acessado pela espectroscopia Brillouin. O círculo indica a região da frequência medida.	147
Figura 75 – (a) Relações de dispersão magnetoelástica para o YIG. As ondas estão se propagam perpendicular ao campo magnético estático. As curvas foram calculadas para campo externo de 1,0 kOe. m e p indicam regiões onde a excitação é puramente mágnon e fônon, respectivamente. (b) Ampliação da área de aproximação das curvas de relação magnetoelástica. As curvas tracejadas representam as relações de dispersão puras para mágnon e fônon.	153
Figura 76 – Ilustração de uma amostra usada para o estudo de fônons bombeados por corrente de spin. NM e FMI representam materiais não magnético e ferromagnético isolante, respectivamente.	153
Figura 77 – Dependências espaciais da acumulação de mágnon (a) e da densidade de corrente de spin (b) na direção normal à superfície da amostra. . .	156
Figura 78 – Esquema do espalhamento de um mágnon de vetor de onda \mathbf{k}_1 com outro mágnon de vetor de onda \mathbf{k}_2 , gerando um fônon de vetor de onda \mathbf{k}	156
Figura 79 – Imagens obtidas por microscopia eletrônica de varredura. (a) Amostra de YIG-A com 153 nm de espessura. (b) Amostra YIG-B com 92 nm de espessura. Nas imagens é possível ver o filme de YIG sobre o substrato de GGG.	160
Figura 80 – (a) Ilustração das amostras (A) e (B) com uma fita de Pt/Ag/Pt sobre o YIG. Foram feitos contatos elétricos nos pads de Ag. Esses contatos fecham o circuito com uma fonte de corrente, que injeta uma corrente DC controlada. (b) O feixe de laser foi posicionado sobre a tira de Pt/Ag/Pt e a radiação coletada foi direcionada ao espectrômetro TFP-1.	161
Figura 81 – (a) Espectro do processo anti-Stokes obtido da amostra YIG-A sem a passagem de corrente DC pela fita de Pt/Ag/Pt e na presença de campo magnético externo de 3,0 kOe. Vê-se os picos de mágnon (M) do YIG e fônon transversal do GGG (FT-GGG). (b) Dependência da frequência de mágnon com o campo magnético externo aplicado. Os pontos correspondem aos dados experimentais e a curva, ao ajuste teórico utilizando a Eq.(2.143).	162

Figura 82 – Surgimento de novos picos a partir do limiar de 23 mA de corrente elétrica DC aplicada na fita de Pt/Ag/Pt. O pico de mágnon, correspondente aos 12,6 GHz não é perceptível devido a sua baixa intensidade, visto que o número de varreduras é a sexta parte do espectro sem corrente. O campo magnético aplicado durante estas medidas foi de 1,13 kOe. Os dados correspondem aos pontos dos espectros medidos e as curvas correspondem a ajustes pela função Lorentziana elevada a sexta potência.	163
Figura 83 – Intensidade dos picos em função da corrente DC aplicada. Os valores das intensidades foram obtidos através de ajuste com função Lorentziana.	164
Figura 84 – Picos com frequência a partir de 13,5 GHz emergem na amostra YIG-B quando o valor de corrente elétrica chega a 8 mA na fita de Pt/Ag/Pt. O campo magnético externo aplicado foi de 1,13 kOe. O pico assimétrico entre 0 e 6 GHz é uma parte residual do espalhamento Rayleigh. . . .	165
Figura 85 – Frequência dos picos de mágnon para as amostra YIG-A e YIG-B em função do campo magnético externo aplicado.	166
Figura 86 – Espectros do GGG mostrando os sinais de fônon transversal (FT) e longitudinal (FL) para o caso do analisador paralelo à polarização do laser (a) e cruzado (b). Observa-se o modo longitudinal praticamente sumir quando se cruza o polarizador, enquanto o modo transversal permanece inalterado. Isso confirma a polarização do modo longitudinal ser a mesma do laser.	166

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Números de varredura para estabilizar cada um dos 5 graus de liberdade dos piezoelétricos. Estas varreduras são realizadas pela aplicação de uma tensão elétrica no transdutor.	94
Tabela 2 – Algumas propriedades da granada de ferro e ítrio (YIG)	105
Tabela 3 – Tensões termoelétricas no termopar do tipo K para alguns pontos fixos.	119
Tabela 4 – Amostra de algumas tensões termoelétricas no termopar do tipo K para alguns pontos fixos. Os grupos superiores e inferiores representam valores do limite inferior e superior da temperatura de trabalho do termopar, respectivamente. O grupo central representa valores próximos à temperatura de 0 °C.	121

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	21
1.1	Visão histórica do magnetismo	21
1.2	Magnetismo atualmente	22
1.3	Da estrutura da tese	23
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	25
2.1	O momento magnético	25
2.2	Campo de desmagnetização	32
2.3	Dinâmica da magnetização	35
2.4	Ressonância magnética forçada por radiofrequência	37
2.5	Interação de exchange	39
2.6	FMR com efeito de campo de desmagnetização	43
2.7	Ressonância ferromagnética com amortecimento	45
2.8	Ondas de spin de Bloch	47
2.9	Operadores de mágnons	49
2.10	Mágnons com anisotropia	55
2.11	Mágnons com interação dipolar	58
2.12	Autoestados do Hamiltoniano	61
2.13	Estados coerentes de mágnons	64
3	TÉCNICA EXPERIMENTAL: ESPECTROSCOPIA BRILLOUIN DE LUZ	68
3.1	História sobre o espalhamento de luz	68
3.2	Princípios do espalhamento Brillouin de Luz	69
3.3	Espectroscopia Brillouin	75
3.3.1	O interferômetro Fabry-Perot	75
3.4	Técnicas experimentais	82
3.4.1	Os primeiros interferômetros Fabry-Perot e suas limitações	82
3.4.2	Espectrômetros Fabry-Perot multipassagens	84
3.4.3	O espectrômetro Tandem Fabry-Perot Sandercock TFP-1	86
3.5	História da espectroscopia Brillouin no Numag	95
4	RENORMALIZAÇÃO DA ENERGIA DE MÁGNON NO YIG	99
4.1	Apresentação da granada de ferro e ítrio (YIG)	99
4.2	Mágnons térmicos	105
4.3	Interação de mágnons	107

4.4	Renormalização da energia de mágnon	110
4.5	Construção de instrumento para medidas BLS com variação da temperatura	111
4.5.1	Descrição do instrumento	112
4.5.2	Construção do dispositivo	115
4.5.3	Operação do dispositivo e considerações finais	116
4.6	Resultados experimentais	117
5	MÁGNONS EM ANTIFERROMAGNETOS	129
5.1	Ordenamento antiferromagnético	129
5.2	Antiferromagneto de plano fácil: tratamento quântico	132
5.3	Mágnons em antiferromagneto não colinear	134
5.4	Resultado: Relações de dispersão de mágnon no antiferromagneto não colinear IrMn3	139
5.5	Resultado: detecção de mágnon no CuMnAs, um antiferromagneto de plano fácil	143
6	BOMBEAMENTO DE FÔNONS POR CORRENTE DE SPIN	148
6.1	Efeito spin Hall	148
6.2	Interação mágnon-fônon	149
6.3	Mecanismo de bombeamento de fônon por mágnons	152
6.4	Corrente crítica para bombeamento de fônons	159
6.5	Resultados experimentais	160
7	CONCLUSÕES	167
	REFERÊNCIAS	170

1 INTRODUÇÃO

A evolução do conhecimento sobre fenômenos magnéticos está altamente correlacionada ao desenvolvimento científico. O Magnetismo no início foi explicado metafisicamente, passando depois a receber um tratamento científico, dado por Willian Gilbert, em sua obra *De magnete* [2], considerado o primeiro texto científico moderno. Mais adiante foi estabelecida a conexão entre magnetismo e a corrente elétrica, explicada pelo eletromagnetismo, e por fim com a mecânica quântica foi possível explicar o seu surgimento na matéria. Nesta introdução será apresentada uma breve história desde o surgimento do magnetismo até suas interações com áreas mais atuais, como a spintrônica.

1.1 Visão histórica do magnetismo

Escritos de Tales de Mileto, datados de 600 a.C [3], descrevem o poder de atração de certas rochas quando próximas a objetos metálicos ferrosos ¹. Esta rocha era chamada de *lodestone*, uma forma naturalmente magnetizada do mineral Fe_3O_4 , chamado de *magnetita*, cuja origem do nome é controverso visto que pode ter sido derivado do nome *Magnésia*, região da Grécia onde foi encontrada [5] ou, segundo Pliny, foi devido ao pastor de nome *Magnes*

"the nails of whose shoes and the tip of whose staff stuck fast in a magnetick field while he pastured his flocks."(Pliny) [6]

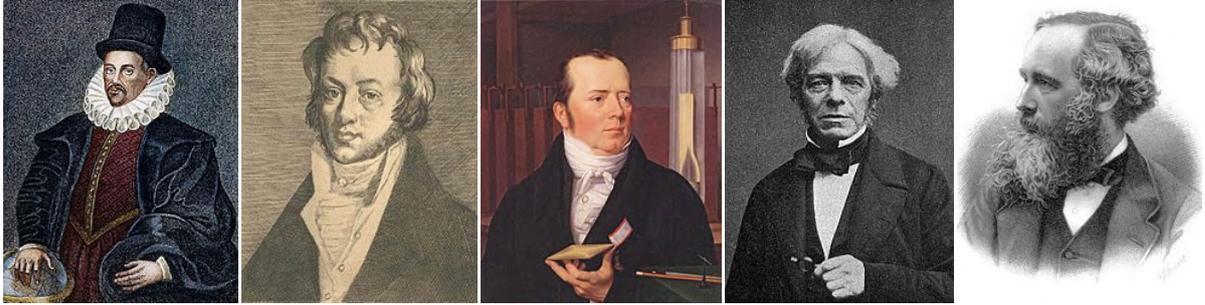
Tales, Sócrates e Anaxágoras, filósofos gregos antigos, atribuíram essa atração à existência de uma alma na magnetita. Embora ainda sem nenhuma explicação científica, o magnetismo já era utilizado pelos chineses em aplicações tecnológicas como a bússola, utilizada para a navegação marítima como descrito por Sheng Kua em 1088. A mesma aplicação surgiu também na Europa, um século depois e também no mundo islâmico. A aplicação do magnetismo possibilitou as grandes navegações responsáveis pelas descobertas dos continentes americano e africano, por exemplo.

A primeira observação sobre o dipolo magnético foi feita por P. Peregrines, em torno de 1296 d.C. Ele constatou que havia duas regiões nas quais um objeto feito de ferro era atraído. Mesmo com o conhecimento da existência de dipolo magnético e o vasto uso tecnológico da bússola, a explicação científica sobre o seu funcionamento ainda não era conhecida. Foi Willian Gilbert, em 1600, que deu a primeira explicação, fazendo uso de uma *terrella* ² como modelo para terra e comparando com diversos pontos medidos no

¹ Geralmente atribui-se aos gregos o primeiro relato sobre a magnetita, mas escritos chineses [4] mencionam magnetização deste mineral.

² Uma pequena esfera de lodestone.

Figura 1 – Alguns cientistas com contribuições relevantes ao magnetismo. Da esquerda para a direita: William Gilbert, André Marie Ampère, Hans-Christian Oersted, Michael Farady e James Clerk Maxwell.



Fonte: Wikipedia

globo terrestre, chegou à conclusão que a terra se comportava como um grande ímã. Mais adiante, utilizando uma balança de torção, Coulomb pode investigar a força exercida entre os polos magnéticos de uma haste de aço.

Os fenômenos de eletricidade e magnetismo estavam se tornando consolidados, mas ainda pareciam independentes. Entretanto, em 1820, perante uma demonstração, Oersted notou a relação entre a passagem de corrente elétrica em um fio e a deflexão da agulha de uma bússola. Logo depois, em 1821, Faraday descobriu a indução eletromagnética e logo mais o efeito de Faraday, acoplando também o magnetismo à luz. Qualitativamente os fenômenos estavam conhecidos mas ainda faltava o tratamento matemático para descrevê-los exatamente. Em 1861, no seu artigo intitulado *On the physics lines of force*[7], Maxwell apresentou as primeiras de uma lista de 20 equações apresentadas em 1685 no artigo *A dynamical theory of the eletromagnetic field*[8]. Mais tarde, com o desenvolvimento do cálculo vetorial, com especial importância para H.Helmholtz [9], escreveram-se as equações de Maxwell conforme são conhecidas hoje:

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \mathbf{D} &= \rho && \text{(Lei de Coulomb)} \\
 \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} && \text{(Equação de Ampère-Maxwell)} \\
 \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= 0 && \text{(Lei de Faraday)} \\
 \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 && \text{(Ausência de monopolo magnético)}
 \end{aligned} \tag{1.1}$$

1.2 Magnetismo atualmente

O magnetismo foi e ainda é bastante relacionado ao desenvolvimento científico e tecnológico, ainda com questões elementares relevantes em aberto, como a questão dos monopolos magnéticos. Paul Dirac propôs a possibilidade de se obter um monopolo

magnético efetivo se uma estrutura em formato de linha pudesse ser magnetizável, de forma a surgir em sua ponta o equivalente a um monopolo magnético. Esse tema ainda hoje é estudado, fazendo conexão com as áreas de materiais topológicos e com skyrmions [10–13]. O magnetismo está também presente em estudos geofísicos sobre origens do campo magnético terrestre, materiais de defesa militar, materiais avançados, comunicações, magnetismo no cosmos, etc [14–16]. Não obstante, é na física da matéria condensada, através da área da spintrônica, que o magnetismo tem tomado uma nova proporção, tanto do ponto de vista de física básica como principalmente em questões de aplicações tecnológicas.

A spintrônica tem tido papel relevante em áreas como computação neuromórfica e processamento de sinais, além de aplicações já em estágio comercial, como os cabeçotes de leitura de discos rígidos magnéticos e as memórias magnéticas baseadas em efeito de spin-torque (STT-MRAM). Aplicações como esta última reduzem em até 85 % o tamanho dos processadores atuais e aumentam a vida útil de baterias dos atuais quatro dias para duas semanas. Mais atualmente, uma outra área, apelidada de fonônica, tem interagido com a spintrônica na tentativa de suscitar novos dispositivos e aproveitar a característica de menor amortecimento do fônon, quando comparado ao mágnon.

1.3 Da estrutura da tese

O **Capítulo 2** consiste em expor toda a fundamentação teórica básica, oferecendo o arcabouço necessário para o tratamento teórico disposto nos capítulos posteriores. Este capítulo parte das origens do magnetismo, percorrendo a mecânica quântica antiga e chegando no conceito de spin. Após isso aborda-se o comportamento da magnetização em sistemas ferromagnéticos, culminando nas *ondas de spin*. Ao final será apresentado o tratamento quântico para as ondas de spin, apresentando o formalismo quântico para os *mágnons*.

No **Capítulo 3** serão apresentados os fundamentos teóricos do espalhamento Brillouin de luz, aspectos teóricos e experimentais dos interferômetros Fabry-Perot e seu desenvolvimento histórico, assim como a técnica de espectroscopia Brillouin de luz. Por fim serão apresentados, em detalhes, a montagem experimental do espectrômetro, apresentando um histórico das mudanças e aperfeiçoamentos feitos durante o período relacionado a esta tese. O intuito dessa apresentação mais detalhada, por ora operacional, é deixar uma documentação com o objetivo de transmitir o conhecimento para futuros pesquisadores que farão uso desta técnica experimental.

O **Capítulo 4** aborda o estudo experimental da renormalização de energia de mágnon na granada de ferro e ítrio (YIG). Ao longo do capítulo é apresentada uma descrição mais detalhada da estrutura do YIG e suas propriedades, teoria para interação de mágnons e a construção de um instrumento especialmente desenhado para a realização de

medidas de espalhamento Brillouin de luz perante a variação de temperatura na amostra.

No **Capítulo 5** serão tratados materiais com ordenamento antiferromagnético. As seções iniciais tratarão da teoria de mágnon nessa fase e dois tipos especiais de antiferromagnetos: o CuMnAs(plano fácil) e o IrMn₃(rede de kagome). Na seção final serão abordados os resultados obtidos para esses dois antiferros por meio de técnicas de espalhamento inelástico de luz.

O **Capítulo 6** expõe o experimento de bombeamento de fônons por corrente de spin, detectado por espalhamento Brillouin de luz. Na parte inicial do capítulo se apresenta uma breve teoria dos fenômenos físicos envolvidos e a seção final trata dos resultados.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Em 1895 Pierre Curie já realizava experimentos para estudar a dependência da magnetização com a temperatura e campo magnético externo em materiais ferromagnéticos. Embora se conhecesse o ferromagnetismo, não se conseguia explicar sua origem. A primeira tentativa foi feita por Pierre Weiss[17]. Com a sua teoria do campo molecular, ele conseguiu o progresso de estabelecer um vínculo entre o postulado campo magnético interno H_m , chamado também de campo de Weiss ou campo de exchange, e a magnetização. Sua teoria foi importante mas havia um problema quanto à magnitude do campo postulado, sendo estimado em 10^7Oe , um valor irreal comparado ao campo de interação dipolar. À luz da teoria do eletromagnetismo esse campo também implicava em correntes elétricas bastante altas presentes no meio. O entendimento final da presença do magnetismo em meio material só veio com o surgimento da mecânica quântica moderna.

Nesse capítulo os comportamentos macroscópicos da magnetização serão conectados às descrições microscópicas, com aproximações clássicas, e posteriormente com a descrição quântica. Por fim, serão apresentados formalismos mais avançados para explicar a emergência de fenômenos coletivos da magnetização, as ondas de spin, e seus quanta, os mágnons.

2.1 O momento magnético

Para o caso magnetoestático ($\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$) a equação de Ampère-Maxwell em (1.1) reduz-se à lei de Ampère. Assim, as duas equações para a densidade de fluxo magnético no vácuo são escritas, utilizando a relação constitutiva para o campos \mathbf{B} e \mathbf{H} , como

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.1a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.1b)$$

Devido ao campo \mathbf{B} ser solenoidal, pelo teorema da decomposição de Helmholtz, escreve-se o vetor densidade de fluxo magnético como o rotacional de um potencial vetor¹

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}(\mathbf{x}) \quad (2.2)$$

e desta maneira é escrita, em forma integral, a expressão mais geral para o potencial vetor como

¹ Em eletromagnetismo é sempre útil definir potenciais para campos elétricos e magnéticos. Os potenciais se tornam úteis no tratamento da eletrostática e ainda mais no tratamento da eletrodinâmica, onde equações de onda são escritas em termos dos potenciais elétrico e potencial vetor magnético.

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3x' + \nabla\Xi(\mathbf{x}) \quad (2.3)$$

onde Ξ é uma função escalar arbitrária. Entretanto, devido à escolha de calibre, no caso o calibre de Coulomb², existe a liberdade de escolher essa função como sendo uma constante, devido a estar sendo tratado o caso magnetoestático. Assim, o potencial vetor torna-se

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|} d^3x' \quad (2.4)$$

Para o caso de uma distribuição localizada de correntes, em uma região finita do espaço, ou seja, $|\mathbf{x}'| \ll |\mathbf{x}|$, expande-se o denominador da Eq.(2.4) e escrever o potencial vetor como uma expansão multipolar. Em termos das componentes, o potencial vetor é escrito como

$$A_i(\mathbf{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{1}{|\mathbf{x}|} \int J_i(\mathbf{x}') d^3x' + \frac{\mathbf{x}}{|\mathbf{x}|^3} \cdot \int J_i(\mathbf{x}')\mathbf{x}' d^3x' + \dots \right] \quad (2.5)$$

Por causa da equação (2.1b), o primeiro termo da expansão deve ser nulo e apenas o segundo contribui. Após algumas manipulações algébricas [18] obtém-se a expressão para o *momento magnético*

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} \int \mathbf{x}' \times \mathbf{J}(\mathbf{x}') d^3x' \quad (2.6)$$

e a variável intensiva *magnetização* ou *densidade de momento magnético* é definida como o momento magnético por unidade de volume

$$\mathbf{M}(\mathbf{x}) = \frac{1}{2}[\mathbf{x} \times \mathbf{J}(\mathbf{x})] \quad (2.7)$$

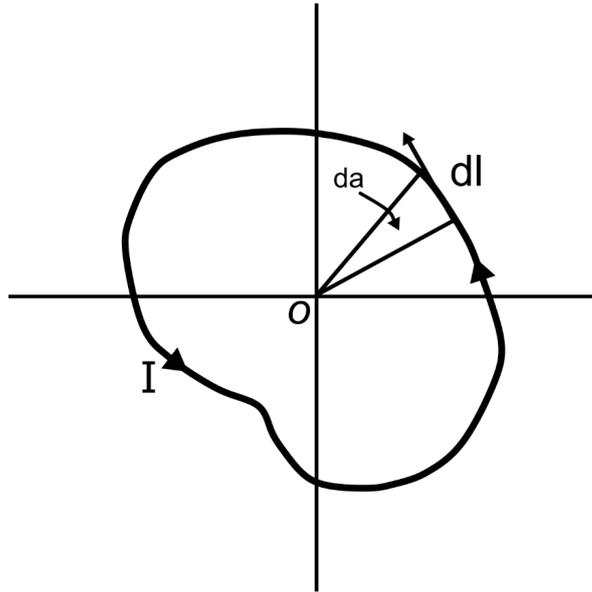
A expansão (2.5) e o momento magnético (2.6) fornecem a densidade de fluxo magnético e o momento magnético para qualquer distribuição de corrente. Um caso particular é encontrado se a corrente de carga descrever uma linha fechada, em um plano Fig.(2). Essa geometria particular fornece a expressão para o momento magnético, fazendo com que a Eq.(2.6) possa ser escrita como

$$\mathbf{m} = \frac{I}{2} \oint \mathbf{x} \times d\mathbf{l} \quad (2.8)$$

A integral acima representa a área englobada pelo circuito, fornecendo um momento magnético expressado por $|\mathbf{m}| = IA$, onde A é a área englobada pelo circuito e I é

² O calibre de Coulomb $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ somado ao caso magnetoestático $\nabla \cdot \mathbf{J} = 0$ implicará que $\nabla^2\Xi = 0$ e isso resultará em Ξ ser uma constante.

Figura 2 – Circuito fechado de corrente. O momento magnético será o mesmo, independentemente da forma do circuito, dependendo apenas da área englobada por ele. \mathbf{I} representa o vetor corrente. $d\mathbf{l}$ e da , representam os elementos de linha e de área, respectivamente.



Fonte: O autor.

a corrente que circula por ele. A passagem do contínuo para o discreto pode ser feita escrevendo-se o vetor densidade de corrente como uma soma de deltas de Dirac na posição e a versão discreta da Eq.(2.6) apresenta-se como

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} \sum_i q \mathbf{x}_i \times \mathbf{v}_i \quad (2.9)$$

onde q é a carga da partícula e v , a sua velocidade. Na mecânica clássica o momento angular de uma partícula é definido pela equação

$$\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{x}_i \times \mathbf{p}_i \quad (2.10)$$

Substituindo a Eq.(2.10) na Eq.(2.9), obtém-se

$$\mathbf{m} = \frac{q}{2m} \mathbf{L} \quad (2.11)$$

Embora equação (2.11) estabeleça uma conexão clássica entre o momento magnético de uma partícula e o seu momento angular, ela ainda é válida para o caso de a partícula ser o elétron. Desta forma, é possível substituir a carga q pela carga do elétron e . Utilizando ainda o magneton de Bohr, definido por $\mu_b = e\hbar/2m_e$, onde \hbar é a constante de Planck dividida por 2π e m_e é a massa do elétron, chega-se à expressão entre o momento angular e o momento magnético para o elétron

$$\mathbf{m} = \frac{g_L \mu_b}{\hbar} \mathbf{L} \quad (2.12)$$

onde o fator g_L é denominado fator giromagnético. Neste caso $g_L = 1$ e é inserido apenas por questão de simetria para quando for considerado o momento magnético intrínseco do elétron.

Ao ser submetido a um densidade de fluxo magnético, o momento de dipolo magnético sofre um torque dado por

$$\mathbf{N} = \mathbf{m} \times \mathbf{B} \quad (2.13)$$

tendendo a alinhar-se a densidade de fluxo magnético \mathbf{B} . Na seção 2.3 será visto em mais detalhes que esse comportamento irá gerar uma dinâmica na magnetização, sendo possível explicar diversas propriedades magnéticas. Substituindo a Eq. (2.12) na Eq. (2.13) e sabendo que o torque pode ser escrito como a derivada temporal do momento angular, escreve-se a expressão

$$\frac{d\mathbf{L}}{dt} = \frac{g_L \mu_b}{\hbar} L B \sin\theta \quad (2.14)$$

Fazendo uso da geometria da Fig.(3) é possível obter a equação

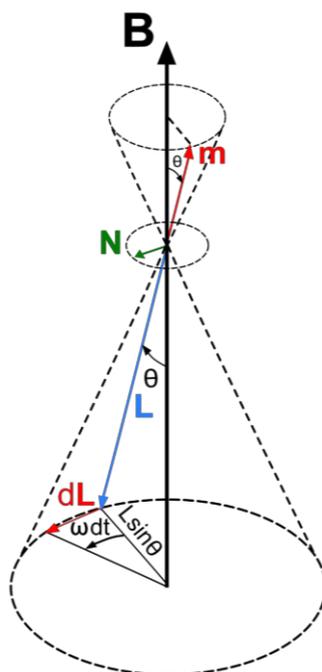
$$\boldsymbol{\omega} = \frac{g_L \mu_b}{\hbar} \mathbf{B} \quad (2.15)$$

indicando que o sentido da precessão é na direção de \mathbf{B} . Este fenômeno é chamado de *precessão de Larmor* e a Eq.(2.15) é chamada de **frequência de Larmor**. Este fenômeno servirá de base para tratar do caso da ressonância ferromagnética na seção 2.4.

Na expressão (2.12), que foi derivada classicamente, não existe nenhuma restrição à continuidade do momento angular, portanto \mathbf{L} pode assumir qualquer valor. Entretanto, com o desenvolvimento da antiga mecânica quântica, surgiram questões que a mecânica clássica não conseguia explicar, como os espectros de emissão dos átomos. Numa tentativa de explicar tais linhas, Bohr lançou, em um dos postulados de seu modelo atômico, a quantização do momento angular, afirmando que este poderia admitir apenas valores discretos. Mais tarde Sommerfeld propôs também um modelo para explicar o comportamento discreto das linhas espectrais.

Em 1921, Otto Stern fez uma proposta [19] para examinar experimentalmente a quantização do momento angular perante um campo magnético. Ele pretendia decidir de maneira inequívoca se o momento magnético seguia a previsão clássica ou a quântica. Com a colaboração de Walther Gerlach o experimento [20] foi realizado em 1922. Uma

Figura 3 – Um dipolo magnético \mathbf{m} ao ser colocado na presença de uma densidade de fluxo magnético \mathbf{B} sofre um torque, que altera o momento angular \mathbf{L} , fazendo com que a partícula realize um movimento de precessão.



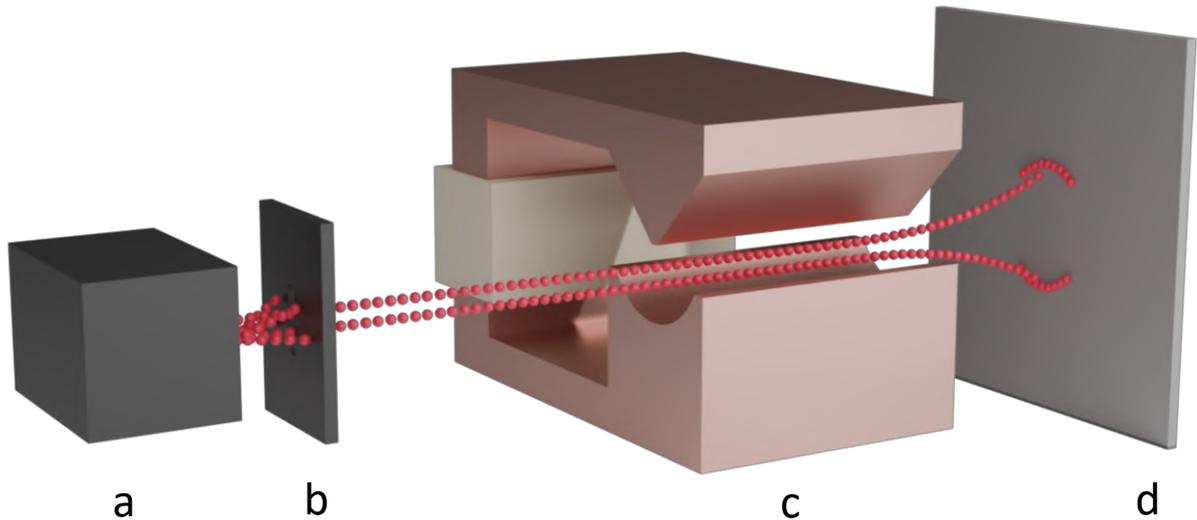
Fonte: O autor.

representação do experimento é apresentada na Fig.(4). Átomos de prata³ foram aquecidos em um forno, liberando um feixe molecular colimado e direcionado a uma região com um campo magnético não uniforme. Após passar pela região do campo magnético não uniforme, o feixe incidia em um anteparo onde os átomos seriam depositados. A utilização desta configuração de campo tem o objetivo de evidenciar a distribuição de dipolos magnéticos no feixe de átomos. Uma forma pictórica de entender como ocorre a seleção é imaginar um elétron descrevendo uma órbita circular em meio a um campo magnético convergente Fig.(5b). Como o elétron tem carga elétrica negativa, devido a força de Lorentz, o vetor força estará apontando para fora da órbita e a componente resultante, na direção das linhas de campo, apontam para cima. Isso seria equivalente ao dipolo magnético da Fig.(5a). Caso a corrente esteja em sentido contrário, o vetor força apontaria para dentro e o dipolo magnético equivalente teria polaridade oposta e portanto as partículas seriam defletidas para baixo, diferentemente do caso anterior, na qual elas eram defletidas para cima.

O resultado classicamente esperado seria uma banda contínua, o que demonstraria a continuidade da grandeza momento magnético. Entretanto o resultado obtido foi uma imagem com duas componentes simétricas em torno do eixo $z = 0$, mostrando que, de fato, o momento magnético seria discreto. Contudo o resultado não poderia ser explicado pela a velha teoria quântica da época.

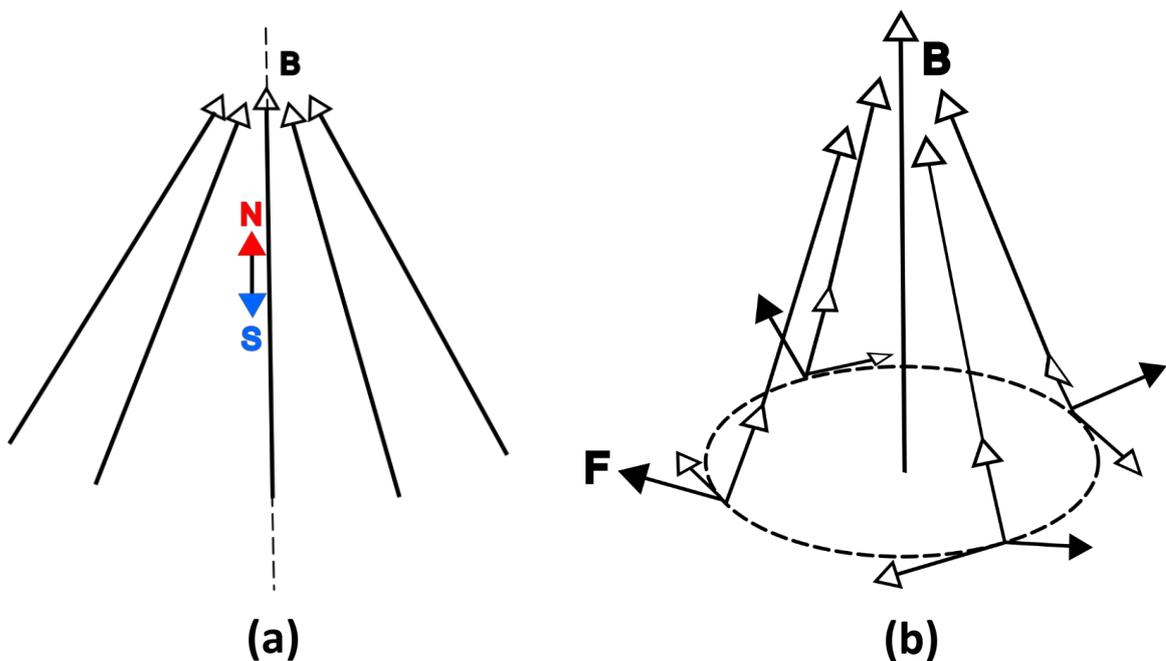
³ Os átomos de prata foram propositalmente escolhidos pois tem 1 elétron em seu último orbital $[Kr]4d^{10}5s^1$, se comportando como um único elétron.

Figura 4 – Em (a) está representado um forno no qual o elemento químico prata era aquecido até vaporizar-se. Ao adquirir energia cinética suficiente, estes átomos eram ejetados e passavam por um colimador (b) onde eram colimados e direcionados a um eletroímã (c) com um dos polos em formato de cunha, formando um campo magnético não uniforme. Durante o percurso, os átomos com spins diferentes eram defletidos e impressionavam o anteparo (d).



Fonte: O autor.

Figura 5 – Em (a) vê-se um dipolo magnético na presença de um campo magnético não uniforme, convergente. A força magnética sofrida pelo dipolo não é a mesma, havendo um movimento de translação em relação ao eixo do campo. Em (b), uma analogia de um dipolo magnético gerado por uma corrente eletrônica. Pela disposição vetorial, é observado haver uma força líquida apontando na direção do campo magnético.



Fonte: O autor.

Embora as novas abordagens para a mecânica quântica de Werner Heisenberg e Erwin Schrödinger tenham sido extremamente bem sucedidas, elas ainda não conseguiam explicar o experimento de Stern-Gerlach. A equação de Schrödinger [21] apenas fornecia três números quânticos (n, l, m_l) . O *número quântico azimutal* assumia os valores inteiros $l = 0, 1, 2, \dots, n-1$, onde $n \in \mathbb{N}^*$ é o *número quântico principal*. Como o orbital 5s do último elétron do átomo de prata tem momento angular nulo, a separação não era explicada. Entretanto, devido à equação de Schrödinger, já se sabia que os autovalores de L^2 são $\hbar^2 l(l+1)$ e os autovalores de sua projeção na coordenada z são $L_z = \hbar m_l$, de tal modo a ser possível escrever a Eq.(2.12) na forma

$$m^l = g_L \mu_b \sqrt{l(l+1)} \quad (2.16)$$

A proposta que explicou definitivamente os dois autovalores do momento magnético para o elétron foi a apresentada por S.Goudsmit e G.E.Uhlenbeck [22] em 1926, na qual os dois propunham um novo momento magnético intrínseco ao elétron: o *número quântico de spin*. De forma semelhante ao momento magnético angular, os autovalores de S^2 são $\hbar^2 s(s+1)$, e os autovalores de sua projeção na coordenada z são $S_z = \hbar m_s$. Para o caso particular do elétron, $m_s = \pm 1/2$. De forma semelhante, escreve-se o momento de dipolo de spin

$$m^s = g_s \mu_b \sqrt{s(s+1)} \quad (2.17)$$

onde g_s é o fator giromagnético para o spin. Como \mathbf{L}^2 e \mathbf{S}^2 são momentos angulares, escreve-se a sua soma como

$$\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S} \quad (2.18)$$

e o momento magnético total como

$$\mathbf{m} = g_j \mu_b (\mathbf{L} + \mathbf{S}) \quad (2.19)$$

ou ainda

$$\mathbf{m} = \gamma \mathbf{J} \quad (2.20)$$

onde g_j é o fator de Landé⁴, também conhecido por fator giromagnético, γ .

A discussão sobre o momento de dipolo magnético serviu para elucidar suas propriedades e natureza, mas de agora em diante não será interessante observar o momento

⁴ O fator giromagnético ou fator de Landé é a constante que conecta o momento magnético e orbital de uma partícula. Para o elétron, $g_L = 1$ e $g_S \approx 2$. $g_j = 1 + \frac{j(j+1) - l(l+1) + s(s+1)}{2j(j+1)}$

de dipolo pois ele diz respeito a um elétron. É mais útil, e será a ideia chave daqui para a frente, observar comportamentos macroscópicos e coletivos.

A magnetização, já definida na Eq.(2.7), pode ser vista de maneira mais geral como uma função espacial e temporal. Se o volume integrado for na escala inferior a nanômetros e o tempo for inferior a nanosegundos, a função $\mathbf{M}(\mathbf{x}, t)$ irá flutuar bastante em sua amplitude e no tempo. Entretanto fazendo a média temporal $\langle \mathbf{M}(\mathbf{x}, t) \rangle$, na ordem de microsegundos, é possível tratar apenas da variação espacial $\mathbf{M}(\mathbf{x})$. Considerando ainda a aproximação que a magnetização varia muito suavemente no espaço, é possível usar a *aproximação de meio contínuo* para escrever

$$\mathbf{M} = \frac{1}{V} \sum_i \mathbf{m}_i \quad (2.21)$$

onde V é o volume em que a média foi obtida e \mathbf{m}_i é o i -ésimo momento de dipolo magnético.

2.2 Campo de desmagnetização

Considerando o caso magnetoestático e com $\mathbf{J} = 0$, a equação de Ampère-Maxwell Eq.(1.1) se reduz a

$$\nabla \times \mathbf{H} = 0 \quad (2.22)$$

e desta forma chega-se a definir um potencial escalar tal que

$$\mathbf{H} = -\nabla \Phi_M \quad (2.23)$$

Utilizando a relação constitutiva $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$ e a não existência de monopolo magnético Eq.(1.1) escreve-se

$$\mu_0 \nabla \cdot (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = 0 \quad (2.24)$$

de tal maneira a se obter a equação de Poisson

$$\nabla^2 \Phi_M = -\rho_M \quad (2.25)$$

Onde foi utilizada a definição

$$\rho_M = -\nabla \cdot \mathbf{M} \quad (2.26)$$

como a *densidade volumétrica de carga magnética*.⁵ Como um volume no espaço define uma superfície, é possível ainda definir, utilizando o teorema da divergência, uma *densidade superficial de carga magnética* efetiva⁶

$$\sigma_M = \hat{n} \cdot \mathbf{M} \quad (2.27)$$

Essas cargas descompensadas formam um campo magnético⁷ interno e oposto ao campo magnético aplicado. Se uma amostra é uniformemente magnetizada e a sua geometria é elipsoidal, o campo de desmagnetização \mathbf{H}_d será uniforme Fig.(6). Para casos gerais, ele irá ter dependência com *tensor de desmagnetização* N_{ij} , escrevendo-se

$$H_{d_i} = -N_{ij}M_j \quad (2.28)$$

onde foi utilizada a convenção de soma de Einstein e $i, j = x, y, z$. Em forma matricial o tensor de desmagnetização se apresenta como

$$N = \begin{pmatrix} N_{xx} & N_{xy} & N_{xz} \\ N_{yx} & N_{yy} & N_{yz} \\ N_{zx} & N_{zy} & N_{zz} \end{pmatrix}$$

Considerando ainda o centro do eixo do sistema de coordenadas com o centro do elipsoide, existe a possibilidade em fazer o tensor de desmagnetização se tornar diagonal

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

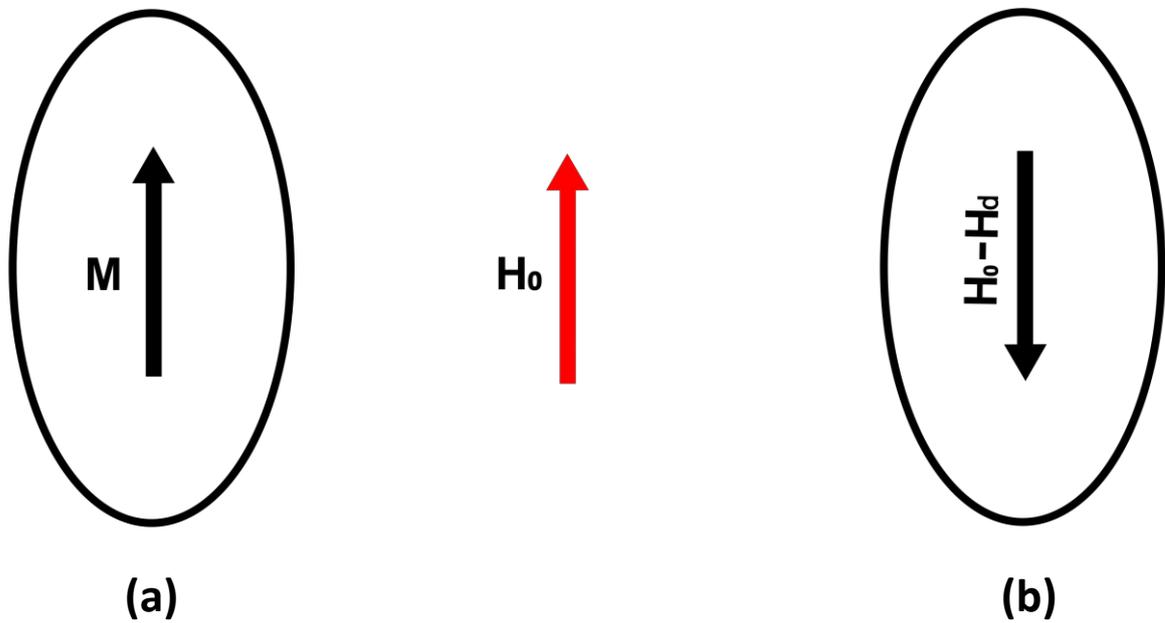
A matriz N tem traço unitário no SI ou 4π no CGS. As entradas (N_x, N_y, N_z) da matriz são chamadas de *fatores de desmagnetização*. O campo de desmagnetização para outras geometrias, mesmo com amostras uniformemente magnetizadas não é uniforme. Todavia, é possível fazer uma aproximação utilizando as simetrias dos sistema e se obter os fatores de desmagnetização para algumas geometrias como mostrado na Fig.(7). Alguns fatores de desmagnetização são encontrados por expressões analíticas e outras vezes via cálculo numérico [23–25].

⁵ Note que a definição é apenas uma forma de tratar matematicamente os momentos de dipolo descompensados. Falar em carga magnética por si só é uma inconsistência com as equações de Maxwell.

⁶ Da mesma forma feita para a densidade volumétrica de carga magnética, aqui também é apenas uma questão de tratamento matemático.

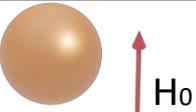
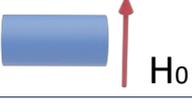
⁷ Serão tratados os campos \mathbf{B} e \mathbf{H} como campos magnéticos, embora a nomenclatura usual seja densidade de fluxo magnético e campo magnético, respectivamente.

Figura 6 – Um elipsoide (a) na presença de um campo magnético \mathbf{H}_0 é magnetizado uniformemente, desenvolvendo uma magnetização uniforme \mathbf{M} . Na superfície deste elipsoide (b) são gerados dipolos não compensados, produzindo um campo interno \mathbf{H}_d .



Fonte: O autor.

Figura 7 – Fatores de desmagnetização e frequências naturais de precessão para alguns sólidos submetidos a um campo magnético externo \mathbf{H}_0 . As expressões das frequências encontram-se no sistema CGS.

	Fatores de desmagnetização	Frequência
(a)	 $N_x = N_y = N_z = \frac{4\pi}{3}$	$\omega = \gamma H_0$
(b)	 $N_x = N_y = 2\pi; N_z = 0$	$\omega = \gamma(H_0 + 2\pi M)$
(c)	 $N_x = N_z = 2\pi; N_y = 0$	$\omega = \gamma\sqrt{H_0(H_0 - 2\pi M)}$
(d)	 $N_x = N_z = 0; N_y = 4\pi$	$\omega = \gamma\sqrt{H_0(H_0 + 4\pi M)}$
(e)	 $N_x = N_y = 0; N_z = 4\pi$	$\omega = \gamma(H_0 - 4\pi M)$

Fonte: Adaptado de [26].

2.3 Dinâmica da magnetização

Quando submetido a um campo magnético externo \mathbf{B} , o i -ésimo momento de dipolo magnético sofre um torque, escrito por

$$\mathbf{N}_i = \mathbf{m}_i \times \mathbf{B} \quad (2.29)$$

Da mecânica clássica é possível estabelecer a relação entre o torque e o momento angular

$$\mathbf{N}_i = \frac{d\mathbf{J}}{dt} \quad (2.30)$$

Por outro lado, substituindo a Eq.(2.20) na Eq.(2.30) e utilizando a Eq.(2.29) chega-se a escrever, para o i -ésimo momento de dipolo magnético

$$\frac{d\mathbf{m}_i}{dt} = -\gamma \mathbf{m}_i \times \mathbf{B} \quad (2.31)$$

e utilizando a aproximação de meio contínuo na Eq.(2.31) junto à relação constitutiva entre os campos \mathbf{B} e \mathbf{H} , escreve-se

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 \mathbf{M} \times \mathbf{H} \quad (2.32)$$

Esta é a equação de Landau-Lifschitz [27]. Esta equação descreve o comportamento de precessão da magnetização na presença de um campo magnético uniforme, assim como acontece com a precessão de Larmor. A Fig.(8) esquematiza o movimento de precessão.

É conveniente escrever a magnetização em coordenadas retangulares

$$\mathbf{M} = m_x(t) \hat{x} + m_y(t) \hat{y} + M_z \hat{z} \quad (2.33)$$

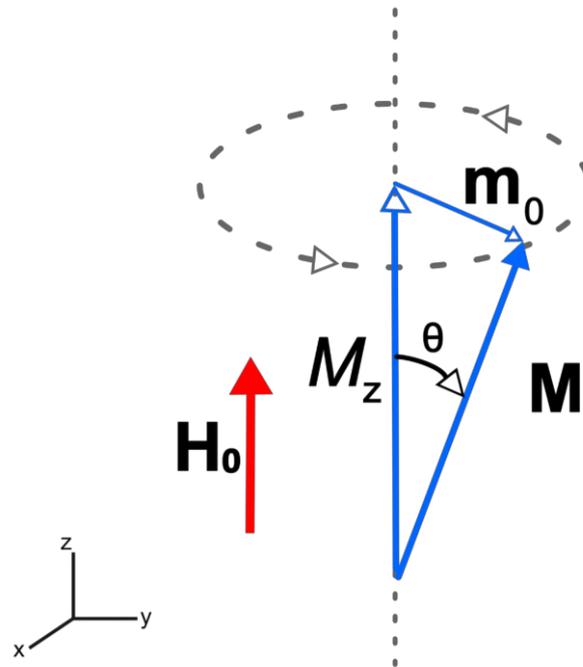
Como o ângulo θ é pequeno, pois são considerados pequenos desvios, as componentes em \hat{x} e em \hat{y} são bem menores que a componente em \hat{z} , desta forma $m_x, m_y \ll M_z$. Substituindo a Eq.(2.33) na Eq.(2.32), obtém-se

$$\frac{d}{dt} [m_x(t) \hat{x} + m_y(t) \hat{y} + M_z \hat{z}] = -\gamma \mu_0 [(m_x(t) \hat{x} + m_y(t) \hat{y} + M_z \hat{z}) \times H \hat{z}] \quad (2.34)$$

Separando as componentes escrevem-se as equações diferenciais para as componentes nas coordenadas x e y

$$\frac{dm_x}{dt} = -\gamma \mu_0 m_x H \quad \frac{dm_y}{dt} = \gamma \mu_0 m_y H \quad (2.35)$$

Figura 8 – A magnetização, na presença de um campo magnético externo, realiza um movimento de precessão em torno do eixo z. Se não houver amortecimento, o ângulo θ será constante no tempo. Para casos de amortecimento a precessão vai realizando uma trajetória espiral até se tornar coincidente com a direção do campo magnético.



Fonte: O autor.

cujas as soluções são obtidas pelas expressões

$$m_x(t) = m_0 \cos(\omega_0 t) \qquad m_y(t) = m_0 \sin(\omega_0 t) \qquad (2.36)$$

Se estas soluções forem substituídas nas equações (2.35), encontra-se a **frequência de precessão**

$$\omega_0 = \gamma \mu_0 H_0 \qquad (2.37)$$

Esta é a mesma frequência de Larmor (2.15) encontrada anteriormente, quando se considerava apenas um momento magnético, portanto é natural que a frequência macroscópica tenha a mesma forma. Esta é a frequência natural de precessão do sistema. No caso de haver alguma fonte externa, como por exemplo, um campo magnético alternado, a esta frequência será dada o nome de **frequência de ressonância**. Em unidades do SI, $\gamma = 2\pi \times 28 \text{ GHz/T}$ e no CGS, $\gamma = 2\pi \times 2,8 \text{ GHz/kOe}$.

Este caso é um tratamento ideal. A magnetização, ao ser perturbada por uma fonte externa ou por ruído térmico, não mantém o mesmo ângulo θ do cone de precessão. Existem efeitos de amortecimento ou relaxação e isso resultará em um $\theta(t)$ onde sua amplitude irá diminuindo até o equilíbrio e se afastará dele quando houver alguma outra

perturbação do meio. Na seção 2.7 haverá a introdução de um termo de amortecimento para se aproximar mais do caso real.

2.4 Ressonância magnética forçada por radiofrequência

É possível detectar a frequência natural de precessão da magnetização realizando um forçamento com um campo magnético externo alternado. Geralmente se faz esses experimentos em cavidades ressonantes ou microstriplines.

Concomitantemente ao campo magnético estático⁸ \mathbf{H} , Fig.(8), pode ser aplicado, perpendicularmente, um campo de radiofrequência com frequência angular ω de forma a resultar em um campo magnético efetivo dado por

$$\mathbf{H}(t) = (h_x \hat{x} + h_y \hat{y})e^{-i\omega t} + H_0 \hat{z} \quad (2.38)$$

onde $h_x, h_y \ll H_0$. A magnetização pode ser escrita como na Eq. (2.33). Substituindo as equações (2.33) e (2.38) na Eq.(2.32), escreve-se

$$\frac{d}{dt} [m_x(t) \hat{x} + m_y(t) \hat{y} + M_z \hat{z}] = -\gamma\mu_0 [m_x(t) \hat{x} + m_y(t) \hat{y} + M_z \hat{z}] \times [(h_x \hat{x} + h_y \hat{y})e^{-i\omega t} + H_0 \hat{z}] \quad (2.39)$$

e separando as componentes, obtém-se as equações

$$\frac{dm_x(t)}{dt} = -\gamma\mu_0 [H_0 m_y(t) - M_z h_y e^{-i\omega t}] \quad (2.40)$$

$$\frac{dm_y(t)}{dt} = -\gamma\mu_0 [H_0 m_x(t) - M_z h_x e^{-i\omega t}]$$

O interesse está no regime estacionário, portanto as componentes x e y da magnetização podem ser escritas como

$$m_x(t) = m_x e^{-i\omega t} \quad m_y(t) = m_y e^{-i\omega t} \quad (2.41)$$

Substituindo as equações (2.41) nas equações em (2.40), chega-se ao sistema de equações

$$\begin{cases} -i\omega m_x = -\gamma\mu_0 H_0 m_y + \gamma\mu_0 h_y M_z \\ -i\omega m_y = \gamma\mu_0 H_0 m_x - \gamma\mu_0 h_x M_z \end{cases} \quad (2.42)$$

⁸ Às vezes também chamado de campo magnético DC, devido a não variar no tempo pois é gerado por uma corrente DC.

É possível identificar a frequência de Larmor $\omega_0 = \gamma\mu_0 H_0$ e definir $\omega_M \equiv \gamma\mu_0 M_z$, chegando, por conseguinte, ao sistema de equações

$$\begin{cases} -i\omega m_x = -\omega_0 m_y + \omega_0 h_y \\ -i\omega m_y = -\omega_0 m_x + \omega_0 h_x \end{cases} \quad (2.43)$$

As soluções do sistema (2.43) apresentarão variáveis com componentes misturadas, sugerindo a escrita das soluções em uma estrutura tensorial. Definindo o tensor de susceptibilidade magnética χ_{ij} , é possível escrever,

$$m_i = \chi_{ij} h_j \quad (2.44)$$

onde $i, j = x, y$ e a soma é sobre o índice repetido. A estrutura tensorial indica uma resposta nas duas componentes da magnetização, mesmo se o campo magnético for aplicado em apenas uma direção. Em termos experimentais essa característica é bastante útil pois podem ser feitos experimentos de ressonância ferromagnética utilizando apenas RF com polarização linear, experimentalmente mais fácil. Explicitando os termos de χ_{ij} , escreve-se

$$\begin{aligned} \chi_{xx}(\omega) = \chi_{yy}(\omega) &= \frac{\omega_0 \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2} \\ \chi_{yx}(\omega) = -\chi_{xy}(\omega) &= i \frac{\omega \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2} \end{aligned} \quad (2.45)$$

É possível ver que as expressões (2.45) implicam em a amplitude ir para o infinito quando a frequência de excitação tende à frequência natural de precessão $\omega \rightarrow \omega_0$, o que fisicamente não é plausível. Isso sugere haver algum mecanismo de amortecimento ou relaxação. Na seção 2.3 foi visto que as soluções para as componentes em x e y eram cossenos e senos, partes reais e imaginárias de uma solução exponencial complexa. É de utilidade a introdução de uma solução englobando o amortecimento se for feita a mudança $\omega_0 \rightarrow \omega_0 - i\eta$ na frequência de precessão. Isso é equivalente a introduzir um termo de decaimento exponencial com taxa de decaimento η nas soluções. Para o caso do subamortecimento, onde $\eta \ll \omega_0$, é permitido ainda escrever as equações (2.45) como

$$\begin{aligned} \chi_{xx}(\omega) = \chi_{yy}(\omega) &= \frac{\omega_0 \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2 - i2\omega_0 \eta} \\ \chi_{yx}(\omega) = -\chi_{xy}(\omega) &= i \frac{\omega \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2 - i2\omega_0 \eta} \end{aligned} \quad (2.46)$$

Como a susceptibilidade é consideravelmente grande na região da ressonância, vale a aproximação $\omega \approx \omega_0$, o que implica em $\omega_0^2 - \omega^2 \approx 2\omega_0(\omega_0 - \omega)$. Desta forma, as componentes real χ' e imaginária χ'' da susceptibilidade se tornam

$$\chi'_{xx} = \chi'_{yy} = \frac{\omega_M(\omega_0 - \omega)/2}{(\omega_0 - \omega)^2 + \eta} \quad (2.47)$$

$$\chi''_{xx} = \chi''_{yy} = \frac{\omega_M\eta/2}{(\omega_0 - \omega)^2 + \eta}$$

Observa-se ainda a dependência da parte real Fig.(9a) e imaginária Fig.(9b) da susceptibilidade magnética em função do campo magnético externo aplicado. A outra opção seria deixar a dependência da susceptibilidade em função da frequência de micro-ondas. Geralmente, quando se quer medir uma ressonância ferromagnética, se mede em uma cavidade ressonante e esta tem uma frequência de ressonância fixa, dada pela geometria da cavidade [18]. Portanto variar o campo magnético é a única opção para esse tipo de medida. Para o caso de medidas com menos sensibilidade, opta-se pelo uso da microstripline, mas mesmo assim variar a frequência é sempre algo mais complicado pois podem haver ressonâncias inerentes ao aparato experimental, dificultando a análise da ressonância na amostra.

A ressonância do sistema ocorre quando $\omega_0 = \omega$. Atendo-se ao gráfico da parte imaginária da susceptibilidade, pode-se extrair duas informações relevantes: o valor do campo magnético no qual a ressonância ocorre e a largura de linha.⁹ Esta parte é proporcional à potência absorvida pelo sistema, podendo ser medida em uma cavidade ressonante ou em uma microstripline. A largura de linha está intimamente ligada à fenômenos de relaxação do sistema, sendo estas duas conectadas pela seguinte relação de proporcionalidade

$$\Delta H = \frac{1}{\gamma} \eta \quad (2.48)$$

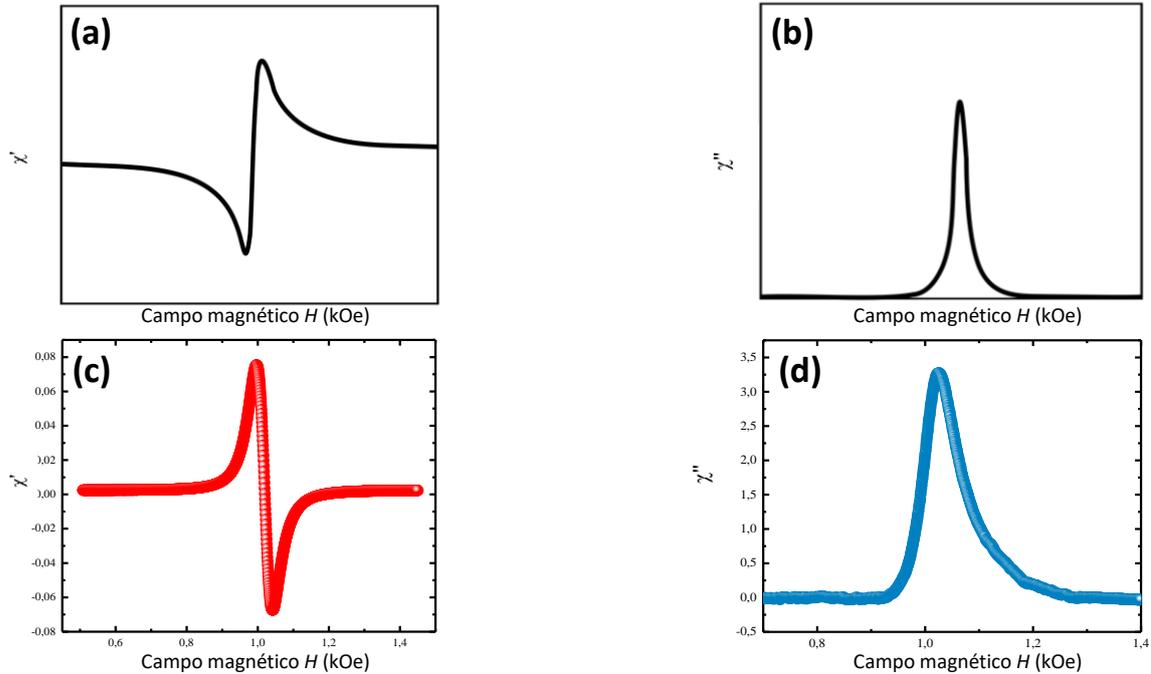
Onde ΔH é a largura de linha. Já a parte real tem ligação com a resposta da magnetização à excitação de micro-ondas, acarretando em uma fase entre as duas. Geralmente as medidas realizadas em experimentos de ressonância utilizam a técnica lock-in, sensível à diferença de fase, por isso é bastante comum ver essa parte da susceptibilidade.

2.5 Interação de exchange

É possível explicar comportamentos macroscópicos, ressonância ferromagnética e outros fenômenos magnéticos com a abordagem clássica para o momento magnético.

⁹ Definida como a HWHM, acrônimo do inglês (half width at half maximum). Este parâmetro é definido para definir a largura de uma distribuição

Figura 9 – (a) Parte real e (b) parte imaginária da susceptibilidade, obtidos numericamente. (c) Ressonância ferromagnética medida em uma cavidade ressonante com detecção lock-in e (d) sem detecção lock-in. Ambas as medidas foram feitas em uma amostra de Si/Py com frequência de micro-ondas de 9,42 GHz e a uma potência de 4,2 mW. Estas medidas estão associadas às partes real e imaginária da susceptibilidade, da esquerda para a direita, respectivamente.



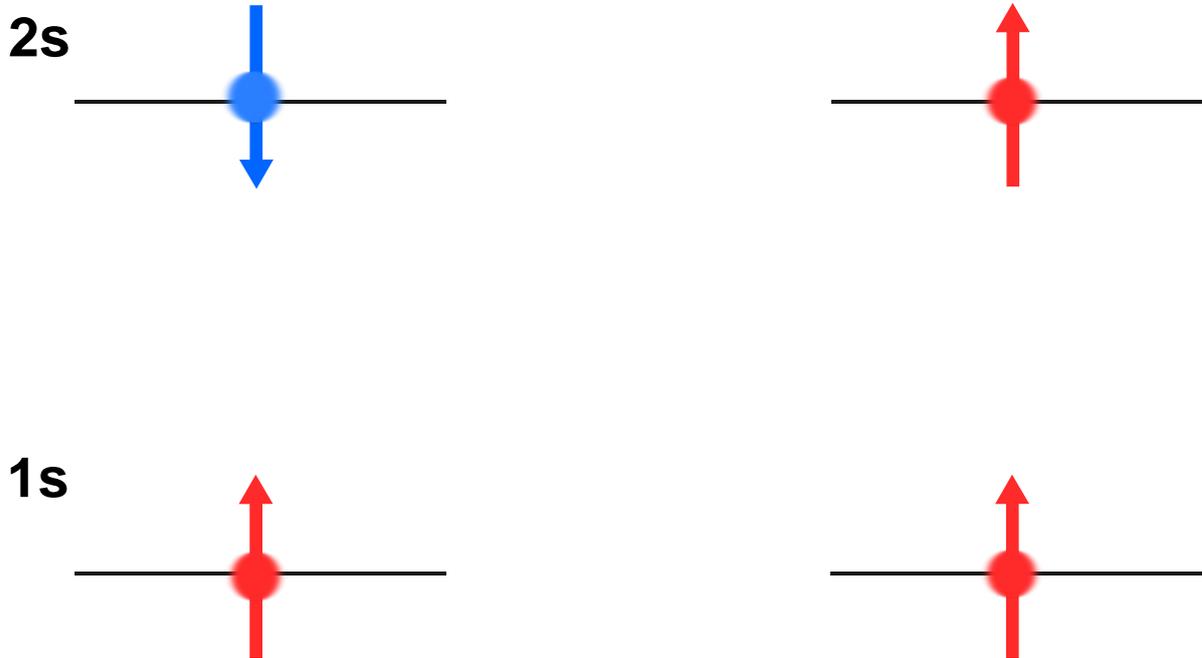
Fontes: Figuras (a) e (b), o autor. Figuras (c) e (d): cortesia de J.E. Abrão.

Não sendo preciso considerar a interação entre eles, como foi feito até esse momento. Entretanto é irrealístico considerar não haver interação entre os momentos magnéticos. A primeira tentativa teórica considerando que cada momento de dipolo magnético não está isolado e responde aos vizinhos foi feita por Pierre Weiss [17], onde ele definiu o *campo molecular* como sendo o campo magnético efetivo. Esse conceito ajudou a explicar alguns aspectos da ordem ferromagnética, entretanto, à luz do eletromagnetismo, exigia correntes elétricas de elevada ordem residindo no interior do material. Materiais com ordenamento *ferromagnético*, *antiferromagnético* e *ferrimagnético*, por exemplo, emergem das interações entre os momentos magnéticos, que só foram bem explicados com a teoria quântica, tendo Werner Heisenberg [28] oferecido importante contribuição.

A distribuição eletrônica para um átomo de dois elétrons no estado fundamental é $1s^2$. Pelo *princípio da exclusão de Pauli* esses dois elétrons só podem ter spins antiparalelos. Em um escopo mais geral, existe a possibilidade de considerar um destes elétrons no estado excitado, dispondo-os na configuração $1s^1 2s^1$ Fig.(10) tornando possível os spins estarem na configuração paralela ou antiparalela. Para esse sistema, o Hamiltoniano é escrito na forma

$$H = H_1 + H_2 + H_{12} \quad (2.49)$$

Figura 10 – Representação dos estados de spin de um sistema de dois níveis. Em (a) observa-se um arranjo antiferromagnético, implicando em um estado de spin antissimétrico, singleto. (b) Estado de spin simétrico, tripleto, em um ordenamento ferromagnético.



Fonte: O autor.

onde H_1 e H_2 são os operadores que englobam a energia cinética e a energia devido à interação de Coulomb entre o núcleo e os elétrons 1 e 2. Já H_{12} diz respeito à interação coulombiana entre os elétrons. De forma explícita os termos são

$$H_1 = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{\partial x_1^2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 x_1} \quad H_2 = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 x_2} \quad H_{12} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 x_{12}} \quad (2.50)$$

e a equação de Schrödinger é escrita como

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m_e} \left(\frac{\partial^2}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_2^2} \right) - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{x_1} + \frac{1}{x_2} \right) + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 x_{12}} \right] \Phi(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = E \Phi(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) \quad (2.51)$$

onde $|\mathbf{x}_1| = x_1$ e $|\mathbf{x}_2| = x_2$ são os vetores posição dos elétrons 1 e 2 e $|\mathbf{x}_{12}| = x_{12}$ é o vetor posição entre os dois elétrons. As soluções da Eq.(2.51) fornecem as soluções espaciais $\langle x|\Phi\rangle = \Phi(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$.

O elétron na mecânica quântica é tratado como uma partícula indistinguível. Na natureza um ensemble de N partículas indistinguíveis tem **estado global totalmente simétrico** ou **estado global totalmente antissimétrico**, correspondendo a **bósons** ou **férmions**, respectivamente. Este é o *postulado da simetrização* em mecânica quântica [29]. Sendo P_{ij} o operador de permutação, seu autovalor vai corresponder a $+1$ para partículas bosônicas e -1 para partículas fermiônicas.

$$P_{ij} |bosons\rangle = +N |bosons\rangle \quad P_{ij} |fermions\rangle = -N |fermions\rangle \quad (2.52)$$

O estado global $|\Psi\rangle$ é composto por uma parte espacial $|\Phi\rangle$ e uma parte de spin $|\chi\rangle$

$$|\Psi\rangle = |\chi\rangle |\Phi\rangle \quad (2.53)$$

Da Fig.(10), observa-se que se os spins estão no alinhamento paralelo, o seu estado de spin é simétrico (*tripletto*) e devido aos elétrons serem férmions, o estado global deve ser antissimétrico, implicando em um $|\Phi\rangle_{AS}$ antissimétrico [30]. Por outro lado, se os spins estão em alinhamento antiparalelo, o seu estado de spin é antissimétrico (*singletto*), implicando em um estado $|\Phi\rangle_S$ simétrico. Os estados simétricos e antissimétricos são escritos na seguinte forma

$$\Phi_{AS}(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\phi_{1s}(\mathbf{x}_1) \phi_{2s}(\mathbf{x}_2) - \phi_{2s}(\mathbf{x}_1) \phi_{1s}(\mathbf{x}_2)] \quad (2.54)$$

$$\Phi_S(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\phi_{1s}(\mathbf{x}_1) \phi_{2s}(\mathbf{x}_2) + \phi_{2s}(\mathbf{x}_1) \phi_{1s}(\mathbf{x}_2)] \quad (2.55)$$

A energia destes estados pode ser calculada

$$\begin{aligned} E &= \langle \Phi(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) | H | \Phi(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) \rangle = \\ &= \frac{1}{2} \left\langle \left[\phi_{1s}(\mathbf{x}_1) \phi_{2s}(\mathbf{x}_2) \pm \phi_{2s}(\mathbf{x}_1) \phi_{1s}(\mathbf{x}_2) \right] \left| H_1 + H_2 + H_{12} \right| \left[\phi_{1s}(\mathbf{x}_1) \phi_{2s}(\mathbf{x}_2) \pm \phi_{2s}(\mathbf{x}_1) \phi_{1s}(\mathbf{x}_2) \right] \right\rangle \end{aligned} \quad (2.56)$$

desenvolvendo os termos chega-se a

$$\begin{aligned} E_1 &= \langle \phi_{1s}(\mathbf{x}_1) | H_1 | \phi_{1s}(\mathbf{x}_1) \rangle = \langle \phi_{1s}(\mathbf{x}_2) | H_2 | \phi_{1s}(\mathbf{x}_2) \rangle \\ E_2 &= \langle \phi_{2s}(\mathbf{x}_1) | H_1 | \phi_{2s}(\mathbf{x}_1) \rangle = \langle \phi_{2s}(\mathbf{x}_2) | H_2 | \phi_{2s}(\mathbf{x}_2) \rangle \\ U &= \langle \phi_{1s}(\mathbf{x}_1) \phi_{2s}(\mathbf{x}_2) | H_{12} | \phi_{1s}(\mathbf{x}_1) \phi_{2s}(\mathbf{x}_2) \rangle = \langle \phi_{2s}(\mathbf{x}_1) \phi_{1s}(\mathbf{x}_2) | H_{12} | \phi_{2s}(\mathbf{x}_1) \phi_{1s}(\mathbf{x}_2) \rangle \\ J &= \langle \phi_{1s}(\mathbf{x}_1) \phi_{2s}(\mathbf{x}_2) | H_{12} | \phi_{2s}(\mathbf{x}_1) \phi_{1s}(\mathbf{x}_2) \rangle = \langle \phi_{2s}(\mathbf{x}_1) \phi_{1s}(\mathbf{x}_2) | H_{12} | \phi_{1s}(\mathbf{x}_1) \phi_{2s}(\mathbf{x}_2) \rangle \end{aligned} \quad (2.57)$$

onde E_1 e E_2 são as energias do orbital 1s e 2s, respectivamente. U é a anergia coulombiana, interação entre as densidades eletrônicas, e J é a energia da **interação de exchange**, que é puramente quanto-mecânica e reside na indistinguibilidade das partículas e do

postulado da quantização. Esta interação será responsável pelos ordenamentos (ferri, ferro e antiferro)magnéticos. A energia total é escrita como a soma das energias da Eq.(2.57)

$$E = E_1 + E_2 + U \pm J \quad (2.58)$$

O ordenamento paralelo (simétrico no estado de spin) corresponde ao sinal (-) no termo de exchange da Eq.(2.58). Já o ordenamento antiparalelo (antissimétrico no estado de spin) corresponde ao sinal (+). Se forem escritas as energias de exchange para os ordenamentos, obtém-se

$$\begin{aligned} E_{exc}(F) &= \frac{1}{2} \left[- \langle \phi_{1s}(\mathbf{x}_1) \phi_{2s}(\mathbf{x}_2) | H_{12} | \phi_{2s}(\mathbf{x}_1) \phi_{1s}(\mathbf{x}_2) \rangle - \langle \phi_{2s}(\mathbf{x}_1) \phi_{1s}(\mathbf{x}_2) | H_{12} | \phi_{1s}(\mathbf{x}_1) \phi_{2s}(\mathbf{x}_2) \rangle \right] \\ E_{exc}(AF) &= \frac{1}{2} \left[\langle \phi_{1s}(\mathbf{x}_1) \phi_{2s}(\mathbf{x}_2) | H_{12} | \phi_{2s}(\mathbf{x}_1) \phi_{1s}(\mathbf{x}_2) \rangle + \langle \phi_{2s}(\mathbf{x}_1) \phi_{1s}(\mathbf{x}_2) | H_{12} | \phi_{1s}(\mathbf{x}_1) \phi_{2s}(\mathbf{x}_2) \rangle \right] \end{aligned} \quad (2.59)$$

A diferença entre as energias dos dois ordenamentos pode ser definido como

$$\Delta E \equiv E_{exc}(AF) - E_{exc}(F) = J - (-J) = 2J \quad (2.60)$$

Existem duas possibilidades de definir o sinal para J

$$\begin{cases} J > 0 \Rightarrow \Delta E > 0 \implies \text{Ordem ferromagnética é a de menor energia.} \\ J < 0 \Rightarrow \Delta E < 0 \implies \text{Ordem antiferromagnética é a de menor energia.} \end{cases} \quad (2.61)$$

Será usada a convenção $J > 0$ para indicar uma interação ferromagnética e $J < 0$ para uma interação antiferromagnética. Uma outra forma de expressar a energia de exchange para um sistema de N partículas é escrever o Hamiltoniano de Heisenberg

$$\mathcal{H}_{exc} = -2 \frac{\mathcal{J}}{\hbar^2} \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 \quad (2.62)$$

Este Hamiltoniano de Heisenberg será utilizado de agora em diante para descrever um sistema de spins. Para não carregar as expressões com muitas constantes, de agora em diante o \hbar será omitido e incorporado ao autovalor S do spin.

2.6 FMR com efeito de campo de desmagnetização

Na seção 2.2 foi visto que ao expor uma amostra magnetizável a um campo magnético, surge um campo interno devido à descompensação dos momentos de dipolo

na superfície. Desta forma, ao invés de haver o campo H_0 haverá um campo magnético efetivo [30]

$$\mathbf{H}_{int} \equiv \mathbf{H}_0 - \mathbf{H}_d \quad (2.63)$$

Considerando o campo externo na direção \hat{z} e os eixos de simetria da amostra coincidentes com os eixos do sistema de coordenadas, a Eq.(2.63) se torna

$$\mathbf{H}_{int} = H_0 \hat{z} - N_x m_x(t) \hat{x} - N_y m_y(t) \hat{y} - N_z M \hat{z} \quad (2.64)$$

Onde foi utilizado $M \approx M_z$. Substituindo esta equação na equação de Landau-Lifschitz (2.32), escreve-se

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left[m_x(t) \hat{x} + m_y(t) \hat{y} + M \hat{z} \right] &= -\gamma_0 \mu_0 \left[m_x(t) \hat{x} + m_y(t) \hat{y} + M \hat{z} \right] \\ &\times \left[-N_x m_x(t) \hat{x} - N_y m_y(t) \hat{y} + (H_0 - N_z M) \hat{z} \right] \end{aligned} \quad (2.65)$$

Desenvolvendo a equação acima se chega no sistema de equações diferenciais

$$\frac{d}{dt} m_x(t) = -\gamma_0 \mu_0 \left[H_0 + (N_y - N_z) M \right] \quad \frac{d}{dt} m_y(t) = \gamma_0 \mu_0 \left[H_0 + (N_x - N_z) M \right] \quad (2.66)$$

Cuja a solução resulta na frequência de precessão

$$\omega_0 = \gamma_0 \mu_0 \left[H_0 + (N_x - N_z) M \right]^{1/2} \left[H_0 + (N_y - N_z) M \right]^{1/2} \quad (2.67)$$

A equação (2.67) é conhecida como **equação de Kittel**. Ela representa a frequência do modo uniforme de precessão. Um caso notável é para a esfera, no qual os fatores de desmagnetização são idênticos Fig.(7) e como já esperado, devido à simetria, a frequência de precessão é idêntica à Eq.(2.37). Outro caso notável é para filmes finos, onde os fatores de desmagnetização são dados pelo caso (d) da Fig.(7). Essa configuração é bastante utilizada em medidas de ressonância ferromagnética realizadas em cavidades. Para o caso, obtém-se a frequência de ressonância

$$\omega = \gamma_0 \mu_0 \left[H_0 (H_0 + M) \right]^{1/2} \quad \omega = \gamma \left[H_0 (H_0 + 4\pi M) \right]^{1/2} \quad (2.68)$$

Onde a equação da esquerda está no SI e a da direita está no CGS.

2.7 Ressonância ferromagnética com amortecimento

A seção 2.3 tratou do caso paramagnético, no qual não havia interação entre os momentos magnéticos. Recentemente foi visto na seção 2.5 que os spins¹⁰ sofrem uma interação, a interação de exchange, e por causa dela a fase ferromagnética se torna possível. A equação (2.32), embora deduzida sem considerar a interação de exchange é ainda válida para a descrição da magnetização no ordenamento ferromagnético pois em termos macroscópicos, as interações microscópicas são abstraídas. No contexto do ferromagnetismo será introduzida a relaxação da magnetização.

A maneira usual é introduzir um termo de amortecimento na Eq.(2.32). Isto foi feito por Gilbert [31]

$$\frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} = -\gamma\mu_0 \mathbf{M}(t) \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M}(t) \times \frac{d\mathbf{M}(t)}{dt} \quad (2.69)$$

onde \mathbf{H}_{eff} é o campo magnético efetivo no qual podem haver efeitos do campo de desmagnetização e campo dipolar e α é o chamado *parâmetro de amortecimento de Gilbert*. Uma forma útil de se escrever a magnetização é na forma apresentada na Eq.(2.33) encapsulando a dependência temporal na função $e^{-i\omega t}$. Considerando ainda M_z , a projeção da magnetização no eixo \hat{z} , como sendo constante e muito maior que as componentes oscilantes $m_x(t)$ e $m_y(t)$, propõe-se a solução para (2.69) como

$$\mathbf{M}(t) = (m_x \hat{x} + m_y \hat{y})e^{-i\omega t} + M_z \hat{z} \quad (2.70)$$

Substituindo (2.70) na Eq.(2.69), escreve-se

$$\begin{aligned} -i\omega(m_x \hat{x} + m_y \hat{y})e^{-i\omega t} = & -\gamma\mu_0 [(m_x \hat{x} + m_y \hat{y})e^{-i\omega t} + M_z \hat{z}] \times H_0 \hat{z} + \\ & + \frac{\alpha}{M} \left\{ [(m_x \hat{x} + m_y \hat{y})e^{-i\omega t} + M_z \hat{z}] \times \left[-i\omega(m_x \hat{x} + m_y \hat{y})e^{-i\omega t} \right] \right\} \end{aligned} \quad (2.71)$$

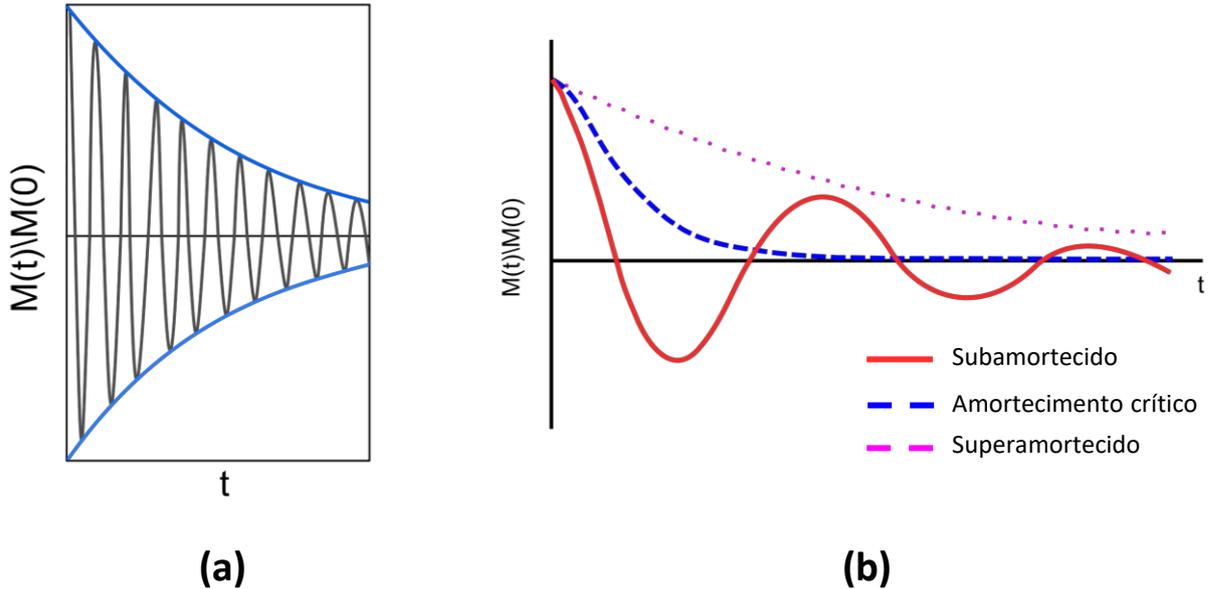
desenvolvendo a Eq.(2.71), considerando $M_z = M$ e sabendo que a frequência de Larmor é $\omega_0 = \gamma\mu_0 H_0$, obtém-se o sistema de equações

$$\begin{cases} -i\omega m_x = -\omega_0 m_y + i\alpha\omega m_y \\ -i\omega m_y = \omega_0 m_x - i\alpha\omega m_x \end{cases} \quad (2.72)$$

A solução do sistema de equações (2.72) é obtido se impondo $m_x = -im_y$ e $\omega' = \omega_0 - i\alpha\omega$, onde $\omega' \rightarrow \omega$ será a nova frequência de precessão. Desta forma a magnetização sofre um

¹⁰ O momento magnético, como já visto, é composto pela parcela ligada ao momento angular orbital e outra ligada ao momento de spin. O mais relevante terminará sendo o spin.

Figura 11 – (a) Amplitude da magnetização sob a envoltória que governa o amortecimento. Com o passar do tempo a magnetização tende a se alinhar na direção do campo devido ao termo de Gilbert. (b) Tipos de amortecimento sob as quais a magnetização pode estar sujeita.



Fonte: O autor.

torque em direção à posição de equilíbrio com uma variação temporal dada por $e^{-i\omega't}$. A parte $e^{-i\omega_0 t}$ corresponderá à oscilação de \mathbf{M} e $e^{-\alpha\omega t}$ será a envoltória que governará o decaimento da amplitude da magnetização, como mostrado na Fig.(11a).

A taxa de relaxação pode ser definida por $\beta \equiv \alpha\omega$. Observando ainda o parâmetro de amortecimento de Gilbert, a precessão da magnetização pode assumir três casos especiais

$$\begin{cases} \alpha < \omega_0 & \text{Subamortecimento} \\ \alpha = \omega_0 & \text{Amortecimento crítico} \\ \alpha > \omega_0 & \text{Superamortecimento} \end{cases} \quad (2.73)$$

O gráfico para cada um destes regimes de amortecimento é mostrado na Fig.(11b). É importante observar que $|\mathbf{M}(t)|$ é uma *constante de movimento* do sistema, pois se for feito o produto interno da Eq.(2.71) com a Eq.(2.70) irá se obter

$$\frac{d}{dt} |\mathbf{M}(t)|^2 = 0 \quad \rightarrow \quad |\mathbf{M}(t)| = \text{constante} \quad (2.74)$$

Desta forma, à medida que as componentes m_x e m_y diminuem, a componente M_z aumenta, de forma a manter o módulo do vetor magnetização constante. O parâmetro de Gilbert pode ser extraído, estabelecendo-se a seguinte relação com a largura de linha da ressonância ferromagnética

$$\Delta H = \alpha \frac{\omega_0}{\gamma} \quad (2.75)$$

Onde ω_0 é a frequência natural de precessão e ΔH é a largura de linha. O parâmetro de Gilbert é fundamental quando se deseja analisar a qualidade de uma amostra. Espécimes com alto amortecimento não servem, por exemplo, para experimentos onde se deseja chegar em um regime de auto-oscilação da magnetização pois o termo de anti-damping deverá ser tão intenso quanto o termo de Gilbert. O parâmetro de Gilbert pode ser extraído através do ajuste de medidas realizadas pela técnica de ressonância ferromagnética, por exemplo.

2.8 Ondas de spin de Bloch

Assim como as interações elementares em sólidos tem amplitudes quantizadas, chamadas de *fônons*, em materiais ferromagnéticos as excitações da magnetização (*ondas de spin*) são também quantizadas. À quantização das ondas de spin é dado o nome de *mágnons*. Neste primeiro momento serão apresentadas apenas as interações Zeeman e de exchange. Essa abordagem simplista já retornará bastante informação sobre sistemas ferromagnéticos.

Considerando um sistema de N spins submetido a um campo magnético estático $\mathbf{H} = H_0 \hat{z}$ Fig.(12), escreve-se o Hamiltoniano do sistema como

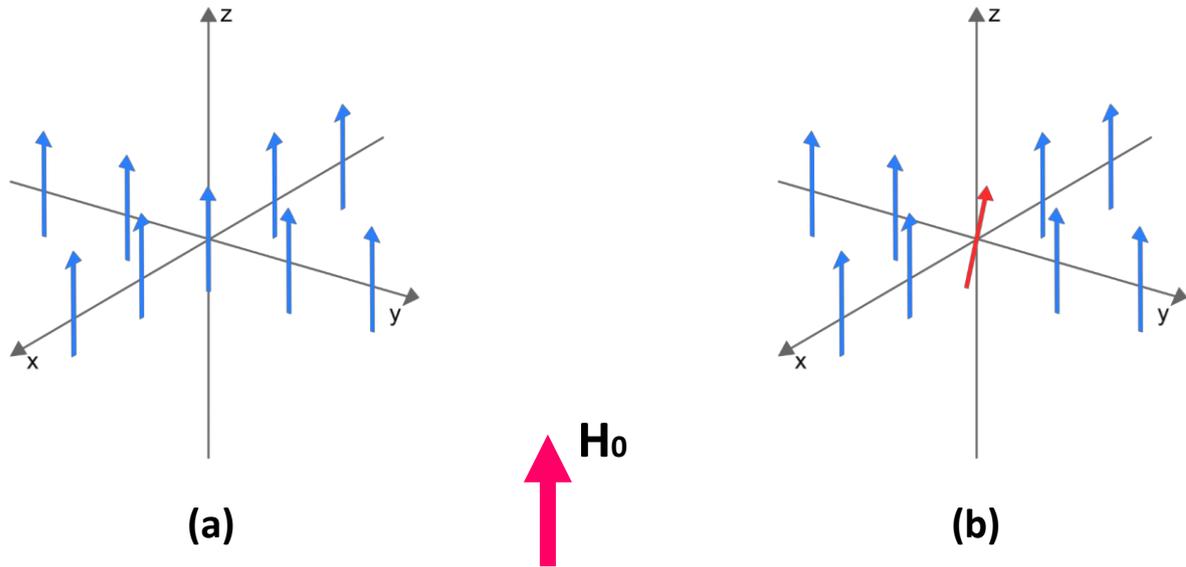
$$\mathcal{H} = -g\mu_B \sum_i H_0 S_i^z - 2 \sum_{i,\delta} \mathcal{J}_{i,i+\delta} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+\delta} \quad (2.76)$$

O primeiro somatório desta equação representa uma soma sobre todos os N spins do sistema, já o segundo somatório representa uma soma sobre os primeiros vizinhos. O símbolo δ se refere ao vetor posição entre um spin e seus vizinhos. A soma sobre os primeiros spins vizinhos é natural, visto que a interação de exchange não tem alcance sobre todo o sistema. O número de vizinhos dependerá da rede cristalina do material.

O tratamento correto para as ondas de spin é o quântico e o operador \mathbf{S}_i irá representar os operadores de spin no sítio i . Será útil representar o Hamiltoniano desse sistema como do tipo oscilador harmônico quântico. Desta forma, será conveniente escrevê-lo em termos dos operadores escada e do operador S_z , que é a componente do operador de spin na direção \hat{z} .

O spin é um momento angular em mecânica quântica e deve satisfazer as mesmas relações do momento angular, valendo a comutação $[S_k^\alpha, S_l^\beta] = i\hbar \epsilon_{\alpha\beta\gamma} \delta_{k,l} S_k^\gamma$, onde α e β são os índices representando as coordenadas retangulares. O delta de Kronecker é para assegurar a comutação para spins de subespaços de Hilbert diferentes. O conjunto dos autoestados $|s, m_s\rangle$ formam uma base comum a S^2 e S_z , pois $[S^2, S_z] = 0$. Desta forma chega-se a escrever as equações

Figura 12 – (a) Sistema de spins em uma rede tridimensional. A figura representa o estado fundamental, no qual nenhum desvio de spin está presente. (b) O equivalente ao primeiro estado excitado, no qual o spin vermelho sofre um desvio.



Fonte: O autor.

$$S^2 |s, m_s\rangle = \hbar^2 s(s+1) |s, m_s\rangle \quad S_z |s, m_s\rangle = \hbar m_s |s, m_s\rangle \quad (2.77)$$

Os operadores S^+ e S^- atuam nos autoestados na seguinte forma

$$S^\pm |s, m_s\rangle = \hbar \sqrt{s(s+1) - m_s(m_s \pm 1)} |s, m_s \pm 1\rangle \quad (2.78)$$

Definindo \mathbf{S} em coordenadas retangulares, escrevem-se suas componentes como

$$\mathbf{S} = (S^x, S^y, S^z) \quad (2.79)$$

Os operadores abaixamento e levantamento são definidos em termos das componentes do operador de spin

$$S^\pm = S^x \pm iS^y \quad (2.80)$$

Assim, utilizando-se S^\pm , escreve-se o produto interno dos operadores de spin para duas posições diferentes na rede da Fig.(12a)

$$\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_{i+\delta} = \frac{1}{2} (S_i^- S_{i+\delta}^+ + S_i^+ S_{i+\delta}^-) + S_i^z S_{i+\delta}^z \quad (2.81)$$

Substituindo na Eq.(2.76), o Hamiltoniano torna-se

$$\mathcal{H} = -g\mu_B \sum_i H_0 S_i^z - 2\mathcal{J} \sum_{i,\delta} \left[\frac{1}{2} (S_i^- S_{i+\delta}^+ + S_i^+ S_{i+\delta}^-) + S_i^z S_{i+\delta}^z \right] \quad (2.82)$$

Onde foi considerado $\mathcal{J}_{i,i+\delta} = \mathcal{J}$ para todos os i, δ , pois é levado em conta que os spins pertencem a uma mesma rede.

O estado fundamental em um sistema de N spins é representado por todos os spin alinhados Fig.(12a), significando haver nenhum spin com desvio. Este estado pode ser denotando por $|0\rangle = |S_1, S_2, \dots, S_N\rangle = |S, S, \dots, S\rangle$, onde S é o autovalor máximo. Este estado é naturalmente um autoestado do Hamiltoniano (2.82) pois somente S_i^z e $S_{i+\delta}^z$ atuam efetivamente no estado $|0\rangle$. Já o primeiro estado excitado é representado por o desvio em um spin Fig.(12b). Diferentemente do oscilador harmônico quântico, no qual todos os outros estados podem ser construídos pela utilização do operador levantamento, o operador S_i^- aplicado no estado $|0\rangle$ não produzirá um autoestado do Hamiltoniano (2.82). O primeiro autoestado é obtido apenas com a combinação linear dos estados $S_i^- |0\rangle$

$$|1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2SN}} \sum_i e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} S_i^- |0\rangle \quad (2.83)$$

Este é o estado correspondente à *Onda de spin de Block* [32]. Embora a combinação linear feita na expressão (2.83) sirva para o primeiro estado excitado, aplicar novamente o operador desvio de spin no autoestado $|0\rangle$ não produzirá um segundo autoestado excitado de (2.76). Logo esse formalismo não é conveniente. Na próxima seção será apresentado um formalismo próprio para lidar com vários desvios de spin e chegar a um Hamiltoniano tipo do oscilador harmônico, onde os estados excitados podem ser obtidos simplesmente pela aplicação consecutiva dos operadores criação e aniquilação de desvios de spin.

2.9 Operadores de mágnons

O Hamiltoniano (2.76) torna-se inconveniente quando se deseja introduzir outras interações. O tratamento mais adequado é representar o sistema como um conjunto de osciladores harmônicos quânticos, fazendo a passagem dos operadores locais de desvio de spin S^\pm para os operadores locais a^\dagger e a , de criação e aniquilação de desvio de spin, respectivamente. A álgebra destes últimos operadores é a mesma do oscilador harmônico quântico. Define-se o operador número de desvios de spin como $n_i = a_i^\dagger a_i$, cujos autoestados são $|n_i\rangle$. É possível fazer com que estes autoestados sejam também autoestados do Hamiltoniano (2.76), fazendo a transformação

$$n_i = S - S_i^z \quad (2.84)$$

intitulada a primeira transformação de Holstein-Primakoff. As atuações de a^\dagger e a nos autoestados $|n_i\rangle$ são as mesmas do oscilador harmônico

$$a^\dagger |n_i\rangle = \sqrt{n_i + 1} |n_i + 1\rangle \quad (2.85a)$$

$$a |n_i\rangle = \sqrt{n_i} |n_i - 1\rangle \quad (2.85b)$$

Aplicando os operadores S^\pm nos autoestados $|n_i\rangle$, utilizando a primeira transformação de Holstein-Primakoff em seus autovalores e comparando com as equações (2.85), escrevem-se os operadores de desvio de spin em termos dos operadores de criação e aniquilação de desvio de spin

$$S_i^+ = (2S)^{1/2} \left(1 - \frac{a_i^\dagger a_i}{2S}\right)^{1/2} a_i \quad (2.86a)$$

$$S_i^- = (2S)^{1/2} a_i^\dagger \left(1 - \frac{a_i^\dagger a_i}{2S}\right)^{1/2} \quad (2.86b)$$

Estas são as outras transformações de Holstein-Primakoff ¹¹. É interessante definir a função

$$f_i(S) \equiv \left(1 - \frac{a_i^\dagger a_i}{2S}\right)^{1/2} \quad (2.87)$$

A função $f_i(S)$ pode ser expandida em série, desde que o número de desvios de spin seja muito menor que o número máximo de desvios permitidos, $2S$. De outra forma, a expansão é válida desde que $\langle a_i^\dagger a_i \rangle \ll 2S$. Essa condição é perfeitamente satisfeita para temperaturas $T \ll T_c$, onde T_c é a temperatura de Curie, temperatura na qual ocorre a transição entre as fases ferromagnética e paramagnética. Portanto a função $f_i(S)$ é escrita como

$$f_i(S) = 1 - \frac{1}{4S} a_i^\dagger a_i - \frac{1}{32S^2} a_i^\dagger a_i a_i^\dagger a_i - \dots \mathcal{O}(n^6) \quad (2.88)$$

Um ponto importante a se observar sobre as transformações de Holstein-Primakoff é a passagem de um número limitado de desvios de spin para um número ilimitado de criação de desvios de spin. Isso ocorre pela introdução dos operadores a^\dagger e a , que apresentam um espectro infinito. Um número de desvios de spin acima de $2S$ não tem significado físico.

Reescrevendo as equações (2.86) e considerando a expansão em (2.88), obtém-se

¹¹ Geralmente quando se fala em transformação de Holstein-Primakoff [33], se refere apenas a estas, excluindo-se a primeira.

$$S_i^+ = (2S)^{1/2} \left(a_i - \frac{1}{4S} a_i^\dagger a_i a_i - \frac{1}{32S^2} a_i^\dagger a_i a_i^\dagger a_i a_i - \dots \right) \quad (2.89a)$$

$$S_i^- = (2S)^{1/2} \left(a_i^\dagger - \frac{1}{4S} a_i^\dagger a_i^\dagger a_i - \frac{1}{32S^2} a_i^\dagger a_i^\dagger a_i a_i^\dagger a_i - \dots \right) \quad (2.89b)$$

Substituindo as equações (2.89) no Hamiltoniano (2.76), obtém-se a expressão

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = -2\mathcal{J} \sum_{i,\delta} \left\{ \frac{1}{2} \left[2S \left(a_i^\dagger - \frac{1}{4S} a_i^\dagger a_i^\dagger a_i - \frac{1}{32S^2} a_i^\dagger a_i^\dagger a_i a_i^\dagger a_i - \dots \right) \left(a_{i+\delta} - \frac{1}{4S} a_{i+\delta} a_{i+\delta} a_{i+\delta} \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - \frac{1}{32S^2} a_{i+\delta} a_{i+\delta} a_{i+\delta} a_{i+\delta} a_{i+\delta} - \dots \right) + 2S \left(a_i - \frac{1}{4S} a_i a_i a_i - \frac{1}{32S^2} a_i a_i a_i a_i - \dots \right) \times \right. \right. \\ \left. \left. \left(a_{i+\delta} - \frac{1}{4S} a_{i+\delta} a_{i+\delta} a_{i+\delta} - \frac{1}{32S^2} a_{i+\delta} a_{i+\delta} a_{i+\delta} a_{i+\delta} a_{i+\delta} - \dots \right) \right] + (S - a_i^\dagger a_i) (S - a_i^\dagger a_i) \right\} \\ \left. - g\mu_0 H_0 \sum_i (S - a_i^\dagger a_i) \right\} \quad (2.90) \end{aligned}$$

A distributividade no Hamiltoniano da Eq.(2.90) produzirá termos definidos aqui por ($\Lambda \equiv$ qualquer agrupamento de operadores a^\dagger e a)¹². Λ^{2n} , $n \in \mathbb{N}^*$, representará a ordem desses agrupamentos, sendo estas sempre pares. O Hamiltoniano na Eq.(2.90) pode ainda ser subdividido em termos representando as ordens em Λ

$$\mathcal{H} = cte + \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1 + \dots \quad (2.91)$$

Onde cte representa uma constante, \mathcal{H}_0 os termos de ordem Λ^2 , \mathcal{H}_1 os termos de ordem Λ^4 , etc. A *aproximação de onda de spin* é o nome dado para o truncamento da série (2.91) em H_0 , desta forma escreve-se o Hamiltoniano (2.90) como

$$\mathcal{H} = -2\mathcal{J} \sum_{i,\delta} \left[\frac{1}{2} \left(2S a_i^\dagger a_{i+\delta} + 2S a_i a_{i+\delta}^\dagger \right) + (S - a_i^\dagger a_i) (S - a_{i+\delta}^\dagger a_{i+\delta}) \right] - g\mu_B H_0 \sum_i (S - a_i^\dagger a_i) \quad (2.92)$$

E com a notação de (2.91)

$$\mathcal{H} = -2\mathcal{J}NzS^2 - g\mu_B H_0 NS + \mathcal{H}_0 \quad (2.93)$$

Onde N é o número de spins do sistema e z é o número de primeiros vizinhos. O Hamiltoniano (2.92) não é diagonal. Para resolver este problema, observando o acoplamento

¹² Na seção 4.3 essa definição será mais explorada.

dos operadores desvio de spin em sítios adjacentes, é desejável encontrar uma transformação de modo a fornecer um comportamento de excitação coletiva. A transformada de Fourier é uma ferramenta útil para atender a esta necessidade, levando o espaço real, da posição dos desvios, para o espaço dos momentos ou dos vetores de onda \mathbf{k} . Portanto definem-se

$$a_{\mathbf{k}} = N^{-1/2} \sum_i e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} a_i \quad a_{\mathbf{k}}^\dagger = N^{-1/2} \sum_i e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} a_i^\dagger \quad (2.94)$$

E as transformações inversas

$$a_i = N^{-1/2} \sum_{\mathbf{k}} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} a_{\mathbf{k}} \quad a_i^\dagger = N^{-1/2} \sum_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} a_{\mathbf{k}}^\dagger \quad (2.95)$$

Onde \mathbf{x} é o vetor posição do spin no sítio i . Os operadores $a_{\mathbf{k}}^\dagger$ e $a_{\mathbf{k}}$ são chamados de *operadores de criação e aniquilação de mágnons*, respectivamente. Substituindo estes operadores na Eq.(2.92), escreve-se

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_0 = & \frac{-2\mathcal{J}S}{N} \sum_{i,\delta,\mathbf{k},\mathbf{k}'} \left[e^{-i(\mathbf{k}'-\mathbf{k})\cdot\mathbf{x}_i} e^{-i\mathbf{k}'\cdot\delta} a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}'} + e^{i(\mathbf{k}'-\mathbf{k})\cdot\mathbf{x}_i} e^{i\mathbf{k}'\cdot\delta} a_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}'}^\dagger \right. \\ & \left. - e^{-i(\mathbf{k}'-\mathbf{k})\cdot(\mathbf{x}_i+\delta)} a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}'} - e^{-i(\mathbf{k}'-\mathbf{k})\cdot\mathbf{x}_i} a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}'} \right] + \frac{g\mu_B H_0}{N} \sum_{i,\mathbf{k},\mathbf{k}'} e^{-i(\mathbf{k}'-\mathbf{k})\cdot\mathbf{x}_i} a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}'} \end{aligned} \quad (2.96)$$

Usando a relação de comutação entre os operadores $a_{\mathbf{k}}^\dagger$ e $a_{\mathbf{k}}$ e as transformações de Holstein-Primakoff, escreve-se

$$[a_{\mathbf{k}}, a_{\mathbf{k}'}^\dagger] = \frac{1}{N} \sum_{j,l} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_j} e^{-i\mathbf{k}'\cdot\mathbf{x}_l} [a_j, a_l^\dagger] \quad (2.97)$$

Como a_j e a_l^\dagger são operadores bosônicos, vale a relação $[a_j, a_l^\dagger] = \delta_{j,l}$. Portanto

$$[a_{\mathbf{k}}, a_{\mathbf{k}'}^\dagger] = \frac{1}{N} \sum_{j,l} e^{i(\mathbf{k}'-\mathbf{k})\cdot\mathbf{x}_j} \delta_{j,l} \quad (2.98)$$

Por outro lado, $a_{\mathbf{k}}^\dagger$ e $a_{\mathbf{k}'}$ também são operadores bosônicos, logo vale a relação

$$\frac{1}{N} \sum_{j,l} e^{i(\mathbf{k}'-\mathbf{k})\cdot\mathbf{x}_j} \delta_{j,l} = \delta_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} \quad (2.99)$$

Substituindo (2.99) na equação (2.96), obtém-se

$$\mathcal{H}_0 = -2\mathcal{J}S \sum_{\delta, \mathbf{k}} \left[e^{-i\mathbf{k}\cdot\delta} a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} + e^{i\mathbf{k}\cdot\delta} a_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^\dagger - 2a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} \right] + g\mu_B H_0 \sum_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} \quad (2.100)$$

Definindo o *fator de estrutura* ou *fator geométrico* como

$$\gamma_{\mathbf{k}} \equiv \frac{1}{z} \sum_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\delta} \quad (2.101)$$

Escreve-se a Eq.(2.100) como

$$\mathcal{H}_0 = -2z\mathcal{J}S \sum_{\mathbf{k}} \left[\gamma_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} + \gamma_{\mathbf{k}} (1 + a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}}) - 2a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} \right] + g\mu_B H_0 \sum_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} \quad (2.102)$$

Na passagem de (2.100) para (2.102) foi utilizado o comutador entre $a_{\mathbf{k}}^\dagger$ e $a_{\mathbf{k}}$ e a igualdade $\gamma_{\mathbf{k}} = \gamma_{-\mathbf{k}}$, válida para cristais com centro de simetria. Sabendo-se que o fator de estrutura somando em todos os \mathbf{k} resulta em uma soma nula, escreve-se finalmente o Hamiltoniano

$$\mathcal{H}_0 = \sum_{\mathbf{k}} \left[4z\mathcal{J}S(1 - \gamma_{\mathbf{k}}) + g\mu_B H_0 \right] a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} \quad (2.103)$$

Desta forma o Hamiltoniano da Eq.(2.103) é diagonal na base dos operadores número de mágnons $n = a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}}$, podendo ser escrito em forma simplificada como

$$\mathcal{H}_0 = \sum_{\mathbf{k}} \hbar\omega_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} = \sum_{\mathbf{k}} \hbar\omega_{\mathbf{k}} n_{\mathbf{k}} \quad (2.104)$$

Com os autovalores de energia dados por

$$\hbar\omega_{\mathbf{k}} = 4z\mathcal{J}S(1 - \gamma_{\mathbf{k}}) + g\mu_B H_0 \quad (2.105)$$

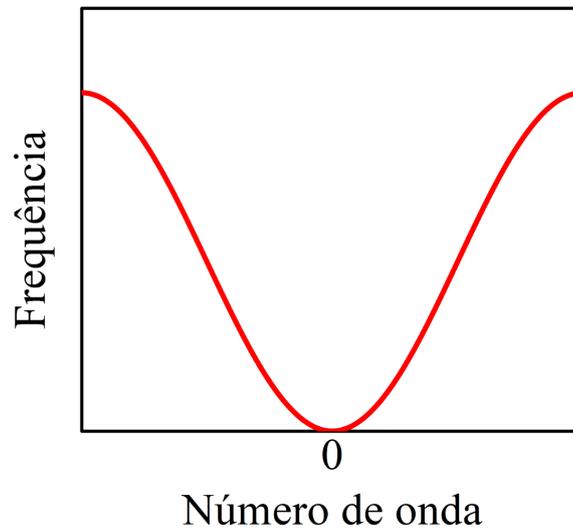
Um caso de grande interesse nessa tese é um material chamado granada de ferro e ítrio (YIG), abordado em mais detalhes no Cap.4. O YIG é um material com rede cristalina cúbica simples e nesse caso o fator de estrutura é escrito como

$$\gamma_{\mathbf{k}} = \frac{1}{6} (e^{ik_x a} + e^{-ik_x a} + e^{ik_y a} + e^{-ik_y a} + e^{ik_z a} + e^{-ik_z a}) = \frac{1}{3} (\cos k_x a + \cos k_y a \cos k_z a) \quad (2.106)$$

A equação (2.105) fornece a relação de dispersão de mágnon

$$\omega_{\mathbf{k}} = \gamma H_0 + \frac{4z\mathcal{J}S}{\hbar} (1 - \gamma_{\mathbf{k}}) \quad (2.107)$$

Figura 13 – Relação de dispersão para a granada de ferro e ítrio (YIG).



Fonte: O autor.

A Fig.(13) mostra a relação de dispersão na primeira zona de Brillouin. Da relação de dispersão é possível ainda observar algumas regiões de interesse. São elas três:

- $\mathbf{k} = 0$ (centro da zona de Brillouin)

Neste caso, da Eq.(2.106), $\gamma_{\mathbf{k}} = 1$ e $\omega = \gamma H_0$. Esta é a mesma frequência de Larmor, vista na seção 2.4. Novamente, aqui ela indica que a interação entre os spins é nula e a onda associada teria comprimento de onda infinito, estando todos os spins precessionando em fase.

- $\mathbf{k} = \pi/2$ (borda da zona de Brillouin)

Neste caso o $\gamma_{\mathbf{k}} = 0$ e $\omega_{\mathbf{k}} \approx \frac{4z\mathcal{J}S}{\hbar}$, visto que a energia de exchange domina.

- $ka \ll 1$ (próximo ao centro da zona de Brillouin)

Neste caso, escreve-se

$$\omega_{\mathbf{k}} \approx \gamma H_0 - \frac{4z\mathcal{J}Sa^2}{\hbar} k^2 \quad (2.108)$$

Definindo o *parâmetro de exchange* como $D = 4\mathcal{J}Sa^2/\hbar$, escreve-se

$$\omega_{\mathbf{k}} \approx \gamma(H_0 + Dk^2) \quad (2.109)$$

O formalismo apresentado nessa seção é bastante útil pois além de englobar as interações Zeeman e exchange em um formalismo de oscilador harmônico quântico, possibilita também adicionar outras interações, desde que sejam feitas transformações para

que o Hamiltoniano geral seja diagonal. Embora tenha sido feita a aproximação na função $f_i(S)$ da Eq.(2.87) para temperaturas menores que a temperatura crítica de transição de fase, as transformações de Holstein-Primakoff ainda são válidas em alta temperatura. No Cap.4 verificar-se-á a validade de tais transformações quando forem adicionadas as interações entre mágnons.

2.10 Mágnons com anisotropia

Do ponto de vista microscópico, um sistema ferromagnético é um conjunto de spins que residem nos átomos de uma rede cristalina. Até o momento foi apenas considerada a energia de interação entre os spins, desconsiderando a rede cristalina. Na realidade os spins também interagem com a rede devido ao efeito spin-órbita, que acopla o momento magnético de spin ao momento angular orbital. Como o orbital interage com o campo elétrico dos íons da rede cristalina, provoca uma interação entre a rede cristalina e a magnetização. Esta interação orienta a magnetização em alguma direção preferencial, condicionada à simetria da rede cristalina, a fim de minimizar a energia livre magnética. A energia que representa essa interação é chamada de *energia magneto-cristalina* ou *energia de anisotropia*. O estudo da relação entre a magnetização e a anisotropia é feito de maneira fenomenológica. É de grande utilidade definir um potencial termodinâmico de magnetização $\Theta(T, \mathbf{M}, \mathbf{B})$, convenientemente escolhido, de forma a englobar em \mathbf{M} e \mathbf{B} a simetria dos grupos cristalinos.

Perto do ponto crítico de Curie pode-se escrever $\Theta(T, \mathbf{M}, \mathbf{B})$ em termos de uma expansão de Landau-Lifshitz [34] que descreve fenomenologicamente bem o comportamento termodinâmico de um ferromagneto.

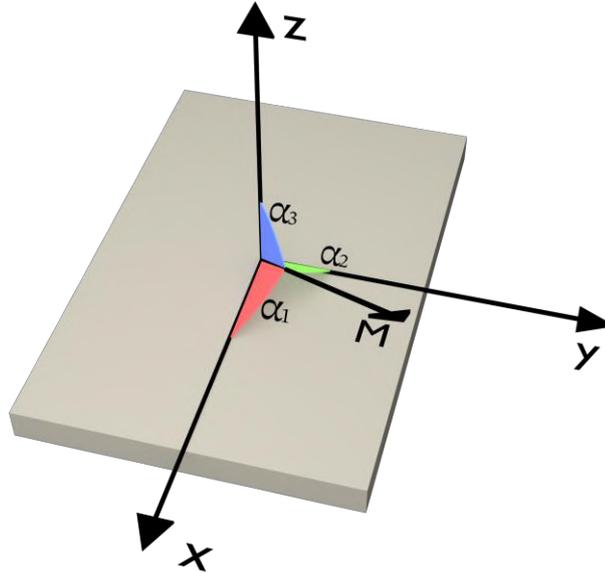
$$\Theta(T, \mathbf{M}, \mathbf{B}) = \Theta_0 + \frac{1}{2}\eta^1 M^2 + \frac{1}{4}\eta^2 M^4 + \dots \quad (2.110)$$

No caso anisotrópico os coeficientes $\eta^1 = \eta^1(T, \dots)$, $\eta^2 = \eta^2(T, \dots)$,... , são escalares, dependendo apenas de parâmetros externos escalares e não incorporando anisotropia. Entretanto existe a possibilidade de fazer com que os coeficientes sejam tensores e englobem dependências espaciais anisotrópicas. Dessa forma a Eq.(2.110) pode ser escrita como

$$\Theta(T, \mathbf{M}, \mathbf{B}) = \Theta_0 + \frac{1}{2} \sum_{i,j} \eta_{i,j}^1 M_i M_j + \frac{1}{4} \sum_{i,j,k,l} \eta_{i,j,k,l}^2 M_i M_j M_k M_l + \dots \quad (2.111)$$

Excluindo-se os casos onde a anisotropia é muito intensa, como próximo ao ponto crítico de Curie ou em campos magnéticos intensos, $|\mathbf{M}(T, \mathbf{B})| = M_S(T)$, onde $M_S(T)$ é a magnetização de saturação. A variação espacial pode ser capturada pelos cossenos diretores Fig.(14) e desta forma, escreve-se

Figura 14 – Os cossenos diretores da magnetização. A representação em cossenos diretores é bastante útil para escrever o potencial termodinâmico de magnetização.



Fonte: O autor.

$$\Theta(T, \mathbf{M}, \mathbf{B}) = \Theta_0 + \frac{1}{2} M_S(T)^2 \sum_{i,j} \eta_{i,j}^1 \alpha_i \alpha_j + \frac{1}{4} M_S(T)^4 \sum_{i,j,k,l} \eta_{i,j,k,l}^2 \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l + \dots \quad (2.112)$$

onde α são os cossenos diretores da magnetização. Esta expressão ainda pode ser reagrupada em dois termos

$$\Theta(T, \mathbf{M}, \mathbf{B}) = \theta + \theta_a \quad (2.113)$$

onde θ_a é a parte anisotrópica do potencial termodinâmico,

$$\theta_a = \mathcal{E}_{ac} = \sum_{i,j} \eta_{i,j}^1 \alpha_i \alpha_j + \sum_{i,j,k,l} \eta_{i,j,k,l}^2 \alpha_i \alpha_j \alpha_k \alpha_l + \mathcal{O}(\alpha^6) \quad (2.114)$$

A expansão para $\Theta(T, \mathbf{M}, \mathbf{B})$ é bastante geral e comporta todas as classes cristalinas. Para cada classe as simetrias tornarão alguns termos das expansões invariantes.

Quando um cristal tem um único eixo de anisotropia é dito ter *anisotropia uniaxial*. Um exemplo é o cobalto. A energia de anisotropia cristalina uniaxial pode ser escrita como

$$\mathcal{E}_{ac}^u = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta \quad (2.115)$$

Se $K_1, K_2 > 0$, o mínimo de energia ocorre quando $\theta = 0$ ou $\theta = \pi$ e este é dito *eixo fácil de magnetização* do cristal. Caso $K_1, K_2 < 0$ $\theta = \pm\pi/2$ é dito ser de *plano fácil*. É importante notar que as anisotropias estão relacionadas ao potencial termodinâmico magnético e elas podem sofrer transição de fase, como as de eixo fácil, de plano fácil e a de cone fácil, dependendo da combinação entre os coeficientes K_1 e K_2 .

Na classe cristalográfica cúbica, onde se encontra o YIG, material de extrema relevância nesta tese, a energia de anisotropia é escrita como

$$\mathcal{E}_{ac}^c = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_1^2\alpha_3^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 \quad (2.116)$$

A título de simplificação, será utilizada apenas a primeira ordem da energia de anisotropia uniaxial Eq.(2.115), escrevendo-se, em termos do spin, o Hamiltoniano

$$\mathcal{H}_{ac}^u = \sum_i \frac{K_1}{S^2} (S_i^z)^2 \quad (2.117)$$

Para integrar ao formalismo de operadores do tipo escada, usa-se a transformação de Holstein-Primakoff na Eq.(2.117) para escrever o Hamiltoniano em termos dos operadores criação e aniquilação de desvios de spin

$$\mathcal{H}_{ac}^u = \sum_i \frac{K_1}{S^2} (S - a_i^\dagger a_i)^2 \quad (2.118)$$

O próximo passo é utilizar as transformadas de Fourier para fazer com que os operadores de criação e aniquilação de desvio de spin virem operadores de criação e aniquilação de mágnons.

$$\mathcal{H}_{ac}^u = \sum_{\mathbf{k}} \frac{2NK_1}{S} a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} \quad (2.119)$$

e definindo $H_a^u \equiv 2K_1/g\mu_B S$, escreve-se o Hamiltoniano de anisotropia uniaxial em termos dos operadores de mágnon

$$\mathcal{H}_{ac}^u = g\mu_B H_a^u \sum_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} \quad (2.120)$$

Para o caso da anisotropia cúbica deve ser feito o mesmo procedimento. Com a anisotropia e com a interação dipolar, apresentada na seção a seguir poder-se-á obter um Hamiltoniano mais adequado para descrever sistemas reais.

2.11 Mágnons com interação dipolar

O segundo termo da Eq.(2.5) é o termo dipolar. Se for utilizado o operador $(\nabla \times)$ nesta equação, encontra-se o campo de um dipolo magnético. No caso de haver a interação entre dois dipolos $\boldsymbol{\mu}_i$ e $\boldsymbol{\mu}_j$, a energia desta interação é obtida escrevendo-se o Hamiltoniano clássico

$$\mathcal{H}_{dip} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{\boldsymbol{\mu}_i \cdot \boldsymbol{\mu}_j}{|\mathbf{x}|^3} - \frac{3(\mathbf{x} \cdot \boldsymbol{\mu}_i)(\mathbf{x} \cdot \boldsymbol{\mu}_j)}{|\mathbf{x}|^5} \right] \quad (2.121)$$

Assim como a interação Zeeman e de exchange, a dipolar também é relevante em um sistema ferromagnético, sobretudo quando o comprimento de onda de spin é bem maior que a distância entre os spins, prevalecendo sobre a interação de exchange. Como todo o formalismo para o tratamento de mágnon é quântico, é necessário fazer a passagem dos momentos de dipolo magnético na Eq.(2.121) para os operadores desvio de spin. Desta forma escreve-se o Hamiltoniano como

$$\mathcal{H}_{dip} = \sum_{i,j} \frac{(g\mu_B)^2}{2} \left[\frac{\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j}{|\mathbf{x}|^3} - \frac{3(\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{x})(\mathbf{S}_j \cdot \mathbf{x})}{|\mathbf{x}|^5} \right] \quad (2.122)$$

onde \mathbf{x} representa o vetor posição entre os spins situados nos sítios i e j e $x \equiv |\mathbf{x}|$. O intuito é chegar nos operadores de mágnon $a_{\mathbf{k}}^\dagger$ e $a_{\mathbf{k}}$. Reescrevendo a equação (2.122) utilizando o mesmo procedimento da seção 2.9, é obtida a expressão

$$\mathcal{H}_{dip} = \frac{S}{2} (g\mu_B)^2 \sum_{\mathbf{k}} \sum_x \frac{1}{x^3} \left[-2 \left(1 - \frac{3z^2}{x^2} \right) a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} + 2e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} \left(1 - \frac{3}{2} \frac{x^+ x^-}{x^2} \right) a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} \right. \\ \left. - \frac{3}{2} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} \frac{(x^-)^2}{x^2} a_{\mathbf{k}} a_{-\mathbf{k}} - \frac{3}{2} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} \frac{(x^+)^2}{x^2} a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{-\mathbf{k}}^\dagger \right] \quad (2.123)$$

A soma em x é suscetível de ser removida, sendo substituída por uma integral de função de \mathbf{x} [26], resultando na expressão

$$\mathcal{H}_{dip} = \frac{g\mu_B}{2} \sum_{\mathbf{k}} \left[4\pi M \sin^2 \theta_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} + \left(2\pi M \sin^2 \theta_{\mathbf{k}} e^{-i2\phi_{\mathbf{k}}} a_{\mathbf{k}} a_{-\mathbf{k}} + H.C \right) \right] \quad (2.124)$$

onde $\theta_{\mathbf{k}}$ e $\phi_{\mathbf{k}}$ são os ângulos polares e azimutal do vetor de onda \mathbf{k} em coordenadas esféricas Fig.(16a) e $M = g\mu_B SN/V$. Reunindo as equação (2.104), (2.120) e (2.124), chega-se a expressão para o Hamiltoniano com as interação Zeeman, exchange e dipolar escritos em termos de operadores de criação e aniquilação de mágnons

$$\mathcal{H} = \sum_{\mathbf{k}} A_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} + \frac{1}{2} \left(B_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}} a_{-\mathbf{k}} + B_{\mathbf{k}}^* a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{-\mathbf{k}}^\dagger \right) \quad (2.125)$$

onde os coeficientes $A_{\mathbf{k}}$ e $B_{\mathbf{k}}$ são definidos por

$$A_{\mathbf{k}} = g\mu_B(H_0 - 4\pi MN_z + H_A) + 2z\mathcal{J}S(1 - \gamma_{\mathbf{k}}) + g\mu_B 2\pi M \sin^2 \theta_{\mathbf{k}} \quad (2.126a)$$

$$B_{\mathbf{k}} = g\mu_B 2\pi M \sin^2 \theta_{\mathbf{k}} e^{-i2\phi_{\mathbf{k}}} \quad (2.126b)$$

A adição da anisotropia e da interação dipolar tornou o Hamiltoniano da Eq.(2.125) não diagonal na base $|n\rangle = a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}}$ (base de autoestados do Hamiltoniano (2.104)). É preciso, portanto, achar uma nova base na qual o Hamiltoniano com estas novas contribuições seja diagonal. As transformações canônicas

$$a_{\mathbf{k}} = u_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}} - v_{\mathbf{k}} c_{-\mathbf{k}}^* \quad (2.127a)$$

$$a_{-\mathbf{k}}^\dagger = u_{-\mathbf{k}} c_{-\mathbf{k}} - v_{-\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}} \quad (2.127b)$$

conhecidas como *transformações de Bogoliubov* são utilizadas para tornar o Hamiltoniano diagonal. Apenas com o uso destas transformações encontram-se os autovalores para o Hamiltoniano da Eq.(2.125). Entretanto ainda há outra forma de se realizar uma diagonalização por meio de um procedimento mais geral utilizado para diagonalizar Hamiltonianos em antiferromagnetos [35]. O intuito é chegar em um Hamiltoniano do tipo

$$\mathcal{H} = \sum_{\mathbf{k}} \hbar\omega_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}}^\dagger c_{\mathbf{k}} \quad (2.128)$$

Um Hamiltoniano bilinear do tipo procurado pode ainda ser escrito como

$$\mathcal{H} = X^\dagger H X \quad (2.129)$$

onde X e H capturam os operadores e coeficientes do Hamiltoniano (2.125), de forma a escrever-se a equação (2.129) como

$$H = \begin{pmatrix} a_{\mathbf{k}} & a_{-\mathbf{k}}^\dagger \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{\mathbf{k}} & B_{\mathbf{k}}^* \\ B_{\mathbf{k}} & A_{\mathbf{k}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{\mathbf{k}} \\ a_{-\mathbf{k}}^\dagger \end{pmatrix} \quad (2.130)$$

Os novos operadores da base diagonal $c_{\mathbf{k}}$ e $c_{-\mathbf{k}}^\dagger$ são definidos por

$$H = X'^\dagger \Omega_H X' \quad (2.131)$$

onde X' e Ω_H capturam os autoestados e autovalores (modos normais) do Hamiltoniano diagonalizado. Em forma matricial,

$$H = \begin{pmatrix} c_{\mathbf{k}} & c_{-\mathbf{k}}^\dagger \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hbar\omega_1 & 0 \\ 0 & \hbar\omega_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{\mathbf{k}} \\ c_{-\mathbf{k}}^\dagger \end{pmatrix} \quad (2.132)$$

Com as definições da Eq.(2.129) e Eq.(2.131), a conexão entre os operadores é estabelecida. Entretanto para atingir uma forma diagonal, os operadores devem satisfazer a transformação

$$X = SY \quad (2.133)$$

onde S é uma matriz unitária, isto é, $S^\dagger S = I$. Das equações (2.129) e (2.131) chega-se a relação entre os coeficientes do Hamiltoniano não diagonal e os modos normais

$$\Omega_H = S^\dagger H S \quad (2.134)$$

Utilizando as relações,

$$g = S g' S^\dagger \quad S^{-1} = g' S^\dagger g^{-1} \quad (2.135)$$

onde $g' = [X, X^\dagger]$, chega-se à equação de autovalores desejada

$$H S = g^{-1} S g' \Omega_H \quad (2.136)$$

Aplicando este método ao Hamiltoniano (2.125), escreve-se

$$X = \begin{pmatrix} a_{\mathbf{k}} \\ a_{-\mathbf{k}}^\dagger \end{pmatrix}, \quad H = \begin{pmatrix} A_{\mathbf{k}} & B_{\mathbf{k}}^* \\ B_{\mathbf{k}} & A_{\mathbf{k}} \end{pmatrix}, \quad Y = \begin{pmatrix} c_{\mathbf{k}} \\ c_{-\mathbf{k}}^\dagger \end{pmatrix}, \quad g = g' = g^{-1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.137)$$

Substituindo estas matrizes na Eq.(2.136), encontra-se a energia do sistema

$$\hbar\omega_{\mathbf{k}} = \sqrt{A_{\mathbf{k}}^2 - |B_{\mathbf{k}}|^2} \quad (2.138)$$

e das relações (2.135), é estabelecida a matriz

$$S = \begin{pmatrix} u_{\mathbf{k}} & -v_{\mathbf{k}} \\ -v_{\mathbf{k}}^* & u_{\mathbf{k}} \end{pmatrix} \quad (2.139)$$

com os novos coeficientes dados por

$$u_{\mathbf{k}} = \sqrt{\frac{A_{\mathbf{k}} + \hbar\omega_{\mathbf{k}}}{2\hbar\omega_{\mathbf{k}}}} \quad \nu_{\mathbf{k}} = \sqrt{\frac{A_{\mathbf{k}} - \hbar\omega_{\mathbf{k}}}{2\hbar\omega_{\mathbf{k}}}} e^{i2\phi_{\mathbf{k}}} \quad (2.140)$$

sendo, finalmente, a transformação entre operadores escrita na forma matricial

$$\begin{pmatrix} c_{\mathbf{k}} \\ c_{-\mathbf{k}}^\dagger \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u_{\mathbf{k}} & -\nu_{\mathbf{k}} \\ -\nu_{\mathbf{k}}^* & u_{\mathbf{k}}^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_{\mathbf{k}} \\ a_{-\mathbf{k}}^\dagger \end{pmatrix} \quad (2.141)$$

Com as novas relações entre os operadores novos e antigos escreve-se o Hamiltoniano na forma da Eq.(2.128). Utilizando as equações (2.126), chega-se ao valor de energia

$$\hbar\omega_{\mathbf{k}} = \hbar\gamma \left[H_z + \frac{2z\mathcal{J}S}{\hbar\gamma}(1 - \gamma_{\mathbf{k}}) \right]^{1/2} \left[H_z + \frac{2z\mathcal{J}S}{\hbar\gamma}(1 - \gamma_{\mathbf{k}}) + 4\pi M \sin^2\theta_{\mathbf{k}} \right]^{1/2} \quad (2.142)$$

Onde $H_z = H_0 - 4\pi MN_z + H_A$. A Eq.(2.142) representa a relação de dispersão considerando as interações Zeeman, exchange, dipolar e a anisotropia. Um teste de consistência é feito considerando $\theta_{\mathbf{k}} = 0$ e $H_z = H_0$. Desta forma, a expressão torna-se exatamente exatamente a Eq.(2.107). Neste caso são desconsideradas a interação dipolar e anisotropia. A Fig.(16) ilustra a direção polar e azimutal do vetor de onda, direção do campo magnético e as linhas de campo de um dipolo magnético. Observa-se também que para pequenos vetores de onda (próximo ao centro da zona de Brillouin) é possível ainda escrever a relação de dispersão como

$$\omega_{\mathbf{k}} = \gamma \left[(H_z + Dk^2)(H_z + Dk^2 + 4\pi M \sin^2\theta_{\mathbf{k}}) \right]^{1/2} \quad (2.143)$$

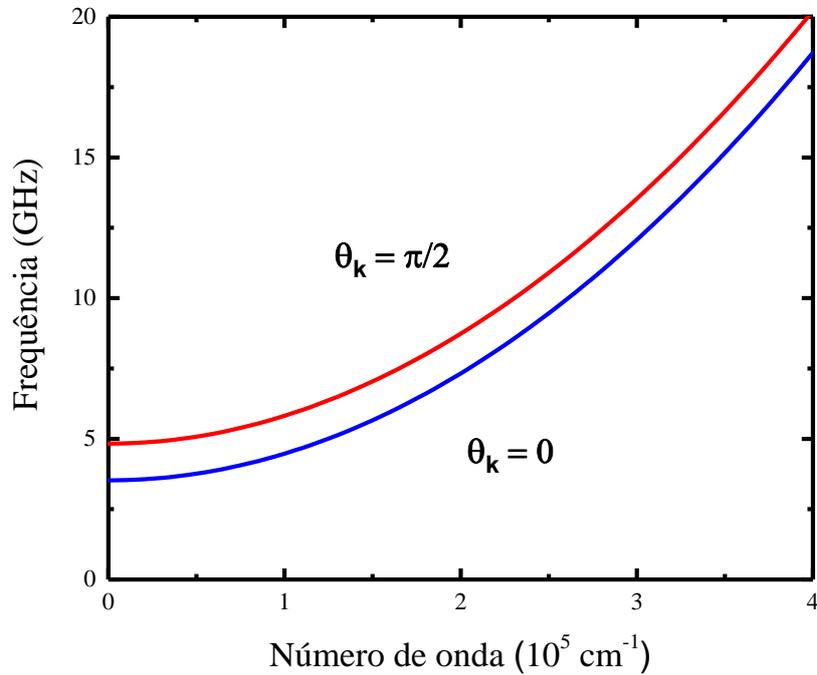
A Eq.(2.142) é representada na Fig.(15), onde são vistos os dois ramos para os limites de $\theta_{\mathbf{k}} = 0$ e $\theta_{\mathbf{k}} = \pi/2$. A explicação para a não influência do campo dipolar em $\theta_{\mathbf{k}} = 0$ é devido à configuração do campo dipolar, sendo nulo no eixo do dipolo, como mostrado na Fig.(16b).

2.12 Autoestados do Hamiltoniano

O Hamiltoniano da Eq.(2.128) é bastante útil para descrever ondas de spin, desde que estejam ausentes efeitos não lineares. Entretanto será visto nessa seção que os autoestados deste Hamiltoniano não correspondem às ondas de spin macroscópicas, não representando a construção da precessão em torno da direção do campo magnético aplicado.

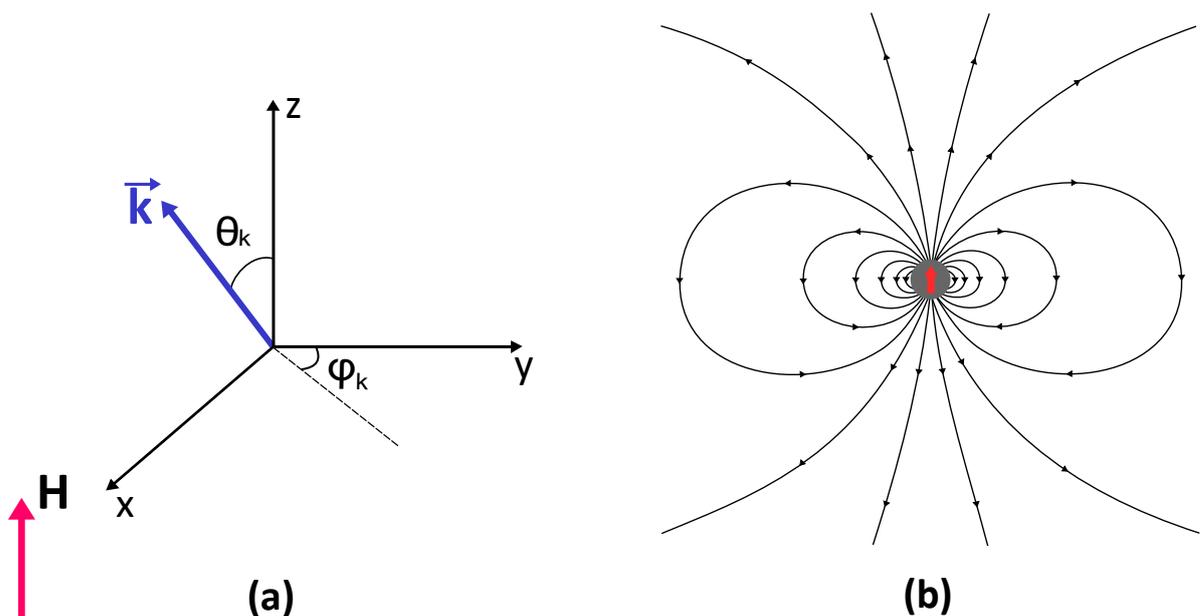
Da maneira que o formalismo foi construído, os autoestados do Hamiltoniano (2.128) são autoestados do tipo oscilador harmônico. Como o Hamiltoniano do sistema representa uma coleção de osciladores, representa-se

Figura 15 – Relações de dispersão para os limites do ângulo polar $\theta_{\mathbf{k}}$. Para o caso desse ângulo ser nulo, a relação de dispersão se reduzirá apenas ao caso das interações Zeeman e de exchange. No caso limite $\theta_{\mathbf{k}} = \pi/2$ a interação dipolar tem sua contribuição máxima. A banda entre as duas curvas representa quaisquer valores do ângulo polar entre os dois limites.



Fonte: O autor.

Figura 16 – (a) Vetor de onda \mathbf{k} da onda de spin, com os ângulos polar $\theta_{\mathbf{k}}$ e azimutal $\phi_{\mathbf{k}}$ e o vetor campo magnético \mathbf{H} . (b) Ao longo do eixo do dipolo, paralelo ao eixo z, o campo dipolar é nulo, portanto a propagação nessa direção não sofre interferência do campo dipolar. Ao se afastar do eixo do dipolo, o campo dipolar começa a aumentar, alcançando o máximo quando a direção de propagação da onda de spin é perpendicular ao eixo do dipolo. Neste caso, o campo dipolar é máximo, perturbando a propagação da onda de spin.



Fonte: O autor.

$$|n\rangle \equiv |n_1, n_2, \dots, n_k, \dots, n_N\rangle \quad (2.144)$$

como o autoestado do Hamiltoniano (2.128). Desta forma ficam definidos os operadores de mágnon como

$$\begin{Bmatrix} c_{\mathbf{k}}^\dagger \\ c_{\mathbf{k}} \\ c_{\mathbf{k}}^\dagger c_{\mathbf{k}} \end{Bmatrix} |n\rangle = \begin{Bmatrix} \sqrt{n_{\mathbf{k}} + 1} \\ \sqrt{n_{\mathbf{k}}} \\ n_{\mathbf{k}} \end{Bmatrix} |n\rangle \quad (2.145)$$

onde $c_{\mathbf{k}}^\dagger$ e $c_{\mathbf{k}}$ são os operadores de criação e aniquilação de mágnons, respectivamente e $n = c_{\mathbf{k}}^\dagger c_{\mathbf{k}}$ é o operador número de mágnons. O estado de vácuo, no qual há zero mágnons para cada vetor de onda, é definido como

$$|0\rangle \equiv |n_1 = 0, n_2 = 0, \dots, n_{\mathbf{k}} = 0, \dots, n_N = 0\rangle = |0, 0, \dots, 0\rangle \quad (2.146)$$

Definindo o estado de n mágnons com vetor de onda \mathbf{k} como $|n_{\mathbf{k}}\rangle \equiv |0, 0, \dots, n_{\mathbf{k}}, \dots, 0\rangle$, existe a possibilidade de gerar qualquer estado de n mágnons com vetor de onda \mathbf{k} fazendo

$$(c_{\mathbf{k}}^\dagger)^{n_{\mathbf{k}}} |0\rangle = \sqrt{1}\sqrt{2}\dots\sqrt{n_{\mathbf{k}}} |n_{\mathbf{k}}\rangle = \sqrt{n_{\mathbf{k}}!} |n_{\mathbf{k}}\rangle \quad (2.147)$$

de forma a obter o autoestado normalizado

$$|n_{\mathbf{k}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{n_{\mathbf{k}}!}} (c_{\mathbf{k}}^\dagger)^{n_{\mathbf{k}}} |0\rangle \quad (2.148)$$

resultando na escrita da equação de autovalores

$$\mathcal{H} |n_{\mathbf{k}}\rangle = \sum_{\mathbf{k}} \hbar\omega_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}}^\dagger c_{\mathbf{k}} |n_{\mathbf{k}}\rangle = \hbar\omega_{\mathbf{k}} n_{\mathbf{k}} |n_{\mathbf{k}}\rangle \quad (2.149)$$

O spin pode ser tratado em termos dos operadores desvios de spin, como visto no começo deste capítulo. Usando o sistema de coordenadas cartesiano, se decompõe esse operador nas componentes x e y e usando a relação entre os operadores de desvio de mágnons, escreve-se

$$S_i^x = \frac{1}{2}(S_i^+ + S_i^-) = \sqrt{\frac{S}{2}}(a_i^\dagger + a_i) \quad (2.150)$$

Utilizando as equações (2.95), escreve-se para a componente x

$$S_i^x = \sqrt{\frac{S}{2N}} \left(\sum_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} a_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{k}} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} a_{\mathbf{k}}^\dagger \right) \quad (2.151)$$

da mesma forma para a componente y

$$S_i^y = \sqrt{\frac{S}{2N}} \left(\sum_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} a_{\mathbf{k}} - \sum_{\mathbf{k}} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} a_{\mathbf{k}}^\dagger \right) \quad (2.152)$$

Sendo possível agora calcular o valor esperado para o desvio na componente da coordenada x e da coordenada y, expressos por

$$\langle S^x \rangle = \langle n_{\mathbf{k}} | S^x | n_{\mathbf{k}} \rangle \quad \langle S^y \rangle = \langle n_{\mathbf{k}} | S^y | n_{\mathbf{k}} \rangle \quad (2.153)$$

Substituindo Eq.(2.151) e a Eq.(2.152) nos respectivos valores esperados da Eq.(2.153), desconsiderando as constantes e os somatórios, haverá as seguintes operações

$$\left\{ \begin{array}{l} S^x \\ S^y \end{array} \right\} = \langle n_{\mathbf{k}} | a_{\mathbf{k}} \pm a_{\mathbf{k}}^\dagger | n_{\mathbf{k}} \rangle = \langle n_{\mathbf{k}} | n_{\mathbf{k}} - 1 \rangle \pm \langle n_{\mathbf{k}} | n_{\mathbf{k}} + 1 \rangle \quad (2.154)$$

Como a base $|n_{\mathbf{k}}\rangle$ é ortogonal, $\langle n_{\mathbf{k}} | n'_{\mathbf{k}} \rangle = \delta_{\mathbf{k},\mathbf{k}'}$ e finalmente obtém-se

$$\langle S^x \rangle = \langle n_{\mathbf{k}} | S^x | n_{\mathbf{k}} \rangle = 0 \quad \langle S^y \rangle = \langle n_{\mathbf{k}} | S^y | n_{\mathbf{k}} \rangle = 0 \quad (2.155)$$

O resultado das equações (2.155) mostram que os autoestados $|n_{\mathbf{k}}\rangle$ não reproduzem o análogo clássico macroscópico da precessão de spin.

2.13 Estados coerentes de mágnons

O tratamento teórico dado para descrever um sistema de spins consistiu em expressar os operadores de desvio de spin em operadores de criação e aniquilação de mágnons. Depois foi necessário realizar a transformação de Bogoliubov para diagonalizar o Hamiltoniano mais geral que acomodava as interações dipolar e de anisotropia, além das de exchange e Zeeman. Os autoestados deste Hamiltoniano foram apresentados na seção 2.12 e foi visto que eles tinham valores esperados nulos para as componentes x e y dos operadores desvio de spin. Portanto, para recuperar a correspondência clássica da precessão da magnetização é necessário introduzir o conceito de *estados coerentes de mágnon* [36–38].

Define-se o estado coerente de mágnon como o autoestado do operador de aniquilação de mágnons

$$c_{\mathbf{k}} |\alpha_{\mathbf{k}}\rangle = \alpha_{\mathbf{k}} |\alpha_{\mathbf{k}}\rangle \quad (2.156)$$

onde $\alpha_{\mathbf{k}} \in \mathbb{C}$. O estado coerente pode ainda ser expandido em termos dos autoestados do Hamiltoniano

$$|\alpha_{\mathbf{k}}\rangle = e^{\frac{1}{2}|\alpha_{\mathbf{k}}|^2} \sum_{n_{\mathbf{k}}=0}^{\infty} \frac{(\alpha_{\mathbf{k}})^{n_{\mathbf{k}}}}{(n_{\mathbf{k}}!)^{1/2}} |n_{\mathbf{k}}\rangle \quad (2.157)$$

A motivação de ter definido os estados coerentes foi para reproduzir a concepção clássica da precessão do spin. A forma de verificar a eficácia destes estados para recuperar o análogo clássico é calcular os valores esperados para os operadores desvio de spin nas componentes x e y

$$\langle S^x \rangle = \langle \alpha_{\mathbf{k}} | S_i^x(t) | \alpha_{\mathbf{k}} \rangle \quad \langle S^y \rangle = \langle \alpha_{\mathbf{k}} | S_i^y(t) | \alpha_{\mathbf{k}} \rangle \quad (2.158)$$

Para obter os valores esperados da Eq.(2.158) é necessário primeiro calcular os $S_i^x(t)$ e $S_i^y(t)$. Utilizando a Eq.(2.80), escreve-se

$$S_i^x = \frac{1}{2} (S_i^+ + S_i^-) \quad S_i^y = \frac{1}{2i} (S_i^+ - S_i^-) \quad (2.159)$$

Utilizando o primeiro termo das equações (2.89a) e (2.89b) e as equações (2.95), chega-se a

$$S_i^x = \left(\frac{S}{2N}\right)^{1/2} \sum_{\mathbf{k}} \left[e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} a_{\mathbf{k}} + e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} a_{\mathbf{k}}^\dagger \right] \quad S_i^y = -i \left(\frac{S}{2N}\right)^{1/2} \sum_{\mathbf{k}} \left[e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} a_{\mathbf{k}} - e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} a_{\mathbf{k}}^\dagger \right] \quad (2.160)$$

Utilizando as transformações (2.141), escreve-se

$$S_i^x = \left(\frac{S}{2N}\right)^{1/2} \sum_{\mathbf{k}} \left[(u_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}} - \nu_{\mathbf{k}} c_{-\mathbf{k}}^\dagger) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} + (-\nu_{-\mathbf{k}}^* c_{-\mathbf{k}} + u_{-\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}}^\dagger) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} \right] \quad (2.161a)$$

$$S_i^y = -i \left(\frac{S}{2N}\right)^{1/2} \sum_{\mathbf{k}} \left[(u_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}} - \nu_{\mathbf{k}} c_{-\mathbf{k}}^\dagger) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} - (-\nu_{-\mathbf{k}}^* c_{-\mathbf{k}} + u_{-\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}}^\dagger) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} \right] \quad (2.161b)$$

Reorganizando os termos, chega-se às expressões

$$S_i^x = \left(\frac{S}{2N}\right)^{1/2} \sum_{\mathbf{k}} \left[(u_{\mathbf{k}} - \nu_{\mathbf{k}}^*) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} c_{\mathbf{k}} + (u_{-\mathbf{k}} - \nu_{-\mathbf{k}}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} c_{\mathbf{k}}^\dagger \right] \quad (2.162a)$$

$$S_i^y = -i \left(\frac{S}{2N}\right)^{1/2} \sum_{\mathbf{k}} \left[(u_{\mathbf{k}} + \nu_{\mathbf{k}}^*) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} c_{\mathbf{k}} - (u_{-\mathbf{k}} + \nu_{-\mathbf{k}}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} c_{\mathbf{k}}^\dagger \right] \quad (2.162b)$$

Na representação de Heisenberg a evolução temporal é expressa no operador, desta forma

$$c_{\mathbf{k}}(t) = c_{\mathbf{k}}(0)e^{-i\omega_{\mathbf{k}}t} \quad (2.163)$$

expressa a evolução temporal dos autoestados. Atendo-se ao caso de um único estado coerente com autovalor dado por $\alpha_{\mathbf{k}} = |\alpha_{\mathbf{k}}| e^{i\phi_{\mathbf{k}}}$ e utilizando as equações (2.162) e (2.156), escreve-se

$$\langle \alpha_{\mathbf{k}} | S_i^x(t) | \alpha_{\mathbf{k}} \rangle = \left(\frac{S}{2N} \right)^{1/2} |\alpha_{\mathbf{k}}| \left[(u_{\mathbf{k}} - \nu_{\mathbf{k}}^*) e^{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_i - \omega_{\mathbf{k}}t + \phi_{\mathbf{k}})} + (u_{\mathbf{k}} - \nu_{\mathbf{k}}) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_i - \omega_{\mathbf{k}}t + \phi_{\mathbf{k}})} \right] \quad (2.164a)$$

$$\langle \alpha_{\mathbf{k}} | S_i^y(t) | \alpha_{\mathbf{k}} \rangle = -i \left(\frac{S}{2N} \right)^{1/2} |\alpha_{\mathbf{k}}| \left[(u_{\mathbf{k}} + \nu_{\mathbf{k}}^*) e^{-i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_i - \omega_{\mathbf{k}}t + \phi_{\mathbf{k}})} - (u_{\mathbf{k}} + \nu_{\mathbf{k}}) e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_i - \omega_{\mathbf{k}}t + \phi_{\mathbf{k}})} \right] \quad (2.164b)$$

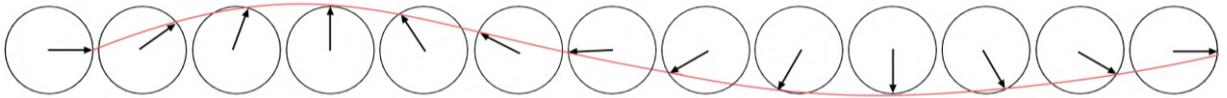
Fazendo a simplificação $\nu_{\mathbf{k}}^* = \nu_{\mathbf{k}}$, escrevem-se finalmente os valores esperados para os desvios de spin

$$\langle S_i^x(t) \rangle = \left(\frac{S}{2N} \right)^{1/2} |\alpha_{\mathbf{k}}| (u_{\mathbf{k}} - \nu_{\mathbf{k}}) \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_i - \omega_{\mathbf{k}}t + \phi_{\mathbf{k}}) \quad (2.165a)$$

$$\langle S_i^y(t) \rangle = \left(\frac{S}{2N} \right)^{1/2} |\alpha_{\mathbf{k}}| (u_{\mathbf{k}} + \nu_{\mathbf{k}}) \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_i - \omega_{\mathbf{k}}t + \phi_{\mathbf{k}}) \quad (2.165b)$$

Os valores esperados para as componentes do plano xy , diferentemente dos obtidos com os autoestados do Hamiltoniano na seção 2.12, tem valores não nulos, indicando assim que os estados coerentes de mágnon recuperam a visão clássica da precessão do spin ou da magnetização. Uma representação dessa precessão é feita na Fig.(17)

Figura 17 – Vista de superior dos cones de precessão para os spins em cada sítio. As setas representam a projeção no plano dos vetores associados aos spins.



Fonte: O autor.

3 TÉCNICA EXPERIMENTAL: ESPECTROSCOPIA BRILLOUIN DE LUZ

As primeiras predições teóricas do espalhamento Brillouin-Mandelstam¹ de luz foram feitas há mais de 100 anos, de maneira independente, por Léon Brillouin e L. Mandelstam. No decorrer destes longos anos a espectroscopia Brillouin desempenhou um papel de grande relevância para estudos nas mais diversas áreas da física da matéria condensada. Investigações de ondas de spin em materiais ferromagnéticos e antiferromagnéticos [39–48], interfaces ferro/antiferromagnéticas [49–51], interação Dzyaloshinskii-Moriya [52, 53] e condensados de Bose-Einstein [54] são alguns exemplos na área de magnetismo. Há também estudos sobre mapeamento, rastreamento ótico, microscopia e detecção de fônons [55–60], além de pesquisas em quasicristais [61], acoplamento entre elétron-fônon [62] e semicondutores [63]. Não bastando ainda o grande serviço do espalhamento de luz para pesquisa básica, a sua utilização tem um grande impacto em aplicações. O primeiro estudo realizado de espalhamento Brillouin estimulado (SBS) em fibra ótica [64], por exemplo, possibilitou a construção de fibras óticas com baixíssima atenuação, da ordem de 0,2 dB/km [65]. No cenário atual, cuja demanda por dados e comunicações é crescente, áreas como a fotônica, processamento de sinais e circuitos integrados também levam a contribuição do espalhamento Brillouin [66–70]. Até nas áreas de ciências biológicas sua contribuição se faz presente [71, 72]. A espectroscopia Brillouin de luz é uma das várias técnicas experimentais disponíveis para estudar o fenômeno de espalhamento Brillouin de luz. Neste capítulo será abordada esta técnica de espectroscopia com a utilização do interferômetro Fabry-Perot.

3.1 História sobre o espalhamento de luz

O físico John Tyndall, um montanhista entusiasta se indagou porque o céu era azul durante o dia e avermelhado no pôr do sol. Ele realizou um experimento para reproduzir a atmosfera, utilizando um tubo de vidro com o interior sendo preenchido por gases e também por líquidos. Em uma extremidade do tubo era incidido um feixe de luz branca, simulando a luz solar. Ao ir preenchendo gradativamente o tubo com fumaça, ele notou a presença de uma luz de coloração azul em um lado do tubo e avermelhada em outro. Com isso a sua conclusão foi que as cores azul e vermelha do céu se davam pelo espalhamento da luz do sol por partículas presentes na atmosfera. Esse efeito é conhecido como o *efeito Tyndall*.

Em 1871, J.W. Strutt (Lord Rayleigh) [73–75] elaborou um modelo teórico para o espalhamento de luz visto por Tyndall. Neste modelo as partículas eram tratadas como esferas com permissividade elétrica ϵ diferente da do vácuo. Para comprimentos de onda λ

¹ Na literatura é mais comum apenas o uso de espalhamento Brillouin de luz.

maiores que a distância média entre as partículas e menor que o raio médio entre elas, a intensidade espalhada seguiria a equação

$$\mathcal{I}_S = I \frac{9\pi N V^2}{2\lambda^4 r^2} \left(\frac{\epsilon - \epsilon_0}{\epsilon + 2\epsilon_0} \right)^2 (1 + \cos^2 \phi) \quad (3.1)$$

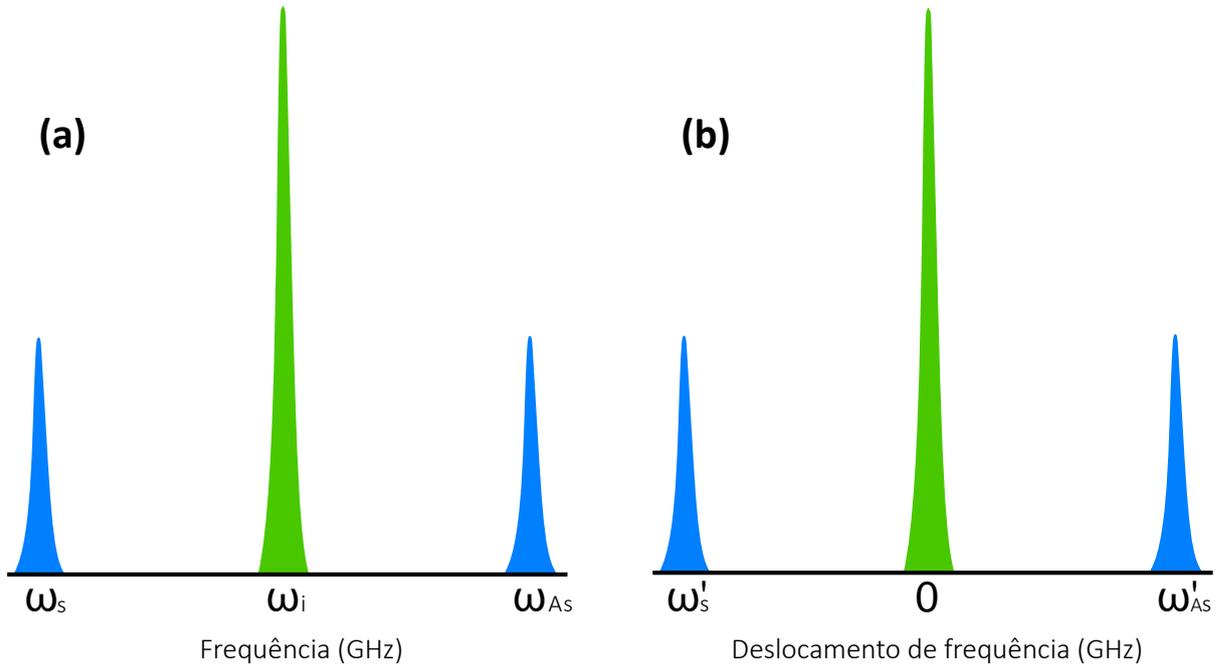
onde I , V , ϕ , N e r são a intensidade da luz não polarizada, o volume de espalhamento, o ângulo do vetor posição do observador, o número de partículas presentes dentro do volume de espalhamento e o módulo do vetor posição ao observador, nesta ordem. Embora esse modelo teórico seja limitado ao tamanho das partículas espalhadoras, ele apresentou como importante resultado a dependência λ^{-4} da intensidade de espalhamento com o comprimento de onda da luz. Esse modelo, chegou a ser utilizado para explicar a predominância do espalhamento na cor azul presente na atmosfera terrestre. Mais adiante no tempo, em 1928, C.V.Raman, durante a investigação de espalhamento de luz em líquidos e sólidos, observou um deslocamento na frequência da luz espalhada. O deslocamento de frequência ainda poderia ser diferente, dependendo da amostra utilizada. O espalhamento inelástico foi atribuído à modulação da permissividade do meio material. A descoberta de Raman corroborou o que Smekal [76] havia previsto teoricamente. Mais tarde Kramers e Heisenberg [77] chegaram a obter cálculos para a intensidade da luz espalhada. O resultado deles foi de fundamental importância para o desenvolvimento da mecânica quântica. Em 1927, Paul Dirac recuperou os resultados obtidos fazendo uso da teoria quântica de radiação.

O espalhamento de luz pelos modos de vibração das moléculas já estava sendo bem estudado, mas Léon Brillouin, em 1922 e, independentemente, Mandelstam, em 1926, chegaram a prever a possibilidade de espalhamento de luz por ondas elásticas presentes no meio. Em 1930 Gross observou picos de espalhamento inelástico de luz com frequências bem menores que os modos vibracionais das moléculas, corroborando a previsão de Brillouin e Mandelstam. A utilização do espalhamento Brillouin de luz não ficou restrita apenas ao estudo de fônons. Em 1966, Fleury [78] fez a primeira detecção de mágnons no material FeF₂ e a partir daí o fenômeno passou a ter uma eminente contribuição na área do magnetismo e da spintrônica.

3.2 Princípios do espalhamento Brillouin de Luz

Ao incidir uma fonte de luz monocromática de frequência ω_i sobre uma amostra e coletar a luz espalhada por ela, obtém-se tipicamente uma das distribuições de intensidades da Fig.(18). Em (a) e (b) os picos centrais, com frequência ω_i e $\omega = 0$, correspondem ao espalhamento elástico, convencionalmente chamado de *espalhamento Rayleigh*. Todas as frequências diferentes destas correspondem ao espalhamento inelástico. Ambos os espectros mostrados na figura são exatamente os mesmos. Em experimentos é comum ver espectros

Figura 18 – Espectros típicos de espalhamento inelástico de luz. Em ambos os espectros é possível ver picos à esquerda, chamados de Stokes e à direita, chamados de anti-Stokes. (a) Espectro com valores absolutos de frequência. (b) Espectro com valores relativos de frequência.



Fonte: O autor.

como o (b) pois desta forma ficam logo evidentes os valores de frequência das excitações no material. É possível ainda realizar uma conversão entre os valores absolutos e relativos de frequências

$$\omega'_S = \omega_S - \omega_I \quad (3.2a)$$

$$\omega'_{AS} = \omega_{AS} - \omega_I \quad (3.2b)$$

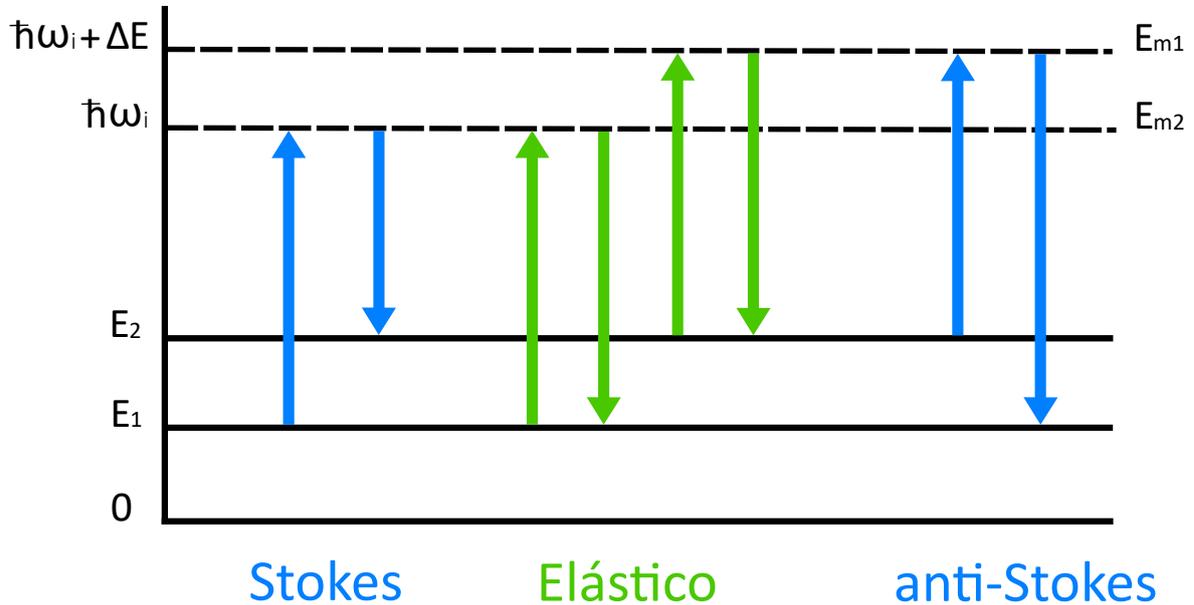
As frequências ω_S e ω_{AS} indicam os processos Stokes e anti-Stokes, respectivamente. Esses processos são associados ao ganho ou à perda de energia pela amostra. As Eq.(3.3) expressam a conservação de energia para os dois processos, onde ω_e é a frequência da excitação no material.

$$\hbar\omega_S = \hbar\omega_I - \hbar\omega_e \quad (3.3a)$$

$$\hbar\omega_{AS} = \hbar\omega_I + \hbar\omega_e \quad (3.3b)$$

Na parte Stokes, Eq.(3.3a), o fóton incidente com energia $\hbar\omega_I$ perde para a amostra a energia $\hbar\omega_e$, criando uma quasipartícula com frequência ω_e . O fóton espalhado tem, portanto, menor energia em comparação ao fóton incidente e sua detecção estará ao

Figura 19 – Representação de níveis de energia inicial, final e virtuais nos processos de espalhamento Stokes e anti-Stokes. Os níveis de energia E_1 e E_2 correspondem aos estados $|1\rangle$ e $|2\rangle$ das excitações coletivas, respectivamente. Já os estados correspondentes aos níveis de energia E_{m1} e E_{m2} são estados virtuais.



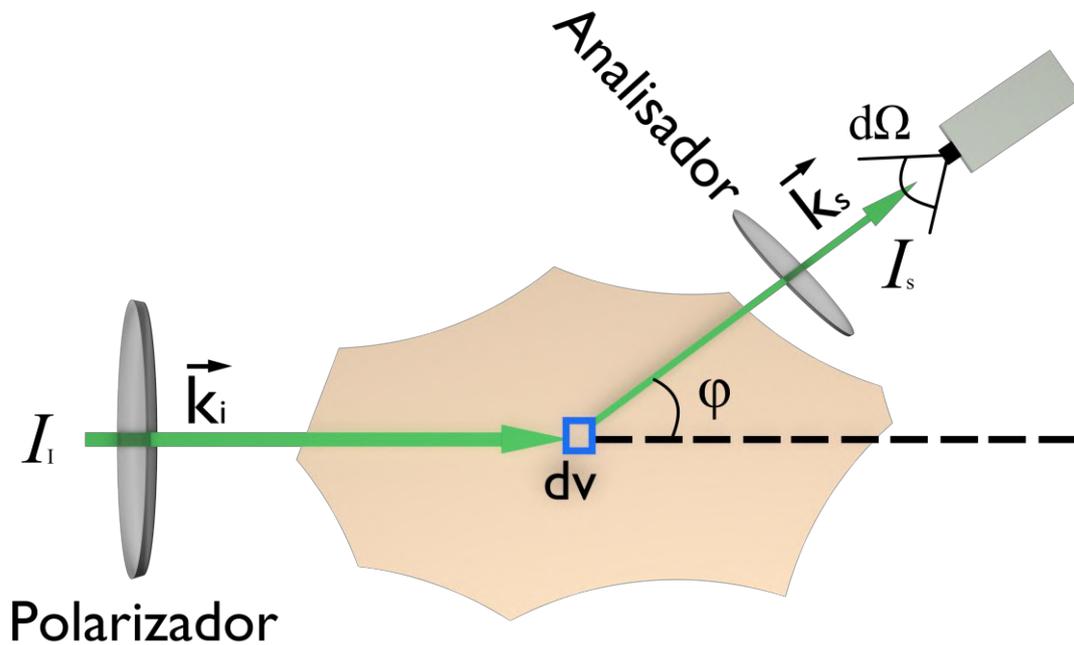
Fonte: O autor.

lado esquerdo do espectro. Na parte anti-Stokes, a amostra perde energia ao destruir uma quasipartícula, fazendo o fóton espalhado ter uma energia maior em relação ao fóton incidente. Aplicando as transformações da Eq.(3.2) é possível ver as frequências Stokes e anti-Stokes serem negativas e positivas, quando a frequência incidente é a referência.

Os processos de espalhamento são puramente quânticos e podem ser representados, quanto às suas energias, pela Fig.(19). Esta mesma figura e os espectros da Fig.(18) representam o espalhamento Raman de luz e espalhamento Brillouin de luz. Eles tem a mesma natureza de espalhamento e a única diferença entre estes dois tipos é o intervalo de frequência abrangido. Por questões das técnicas experimentais, a espectroscopia Raman está na ordem de número de onda entre 10 cm^{-1} a 4000 cm^{-1} , já a Brillouin engloba números de onda menores que 10 cm^{-1} . As espectroscopias Raman e Brillouin são técnicas de grande importância na investigação de excitações coletivas nos materiais, pois com os sinais obtidos nos espectros, obtém-se explicitamente a frequências das quasipartículas envolvidas além de poder estimar os tempos de vida das excitações por meio de parâmetros como a largura do pico e a sua intensidade.

O cerne da teoria de espalhamento está na seção de choque, por isso é fundamental descrevê-la em experimentos de espalhamento de luz. A Fig.(20) esquematiza o feixe de luz incidindo em uma amostra e um detetor, coletando parcialmente a luz espalhada por ela. I_i e I_e são as intensidades da luz incidente e espalhada, respectivamente. Onde ϕ é o ângulo

Figura 20 – Representação genérica de espalhamento de luz por um elemento de volume dv . \mathbf{k}_I e \mathbf{k}_S representam os vetores de onda da radiação incidente e espalhada, respectivamente.



Fonte: O autor.

de espalhamento, dv é o elemento de volume e $d\Omega$ é o ângulo sólido. As intensidades I_i e I_e correspondem apenas as intensidades espalhadas pelo elemento de volume dv . O motivo desta aproximação, ao invés de tratar com as intensidades antes de entrar na amostra e após a saída dela, é evitar dependências com a anisotropia da rede cristalina, índice de refração da amostra e a dependência da transmissão com o formato da superfície. Outra aproximação é desconsiderar a dispersão da luz no feixe do laser incidente, uma vez que as intensidades são muito pequenas comparadas à frequência monocromática ω_i .

Uma definição importante em espectroscopia é a *seção de choque diferencial espectral*, definida por

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_S} \quad (3.4)$$

Ela quantifica a energia coletada pelo detetor em um ângulo sólido $d\Omega$ e no intervalo de frequências entre ω_S e $\omega_S \pm d\omega_S$. Esta definição, embora esteja associada a parte Stokes do espalhamento, também pode ser fornecida para o processo anti-Stokes. Entretanto, as expressões se referem sempre a parte Stokes devido a sua intensidade ser maior quando comparada a anti-Stokes.

A seção de choque diferencial $d\sigma/d\Omega$, bastante mencionada em teorias de espalhamento, pode ser obtida integrando a seção de choque diferencial espectral

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \int d\omega_S \frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_S} \quad (3.5)$$

E com a integração em relação ao ângulo sólido, chega-se a seção de choque

$$\sigma = \int d\Omega \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (3.6)$$

A partir desse ponto, por questões de simplificação, o termo seção de choque será um termo genérico utilizado para nomear a seção de choque diferencial ou a seção de choque diferencial espectral, onde a inequívocidade será resguardada pela expressão matemática apresentada. A seção de choque diferencial espectral é a de maior relevância, uma vez que detém informação sobre a variação angular e sobre a variação em frequência. Como já mencionado, apenas as grandezas associadas a parte Stokes serão apresentadas. Não obstante, é possível estabelecer, para a maioria dos experimentos em espalhamento de luz, a relação entre as seções de choque Stokes e anti-Stokes, apresentadas na Eq.(3.7).

$$n \frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_S} = [n + 1] \frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_{AS}} \quad (3.7)$$

Onde n é o número de ocupação de estados definidos pela estatística de Bose-Einstein

$$n = \frac{1}{e^{\hbar\omega_e/k_B T} - 1} \quad (3.8)$$

Pela Eq.(3.7) e Eq.(3.8) é possível notar a predominância da intensidade Stokes sobre a anti-Stokes, acentuada ainda mais a baixas temperaturas. Uma relação mais detalhada entre as seções de choque e um entendimento mais profundo do motivo da diferença entre elas é obtido com a utilização do teorema dissipação-flutuação.

Além da conservação de energia nos processos Stokes e anti-Stokes, tipicamente também ocorre a conservação de momento. Denotando \mathbf{k}_i o vetor do fóton incidente, \mathbf{k}_S e \mathbf{k}_{AS} os vetores dos fótons espalhados pelas componentes Stokes e anti-Stokes, respectivamente, escrevem-se as Eq.(3.9) para as conservações de momento.

$$\hbar\mathbf{k}_S = \hbar\mathbf{k}_I - \hbar\mathbf{k}_e \quad (3.9a)$$

$$\hbar\mathbf{k}_{AS} = \hbar\mathbf{k}_I + \hbar\mathbf{k}_e \quad (3.9b)$$

Onde \mathbf{k}_e é o vetor de onda da excitação na amostra e \hbar é a constante de Planck sobre 2π . A Fig.(21) esquematiza os vetores de onda para ambos os processos de espalhamento. Utilizando a lei dos cossenos para a parte Stokes da figura, escreve-se a Eq.(3.10)

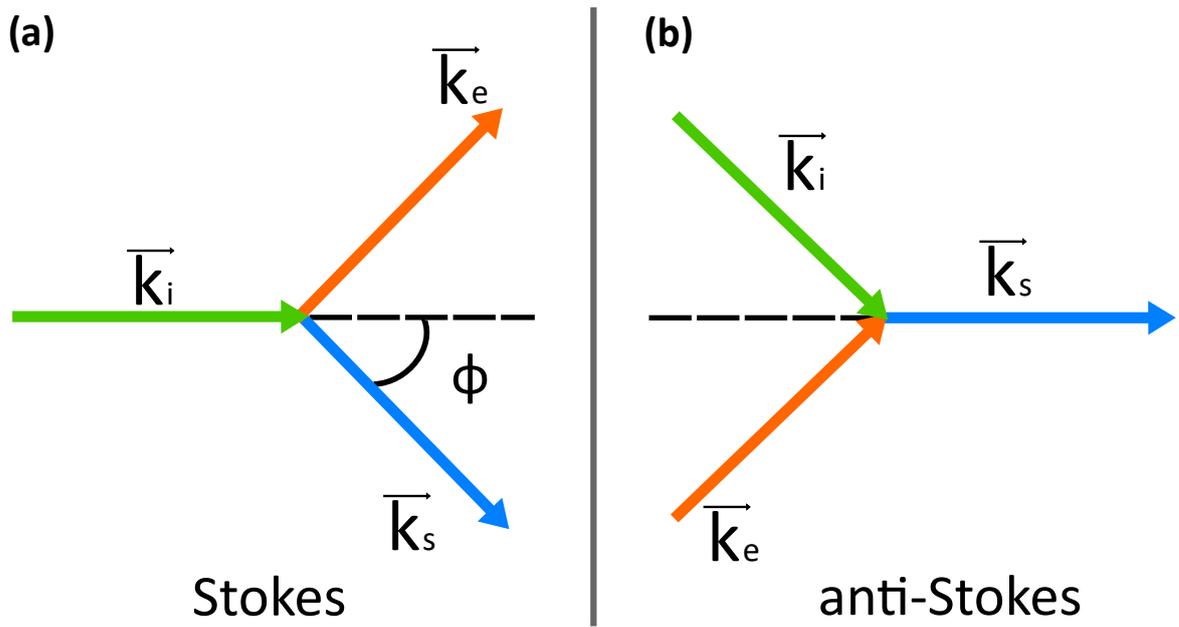


Figura 21 – Conservação de momento para os processos Stokes e anti-Stokes.

$$k_s^2 = k_I^2 + k_e^2 - 2k_I k_e \cos \phi \quad (3.10)$$

Para ondas planas, $k = \sqrt{\mu\epsilon}\omega$, portanto o vetor de onda e frequência se relacionam pela Eq.(3.11), sendo esta uma simplificação, onde os índices de refração associados à parte incidente é igual ao da parte espalhada $n_I = n_S = n$.

$$k_{SC} = n\omega_S \quad (3.11)$$

Esta aproximação é válida para os casos onde o espalhamento ocorre da mesma região da incidência, por exemplo, em casos de retroespalhamento ou em casos da aproximação do espalhamento em um elemento de volume da amostra. Inserindo a Eq.(3.3) na Eq.(3.10), chega-se à expressão

$$\frac{c^2}{n^2} \frac{k_e^2}{\omega_I^2} = \frac{\omega_e^2}{\omega_I^2} + 4 \left(1 - \frac{\omega_e}{\omega_I} \sin^2 \frac{\phi}{2} \right) \quad (3.12)$$

Para uma grande variedade de casos, as frequências das excitações estudadas são muito menores que a frequência do laser $\omega_e \ll \omega_I$, aproximando-se a Eq.(3.12) pela Eq.(3.13).

$$k_e = k_I \sin \frac{\phi}{2} \quad (3.13)$$

Embora para a maioria dos experimentos de espalhamento a Eq.(3.13) seja suficientemente uma boa aproximação e os vetores de onda acessíveis às partes Stokes e

anti-Stokes serem os mesmos, uma análise mais cuidadosa revelará a impossibilidade de acessar todos os vetores de onda. Outra observação será a não correspondência entre as regiões acessíveis para as partes Stokes e anti-Stokes.

3.3 Espectroscopia Brillouin

Um parâmetro importante em espectroscopia é a *potência de resolução*, definido por

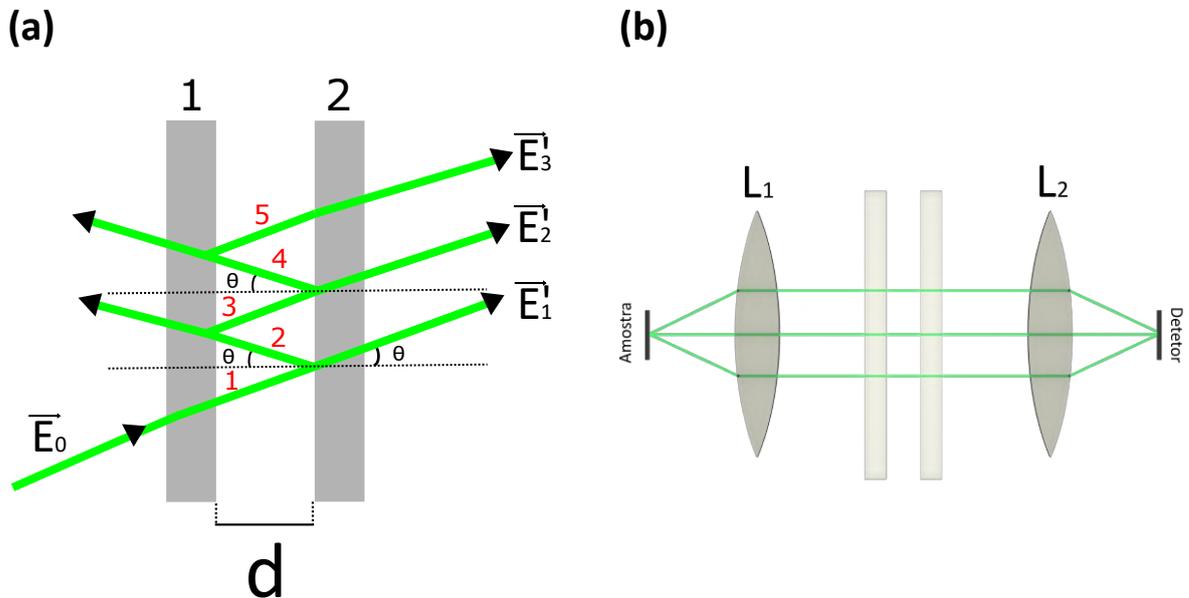
$$\mathcal{P} = \frac{\nu}{\delta\nu} \quad (3.14)$$

onde ν é a frequência monocromática e $\delta\nu$ é a menor diferença distinguível entre frequências. Tipicamente, em experimentos de espalhamento de luz a diferença entre a componente elástica e as componentes inelásticas podem ir de poucos hertz a centenas de terahertz. Como não há um meio dispersivo que abranja todo esse intervalo e que mantenha um \mathcal{P} adequado para resolver os sinais, são utilizadas algumas técnicas diferentes de espectroscopia, baseadas em princípios físicos como difração, interferência e difração diferencial. Cada um desses princípios envolve um meio dispersivo diferente (componentes óticos, distância focal, etc) e por conseguinte, uma potência de resolução diferente. Consegue-se uma boa resolução utilizando espectroscopia Raman para números de onda tipicamente acima de 10 cm^{-1} , entretanto, abaixo desse valor, a resolução começa a ser bastante comprometida, tendo que recorrer à técnica de espalhamento Brillouin de luz. Outra vantagem da espectroscopia Brillouin é o seu alto contraste, necessário quando se deseja detectar sinais de baixa intensidade, como mágnons e excitons, por exemplo. Nas seções a seguir serão apresentados bem mais detalhes da técnica e do interferômetro Fabry-Perot, o cerne da espectroscopia Brillouin.

3.3.1 O interferômetro Fabry-Perot

O cerne da espectroscopia Brillouin é o interferômetro Fabry-Perot. Ele é constituído de dois espelhos dispostos paralelamente com as superfícies internas revestidas por várias camadas de filmes dielétricos, resultando em refletividades maiores que 90 %. A este par de espelhos é dado o nome de *etalon*. O etalon é uma cavidade ótica funcionando como um filtro de comprimento de onda, com banda bastante estreita, deixando passar apenas os comprimentos de onda nas quais ocorrem ressonância. Devido às suas características de baixa distorção de frente de onda, baixa perda de inserção e com boa durabilidade, ele também é utilizado em diversas aplicações como, por exemplo, em multiplexadores de divisão de onda e travador de comprimento de onda. A Fig.(22a) mostra um feixe incidente sofrendo múltiplas reflexões e transmissões no interior da cavidade. Na Fig.(22b) apresenta-se uma ilustração de uma montagem para um etalon.

Figura 22 – (a) A radiação, representada pelo vetor \vec{E}_0 incide no espelho 1 do Fabry-Perot. A face de incidência não é dotada de revestimento dielétrico e não se trata de uma face altamente refletiva. Ao passar pela espessura do espelho, a luz sofrerá sucessivas reflexões na cavidade e as componentes transmitidas aparecerão para cada reflexão, que estão identificadas pelos números vermelhos. (b) Uma ilustração simplista mostrando um interferômetro Fabry-Perot. Neste caso, o ângulo de incidência é zero. As lentes L_1 e L_2 direcionam a radiação à cavidade e depois ao detector.



Fonte: O autor.

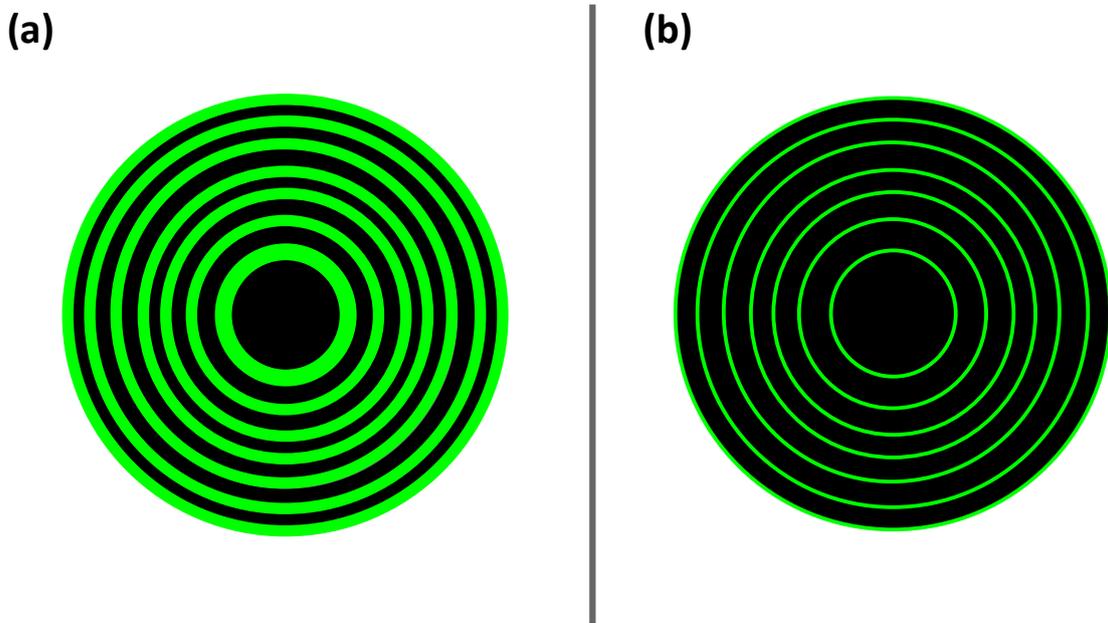
Quando um feixe de luz incide sobre um etalon, fazendo um ângulo θ em relação ao seu eixo óptico, o comprimento de onda λ transmitido é expresso pela condição de interferência

$$m\lambda = 2nd \cos \theta \quad (3.15)$$

com $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ sendo a ordem de interferência, d a distância entre os espelhos e n o índice de refração do meio entre os espelhos. Considerando uma fonte de luz monocromática, há diferentes valores de ângulos para os quais a Eq.(3.15) é satisfeita. Isso também ocorre para diferentes valores de m . Desta forma o padrão de interferência de um etalon são anéis concêntricos (franjas de interferência). A Fig.(23a) mostras as franjas de interferência de um etalon com baixa finesse e a Fig.(23b), com alta finesse.

Um outro parâmetro importante é o quão separados estão dois máximos de ordens consecutivas. A esta grandeza, expressa geralmente em inverso de comprimento de onda $\sigma = 1/\lambda$, é dado o nome de *Free Spectral Range* (FSR), definido como $\Delta\lambda$. Considerando a ordem m relacionada a um comprimento de onda λ , e a ordem de $m+1$ de um comprimento de onda $\lambda + \Delta\lambda$; da Eq.(3.15), simplificando para $\theta = 0$, escreve-se

Figura 23 – Franjas de interferência do interferômetro Fabry-Perot. (a) Um interferômetro com baixa finesse. A banda de comprimentos de onda é evidenciada em franjas mais largas. (b) Um interferômetro com alta finesse. Fica evidente franjas muito mais estreitas, mostrando uma seleção mais fina entre comprimentos de onda, fenômeno alcançado em cavidades com fator-Q muito elevado. Cada franja corresponde à variação do ângulo de incidência de 0 a 2π , satisfazendo a Eq.(3.15)



Fonte: O autor.

$$m\lambda = 2nd \quad (3.16)$$

$$(m + 1)(\lambda + \Delta\lambda) = 2nd \therefore (m + 1)\Delta\lambda + 2nd + \lambda = 2nd \quad (3.17)$$

para a primeira ordem de λ e para a ordem consecutiva de $\lambda + \Delta\lambda$, respectivamente. De (3.17)

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda}{m + 1} \quad (3.18)$$

e de (3.18) e (3.16) para a ordem $m + 1$, resulta

$$\Delta\lambda = -\frac{\lambda^2}{2nd} \quad (3.19)$$

O FSR pode ser expresso em termos de frequência, comprimento de onda ou, mais usualmente em termos de inverso de comprimento de onda $\sigma = 1/\lambda$. Assim, a Eq.(3.19) é escrita como

$$\Delta\left(\frac{1}{\sigma}\right) = \frac{1}{2nd}\left(\frac{1}{\sigma}\right)^2$$

$$\Delta\sigma = \frac{1}{2nd} \quad (3.20)$$

A equação (3.20) mostra que o FSR depende apenas da distância entre os espelhos e do índice de refração do meio. Em cavidades ressonantes há uma banda de frequências em torno da autofrequência da cavidade. Essa distribuição está ligada à qualidade da cavidade em selecionar a frequência de ressonância ω_0 . Para comparar o quão boa uma cavidade é, define-se o fator de qualidade [18]

$$Q = \omega_0 \frac{E_a}{E_p} \quad (3.21)$$

onde E_a e E_p representam a energia armazenada e perdida na cavidade, respectivamente. No contexto do interferômetro Fabry-Perot, esse conceito é atribuído à *finesse*

$$F = \frac{\Delta\sigma}{\delta\sigma} \quad (3.22)$$

onde $\delta\sigma$ é a largura à meia altura (FWHM). A finesse total pode ser expressa pela seguinte série

$$\frac{1}{F} = \sum_i \frac{1}{F_i} \quad (3.23)$$

onde F e F_i são a finesse do espectrômetro e as finesses associadas a cada componente, respectivamente. A finesse de refletividade é uma das mais relevantes devido à sua ordem relativa para com as demais. Denota-se por F_R a finesse de refletividade e define-se por

$$F_R = \pi \frac{\sqrt{R}}{1-R} \quad (3.24)$$

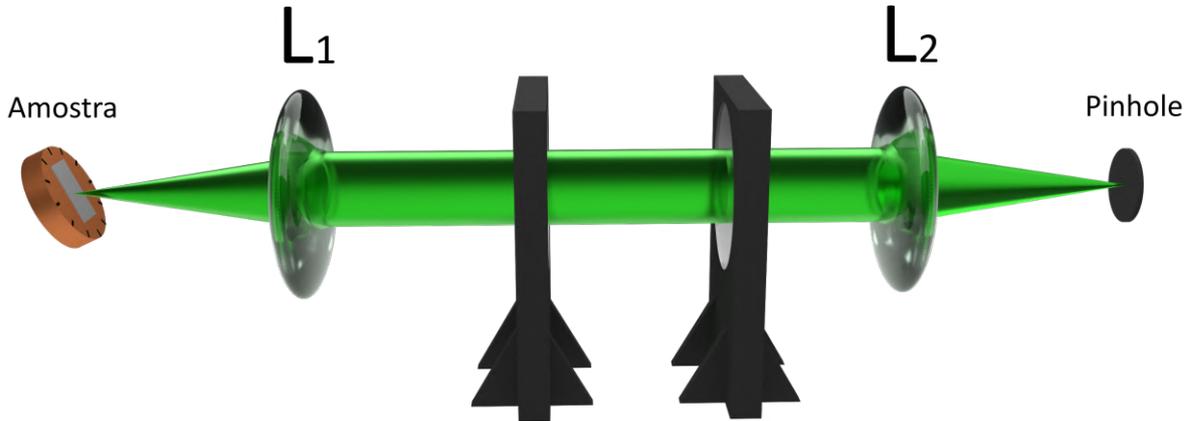
Cabe salientar também outras duas importantes finesses: a de curvatura F_C e a do pinhole F_p , definidas pelas equações (3.25) e (3.26)

$$F_c = \frac{M}{2} \quad (3.25)$$

onde M expressa o desvio, em unidades de comprimento de onda, de uma superfície perfeitamente plana. Já a finesse de pinhole é expressa pela seguinte equação:

$$F_p = \frac{4\lambda f^2}{D^2 d} \quad (3.26)$$

Figura 24 – Ilustração da montagem de um interferômetro Fabry-Perot. A luz coletada pela lente L_1 direciona um cilindro de luz para a cavidade ótica. Os comprimentos de onda transmitidos são coletados pela lente L_2 e enviados ao detetor, antes passando por um pinhole, que introduz a finesse de pinhole, discutida nesta seção.



Fonte: O autor.

com f e D sendo a distância focal da lente e o diâmetro do pinhole, nessa ordem. A Fig.(24) ilustra um interferômetro Fabry-Perot de uma única passagem

A potência de resolução, definida na Eq.(3.14) é uma importante grandeza também utilizada na espectroscopia Raman, por exemplo. Substituindo a Eq.(3.20) na Eq.(3.22), chega-se a

$$\delta\sigma = \frac{\sigma}{F} = \frac{1}{2ndF} \quad (3.27)$$

e substituindo a Eq.(3.27) na Eq.(3.14), escrita em termos de λ , escreve-se:

$$\mathcal{P} = \frac{\sigma}{\delta\sigma} = \sigma 2ndF = mF \quad (3.28)$$

onde na última igualdade usou-se a Eq.(3.15). A equação (3.28) é algebricamente a mesma encontrada para a potência de resolução de uma grade de difração, onde ao invés de F , usa-se, N , o número de sulcos da grade.

Voltando à Fig(22a), é possível encontrar a forma de linha espectral para o interferômetro Fabry-Perot. Considerando as equações (3.29a), (3.29b) e (3.29c) como o campo elétrico incidente, refratado e refletido, respectivamente

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{x} - \omega t)} \quad (3.29a)$$

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E}'_0 e^{i(\mathbf{k}' \cdot \mathbf{x} - \omega t)} \quad (3.29b)$$

$$\mathbf{E}'' = \mathbf{E}''_0 e^{i(\mathbf{k}'' \cdot \mathbf{x} - \omega t)} \quad (3.29c)$$

e utilizando as condições de contorno para o campo elétrico nas superfícies de cada um dos espelhos, escrevem-se

$$\frac{E'_{01}}{E_0} \equiv T_1 \quad \frac{E'_{02}}{E'_{01}} \equiv T_2 \quad (3.30)$$

onde T_1 e T_2 são os coeficientes de transmissão nos espelhos 1 e 2, respectivamente

$$\frac{E''_{01}}{E_0} \equiv R_1 \quad \frac{E''_{02}}{E'_{01}} \equiv R_2 \quad (3.31)$$

e R_1 e R_2 são os coeficientes de reflexão nos espelhos 1 e 2, respectivamente. Com as definições e observando os caminhos óticos na figura Fig(22a), escreve-se a amplitude total transmitida E_t

$$E_t = E'_1 + E'_2 + E'_3 + \dots \quad (3.32)$$

$$E_t = E_0 T_1 T_2 e^{-i\omega t} + E_0 T_1 T_2 R_1 R_2 e^{-i(\omega t + \alpha)} + E_0 T_1 T_2 R_1^2 R_2^2 e^{-i(\omega t + 2\alpha)} + \dots \quad (3.33)$$

onde α é a fase, dada por

$$\alpha = \mathbf{k} \cdot \mathbf{x} = 2kd \cos \theta = \frac{4}{\lambda} d \cos \theta \quad (3.34)$$

Observam-se os coeficientes de reflexão formarem uma série geométrica

$$E_t = E_0 T_1 T_2 e^{-i\omega t} \left[\frac{1}{1 - R_1 R_2 e^{i\alpha}} \right] \quad (3.35)$$

Multiplicando pelo complexo conjugado e definindo $I \equiv E_t E_t^*$, $T \equiv T_1 T_2$, $R \equiv R_1 R_2$ e $I_0 \equiv E_0^2$, escreve-se

$$I = I_0 \left(\frac{T}{1 - R} \right)^2 \frac{1}{1 + \left[\frac{4R}{(1-R)^2} \right] \sin^2 \left(\frac{\alpha}{2} \right)} \quad (3.36)$$

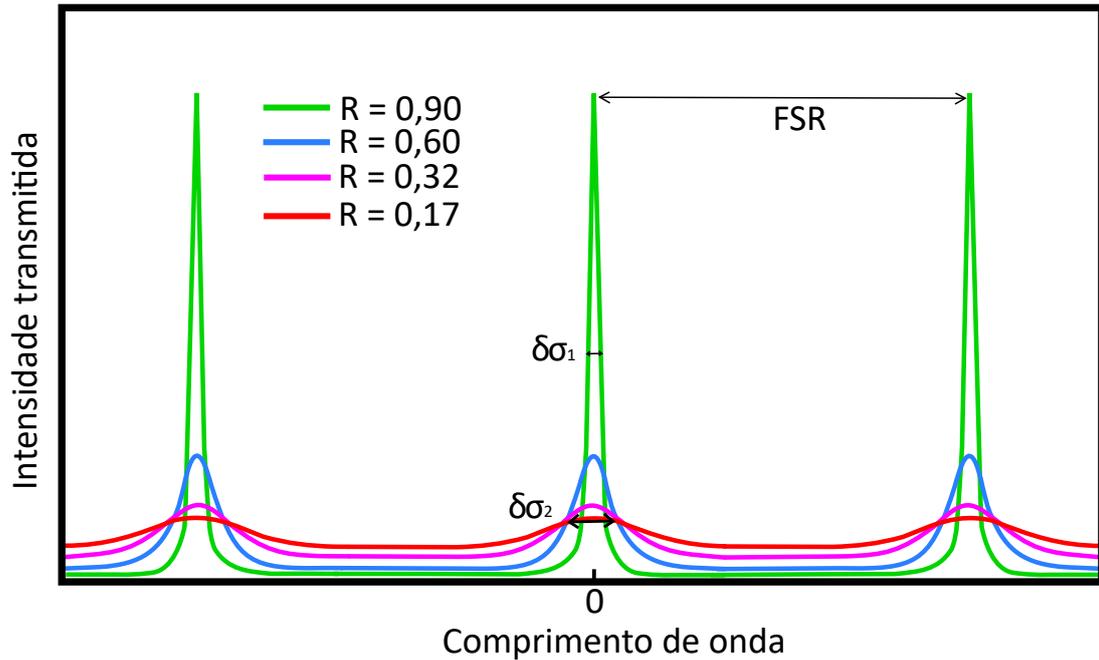


Figura 25 – Distribuições Airy para alguns coeficientes de reflexão dos espelhos. Quanto maior a refletividade, menor o FWHM e portanto maior o fator de qualidade da cavidade. Para refletividades baixas, a transmissão entre os picos tem um nível bastante alto, inviabilizando a detecção de sinais de menor intensidade, como os de mágnon. O contraste segue a mesma dependência com a refletividade.

Escrevendo em termos de σ e da finesse de refletividade, chega-se a **distribuição de Airy**.

$$\mathcal{A}(\sigma) = \left(\frac{T}{1-R} \right)^2 \frac{1}{1 + \left[\frac{4F_R^2}{\pi^2} \right] \sin^2(2\pi n d \sigma \cos \theta)} \quad (3.37)$$

A figura (25) mostra a intensidade da luz transmitida em função do comprimento de onda. Fica evidente a diferença na largura de linha e intensidade quando a refletividade cresce. Como mostrado na Eq.(3.37), a intensidade depende da refletividade R . É notável também a diferença na intensidade entre os picos. No desenvolvimento até esse ponto, é importante notar que as ordens de comprimento de onda se referem à luz monocromática (laser) utilizada para o espalhamento de luz. No caso de baixa finesse (baixa refletividade), a intensidade proveniente do laser é distribuída pelo espectro, aumentando bastante a linha de base e suprimindo bastante os sinais inelásticos entre os picos. É por essa razão que em experimentos para detecção de mágnons ou quasipartículas com sinais de espalhamento pouco intensos, é requerido um espectrômetro com a maior finesse possível.

O último fator importante é o **contraste**, definido por

$$C \equiv \frac{\mathcal{A}(\sigma)_{max}}{\mathcal{A}(\sigma)_{min}} \quad (3.38)$$

ou ainda

$$C = 1 + \frac{4F_R^2}{\pi^2} \quad (3.39)$$

O primeiro fator na distribuição de Airy Eq.(3.37) está fazendo omissão à absorção de parte da luz pelos espelhos e perdas por espalhamentos. Definindo A como sendo o fator de perda, é possível escrever a intensidade máxima transmitida como

$$\mathcal{A}(\sigma)_{max} = \left(1 - \frac{A}{1 - R}\right)^2 \quad (3.40)$$

Com a absorção sendo computada ou abstraída as expressões é importante notar que quando a refletividade $R \rightarrow 1$, a intensidade transmitida tende a zero, inviabilizando a função do interferômetro.

3.4 Técnicas experimentais

Existem muitas técnicas experimentais relacionadas ao espalhamento Brillouin de luz. Uma das técnicas vastamente usadas e presentes nessa tese diz respeito a espectroscopia baseada no interferômetro Fabry-Perot. Ao decorrer da história, muitas abordagens experimentais foram feitas até se chegar ao espectrômetro Sandercock TFP-1, atualmente com vasta utilização nos laboratórios de espectroscopia Brillouin. Nas subseções seguintes será apresentado o desenvolvimento das primeiras técnicas e ao final, uma descrição detalhada do espectrômetro Sandercock TFP1, utilizado nesta tese.

3.4.1 Os primeiros interferômetros Fabry-Perot e suas limitações

A Eq.(3.19) indica o free spectral range ser dependente de dois parâmetros: a distância entre os espelhos d e o índice de refração n . Naturalmente, para que seja realizado uma varredura em frequência, deve-se variar linearmente algum destes dois parâmetros. Uma forma de modificar o índice de refração é inserir o etalon em um recipiente hermeticamente fechado e fazer o controle da concentração de um determinado gás através do controle da pressão. Ao variar a pressão, varia-se o índice de refração do meio. Uma ilustração desse método é mostrada na Fig.(26a). Apesar do método ser relativamente simples, há algumas desvantagens em usá-lo, citando-se:

- Tempo de varredura: a mudança na pressão deve ser bastante lenta para evitar variações bruscas no índice de refração e turbulências no gás. Tipicamente cada varredura durava alguns minutos, fazendo com que o tempo de acumulação seja muito grande e diminuindo a relação sinal/ruído.

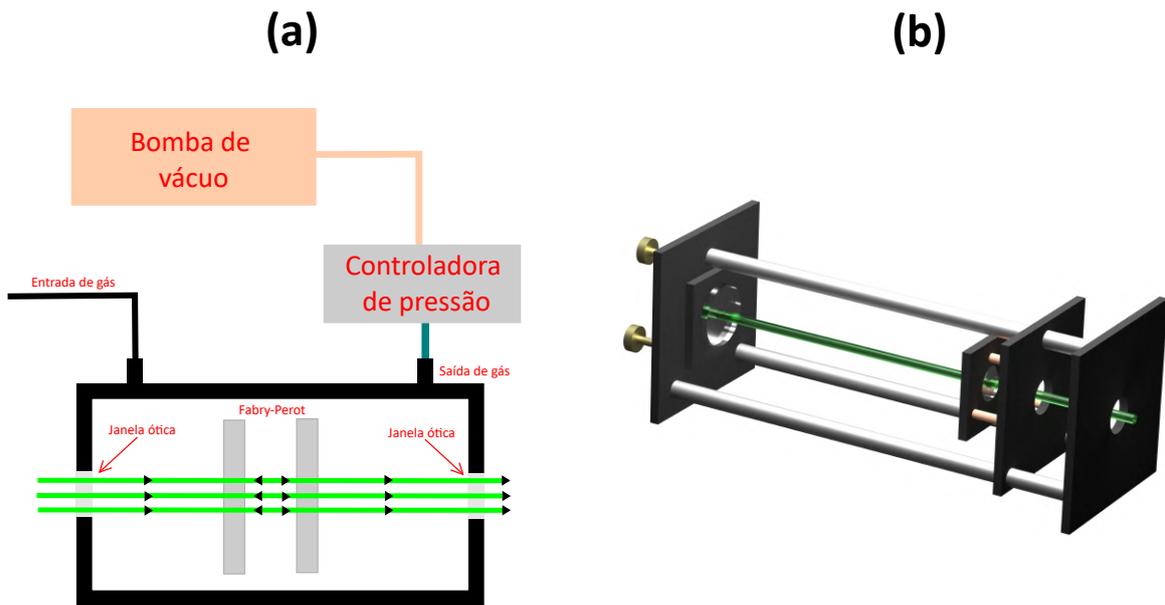


Figura 26 – (a) Simples esquema de montagem para um interferômetro Fabry-Perot com varredura a pressão. Uma caixa hermeticamente fechada contém um interferômetro Fabry-Perot. Antes da realização da varredura a caixa é preenchida com um gás (pode ser ar). Para se obter um espectro, utiliza-se uma bomba de vácuo e um controladora de pressão para variar o índice de refração. (b) Um interferômetro Fabry-Perot com varredura por piezoelétricos.

- Limitação da intensidade de detecção de sinal: devido às perdas no meio gasoso, apenas sinais bastante intensos, como por exemplo, os de fônon, eram detectados.
- Montagem não compacta e mais complexa: a variação da pressão de gás necessitava de uma bomba de vácuo e um controlador de pressão, aumentando o tamanho da montagem e necessitando de mecanismos para reduzir a vibração proveniente da bomba mecânica.

Por outro lado, a variação na distância dos espelhos é muito mais rápida, da ordem de segundos, facilitando o acúmulo de mais varreduras, aumentando a relação sinal/ruído e possibilitando a detecção de sinais menos intensos, como os de mágnon. A variação de δd (pequenas variações de d) é obtida pelo acoplamento de piezoelétricos a um dos espelhos do etalon Fig.(26b). Ao variar a tensão nos piezos, varia-se a distância da cavidade. Embora esse método tenha vantagens em relação ao anterior, ainda listam-se as seguintes desvantagens

- Inclinação dos espelhos: embora seja aplicada a mesma tensão elétrica em cada um dos três piezos, a resposta dos três não será necessariamente igual devido inhomogeneidades relativas entre cada piezo e também a efeitos não lineares em cada um deles. Isso implicará em uma perda de paralelismo e diminuirá a finesse de paralelismo Eq.(3.25), implicando em uma perda de contraste Eq.(3.39) e por conseguinte, uma piora na

detecção de sinais menos intensos. Esse problema se tornará ainda mais crítico se houver a intensão de realizar múltiplas passagens pela cavidade.

- Varredura não linear: devido à variação de temperatura e efeitos não lineares naturais aos piezoelétricos, a varredura não é totalmente linear.
- Perda do alinhamento na troca do FSR da cavidade: para se variar grosseiramente o FSR era necessário variar manualmente o suporte do espelho móvel e fazer ajustes em parafusos micrométricos para tentar deixar o mais paralelo possível. Isso implicava na perda do paralelismo, sendo necessário um realinhamento do conjunto.

É importante salientar que a variação da distância entre os espelhos é feita em duas situações: na variação grosseira do FSR, variando-se d e na varredura, variando-se δd . Na varredura grosseira, deve-se variar o conjunto com parafusos micrométricos ou com motor linear de precisão acoplado a um relógio medidor. E na varredura, utilizam-se piezoelétricos. Este procedimento estará presente em todos os tipos de interferômetros Fabry-Perot.

3.4.2 Espectrômetros Fabry-Perot multipassagens

Uma forma de aumentar a finesse e por consequência o contraste do espectrômetro Fabry-Perot é fazer um arranjo de dois interferômetros Fabry-Perot (FPI) em série. Neste tipo de configuração Fig.(27b) , utiliza-se o primeiro FPI com uma distância de cavidade L_1 e um segundo com uma distância L_2 , onde a segunda distância é ligeiramente diferente da primeira, atendendo às condições

$$m\lambda_1 = 2L_1 \qquad n\lambda_2 = 2L_2 \qquad (3.41)$$

com m, n inteiros.

Cada FPI irá gerar um espectro Fig.(27a). O FPI1 e o FPI2 farão uma boa coincidência entre os picos centrais, mas as próximas ordens não irão coincidir, de forma a haver dois pequenos picos no espectro-produto. Uma das vantagens de deixar dois FPIs em série com esta configuração é poder aumentar o FSR e também o contraste. Entretanto para casos onde a varredura é mecânica, ao variar a distância da cavidade, uma precisa sincronização é requerida, aumentando a dificuldade experimental do arranjo. Para resolver isso existe a opção de utilizar apenas um FPI e realizar múltiplas passagens. A Fig.(28) ilustra uma montagem experimental para espalhamento de luz utilizando um FPI com múltiplas passagem.

A peça chave para fazer a multipassagem por um FPI é utilizar o *prisma de canto de cubo* Fig.(29c). A vantagem deste elemento ótico é a retransmissão paralela de um feixe, mesmo com uma pequena inclinação do prisma. Como mostrado na Fig.(29b), um feixe vindo de

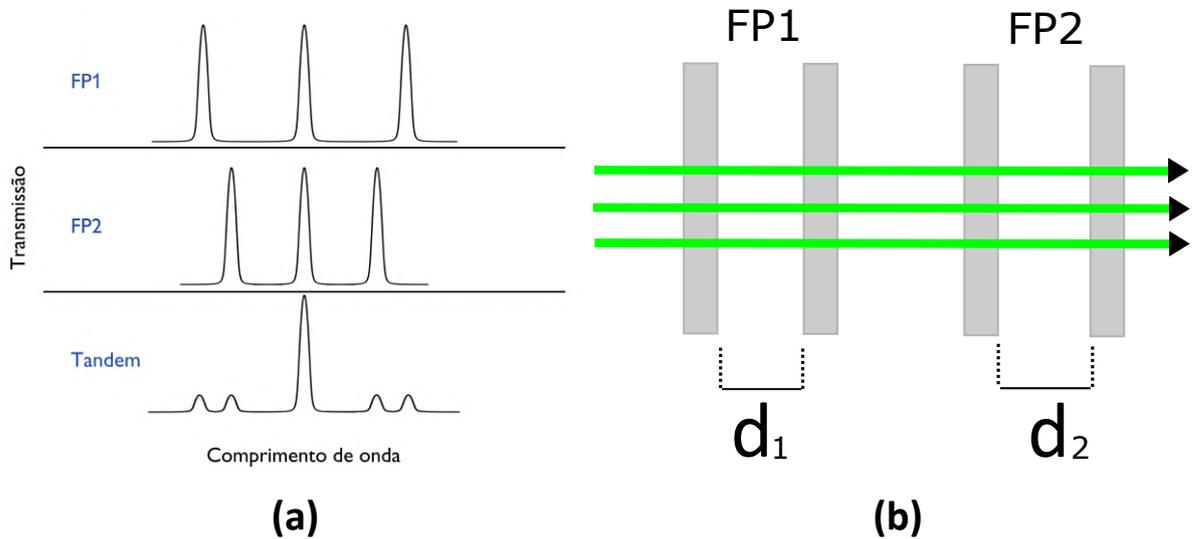
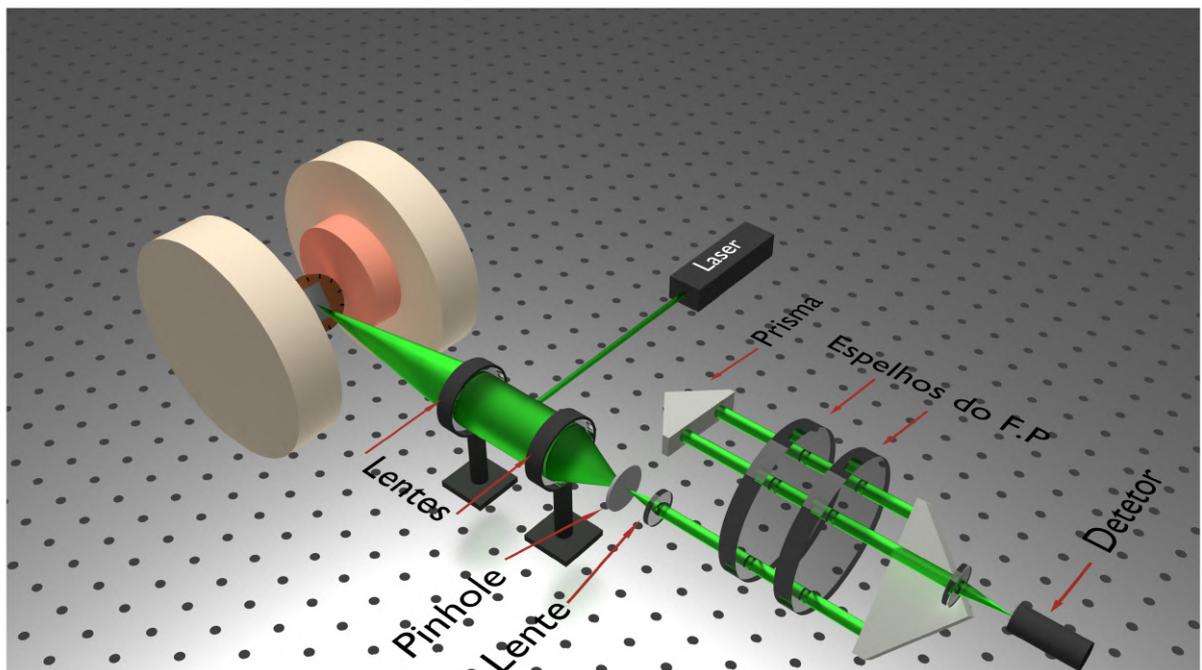


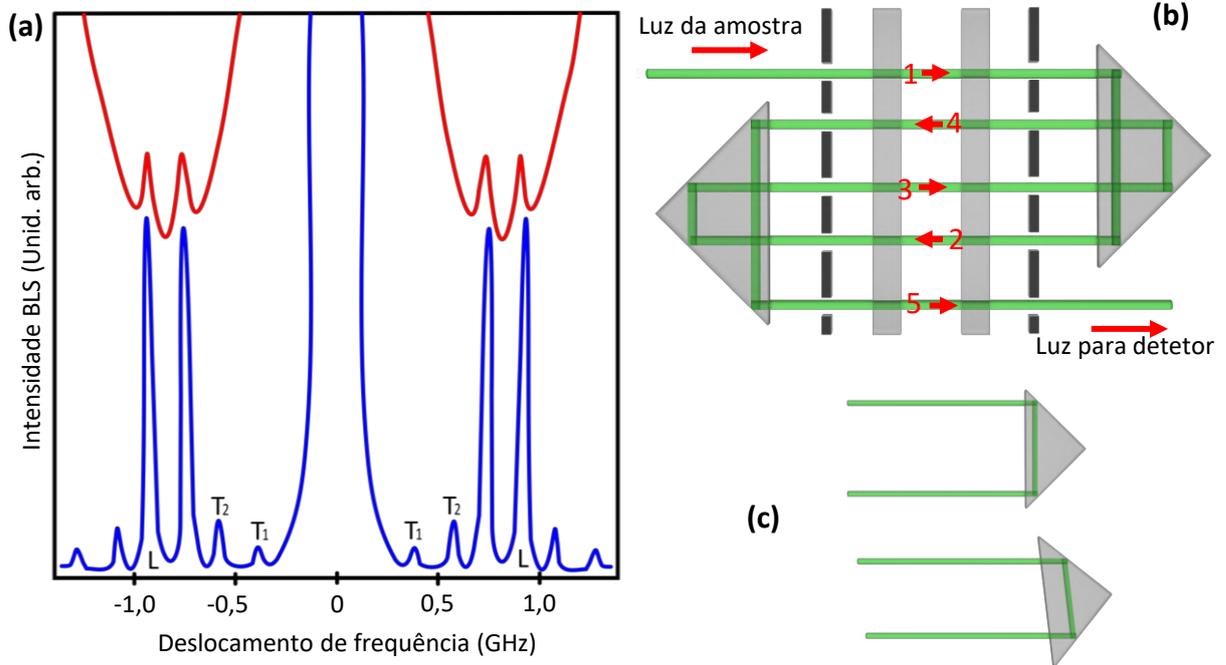
Figura 27 – (a) Os espectrômetros FP1 e FP2 tem uma ligeira diferença entre o tamanho das cavidades. A transmissão de ordem central realiza um bom casamento mas as próximas ordens não coincidem totalmente, de forma a gerar pequenos picos no FSR. É possível perceber que o FSR aumentou quando os interferômetros foram dispostos em série. (b) Uma ilustração de dois Fabry-Perot em modo tandem. As distâncias d_1 e d_2 são ligeiramente diferentes.

Figura 28 – Ilustração de uma montagem para experimento de espalhamento Brillouin de luz. No exemplo, está sendo utilizado apenas um Fabry-Perot com três passagens.



Fonte: O autor.

Figura 29 – (a) Dois espectros para uma amostra de SbSi [1]. No espectro superior o interferômetro usado tem baixo contraste em relação ao espectro inferior. Observa-se que apenas os sinais mais intensos são notados no instrumento com baixo contraste. (b) Esquema de um interferômetro com apenas um Fabry-Perot de 5 passagens. (c) Ilustração de prismas de canto de cubo. Eles tem a propriedade de refletir paralelamente um sinal, mesmo que a incidência não seja normal.



Fonte: O autor.

uma fonte espalhadora passa cinco vezes pela cavidade ótica, com cada prisma de canto de cubo possibilitando dois desvios do feixe. Após a última passagem a luz é enviada a um detector.

Para os casos dos dois tipos de arranjo, o contraste é aumentado em função do número de passagens. Seja p o número de passagens, o contraste final C_f é escrito como

$$C_f = C^p \quad (3.42)$$

Uma evidência da importância do contraste para a espectroscopia é mostrada na Fig.(29a) [1], uma medida de espalhamento por uma amostra de SbSi. A diferença entre os sinais com alto e baixo contraste é evidente.

3.4.3 O espectrômetro Tandem Fabry-Perot Sandercock TFP-1

Dos tipos de técnicas de varredura e arranjos de interferômetros Fabry-Perot vistos na seção anterior, o multipassagens era o de mais fácil implementação e foi amplamente usado. Entretanto havia uma desvantagem do ponto de vista de interpretação dos espectros. Retornando à Fig.(29a) observam-se, no espectro de maior contraste, 12 picos. Entretanto 6 deles são referentes às ordens vizinhas de interferência. Para casos de haver poucos picos

a interpretação é relativamente fácil. Entretanto, para casos da presença de vários picos a interpretação do espectro torna-se laboriosa. Por outro lado, como visto na seção anterior, a utilização de FPIs em série são capazes de suprimir as ordens vizinhas.

Em 1986, J.R. Sandercock [79] apresentou um novo arranjo instrumental Fig.(30). Na figura pode-se notar que cada um dos espelhos do FPI1 e FPI2 estão sobre uma placa, o *estágio de translação*, possibilitando a perfeita sincronização dos FPI. Observa-se também o eixo ótico do segundo interferômetro fazer um ângulo de 18° em relação ao primeiro. Sendo L_1 e L_2 as distâncias das cavidades óticas do FPI1 e FPI2 respectivamente, escreve-se

$$L_2 = L_1 \cos \theta \quad (3.43)$$

Essa escolha não é em vão. Para dois FPI transmitirem o mesmo comprimento de onda é necessário que eles atendam a condição de $\lambda_1 = \lambda_2$ na Eq.(3.41), por isso as distâncias entre as cavidades devem sempre atender a relação (3.44). O cosseno do ângulo escolhido é de aproximadamente 0,95, que é a razão entre dois números inteiros, portanto a transmissão simultânea ocorrerá sempre que houver um deslocamento do estágio de translação.

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{n}{m} \quad (3.44)$$

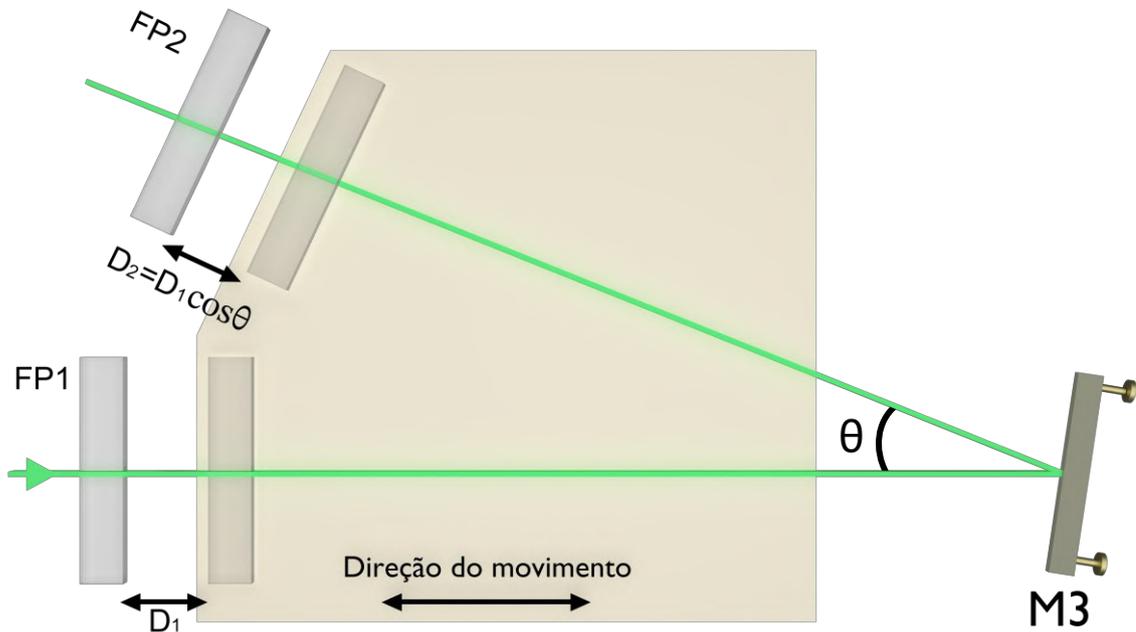
O ângulo entre os FPI, solução para o sincronismo, pode virar um problema para grandes deslocamentos, da ordem de $L_2/\sin \theta$, do estágio de translação. Isso implicará em um deslocamento lateral entre os espelhos fixo e móvel do segundo Fabry-Perot. Esse problema é contornado se o diâmetro dos espelhos for aumentado. Com um diâmetro apropriado e devido à distância de varredura dificilmente exceder os $3 \mu m$ não é necessária intervenção para ajustes horizontais.

Em síntese, a ideia de introduzir o estágio de translação oferece ao sistema as seguintes características

- Sincronização dinâmica: não é necessária a constante verificação entre a sincronização das cavidades, dirimindo possíveis problemas de não linearidades entre os piezoeletrônicos, utilizados para varrer a distância em cada um dos FPI. São conseguidos espectros sem deterioração para varreduras de até $100 \mu m$.
- Sincronização estática: pelo design compacto os dois interferômetros ficam em um local de área bastante reduzida, reduzindo o efeito de dilatação dos materiais, evitando a dessincronização. Variações de mais de 20 \AA podem deteriorar o espectro.

A obtenção de um espectro não é uma tarefa simples já que qualquer variação na ordem de dezenas de angstroms pode causar deterioração nos sinais. Por isso todo o design do instrumento é pensado de forma a evitar ao máximo desvios dos parâmetros ideais.

Figura 30 – Ilustração do estágio de translação. Os espelhos da esquerda ficam fixos. São neles onde estão localizados os piezoelétricos. Já os espelhos sobre o estágio de translação podem ser movidos, realizando a varredura.

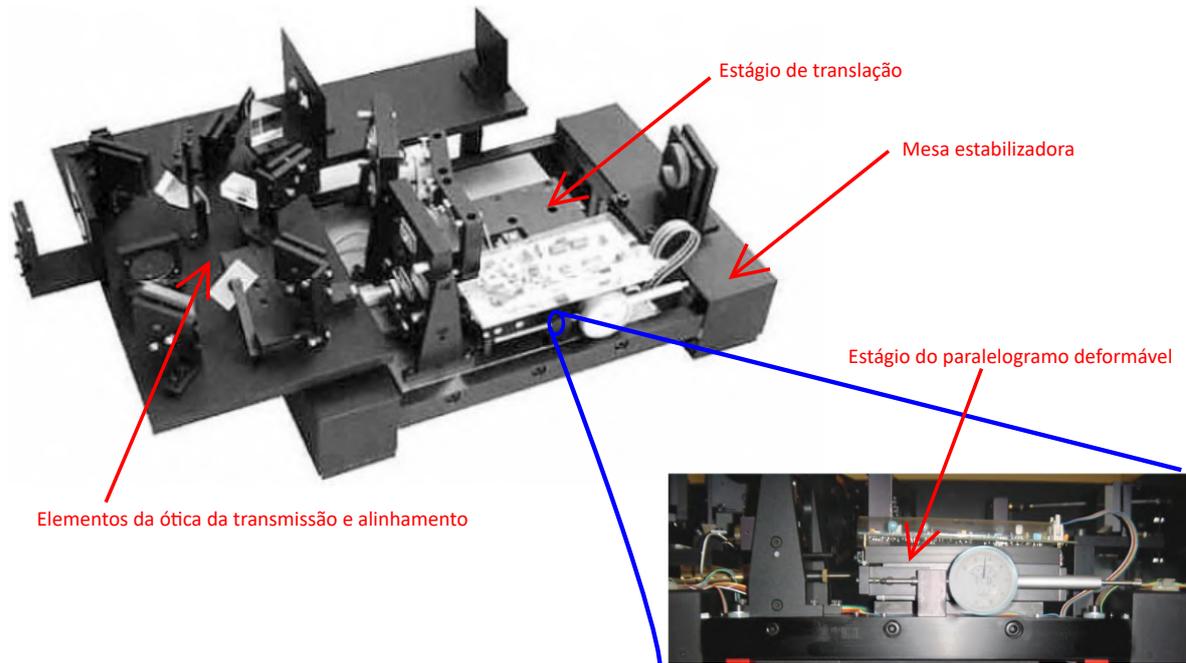


Fonte: O autor.

Na Fig.(31) é apresentada uma ilustração geral do espectrômetro. Observam-se os dois FPI formando um ângulo θ entre seus eixos óticos. Para cada FPI, um dos espelhos fica fixo e outro se situa sobre o estágio de translação. Abaixo do estágio de translação situa-se o *estágio do paralelogramo deformável*. Este estágio é conectado ao estágio de translação por duas placas em formato de paralelogramo e com diferença máxima de $10\ \mu\text{m}$ entre suas dimensões. Esses paralelogramos garantem deformações de até $100\ \mu\text{m}$ sem oferecer um deslocamento horizontal considerável, ou seja, praticamente todo o movimento se dá apenas na direção do movimento. Essa característica é mais que o suficiente para cumprir a exigência de haver desvio de poucos angstroms entre os espelhos em varreduras da ordem de $3\ \mu\text{m}$. O estágio do paralelogramo deformável encontra-se sobre esferas de aço situadas entre duas canaletas. Esta parte é para garantir que os deslocamentos necessários à mudança do FSR se dê da forma mais controlada possível, evitando grandes perdas de alinhamento entre os espelhos.

O espectrômetro ainda conta com componentes óticos auxiliares para a *ótica de alinhamento* e a *ótica de transmissão*. Esses componentes são responsáveis para fazer o pré-alinhamento dos FPI e para direcionar a luz espalhada para ser analisada por eles e após isso ser direcionada ao detetor. Todo o espectrômetro se situa sobre uma *mesa estabilizadora* composta por piezoelétricos. A função desta mesa é evitar a transmissão de vibrações para o espectrômetro. Um circuito eletrônico faz o processamento e identificação das vibrações e gera um sinal de tensão elétrica nos piezos a fim de que haja uma interferência destrutiva

Figura 31 – Visão geral do espectrômetro. Na imagem notam-se os elementos óticos da ótica de alinhamento e de transmissão. A placa de circuito presente é uma interface entre a controladora externa. Este circuito é responsável por amplificar os valores de tensão enviados aos piezoelétricos e por garantir a linearidade da varredura.



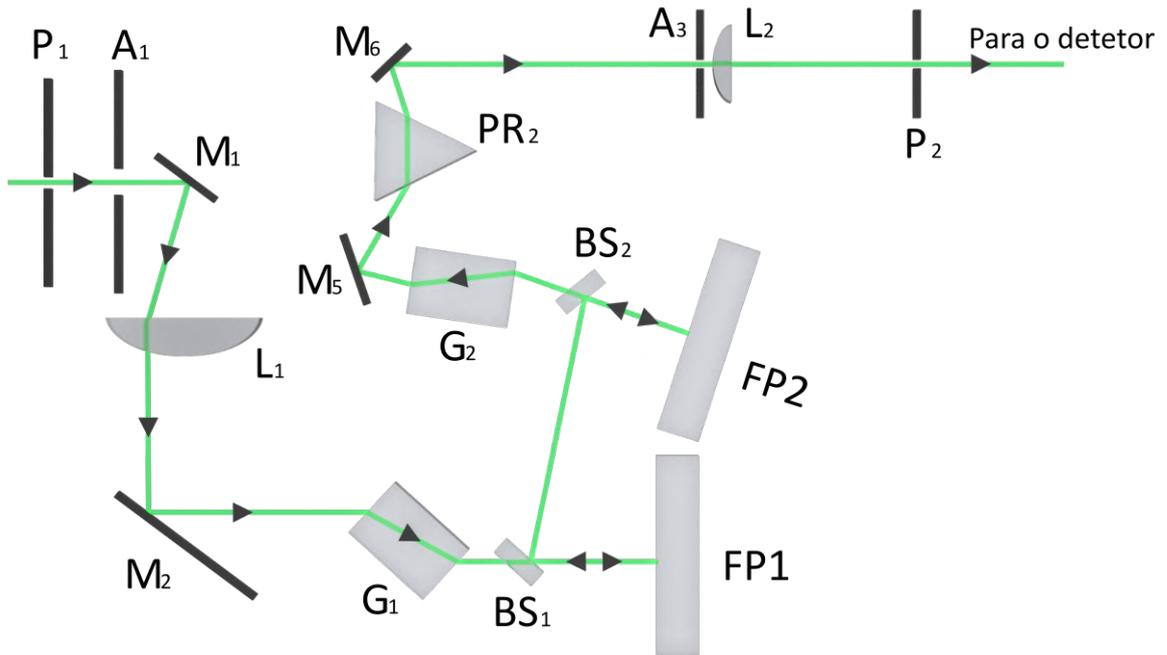
Fonte: O autor.

com a vibração externa, reduzindo a praticamente zero as amplitudes das vibrações no espectrômetro.

• Ótica de alinhamento

A Fig.(32) mostra os elementos óticos presentes na parte da ótica de alinhamento. Parte da intensidade do laser é direcionada ao pinhole P_1 e passando pela A_1 , presente na caixa externa que protege o espectrômetro. O espelho M_1 é responsável por direcionar a luz, que passa pela lente L_1 , onde é colimada e direcionada ao espelho M_2 , responsável por direcioná-la ao bloco de vidro G_1 e enviando ao beam splitter BS_1 . Parte da luz é feita incidir perpendicularmente em um dos espelhos do FP1. A luz refletiva e desviada são direcionadas pelo BS_1 ao beam splitter BS_2 , onde ocorrerá o mesmo direcionamento perpendicular em um dos espelhos do FP2. Após isso, ocorre o direcionamento ao bloco G_2 , espelho M_5 , prisma PR_2 , espelho M_6 e abertura A_3 com a lente L_2 , responsável por focalizar e enviar a luz analisada ao detetor após a passagem pelo pinhole de saída P_2 . Esse último pinhole pode ser ajustado, a fim de melhorar a finesse de pinhole. Essa parte da ótica é dedicada ao *modo de alinhamento*. Este modo é um pré-alinhamento realizado externamente, através da *central de controle do espectrômetro*. A luz é direcionada ao detetor, representando a maximização do alinhamento dos FPI1 e FPI2. A Fig.(33a) ilustra os vales de reflexão para cada um dos Fabry-Perot.

Figura 32 – Esquema ilustrando os elementos óticos do modo de alinhamento. O espectrômetro tem 5 graus de liberdade: dois, referentes aos eixos x, dois aos eixos y e um referente à sincronização dos dois Fabry-Perot. Conseguir, através de ajustes, algum sinal incipiente no modo transmissão é pouquíssimo provável, caso não se recorra ao modo de alinhamento.



Fonte: O autor.

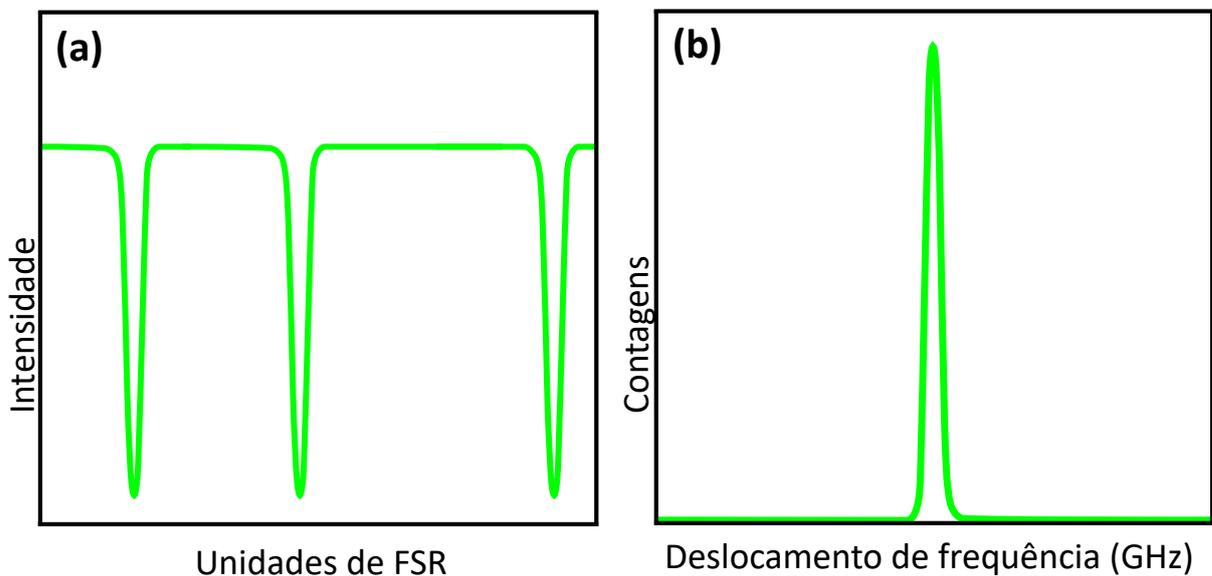


Figura 33 – (a) Uma ilustração representando o sinal vindo do detector após o pré-alinhamento no modo de alinhamento. Este alinhamento prévio consiste em aproximar ao máximo os espelhos do paralelismo entre eles. Quanto maior o vale, mais alinhado estarão os Fabry-Perot. (b) Sinal no modo de transmissão após o pré-alinhamento. A minimização do modo de alinhamento implica na maximização do modo de transmissão. O sinal central é referente à luz de referência e quanto mais intenso e estável estiver, mais alinhado estará o espectrômetro.

- **Ótica de transmissão**

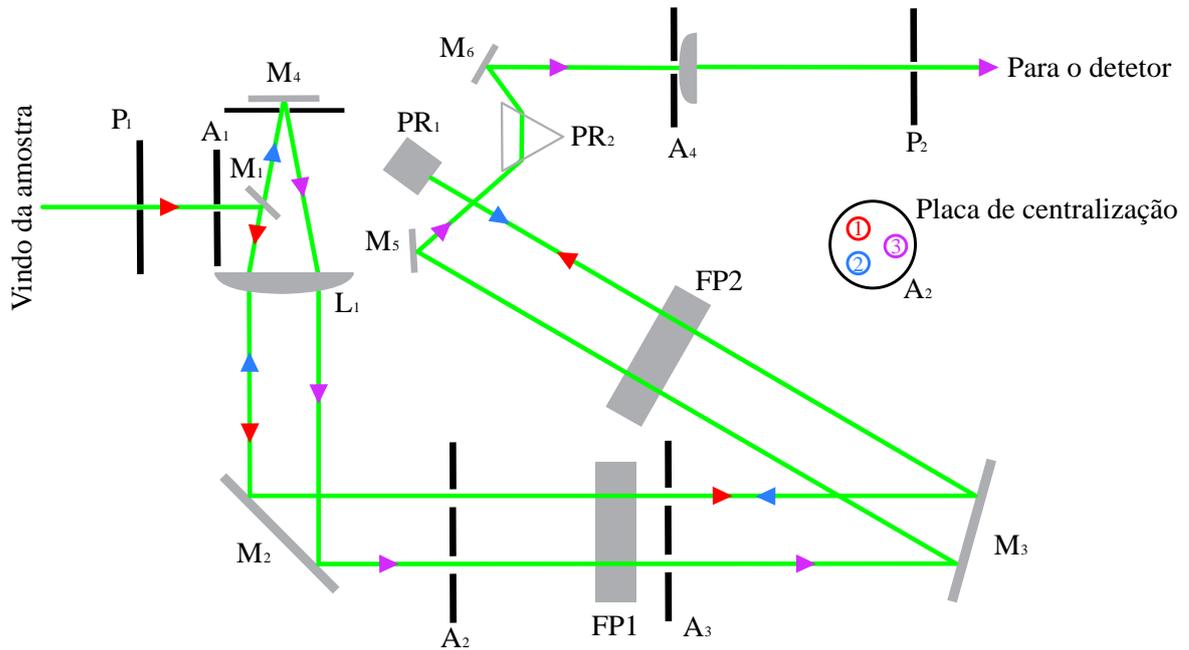
A ótica de transmissão Fig.(34) compartilha alguns elementos da ótica de alinhamento, por isso uma base móvel acionada por um motor faz com que alguns elementos óticos não participem mais quando se deseja ir ao *modo de transmissão*. A luz proveniente do espalhamento pela amostra é direcionada ao pinhole P_1 e passando pela abertura A_1 , que define o cone de luz aceito. O espelho M_1 é responsável por direcionar a luz para a lente L_1 , que colima o cone de luz para o espelho M_2 , direcionando à primeira passagem pela placa de centralização A_2 . Após a luz passar centrada pela primeira abertura da placa, é direcionada ao FP1. Logo após sair dele passa por outra placa de centralização A_3 , é direcionada ao espelho M_3 , que transfere ao FP2 e chega ao prisma de canto de cubo PR_1 . Até o momento foram feitas (2x1)-passagens, uma em cada Fabry-Perot. O prisma PR_1 , como visto antes, tem a propriedade de refletir o cone de luz, fazendo com que ela volte paralelamente ao FP2, fazendo o caminho inverso e passando pelas segundas aberturas das placas A_2 e A_3 . Ao chegar novamente na lente L_2 , a luz é direcionada ao espelho M_4 . A combinação deste espelho com a lente forma um tipo de filtro, eliminando as reflexões. Essa é a segunda passagem por ambos FPI, portanto (2x2)-passagens. O espelho M_4 inverterá o sentido da luz. No caminho de volta o cone de luz passará pelas terceiras aberturas das placas de centralização, novamente pelos dois FPI e incidirá no espelho M_5 , sendo direcionado ao mesmo caminho ótico final do modo de alinhamento, finalizando as (2x3)-passagens. A luz, ao chegar ao detetor, gera um trem de pulsos, que será analisado pela central de controle do espectrômetro e produzirá o resultado de um pico central conforme ilustrado na Fig.(33b).

- **Processo da obtenção de espectro**

A Eq.(3.20) mostra que o FSR é definido pela distância entre os espelhos. Essa distância é definida pelo acionamento do *motor de translação de estágio*. Trata-se de um motor DC acoplado a um eixo que empurra (aumentando a distância entre os espelhos e diminuindo o FSR) ou puxa (diminuindo a distância entre os espelhos e aumentando o FSR) o bloco do espectrômetro, que desliza sobre as esferas de aço, citadas anteriormente. A distância entre os espelhos é aferida pelo relógio medidor. Uma vez configurada a distância desejada, o motor de translação de estágio não atuará mais. A Fig.(36a) mostra em detalhes os itens envolvidos no funcionamento do espectrômetro.

Um espectro consiste em duas componentes de espalhamento de luz: a componente elástica, convencionalmente chamada de Rayleigh e a componente inelástica. Das discussões vistas anteriormente, sabe-se que a componente equivalente ao espalhamento elástico não apresenta deslocamento em frequência (0 GHz). Observando um espectro típico, como na Fig.(29a) observa-se um pico centrado em 0 GHz, mas esse não é exatamente o espalhamento elástico e isso ocorre devido à sensibilidade do detetor. O espalhamento elástico tem várias ordens de grandeza em intensidade de luz e os detetores são muito

Figura 34 – Elementos óticos da ótica de transmissão. Os números na placa de centralização indicam a ordem das passagens. São 3 passagens e dois Fabry-Perot, totalizando 6 passagens. Os caminhos óticos representados pelas setas azul e vermelha, não são os mesmos. O feixe azul passa abaixo do vermelho.



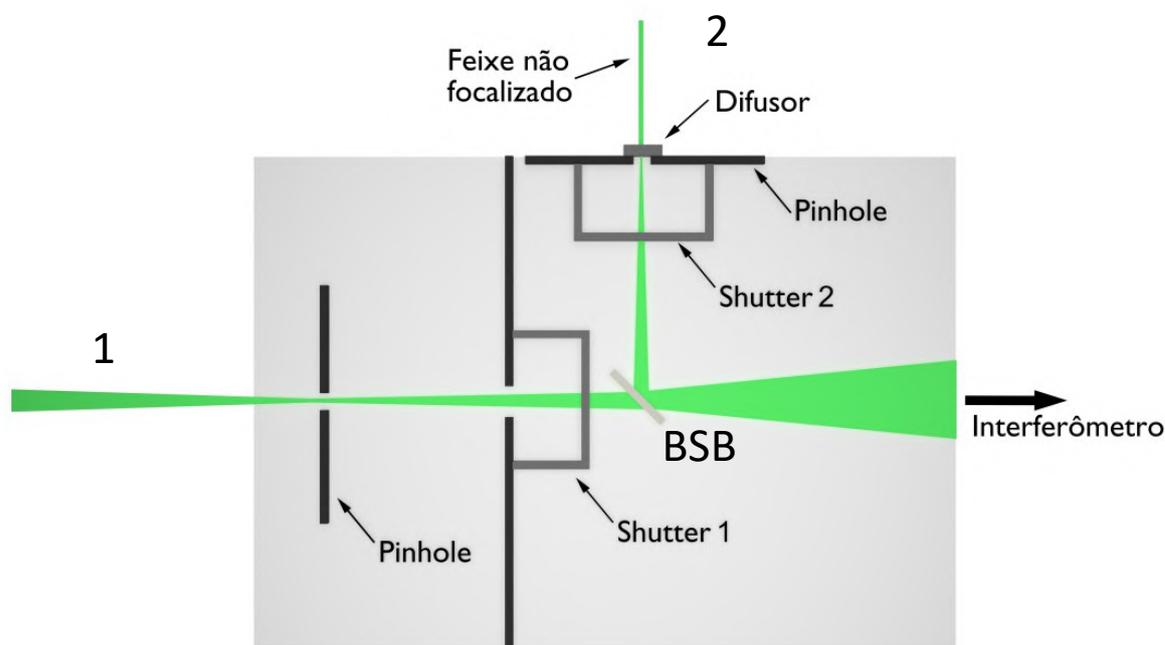
Fonte: O autor.

sensíveis, justamente para captar sinais muito baixos, como os provenientes de mágnons. Para evitar que a intensidade do espalhamento Rayleigh, vindo da amostra, danifique o detector é utilizado um obturador (shutter, em inglês).

A Fig.(35) mostra um diagrama da entrada do espectrômetro, entre o pinhole P_1 e a abertura A_1 . Observam-se a presença de duas componentes de luz: a componente 1, vinda da amostra e a componente 2, a referência. O feixe de laser é subdividido pelo beam splitter BSI Fig.(37) e passa pelo filtro F_1 , resultando em uma intensidade de aproximadamente 1 mW. Devido a essa baixa intensidade, alguns procedimentos poderão ser realizados sem que o detector seja danificado. O feixe é direcionado para um difusor Fig.(35), de forma a produzir um cilindro de luz. Essa luz passa pelo shutter 2 e incide no beam splitter $BSII$, onde é direcionada para as óticas de alinhamento ou transmissão. Durante o modo de alinhamento o shutter 2 permanece sempre aberto.

Cada espelho fixo de um Fabry-Perot tem três piezoelétricos: dois para o eixo y e um para o eixo x . Definem-se (X_1, Y_1) e (X_2, Y_2) os eixos para os $FP1$ e $FP2$, respectivamente. A figura (36b,c) mostra em detalhes os piezoelétricos. A rotina de alinhamento consiste em encontrar uma região cujos valores (X_1, Y_1) garantam o máximo de paralelismo possível com o outro espelho do $FP1$, presente no estágio de translação. Deve-se também encontrar o par (X_2, Y_2) , referentes ao $FP2$. Após ter feito isso, observa-se-á uma imagem semelhante a Fig.(33a). Passa-se então ao modo de transmissão. A partir desse momento o piezoelétrico

Figura 35 – Parte onde se encontram os shutters. O beam splitter BSB tem a propriedade de transmitir em torno de 2% a luz proveniente da referência e 98 % a luz proveniente do espalhamento pela amostra. Outra propriedade é conduzir, pelo mesmo caminho óptico, as duas componentes.



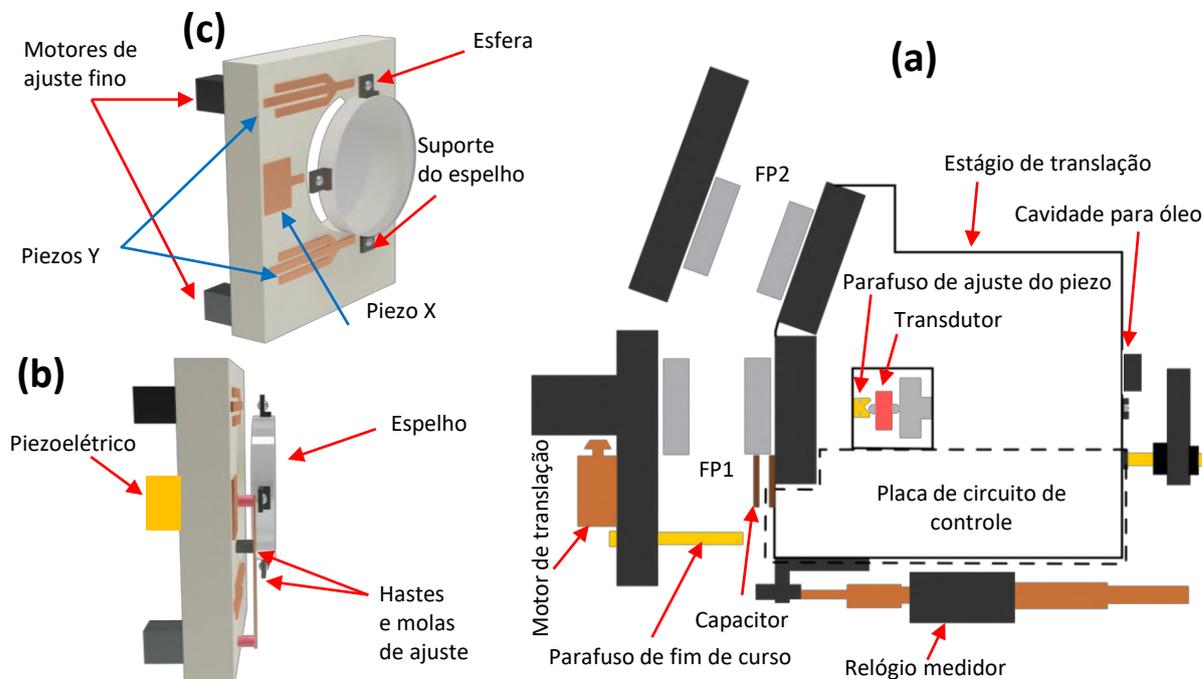
Fonte: O autor.

(transdutor) do estágio de translação começa a fazer a varredura, indo da posição neutra d a posição $d + \delta d$. Esse deslocamento corresponde a uma varredura no FSR. Esse processo é iterado indefinidamente. No modo de transmissão haverá um sinal semelhante ao da Fig.(33b). Deve-se ainda continuar com um ajuste mais fino nos eixos x e y dos FP1 e FP2, até maximizar o sinal de transmissão. Após isso, ativa-se o circuito de estabilização dinâmica. Este circuito é responsável por integrar o sinal de transmissão e modificar continuamente os eixos do FP1 e FP2 a fim de sempre obter o máximo de transmissão.

Um ciclo de estabilização é o conjunto de varreduras feitas para ajustar cada eixo e para o ajuste do sincronismo entre os dois Fabry-Perot. A tabela (1) mostra o número de scans feitos para cada eixo dos FP1 e FP2. Nota-se a necessidade de realizar 8 varreduras para ajustar o eixo dZ . Este eixo está relacionado à correção de distância do FP2 para que haja transmissão mútua. O número de varreduras é maior devido a esse grau de liberdade ser crítico: qualquer erro pequeno fará com que a transmissão caia drasticamente.

A varredura ocorre pela aplicação de uma rampa de tensão no transdutor. A varredura deve ser rigorosamente linear, para sincronizar as frequências transmitidas pelos FPI aos canais de leitura das contagens do detetor. Varreduras não lineares são inadmissíveis, portanto existe um mecanismo de retroalimentação formado por um capacitor e um circuito eletrônico. O capacitor de placas paralelas tem uma de suas placas fixas à base do espectrômetro e a outra no estágio de translação. Comparando-se a variação na

Figura 36 – (a) Vista superior do espectrômetro. Um óleo com viscosidade específica é inserido na cavidade para óleo. Sua função é amortecer a inércia do movimento ao realizar a varredura, ajudando a manter a linearidade. (b) e (c) Detalhes da montagem do espelho sobre os motores de ajuste fino e os piezoelétricos. Os motores de ajuste fino são para o caso da necessidade de realizar ajustes no paralelismo que excedam a capacidade dos piezos.



Fonte: O autor.

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

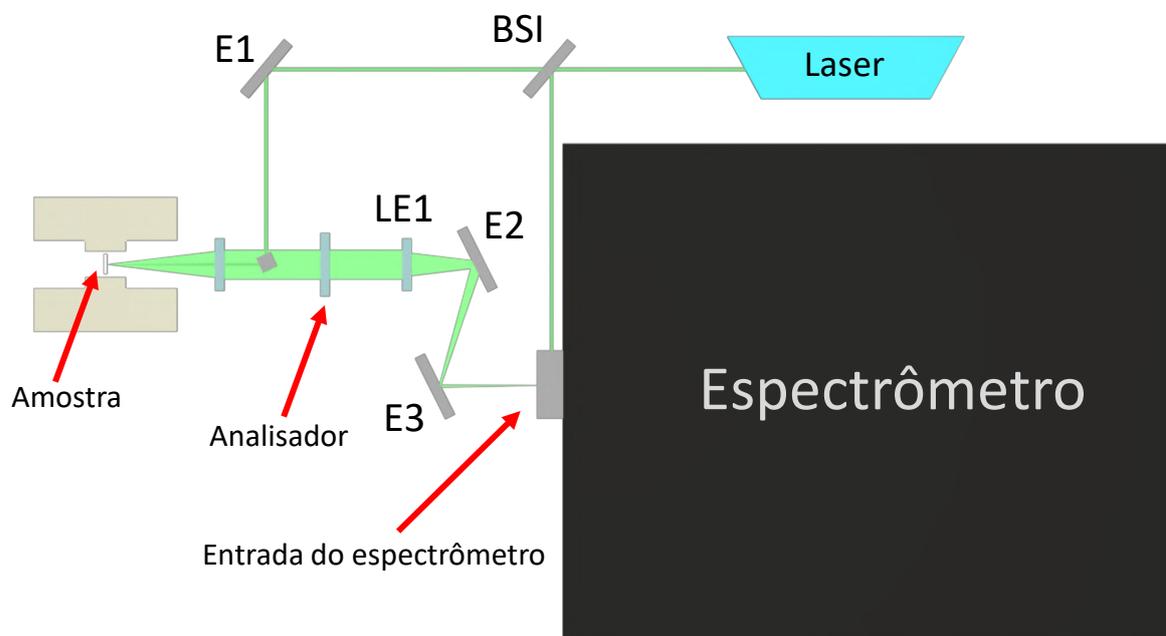
Tabela 1 – Números de varredura para estabilizar cada um dos 5 graus de liberdade dos piezoelétricos. Estas varreduras são realizadas pela aplicação de uma tensão elétrica no transdutor.

capacitância com a rampa de tensão aplicada ao transdutor, é possível fazer correções de modo a se obter uma varredura linear. O único problema desta abordagem é em relação à mudança de temperatura. Se houver variações de temperatura superiores a $\pm 2 \text{ C}^\circ$ a capacitância irá variar devido à dilatação das placas do capacitor, alterando a linearidade da varredura.

O processo descrito acima ocorre reiteradamente no modo de transmissão. No momento que se deseja adquirir um espectro, ocorrerão as seguintes etapas

- o shutter 1 estará fechado e o shutter 2 aberto;
- com a luz de referência, o espectrômetro realizará o ciclo de estabilização, procedendo

Figura 37 – Componentes da ótica externa. E1, E2 e E3 são espelhos, LE1 é uma lente, que focaliza a luz no pinhole de entrada do espectrômetro. BSI é o beamsplitter, que divide uma parte da luz para a referência e a outra parte da luz para a amostra.



Fonte: O autor.

com as varreduras da tabela (1) ;

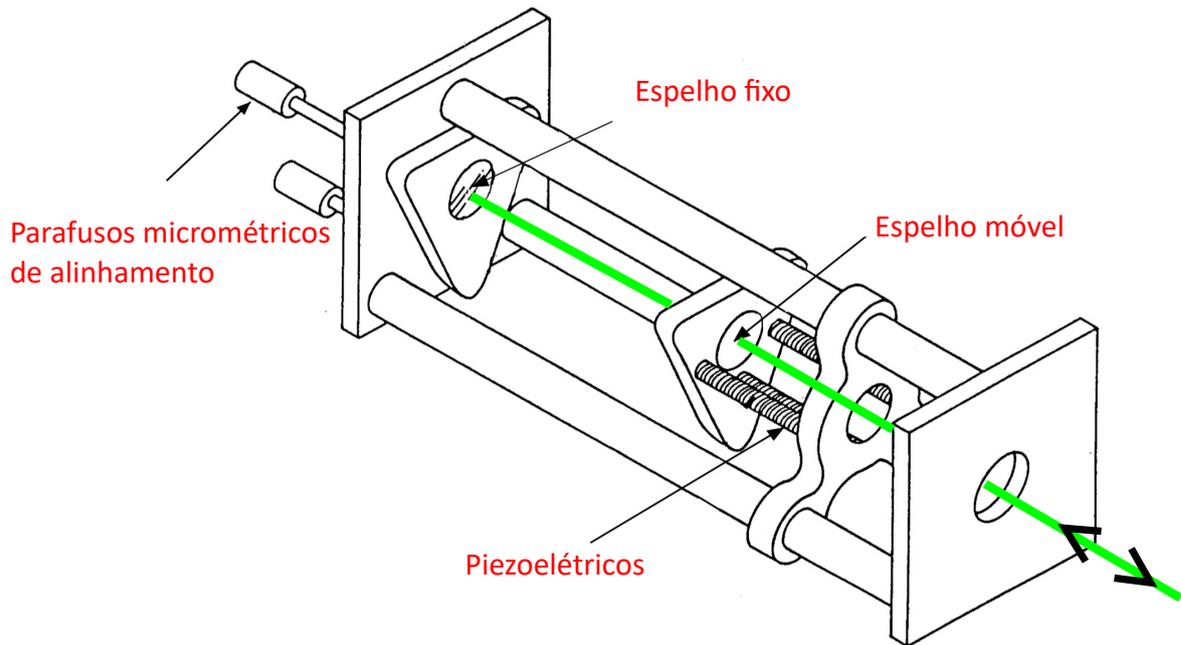
- após realizar o ciclo de estabilização o shutter 2 é fechado e o shutter 1 será aberto;
- ao chegar próximo da posição referente à transmissão do espalhamento Rayleigh, o shutter 1 é momentaneamente fechado para evitar a alta intensidade de luz. Passada a janela correspondente ao espalhamento elástico o shutter 1 torna-se a abrir;
- chegando ao final do FSR todo o processo acima ocorrerá novamente.

Ao final de cada ciclo descrito acima, um espectro é obtido. Ao realizar-se uma série de ciclos ocorrerá a acumulação do espectro.

3.5 História da espectroscopia Brillouin no Numag

O magnetismo foi a primeira área de pesquisa do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco. Inicialmente, pela inexistência de laboratórios, o grupo se dedicou exclusivamente à pesquisa teórica na área, tendo publicado diversos artigos relacionados a materiais ferromagnéticos e antiferromagnéticos [80–93]. Nesse período foi produzida também a dissertação de mestrado *Espalhamento inelástico de luz por excitações magnetoelásticas* do então mestrando Jairo Rolim Lopes de Almeida, em 1975. Ainda na década de 1970 houve a construção do primeiro laboratório experimental

Figura 38 – Figura esquemática do primeiro interferômetro Fabry-Perot de passagem simples. A varredura é feita variando-se a distância dos espelhos com o uso de piezoelétricos.



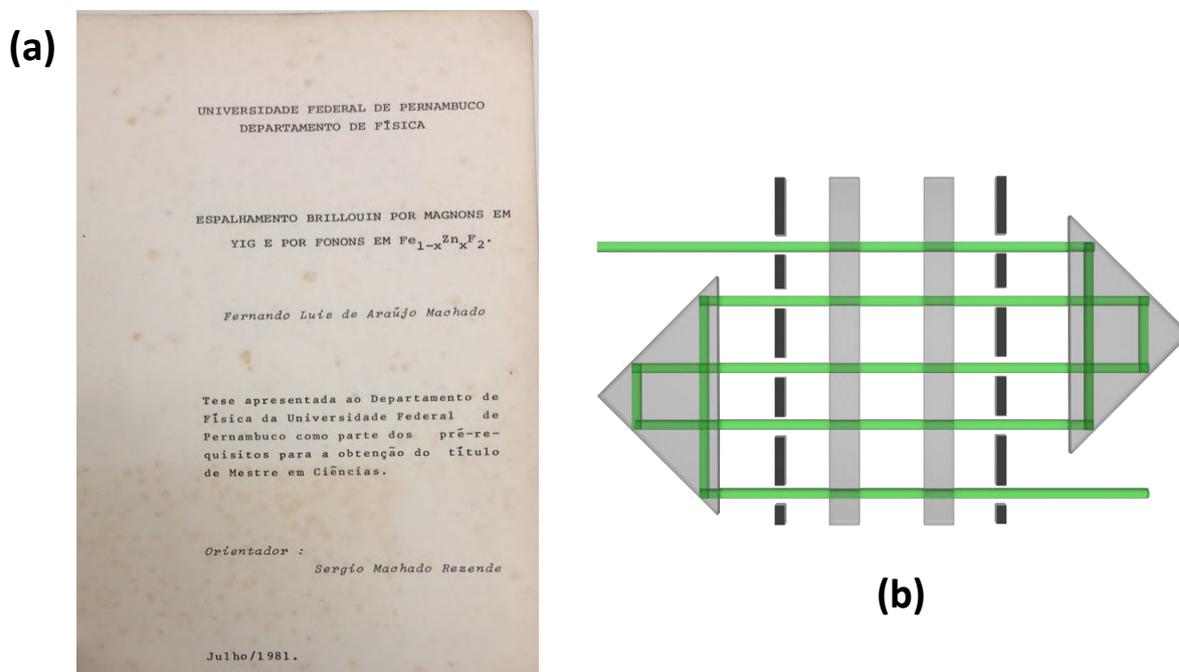
Fonte: O autor.

no departamento e um dos equipamentos montados foi um interferômetro Fabry-Perot. Na primeira versão do interferômetro Fig.(38), a varredura era feita pelo controle de tensão de piezoelétricos acoplados a um dos espelhos do etalon. Variando-se a tensão nos piezos, variava-se a distância d e pela equação (3.19), faz-se a varredura.

Em janeiro de 1972, o Professor Sergio Machado Rezende e o doutorando Cid Bartolomeu de Araújo observaram, pela a primeira vez no grupo, o sinal de mágnon na granada de ferro e ítrio através da técnica de espalhamento de luz. Em 1979, o então estudante de iniciação científica, Fernando Luis de Araujo Machado começou a contribuir de maneira relevante para a montagem de espalhamento Brillouin de luz. Na época o interferômetro passou a ter uma configuração de múltipla passagem, como mostrado na Fig.(39). Mais tarde, durante o mestrado, F.L.A. Machado conseguiu reproduzir os resultados para espalhamento de luz por mágnons encontrados na literatura [42] e contribuindo com o estudo de espalhamento por fônons em $Fe_{1-x}Zn_xFe_2$, cujos resultados constam na dissertação *Espalhamento Brillouin por mágnons em YIG e fônons em $Fe_{1-x}Zn_xFe_2$* , defendida em 1981.

Mais em seguida, o então aluno de iniciação científica Eronides Felisberto da Silva Júnior (in memoriam) começou estudos em materiais antiferromagnéticos utilizando a técnica BLS. Logo após, Eronides e Fernando Machado trabalharam na montagem de um sistema em modo tandem para detectar fônons em antiferromagnetos. O trabalho de Eronides encontra-se condensado na dissertação de mestrado *Espalhamento Brillouin por*

Figura 39 – À esquerda, a primeira dissertação de mestrado experimental do grupo em espalhamento Brillouin de luz. À direita, um esquema mostrando o interferômetro Fabry-Perot com múltipla passagem. Dois prismas de canto de cubo foram utilizados para redirecionar a luz ao etalon.



Fonte: O autor.

excitações magnéticas e elásticas em NiF₂ e FeF₂:Mn, defendida em 1983. Após isso, a montagem de espalhamento Brillouin de luz ficou parada devido a demanda de pesquisa na época. O retorno da técnica se deu em 1995, com a compra do espectrômetro TFP1-Sandercock, o presente na montagem atual. Nele trabalharam Marcos Pereira Lucena, realizando seu mestrado em 1996 e doutorado em 2002 e Francisco Estrada Chávez, no seu programa de pós-doutorado de 2014 a 2016.

Nos últimos 6 anos o espectrômetro passou por algumas atualizações e melhorias, dentre as quais citam-se:

- realinhamento da ótica interna;
- adequação dos parâmetros do software de controle;
- adequação do tratamento de sinal do fotodetector;
- troca dos espelhos antigos, que apresentavam desgaste no revestimento dielétrico responsável pela reflexão interna da luz dentro da cavidade do etalon;
- implementação de ajustes externos para alinhamento do espelho M6;
- introdução de um aparato tipo túnel em frente ao fotodetector para evitar ruído provindo de reflexões internas espúrias;

- troca do fotodetector antigo por um novo, o Hamamatsu H10682-10;
- realinhamento do sistema;
- implementação de automação externa, trabalhando em conjunto com o software proprietário do espectrômetro. Agora é possível conciliar o espectrômetro de modo a trabalhar automaticamente em sincronia com uma série de equipamentos. O usuário precisa apenas programar a rotina de medidas e ao final ou quando precisa de alguma intervenção, o sistema enviará uma mensagem ao smartphone do usuário.

Atualmente a montagem de espalhamento Brillouin de luz ainda conta com melhorias nos instrumentos auxiliares, dentre os quais citam-se:

- readequação do sistema elétrico e hidráulico do eletroímã, possibilitando-o atingir uma magnitude de campo magnético de aproximadamente 300 % maior;
- construção de um novo instrumento(Arkantos), possibilitando medidas com uma grande variação de temperatura;
- melhoria no sistema de posicionamento da amostra, com a implementação de um guia linear;
- readequação do sistema elétrico de todo o espectrômetro e equipamentos acessórios, de forma a oferecer maior estabilidade aos instrumentos.

Estas melhorias contribuíram bastante com os últimos resultados obtidos pelo Numag [46–49, 55, 94–98] e servirão de plataforma para novos tipos de medidas e melhorias para a técnica de espalhamento Brillouin de luz do grupo.

4 RENORMALIZAÇÃO DA ENERGIA DE MÁGNON NO YIG

A granada de ferro e ítrio (YIG)¹ é um material chave para muitas pesquisas em magnetismo e spintrônica devido às suas características de baixa perda na propagação de excitações magnéticas e longo tempo de relaxação entre os spins e a rede. Ele é utilizado como material protótipo para pesquisas envolvendo ressonância e relaxação em ondas de spin [26, 99–101], condensação de Bose-Einstein [102–104], sólitons [105, 106], etc. A importância do YIG não se limita apenas em suscitar fenômenos magnéticos como também servir de material coadjuvante para outros estudos, como por exemplo, injeção de corrente de spin em outros materiais de interesse na spintrônica. Por este motivo, estudos na direção de fornecer maior entendimento sobre as excitações magnéticas no material são de suma importância para o entendimento e interpretação teórica de propriedades dinâmicas e térmicas, por exemplo.

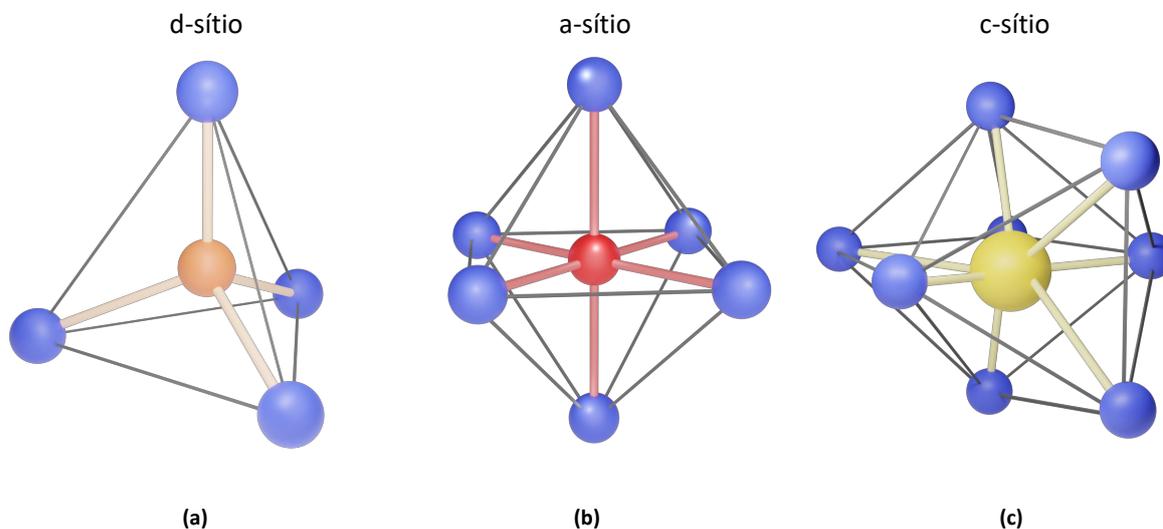
Neste capítulo será fornecida uma descrição detalhada do YIG e também apresentado um estudo experimental sobre a renormalização de energia de mágnon neste material. A investigação da dependência da frequência do modo acústico de mágnon com a temperatura foi realizada com o uso da técnica de espalhamento Brillouin de luz. Para realizar tais medidas foi necessário o desenvolvimento e construção de um dispositivo que possibilitou uma vasta variação na temperatura.

4.1 Apresentação da granada de ferro e ítrio (YIG)

A fórmula geral para o grupo mineral das granadas pode ser escrita na seguinte forma $\{X_3\}[Y_2](Z_3)O_{12}$. Esse tipo de notação [107] se refere à coordenação das ligações, onde $\{ \}$ contempla a coordenação dodecaédrica com 8 ligações, $[\]$ remete à coordenação octaédrica com 6 ligações e $()$ se refere à coordenação tetraédrica com 4 ligações. Os cátions que ocupam X podem ser Mg, Ca, Fe^{2+} , etc. Em Y podem estar presentes cátions como Al, Fe^{3+} , Cr^{3+} , etc. e Z contempla o Si. Um exemplar desses grupo é a grossulária $Ca_3Al_2Si_3O_{12}$, um mineral naturalmente formado na crosta terrestre. A granada de ferro e ítrio (YIG) compartilha da mesma estrutura da grossulária, bastando apenas trocar o Ca pelo Y e o Al e Si pelo Fe. Sua fórmula química é $Y_3Fe_5O_{12}$ e foi primeiramente sintetizada em 1956 por Bertaut e Forrat [108]. A célula unitária do YIG é composta por oito fórmulas químicas, por conseguinte, contendo 24 íons Y^{3+} , 40 íons Fe^{3+} e 96 íons O^{2-} . Na figura (40) é possível ver os íons de ferro nos sítios octaédricos e tetraédricos ligados aos íons de oxigênio e o íon de ítrio no sítio dodecaédrico também ligado a íons de oxigênio.

¹ Sigla do inglês yttrium iron garnet.

Figura 40 – Sítios presentes na célula unitária do YIG. (a) Íon Fe^{3+} formando ligações com íons O^{2-} em um sítio tetraédrico. (b) Os mesmos íons de ferro e oxigênio formando um sítio octaédrico. (c) Ligações entre o íon Y^{3+} e os íons O^{2-} , formando um sítio dodecaédrico.



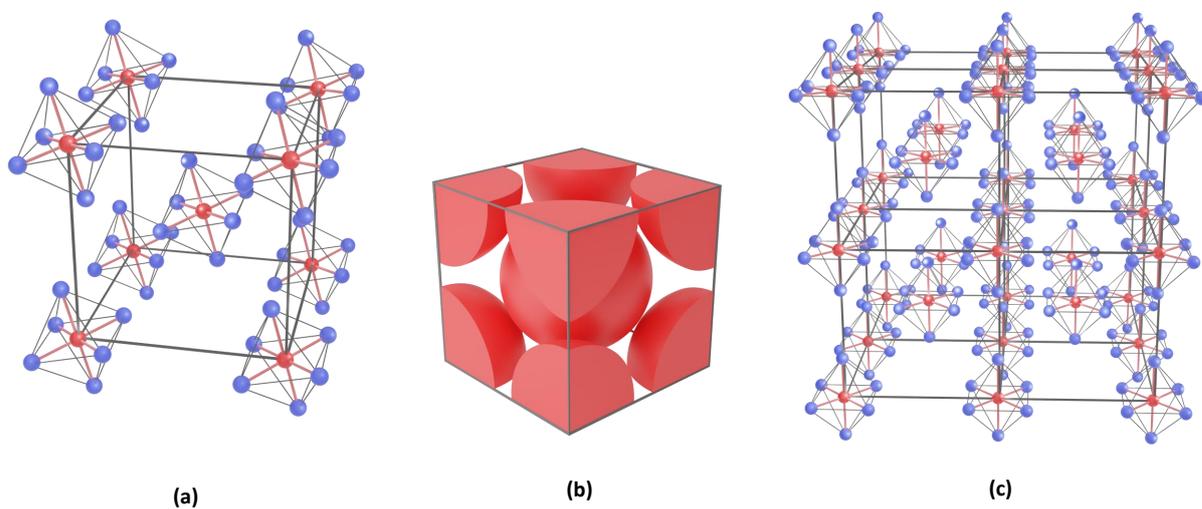
Fonte: O autor.

A estrutura da célula unitária do YIG é bastante complexa devido à quantidade de átomos distribuídos pelos três sítios. É produtivo, portanto, apresentar sua célula unitária, inserindo cada sítio por vez. Na figura (41a) são apresentados os sítios octaédricos (a-sítio) preenchendo uma subcélula unitária com simetria bcc (acrônimo, do inglês body-centered cubic). É possível observar que os íons Fe^{3+} estão nos oito vértices e no centro do cubo. Na figura (41b) é apresentada a configuração espacial dos íons de ferro na subcélula unitária. Observa-se que em cada vértice do cubo há um oitavo de um íon Fe^{3+} e no centro, um. Portanto em cada subcélula unitária há presente 2 íons Fe^{3+} , totalizando 16 íons em toda a célula unitária, já que a célula unitária é formada por 8 subcélulas.

Já os sítios tetraédricos (d-sítio) se dispõem em cada uma das faces de cada subcélula unitária, Fig.(42a). Como cada um dos seis íons Fe^{3+} está com seu centro pertencente a cada uma das faces, Fig.(42b), cada subcélula unitária dispõe de um total de três íons. Portanto a célula unitária totaliza mais 24 íons Fe^{3+} . Somando-se os íons dos sítios tetraédricos e octaédricos são computados, ao total, 40 íons Fe^{3+} .

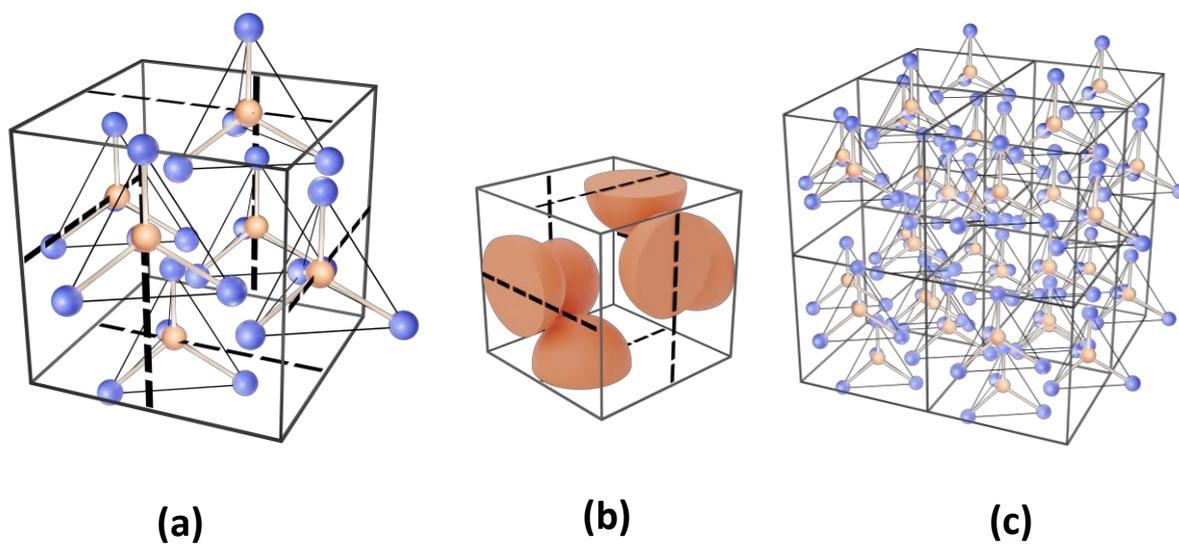
Os sítios dodecaédricos (c-sítio) também estão posicionados em cada uma das faces das subcélulas unitárias, Fig.(43a). Devido a cada um dos seis centros dos íons de Y^{3+} pertencerem a cada uma das faces, como mostrado na Fig.(43b). Desta forma, em cada subcélula há 3 íons, totalizando 24 em cada célula unitária.

Figura 41 – (a) Íons Fe^{3+} nos sítios octaédricos em uma subcélula unitária. (b) Preenchimento atômico dos íons em uma subcélula unitária. (c) Todas as subcélulas unitárias na célula unitária. Este é o preenchimento da célula unitária apenas pelos íons dos sítios octaédricos.



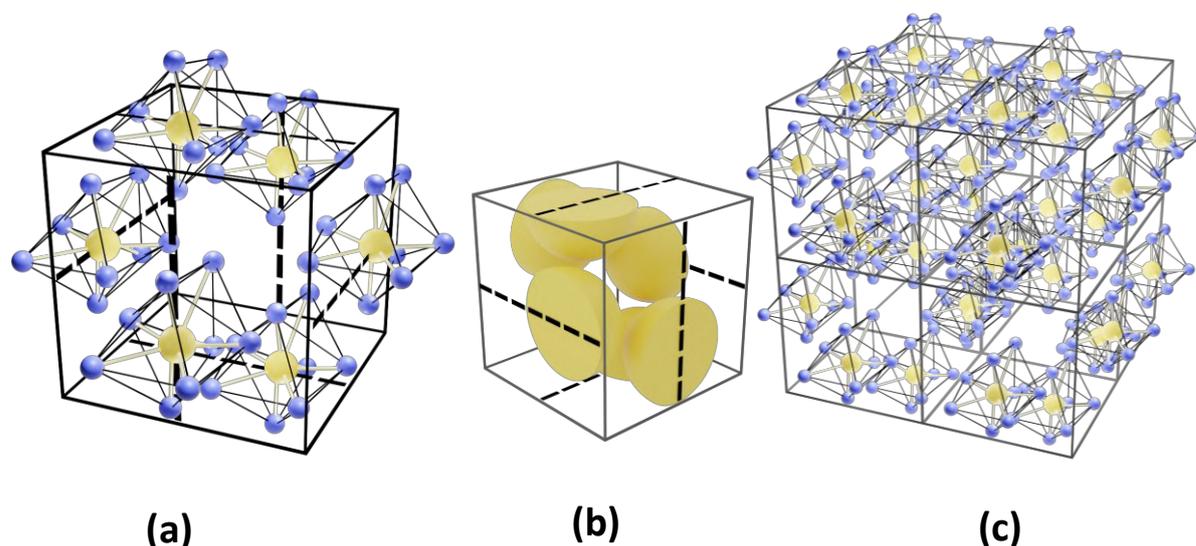
Fonte: O autor.

Figura 42 – (a) Íons de Fe^{3+} nos sítios tetraédricos em uma subcélula unitária. (b) Preenchimento atômico dos íons em uma subcélula unitária. (c) Todas as subcélulas unitárias na célula unitária. Este é o preenchimento da célula unitária apenas pelos íons dos sítios octaédricos.



Fonte: O autor.

Figura 43 – (a) Íons de Y^{3+} em uma subcélula unitária. (b) Preenchimento atômico dos íons em uma subcélula unitária. (c) Todas as subcélulas unitárias na célula unitária. Este é o preenchimento da célula unitária apenas pelo íons dos sítios octaédricos.



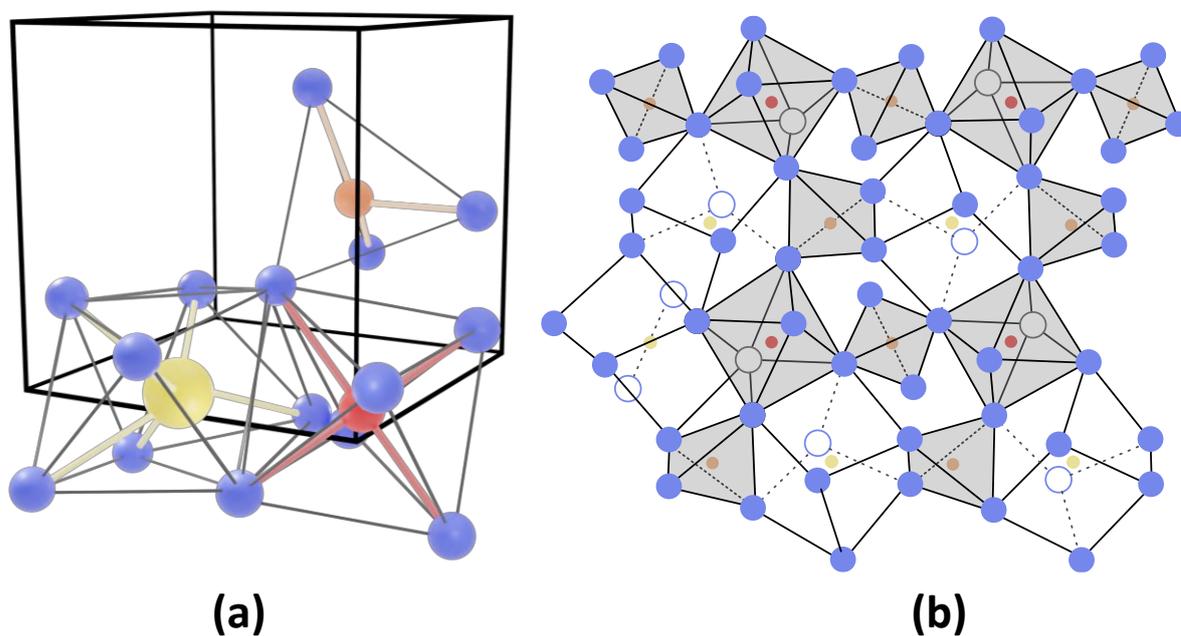
Fonte: O autor.

É possível ainda observar a disposição espacial dos íons em uma subcélula unitária, representada na Fig.(44a). Os íons de oxigênio no c-sítio são compartilhados pelos a-sítio e d-sítio. À distribuição dos íons de oxigênio é dada o nome de h-sítio. O número total de íons O^{2-} em uma célula unitária é encontrado multiplicando o número de íons ligados aos d-sítio ou aos a-sítio, totalizando os 96 íons, como mencionados na fórmula química. Um arranjo da rede, mostrando a disposição entre os três sítios e os íons de oxigênio é fornecida na Fig.(44b). As figuras 41c, 42c e 43c são os três sítios dispostos na célula unitária, vistos separadamente. Compondo-os chega-se a complexa estrutura do YIG, representada pela Fig.(45)

A interação entre os spins é governada pela Eq.(2.62). No caso do YIG, o Y^{3+} não apresenta momento magnético. Apenas os íons Fe^{3+} tem momento magnético não nulo. Em uma subcélula é possível haver interações entre os primeiros vizinhos Fe^{3+} , como mostrado na Fig.(46a). Os íons Fe^{3+} entre os sítios vizinhos tetraédricos e octaédricos estão a uma distância de 3,46 Å. Os vizinhos tetraédricos estão separados por 3,79 Å. Já a distância entre os vizinhos octaédricos é de 5,37 Å [110].

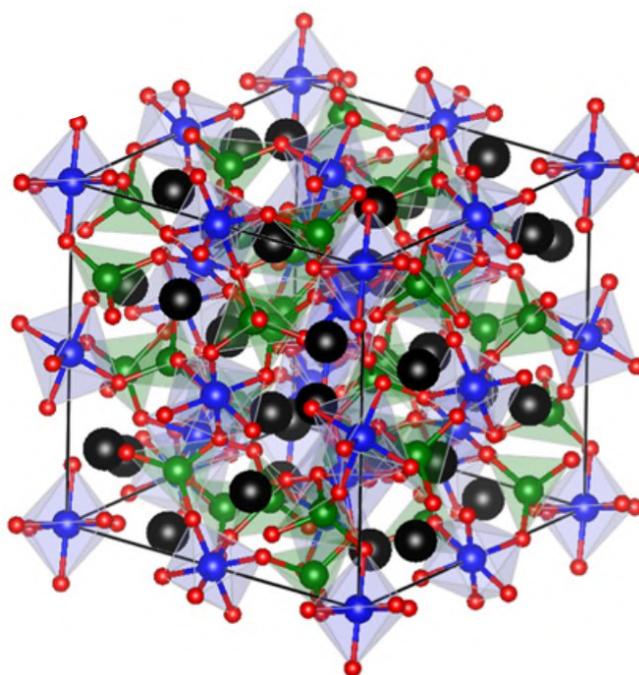
Utilizando o Hamiltoniano de Heisenberg, a energia de exchange em uma célula

Figura 44 – (a) Os três sítios em uma subcélula unitária. (b) Arranjos entre os sítios na rede cristalina.



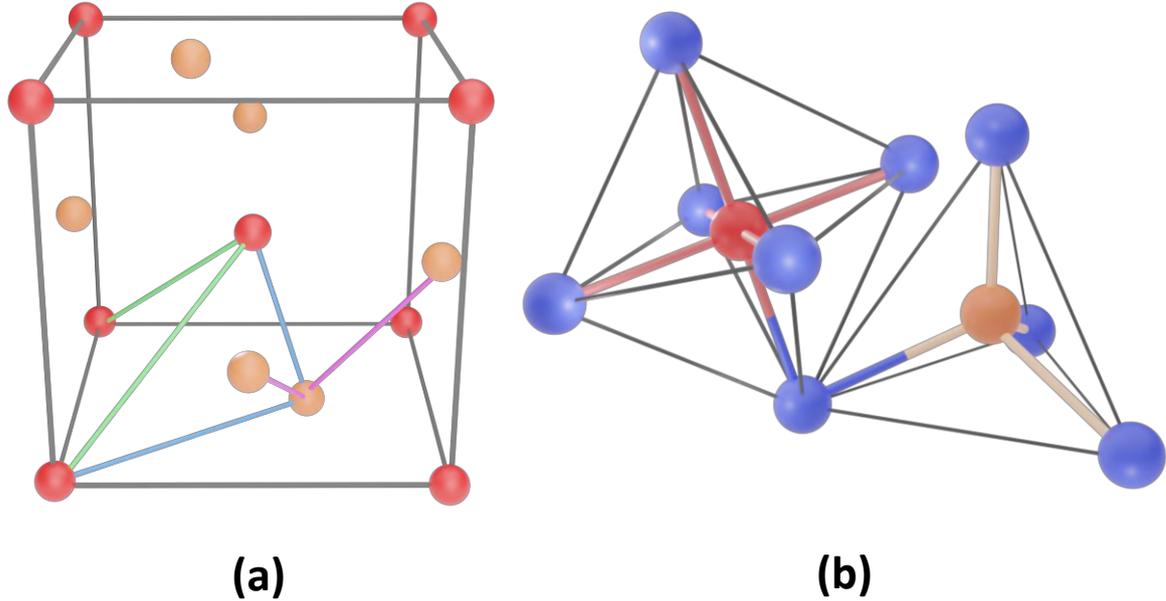
Fonte: O autor.

Figura 45 – Representação pelo modelo ball-and-stick da célula unitária do YIG composta pela união dos três sítios, incorporando os átomos de ítrio, ferro e oxigênio.



Fonte: [109]

Figura 46 – (a) Ilustração das interações de exchange entre os íons octaédricos e tetraédricos em uma subcélula unitária. (b) Interação de superexchange. O íon de oxigênio é o mediador entre os íons de ferro dos a-sítio e d-sítio.



Fonte: O autor

unitária pode ser escrita como

$$\mathcal{H}_{ex} = \sum_n \left[2\mathcal{J}_{aa} \sum_{\substack{i,j=1 \\ i \neq j}}^{16} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j + 2\mathcal{J}_{dd} \sum_{\substack{i,j=17 \\ i \neq j}}^{40} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j + 2\mathcal{J}_{ad} \sum_{i=1}^{16} \sum_{j=17}^{40} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \right] \quad (4.1)$$

Onde n é o número de células primitivas totais. Os índices $\{i = 1, 2, \dots, 16\}$ representam os 16 sítios octaédricos, $\{i = 17, 18, 19, \dots, 40\}$ representam os 24 sítios tetraédricos e $\{\mathcal{J}_{aa}, \mathcal{J}_{dd}$ e $\mathcal{J}_{ad}\}$ representam as constantes de exchange entre os íons Fe^{3+} entre os a-sítios, entre os d-sítios e entre os (a e d)-sítios, respectivamente. Os valores das constantes de exchange são [111–113]

$$\mathcal{J}_{aa} = -3,8 \pm 0,4 K \quad \mathcal{J}_{dd} = -13,4 \pm 0,2 K \quad \mathcal{J}_{ad} = -40,0 \pm 0,2 K \quad (4.2)$$

Observando as constantes de exchange em (4.2), é evidente a interação entre sítios octaédricos e tetraédricos \mathcal{J}_{ad} ser a dominante. A Fig.(46b) mostra um íon O^{2-} ligando-se aos íons Fe^{3+} do a-sítio e do d-sítio. Essa mediação do íon oxigênio forma a **interação de superexchange** e ela será a interação majorante, visto que a distância entre os íons de ferro é maior. Portanto a magnetização no YIG se dá pelas interações de superexchange. Algumas propriedades relevantes do YIG são apresentadas na tabela 2.

Tabela 2 – Algumas propriedades da granada de ferro e ítrio (YIG)

Propriedade	Valor
Fórmula química	$Y_3Fe_5O_{12}$
Estrutura cristalina	Cúbica
Número de fórmulas unitárias por célula unitária	8
Parâmetro de rede	12,4 Å [101]
Densidade	5,17 g/cm ³ [114]
Magnetização de saturação (4.2K)	2463 G [115]
Temperatura de Curie	559 K [114]
Constante de exchange	3×10^{-12} cm ² [116]
Índice de refração	2,2 [114]
Momento angular	5/2

4.2 Mágns térmicos

Até o momento, com formalismo de osciladores harmônicos para tratar as criações e aniquilações de mágns, foi abstraída a sua dependência térmica da rede cristalina, ou seja, vibrações da rede não excitavam mágns. Uma forma de obter propriedades macroscópicas, partindo do nível microscópico, é fazendo uso do formalismo da mecânica estatística. Define-se a distribuição dos estados do sistema pela grande função de partição

$$\mathcal{Q} = Tr(e^{-\beta\mathcal{H} + \beta\mu N}) = \sum_{N=0}^{\infty} e^{\beta\mu N} \mathcal{Z}_N(\beta) \quad (4.3)$$

Onde β , μ , N são os fatores de Boltzmann, potencial químico e número de partículas do sistema, respectivamente. \mathcal{Z}_N é a função de partição do sistema. No caso de mágns, que são bósons, a Eq.(4.3) torna-se

$$\mathcal{Q}_+ = \prod_{\mathbf{k}} \{1 - e^{[\beta\mu - \beta\mathcal{E}(\mathbf{k})]}\} \quad (4.4)$$

Desta forma pode-se definir o número médio de ocupação como

$$\langle n_{\mathbf{k}} \rangle = \frac{1}{z^{-1}e^{[\beta\mathcal{E}(\mathbf{k})]} - 1} \quad (4.5)$$

Onde z é a fugacidade. A equação (4.5) define o número de ocupação de estados que encapsulará o papel da dependência da temperatura nos estados e fará a conexão com as variáveis macroscópicas.

Considerando a mudança da magnetização como proporcional à população de mágnons no sistema, escreve-se a taxa de mudança na magnetização como

$$\frac{M(0) - M(T)}{M(0)} = \frac{S - \langle S^z \rangle}{S} \quad (4.6)$$

Onde $M(0)$ e $M(t)$ são a magnetização na temperatura $T = 0$ e T , respectivamente. S e $\langle S^z \rangle$ são o número total de spins e o número médio de spins desviados, nesta ordem. O número de spins desviados se relaciona à média do número de ocupação pela expressão

$$\langle S^z \rangle = S - \sum_{\{\mathbf{k}\}} \langle n_{\mathbf{k}} \rangle \quad (4.7)$$

Onde $\{\mathbf{k}\}$ é o conjunto de vetores de onda restritos à zona de Brillouin. Considerando uma amostra de dimensões L_x, L_y e L_z e considerando condições de contorno periódicas, escreve-se

$$\mathbf{k} = \left(\frac{2\pi}{L_x} n_x, \frac{2\pi}{L_y} n_y, \frac{2\pi}{L_z} n_z \right) \quad (4.8)$$

com $n_x, n_y, n_z \in \mathbb{N}^*$. No limite termodinâmico, os modos são densamente povoados, de forma a ser possível escrever

$$\sum_{\mathbf{k}} \rightarrow \frac{V}{(2\pi)^3} \int d^3k \quad (4.9)$$

com $V = L_x L_y L_z$ sendo o volume da amostra. Supondo a zona de Brillouin como esférica, escreve-se ainda

$$\frac{M(0) - M(T)}{M(0)} = \frac{S - \langle S^z \rangle}{S} = \frac{V}{S(2\pi)^3} \int d\Omega \int_0^{k_m} dk \frac{k^2}{e^{\hbar\omega_{\mathbf{k}}/k_B T} - 1} \quad (4.10)$$

Na expressão acima, k_m está relacionado com o raio da esfera de Brillouin. Para baixas temperaturas, o número de mágnons com $k_m < k$ é desprezível devido ao fator de Boltzmann, portanto é plausível fazer a aproximação de $k_m \rightarrow \infty$ e escrever

$$\frac{M(0) - M(T)}{M(0)} = \frac{S - \langle S^z \rangle}{S} = \frac{4\pi V}{S(2\pi)^3} \int_0^\infty dk \frac{k^2}{e^{\hbar\omega_{\mathbf{k}}/k_B T} - 1} \quad (4.11)$$

Fazendo $x \equiv \hbar\omega/k_B T$ e utilizando a relação de dispersão, escreve-se

$$\int_0^\infty dk \frac{k^2}{e^{\hbar\omega_{\mathbf{k}}/k_B T} - 1} = \frac{1}{2} \left(\frac{k_B T}{\gamma D \hbar} \right)^{3/2} \int_0^\infty dx \frac{x^{1/2}}{e^x - 1} \quad (4.12)$$

A integral 4.12 é identificada como a função zeta de Riemann, portanto escreve-se:

$$\frac{M(0) - M(T)}{M(0)} = \zeta\left(\frac{3}{2}\right) \frac{a^3}{S} \left(\frac{k_B}{4\pi\gamma D}\right) T^{3/2} \quad (4.13)$$

Esse resultado corrobora o que foi formulado por Felix Bloch, considerando o estado de mais baixa energia como o estado de desvios coletivos e grandeza $M/M(0)$ sendo dependente da temperatura com potência $3/2$. Isso mostra que existe onda de spin gerada pelo ruído térmico presente no material.

4.3 Interação de mágnons

A escolha de truncar os termos de ordem $\mathcal{O}(\Lambda^2)$ na Eq. (2.88), a título de simplificação, implica em considerar um conjunto de osciladores independentes, portanto não interagentes. O mesmo também foi feito na seção 2.13. O uso de tal aproximação teve o intuito de evidenciar as propriedades básicas do sistema. Entretanto, o custo é produzir um cenário irreal, onde se implica em tempos de vida infinitos para os mágnons, como mostrado nas equações (2.165a) e (2.165b). Em sistemas reais, os mágnons interagem entre si e com outras oscilações coletivas como fônons, plasmons [117, 118] e pólarons [119, 120], além de também interagir com elétrons [117, 121].

Retornando à equação (2.90) e coletando termos de $\mathcal{O}(\Lambda^4)$, escreve-se o Hamiltoniano de exchange como

$$\mathcal{H}_1 = \frac{\mathcal{J}}{2} \sum_{j,\delta} \left(a_j^\dagger a_{j+\delta}^\dagger a_{j+\delta} a_j + a_j a_{j+\delta}^\dagger a_{j+\delta}^\dagger a_j + a_j^\dagger a_j^\dagger a_j a_{j+\delta} + a_j^\dagger a_j a_j^\dagger a_{j+\delta} - 4a_j^\dagger a_j a_{j+\delta}^\dagger a_{j+\delta} \right) \quad (4.14)$$

É preciso escrever a Eq.(4.14) em termos dos operadores de mágnon. Para isso se faz uso das transformações de Holstein-Primakoff (2.86). Para facilitar o acompanhamento das equações, o Hamiltoniano (4.14) será desenvolvido termo a termo. A ordem dos termos será indexada pelos índices sobrescritos.

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_1^{(1)} &= \frac{\mathcal{J}}{2N^2} \sum_{j,\delta} \left[\sum_{\mathbf{k}_1} e^{-i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_j} a_{\mathbf{k}_1}^\dagger \sum_{\mathbf{k}_2} e^{-i\mathbf{k}_2 \cdot (\mathbf{r}_j + \delta)} a_{\mathbf{k}_2}^\dagger \sum_{\mathbf{k}_3} e^{-i\mathbf{k}_3 \cdot (\mathbf{r}_j + \delta)} a_{\mathbf{k}_3} \sum_{\mathbf{k}_4} e^{-i\mathbf{k}_4 \cdot (\mathbf{r}_j + \delta)} a_{\mathbf{k}_4} \right] \\ &= \frac{\mathcal{J}}{2N^2} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4} \sum_{j,\delta} e^{-i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4) \cdot \mathbf{r}_j} e^{-i(\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4) \cdot \delta} a_{\mathbf{k}_1}^\dagger a_{\mathbf{k}_2}^\dagger a_{\mathbf{k}_3} a_{\mathbf{k}_4} \end{aligned} \quad (4.15)$$

Devido à periodicidade do cristal, a soma em j se comporta como um delta de Dirac, de forma a se escrever

$$\sum_j e^{-i(\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_3-\mathbf{k}_4)\cdot\mathbf{r}_j} = N \Delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4) \quad (4.16)$$

Sendo $\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4$, Δ admite valores 0 ou 1, conforme mostrado abaixo

$$\Delta(\mathbf{k}) = \begin{cases} 0, & \text{se } \mathbf{k} = 0 \\ 1, & \text{se } \mathbf{k} \neq 0 \end{cases} \quad (4.17)$$

Como não se desejam termos nulos, é imediata a identidade

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4 = 0 \quad (4.18)$$

A equação (4.18) representa a conservação de momento no processo de espalhamento de 4-mágnons. Os termos da soma entre os vizinhos é escrito, usando a conservação do momento, como

$$\sum_{\delta} = e^{-i(\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_3-\mathbf{k}_4)\cdot\delta} = \sum_{\delta} e^{i\mathbf{k}_1\cdot\delta} = z \gamma_{\mathbf{k}_1} \quad (4.19)$$

Substituindo as equações (4.16) e (4.19) em (4.15) se obtém

$$\mathcal{H}_1^{(1)} = \frac{z\mathcal{J}}{2N} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4} \Delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4) \gamma_{\mathbf{k}_1} a_{\mathbf{k}_1}^{\dagger} a_{\mathbf{k}_2}^{\dagger} a_{\mathbf{k}_3} a_{\mathbf{k}_4} \quad (4.20)$$

O mesmo procedimento pode ser feito para o terceiro termo, $\mathcal{H}_1^{(3)}$

$$\mathcal{H}_1^{(3)} = \frac{\mathcal{J}}{2N^2} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4} \sum_{j, \delta} e^{-i(\mathbf{k}_1+\mathbf{k}_2-\mathbf{k}_3-\mathbf{k}_4)\cdot\mathbf{r}_j} e^{-i(-\mathbf{k}_4)\cdot\delta} a_{\mathbf{k}_1}^{\dagger} a_{\mathbf{k}_2}^{\dagger} a_{\mathbf{k}_3} a_{\mathbf{k}_4} \quad (4.21)$$

Procedendo da mesma forma como anteriormente, o resultado após a soma em j e em δ é

$$\mathcal{H}_1^{(3)} = \frac{z\mathcal{J}}{2N} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4} \Delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4) \gamma_{\mathbf{k}_4} a_{\mathbf{k}_1}^{\dagger} a_{\mathbf{k}_2}^{\dagger} a_{\mathbf{k}_3} a_{\mathbf{k}_4} \quad (4.22)$$

Os outros termos são

$$\begin{aligned}
\mathcal{H}_1^{(2)} &= \frac{\mathcal{J}}{2N^2} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4} \sum_{j, \delta} e^{-i(-\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4) \cdot \mathbf{r}_j} e^{-i(\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4) \cdot \delta} a_{\mathbf{k}_1} a_{\mathbf{k}_2}^\dagger a_{\mathbf{k}_3}^\dagger a_{\mathbf{k}_4} \\
\mathcal{H}_1^{(4)} &= \frac{\mathcal{J}}{2N^2} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4} \sum_{j, \delta} e^{-i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4) \cdot \mathbf{r}_j} e^{-i(-\mathbf{k}_4) \cdot \delta} a_{\mathbf{k}_1}^\dagger a_{\mathbf{k}_2} a_{\mathbf{k}_3} a_{\mathbf{k}_4}^\dagger \\
\mathcal{H}_1^{(5)} &= \frac{\mathcal{J}}{2N^2} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4} \sum_{j, \delta} e^{-i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4) \cdot \mathbf{r}_j} e^{-i(\mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4) \cdot \delta} a_{\mathbf{k}_1}^\dagger a_{\mathbf{k}_2} a_{\mathbf{k}_3}^\dagger a_{\mathbf{k}_4}
\end{aligned} \tag{4.23}$$

Estes termos foram propositalmente agrupados pois a ordem dos operadores de criação e aniquilação de mágnons estão trocadas em relação aos primeiros dois termos. Como o intuito é escrever um Hamiltoniano geral, deve-se encontrar a mesma combinação dos operadores. Utilizando a relação de comutação,

$$[a_j, a_l^\dagger] = \delta_{j,l} \tag{4.24}$$

pode-se permutar os operadores na Eq.(4.23). Para o caso do termo $\mathcal{H}_1^{(2)}$, dar-se-á da seguinte forma

$$a_{\mathbf{k}_1} a_{\mathbf{k}_2}^\dagger a_{\mathbf{k}_3}^\dagger a_{\mathbf{k}_4} \xrightarrow{[a_{\mathbf{k}_1}, a_{\mathbf{k}_2}^\dagger]} a_{\mathbf{k}_2}^\dagger a_{\mathbf{k}_1} a_{\mathbf{k}_3}^\dagger a_{\mathbf{k}_4} \xrightarrow{[a_{\mathbf{k}_1}, a_{\mathbf{k}_3}^\dagger]} a_{\mathbf{k}_2}^\dagger a_{\mathbf{k}_3}^\dagger a_{\mathbf{k}_1} a_{\mathbf{k}_4} \tag{4.25}$$

Isso implica em trocar \mathbf{k}_1 por \mathbf{k}_3 nos argumentos das exponenciais de $\mathcal{H}_1^{(2)}$ em (4.23). Utilizando a conservação de momento, ainda é possível reescrever o argumento da exponencial do fator de estrutura. Desta forma, escreve-se

$$\mathcal{H}_1^{(2)} = \frac{z\mathcal{J}}{2N} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4} \Delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4) \gamma_{\mathbf{k}_3} a_{\mathbf{k}_1}^\dagger a_{\mathbf{k}_2}^\dagger a_{\mathbf{k}_3} a_{\mathbf{k}_4} \tag{4.26}$$

Fazendo o mesmo para os outros termos da Eq. (4.23) e reunindo todos eles, finalmente se obtém o Hamiltoniano de exchange para a interação de 4-mágnons

$$\mathcal{H}_1 = \frac{z\mathcal{J}}{N} \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4} \Delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4) (\gamma_{\mathbf{k}_1} + \gamma_{\mathbf{k}_3} - \gamma_{\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_3}) a_{\mathbf{k}_1}^\dagger a_{\mathbf{k}_2}^\dagger a_{\mathbf{k}_3} a_{\mathbf{k}_4} \tag{4.27}$$

Na seção 2.9 foram escritos os termos do Hamiltoniano para as ordens $\mathcal{O}(\Lambda^n)$. Como a série deve convergir, é natural que os termos de ordem maior tenham energias cada vez menores. Isso já se torna evidente pela presença do fator $1/N$ na Eq.(4.27). Outra forma de verificar a contribuição do espalhamento de 4-mágnons é calcular a probabilidade de transição de um estado $|\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2\rangle$ para um estado $|\mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4\rangle$. Esta probabilidade, como

é sabido pelos postulados da evolução temporal e da medição em mecânica quântica, será proporcional a $|\langle \mathbf{k}_3, \mathbf{k}_4 | \mathcal{H}_1 | \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2 \rangle|^2$. Para o exemplo de uma rede cristalina cúbica, como o caso do YIG, o termo dos fatores de estrutura na Eq.(4.27) é proporcional a k^2 . Portanto a probabilidade de transição é proporcional a k^4 , tornando \mathcal{H}_1 muito pequeno para comprimentos de onda grande.

É possível notar, da Eq.(2.90), que o Hamiltoniano de exchange fornece apenas termos de ordem Λ^{2n} , sendo $2n$ um número par. Portanto não há termos de 3-mágnons se apenas for considerada a interação de exchange. Estes termos surgirão se forem considerada a interação dipolar, que também irá contribuir com termos de 4-mágnons. Para obtê-los, deve-se partir do Hamiltoniano dipolar, aplicando as transformações de Holstein-Primakoff e as transformações para operadores de mágnons.

4.4 Renormalização da energia de mágnon

Na seção 2.9, quando foi introduzido o formalismo de osciladores harmônicos para tratar um sistema de spin, e na seção 4.3, onde foi apresentada a interação de mágnons, não se observam a dependência da temperatura do sistema. A primeira conexão com a temperatura apareceu na seção 4.2, obtendo-se a lei de Bloch, mostrando a dependência da magnetização com $T^{3/2}$ [32]. Embora a lei de Bloch tenha sido verificada experimentalmente [122] ela só tem validade para baixos valores de temperatura. Quando a temperatura vai se tornando relevante em relação à temperatura de Curie, é necessário considerar a interação entre os mágnons.

A ideia da renormalização de energia é escrever um Hamiltoniano do tipo Λ^2 com as correções devido às interações entre os mágnons. Considerando apenas dois modos do Hamiltoniano (4.27) com vetores de onda \mathbf{k} e \mathbf{k}' e uma vez que estes modos podem admitir quaisquer outros em (4.27), escreve-se o Hamiltoniano como

$$\mathcal{H}_1 = \frac{z\mathcal{J}}{N} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} [\gamma_{\mathbf{k}} + \gamma_{\mathbf{k}'} - \gamma(0) - \gamma_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}] c_{\mathbf{k}}^\dagger c_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}'}^\dagger c_{\mathbf{k}'} \quad (4.28)$$

Na equação acima foram substituídos os operadores a^\dagger e a por c^\dagger e c , fazendo uso da transformação (2.141) e desconsiderando a interação dipolar, fazendo $u_k \approx 1$ e $v_k \approx 0$.

A resposta de um sistema a uma excitação pode ser decomposta basicamente em dois termos: o primeiro termo corresponde à resposta do sistema em fase com a excitação externa e o segundo, uma resposta fora de fase. O método da *aproximação de fase randômica* [123–125] é uma abordagem para capturar a energia de correlação de interação entre as partículas e quasi-partículas. Portanto, utilizando essa aproximação, escreve-se

$$c_{\mathbf{k}}^\dagger c_{\mathbf{k}'} \rightarrow \langle c_{\mathbf{k}}^\dagger, c_{\mathbf{k}'} \rangle = \langle n_{\mathbf{k}'} \rangle \quad (4.29)$$

onde $n_{\mathbf{k}'}$ é o número médio de ocupação de mágnons com vetor de onda \mathbf{k}' . Desta forma, o Hamiltoniano (4.28) é escrito como

$$\mathcal{H}_1 = \sum_{\mathbf{k}} \hbar \Delta \omega_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}}^\dagger c_{\mathbf{k}} \quad (4.30)$$

onde

$$\Delta \omega_{\mathbf{k}} = -\frac{z\mathcal{J}}{N} \sum_{\mathbf{k}'} (1 + \gamma_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'} - \gamma_{\mathbf{k}} - \gamma_{\mathbf{k}'}) \langle n_{\mathbf{k}'} \rangle \quad (4.31)$$

é a renormalização de energia do mágnon de vetor de onda \mathbf{k} devido à interação de 4-mágnons. Observando a Eq.(4.31) fica evidente que quando a temperatura aumenta, a energia do k-mágnon diminui, pois o número de ocupação aumenta. É o número de ocupação que faz, portanto, a conexão entre a temperatura e a correção de energia, considerando as interações entre mágnons.

A renormalização de energia em mágnons pode ser observada através de diversas técnicas experimentais, com destaque para o espalhamento Brillouin de luz. Na seção 4.6 será apresentado um resultado mostrando a evidência experimental sobre o que foi discutido nessa seção.

4.5 Construção de instrumento para medidas BLS com variação da temperatura

O NUMAG-UFPE ² conta com estrutura para a realização de experimentos de espalhamento Brillouin de luz na presença de campo magnético concomitantemente ao uso de micro-ondas. Essa estrutura já é bastante poderosa para a investigação científica, possibilitando uma série de experimentos na área da matéria condensada e principalmente na área de magnetismo e spintrônica, foco do grupo. Entretanto, como já visto no Capítulo 2, e nas seções anteriores deste, a temperatura é uma variável fundamental em física do estado sólido. A capacidade de realizar experimentos com variação de temperatura, utilizando a técnica de espalhamento Brillouin de luz, abre um universo de possibilidades na investigação científica. Esta foi a motivação de construir um instrumento capaz de oferecer tal capacidade. Adiante será dada uma descrição detalhada, mas não ao nível de manual, pois foge do escopo desta tese, do instrumento construído. Serão abordadas as principais características da construção e da operação do instrumento.

² Acrônimo para Núcleo de Excelência em Magnetismo e Materiais Magnéticos.

4.5.1 Descrição do instrumento

O instrumento foi idealizado para atender a alguns requisitos e restrições dos equipamentos presentes na montagem de espalhamento de luz. Uma lista de tais exigências é mostrada abaixo

- Ter a menor dimensão possível no sentido dos eixos do polo do eletroímã para maximizar a intensidade do campo magnético aplicado na amostra.
- Possuir uma câmara passível de estar em vácuo.
- Dispor de uma janela ótica para que haja a transmissão do laser incidente e da radiação espalhada pela amostra.
- Possibilitar o controle da temperatura, percorrendo desde próximo ao ponto de liquefação do nitrogênio a temperaturas de transição de fase de vários materiais magnéticos.
- Oferecer torque próximo a zero para a base do controlador de movimento XPS Newport.
- Atender à carga máxima suportada pela base do controlador XPS.

O instrumento é composto basicamente pelos três módulos listados abaixo:

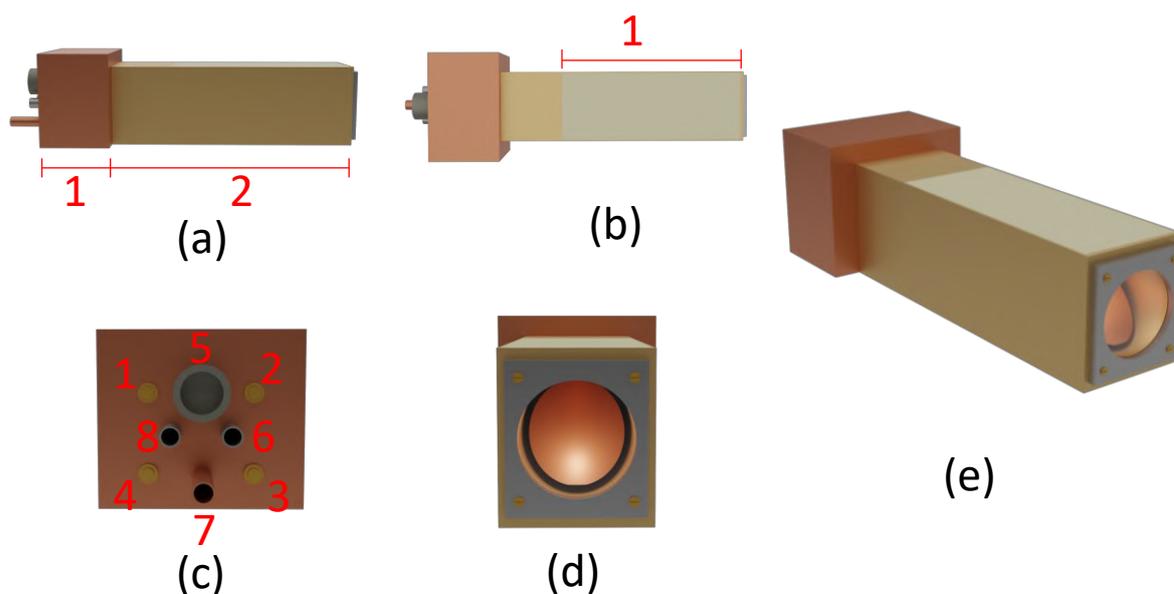
- **Módulo principal:** Trata-se da câmara onde é possível inserir a amostra para serem realizadas medidas de espalhamento Brillouin de luz com controle de temperatura em um ambiente à vácuo.
- **Módulo de refrigeração e aquecimento de fluido:** É um dispositivo para que haja o controle da temperatura da câmara principal.
- **Módulo de nitrogênio líquido:** É o conjunto de mangueiras e isoladores para a condução do nitrogênio líquido à câmara interna e um recipiente para armazenagem do nitrogênio líquido.

Embora seja constituído por três módulos, é possível realizar experimentos apenas com módulo principal se as temperaturas forem compreendidas entre o intervalo de 294 K a 373 K. Os outros dois módulos são requeridos quando se deseja temperaturas mais baixas ou mais altas. A seguir serão feitas descrições breves de cada parte.

► Módulo principal

Esta parte do instrumento é onde efetivamente ocorrem as medidas. Uma apresentação do módulo é feita na Fig.(47). O módulo principal consiste ainda de duas partes: a

Figura 47 – Módulo principal. (a) Vista lateral. Em (1) é mostrada a câmara de conexões. Em (2) é mostrada a câmara principal. (b) Vista superior. Em (1) é mostrada a câmara de refrigeração. Esta parte não é removível. (c) Vista traseira. Em (1-4) são vistos os parafusos para o acoplamento entre as câmaras. Em (5) é visto o conector Lemo. Este conector é próprio para conexões elétricas à vácuo. Em (6 e 8) são vistos os tubos de aço inox para a entrada e saída de nitrogênio. Já em (7) é o tubo para fazer vácuo nas câmaras. Em (d) é vista a janela ótica, feita em quartzo. (e) Uma visão em perspectiva do módulo principal.



Fonte: O autor.

câmara principal, onde é inserida a amostra e a câmara de conexões, onde são feitas as conexões elétricas e conexões para vácuo e nitrogênio. Na Fig.(47a) é possível ver as duas peças acopladas. Entre elas existe um o-ring para possibilitar o vácuo nas duas câmaras, quando conectadas. O módulo principal, como será visto mais adiante, é conectado a uma haste e este conjunto é conectado a um posicionador de três eixos, responsável pelo posicionamento relativo do laser incidente na amostra. Devido a todas estas peças serem metálicas, há condução térmica expressiva e não é desejada a transferência de energia térmica para o posicionador. Diante disso e para evitar problemas de condensação na janela ótica Fig.(47d) e condensação da superfície externa da câmara em baixas temperaturas, existe uma outra câmara Fig.(47b) e circuitos capilares internos para fazer o controle de temperatura na superfície da câmara principal.

Dentro da câmara principal existe um núcleo onde ainda há a câmara de nitrogênio, onde o nitrogênio líquido irá passar, e o elemento resistivo alimentado por corrente elétrica DC ou AC. Esse núcleo não faz contato direto com as superfícies internas da câmara principal, minimizando bastante a transferência de calor por condução. A amostra é montada em uma base e esta base é acoplada ao núcleo. Devido ao acoplamento não ser permanente, é possível ainda inserir outras bases de diferentes geometrias para variar o

ângulo de incidência entre o feixe de laser e o vetor normal à superfície da amostra.

Na região da amostra encontra-se um termopar, oferecendo uma resposta em tensão como função da temperatura na região da amostra. Com o uso de tabelas $E(t_{90})$ para termopares tipo-K, é possível medir a temperatura da amostra. Essa resposta é também utilizada como referência para o controle da corrente aplicada ao elemento resistivo. Existe ainda outro termopar junto ao elemento resistivo, cuja função é evitar problemas de superaquecimento e possível fusão do núcleo, além evitar a destruição do elemento resistivo.

► Módulo de refrigeração e aquecimento de fluido

Na parte do módulo principal foi vista a necessidade de refrigeração ou aquecimento da superfície externa da câmara principal. A solução mais adequada para este cenário é utilizar um fluido (água destilada mais aditivo) como meio de troca de calor. Para promover a circulação do fluido e a troca de calor foi necessária a construção de um pequeno módulo Fig.(48), composto por: bomba de fluido, circuito PWM ³, radiador, ventilador, reservatório, elemento resistivo, fonte chaveada, mangueiras e conectores para mangueiras. Este módulo pode ser utilizado para refrigerar (função chiller) ou aquecer o fluido. Quando no modo chiller, a bomba puxa o fluido quente da câmara principal e leva-o para o radiador, onde o ventilador remove rapidamente o calor do fluido. Quando no modo aquecimento, um elemento resistivo acoplado à bomba, é utilizado para o aquecimento do fluido, não sendo mais necessária a presença do ventilador, que é desligado durante o processo. O circuito PWM controla apenas a potência da bomba, e por consequência a vazão do fluido. O motivo de se ter o controle da vazão do fluido são dois: administrar a taxa de aquecimento e resfriamento, minimizando possíveis vibrações que o fluxo circulando dentro da câmara de refrigeração pode produzir, e evitar a transmissão, pelo fluido e pelas mangueiras, de ondas acústicas provenientes da bomba. Estas vibrações são prejudiciais para as medidas de espalhamento Brillouin de luz.

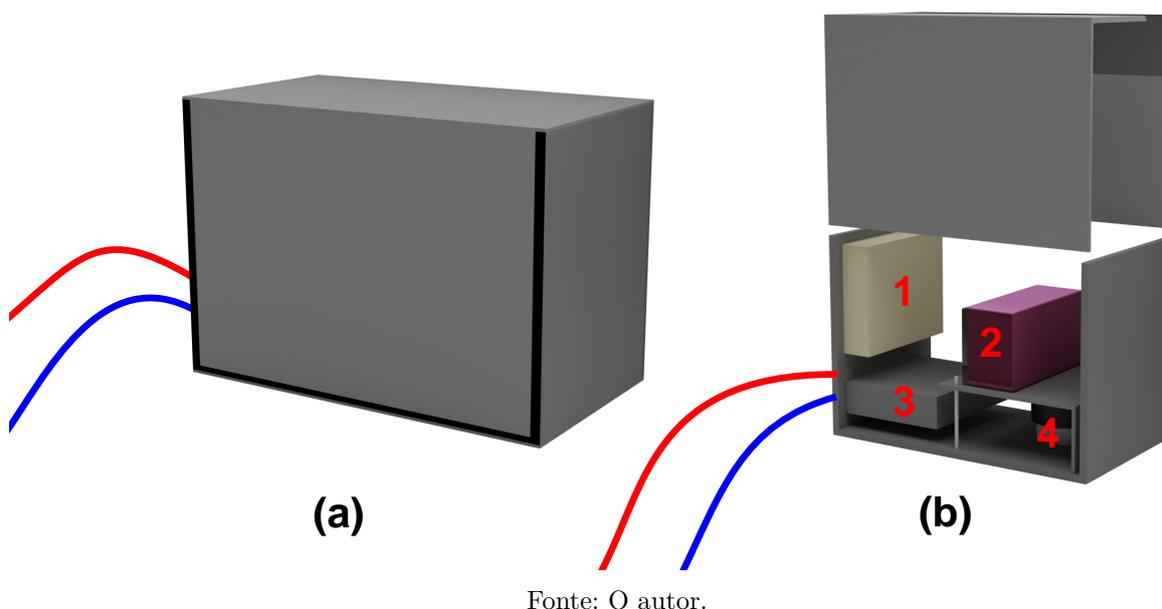
Este módulo foi projetado para ser versátil, podendo, além de servir às necessidades térmicas da câmara principal, ser utilizado em outras aplicações. Em alguns testes iniciais ele conseguiu lidar com uma carga térmica de 100 W mantendo a temperatura do líquido em apenas 2 K acima da temperatura ambiente.

► Módulo de nitrogênio líquido

Para a realização de medidas abaixo da temperatura ambiente se faz necessário este módulo. É o módulo mais simples do instrumento, sendo constituído por um reservatório termicamente isolado para o nitrogênio líquido (dewar), mangueira elastomérica, mangueira de silicone e tubo de teflon. Com a utilização desse módulo, o nitrogênio líquido, vindo

³ PWM é uma acrônimo em inglês para pulse-width modulation. É uma técnica, em eletrônica, para controlar a potência média em circuitos elétricos.

Figura 48 – Módulo de refrigeração e aquecimento de fluido. (a) Vista externa. As mangueiras são a linha quente e fria, conectadas ao módulo principal. (b) Vista interna. (1) Radiador acoplado a um ventilador para troca de calor do fluido com o ambiente. (2) Reservatório de fluido. (3) Fonte de alimentação. (4) Bomba de fluido.



Fonte: O autor.

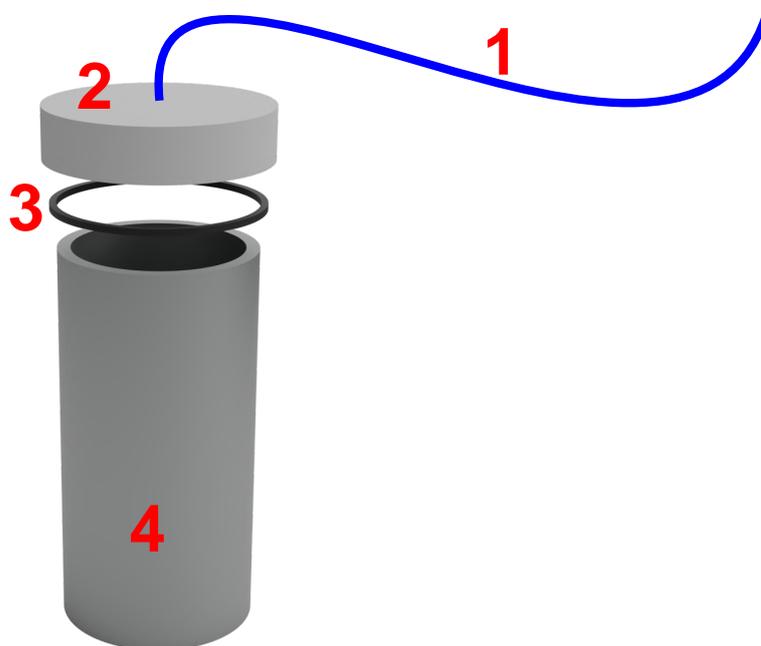
da unidade de criogenia do Departamento de Física, é armazenado e transferido para o módulo principal.

4.5.2 Construção do dispositivo

Devido aos requisitos citados na seção (4.5.1) não havia nenhuma solução comercial disponível que se adequasse às necessidades da montagem do NUMAG-DF. Por isso foi necessário a criação de um projeto original para resolver tal demanda. Todo o projeto, com exceção do dewar, foi elaborado utilizando um software do tipo CAD e a execução foi feita na oficina mecânica do Departamento de Física da UFPE, utilizando as técnicas de usinagem e soldagem.

A dimensão da câmara principal Fig.(47), na direção \hat{y} é a dimensão crítica, como descrito no primeiro item da seção (4.5.1). Em eletroímãs, quanto menor a distância entre os polos (gap), maior a magnitude do campo magnético obtido para uma dada corrente. Pode-se até alcançar a mesma magnitude de campo magnético com um maior gap, mas isso demandará muito mais corrente elétrica e conseqüentemente, aquecimento. Como dentro da câmara principal existe um núcleo, constituído de peças milimétricas, outra limitação se impôs: as peças estavam no limite de usinagem da oficina mecânica. A dimensão obtida foi, portanto, a adequada a estes dois vínculos.

Figura 49 – Módulo de nitrogênio líquido. (1) É a mangueira onde o nitrogênio líquido é conduzido ao núcleo, na câmara principal. (2) Tampa de PVC para minimizar a evaporação. (3) O-ring para acoplar o dewar à tampa, fixando-a mas não vedando, por questões de segurança. (4) Dewar industrial.



Fonte: O autor.

Um outro ponto mencionado na seção (4.5.1) foi a confecção de uma haste para acoplamento ao posicionador XPS Newport®. A haste é vista isoladamente na Fig.(50a). A haste de contrapeso junto ao contrapeso foram confeccionados para zerar o torque na base do posicionador. Todo o conjunto: hastes mais câmara principal foi também desenhado para não atingir a carga máxima do XPS.

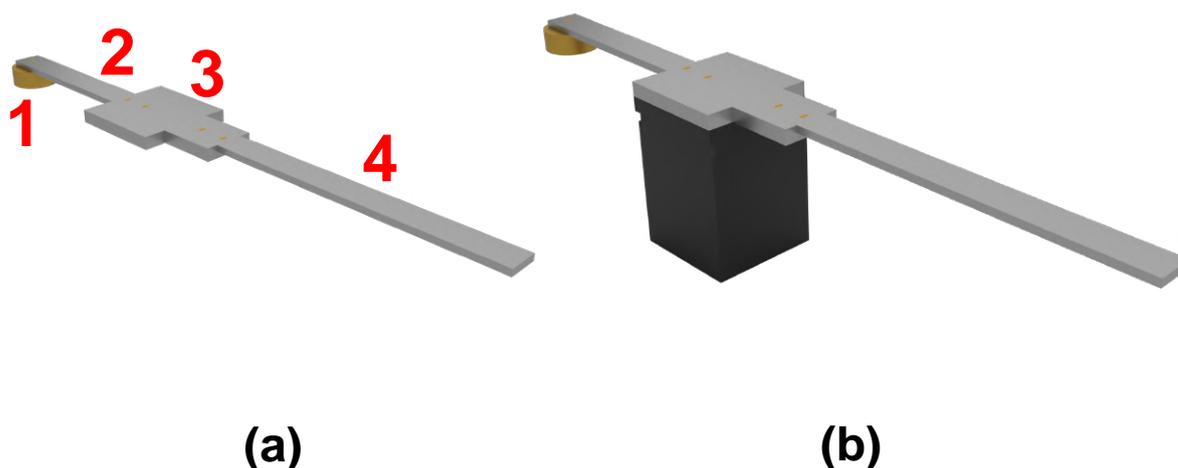
Para a elaboração do instrumento foram também feitos alguns estudos e ensaios relacionados à contração dos materiais, mecanismos de condução de calor, curva de condutividade térmica, resistência ao nitrogênio líquido, ensaios de resistência de ligas para brasagem, etc.

4.5.3 Operação do dispositivo e considerações finais

O instrumento funciona com interação mínima do usuário, se fazendo presente apenas na montagem e caso deseje modificar a temperatura durante uma série de medidas⁴. O operador deve remover os quatro parafusos da câmara de conectores, desacoplando-a da câmara principal. Ao fazer isso o núcleo interno junto ao suporte para amostras irá se apresentar. A amostra deve ser inserida no suporte e o processo inverso deve ser feito, acoplando as câmaras. Após isso a mangueira de vácuo deve ser ligada na bomba de vácuo

⁴ Essa necessidade além como outras automações estão a ponto de serem implementadas via uma central de controle e comunicação

Figura 50 – Em (a) conjunto de hastes vista isoladamente. Em (1) vê-se o contrapeso e em (2) a haste de contrapeso, utilizados para equilibrar o torque produzido pela distribuição de carga na haste (4). Em (3) é observada uma haste universal, capaz de comportar outras hastes para outras montagens.(b) Conjunto de hastes acoplada ao posicionador de três eixos XPS Newport®



Fonte: O autor.

para remoção do ar da câmara. Para medidas abaixo da temperatura ambiente, deve-se ainda conectar a mangueira de entrada, vinda do dewar, à câmara. Por fim, procede-se com a inserção da temperatura desejada e após a temperatura ser atingida, espera-se aproximadamente de 10 minutos para a termalização da amostra e procede-se com as medidas desejadas.

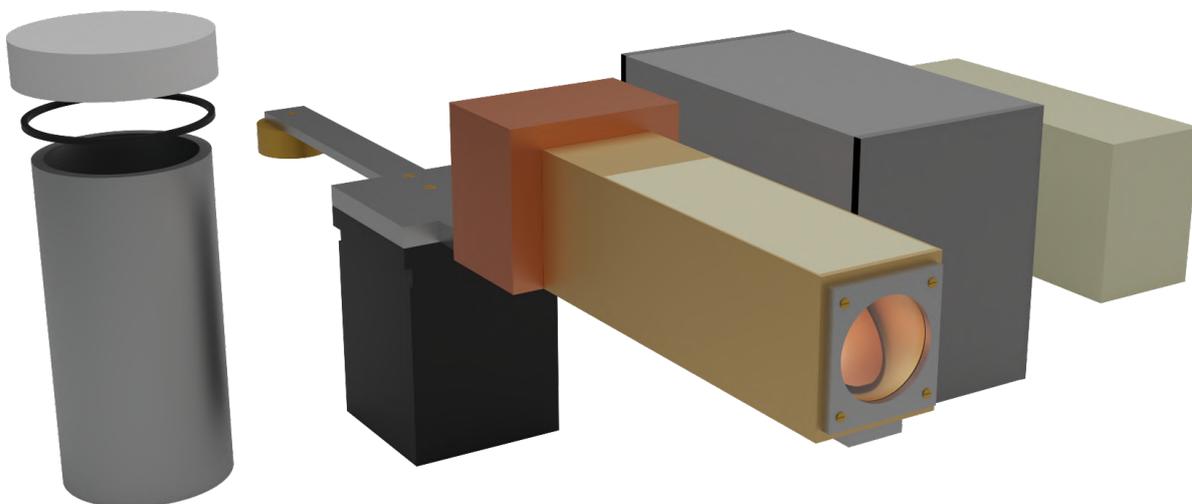
Embora atenda às exigências descritas na seção (4.5.1), seu projeto foi concebido para não se limitar a tais restrições, podendo ser utilizado em outras montagens, inclusive de outras técnicas experimentais e até mesmo para tratamento térmico de materiais. Há também a opção de se fazer experimentos passando corrente elétrica AC⁵ ou DC pela amostra ao mesmo tempo que se varia a temperatura. Uma visão geral do instrumento é mostrada na Fig.(51). Como visto acima, trata-se de um instrumento bastante versátil, oferecendo seus serviços ao experimento descrito na seção a seguir.

4.6 Resultados experimentais

A temperatura é um valor crítico para este experimento, por isso uma atenção especial teve de ser dispensada ao sensor de temperatura, o termopar. Existem vários tipos de termopares no mercado como os do tipo E, J, T e K. A diferença entre eles é

⁵ Correntes fora da região de RF, devido à demanda de cabos coaxiais muito finos. Entretanto, há suporte para modificação no projeto e adequação a esta faixa de frequência.

Figura 51 – Instrumento com todos os seus módulos. Universal Temperature Controlled Chamber - UTCC



Fonte: O autor

a liga usada na junção. Dependendo da liga, o intervalo de temperatura e resistência a oxidação em altas temperaturas pode variar bastante. O termopar do tipo K é formado majoritariamente por uma liga de aproximadamente 90 % de níquel, 9,5 % de cromo e traços de outros materiais como silício e alumínio. O princípio físico do funcionamento de um termopar é baseado no efeito Seebeck. A ponta de prova, onde há a junção das ligas, Fig.(52) fica situada onde se encontra a amostra e a ponta de referência é conectada a um multímetro para medir o valor de tensão desenvolvida na junção.

Para cada valor de temperatura na junção é desenvolvida uma tensão na ponta de referência. A relação entre as temperaturas e as tensões são divididas em duas equações [126], uma para a parte de baixa temperatura $[-270,0]$ °C

$$E = \sum_{i=0}^n c_i (t_{90})^i \quad (4.32)$$

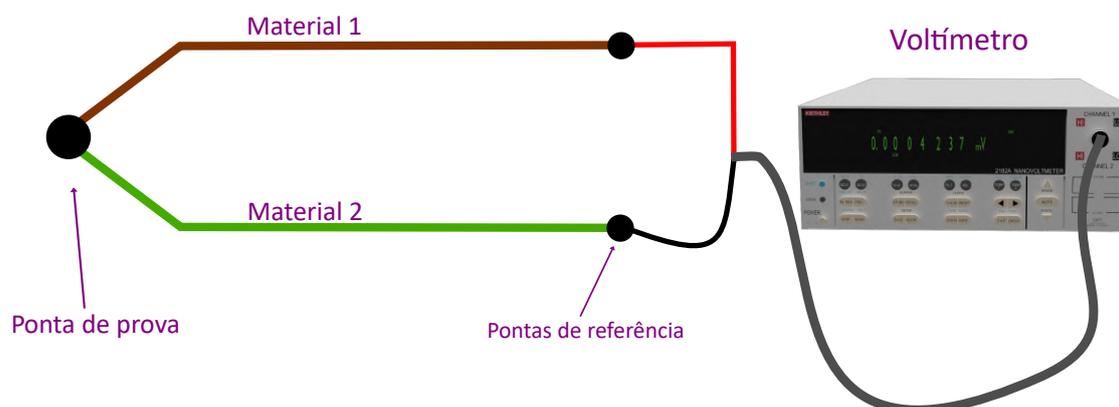
e outra para a parte de alta temperatura $[0, 1372]$ °C

$$E = \sum_{i=0}^n c_i (t_{90})^i + \alpha_0 e^{\alpha_1 (t_{90} - 126,9686)^2} \quad (4.33)$$

Os coeficientes α_0 , α_1 e c_i expressam as tensões termoelétricas e t_{90} é a temperatura ITS-90⁶. Embora os coeficientes c_i estejam presentes nas duas expressões, eles são subdivididos em

⁶ Sigla do inglês para International Temperature Scale of 1990. É uma padronização para medir temperaturas.

Figura 52 – Simples esquema para um termopar. A ponta de prova é colocada no local onde se deseja aferir a temperatura e as pontas de referência são ligadas a um voltímetro. O funcionamento do termopar é explicado pelo efeito Seebeck, o recíproco termoelétrico do Peltier.



Fonte: O autor.

Tabela 3 – Tensões termoelétricas no termopar do tipo K para alguns pontos fixos.

Ponto fixo	Temperatura (°C)	Tensão (μV)
Ponto triplo do hidrogênio	-259,3467	-6 439,31
Ponto triplo do oxigênio	-218,7916	-6 144,53
Ponto de derretimento do gelo	0,000	0,0
Ponto triplo da água	0,01	0,1
Ponto de fusão do cádmio	321,069	13 084,2
Ponto de fusão do cobre	1084,62	44 535,1

duas faixas de temperatura, como mostrado na tabela situada na Fig.(53). Os coeficientes são definidos através da curva de ajuste obtida com o uso de vários pontos fixos conhecidos. Alguns destes pontos fixos são mostrados na tabela (3). Na Fig.(54a) é possível ver um ajuste utilizando-se vários pontos fixos. De posse dos coeficientes tabela (53) e com as expressões (4.32) e (4.33) se constrói a tabela completa para as tensões termoelétricas e temperaturas no termopar tipo K. Alguns destes valores são mostrados na tabela (4).

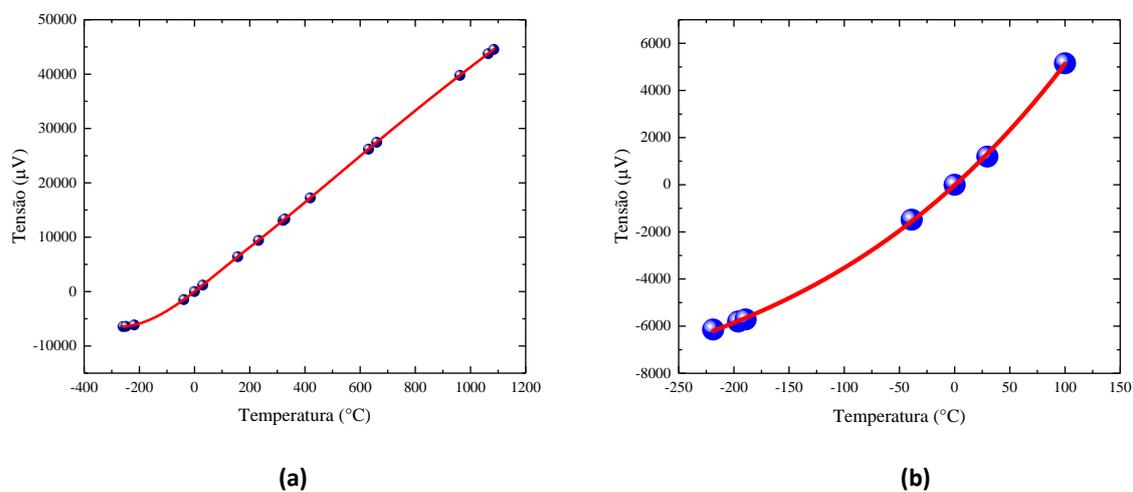
As medidas foram realizadas em um vasto intervalo de temperatura [140,533] K ou [-133,260] °C. Para confirmar de estar sendo utilizado um termopar do tipo K fiel à resposta padronizada para este tipo, foi também feita uma interpolação entre pontos fixos e pontos obtidos pelo termopar Fig.(54b). Desta forma, foram escolhidos pontos nas

Figura 53 – Tabela de coeficientes para o termopar tipo K. Observa-se que há dois grupos de coeficientes: um para alta temperatura e outro para baixa temperatura.

Faixa de temperatura	Coeficientes
-270 °C a 0 °C	$C_0 = 0,000\,000\,000\,0...$
	$C_1 = 3,945\,012\,802 \times 10^1$
	$C_2 = 2,362\,237\,359\,8 \times 10^{-2}$
	$C_3 = -3,285\,890\,678\,4 \times 10^{-4}$
	$C_4 = -4,990\,482\,877\,7 \times 10^{-6}$
	$C_5 = -6,750\,905\,917 \times 10^{-8}$
	$C_6 = -5,741\,032\,742\,8 \times 10^{-10}$
	$C_7 = -3,108\,887\,289\,4 \times 10^{-12}$
	$C_8 = -1,045\,160\,936\,5 \times 10^{-14}$
	$C_9 = -1,988\,926\,687\,8 \times 10^{-17}$
	$C_{10} = -1,632\,269\,748\,6 \times 10^{-20}$
0 °C a 1372 °C	$C_0 = -1,760\,041\,368\,6 \times 10^1$
	$C_1 = 3,892\,120\,497\,5 \times 10^1$
	$C_2 = 1,855\,877\,003\,2 \times 10^{-2}$
	$C_3 = -9,945\,759\,287\,4 \times 10^{-5}$
	$C_4 = 3,184\,094\,571\,9 \times 10^{-7}$
	$C_5 = -5,607\,284\,488\,9 \times 10^{-10}$
	$C_6 = 5,607\,505\,905\,9 \times 10^{-13}$
	$C_7 = -3,202\,072\,000\,3 \times 10^{-16}$
	$C_8 = 9,715\,114\,715\,2 \times 10^{-20}$
	$C_9 = -1,210\,472\,127\,5 \times 10^{-23}$
	$\alpha_0 = 1,185\,976 \times 10^2$
	$\alpha = -1,183\,432 \times 10^{-4}$

Fonte: O autor.

Figura 54 – Curvas de calibração do termopar tipo K utilizado no experimento. (a) Curva de ajuste utilizando-se vários pontos fixos tabelados. (b) Curva de ajuste com os pontos fixos tabelados e com valores de tensão obtidos do termopar utilizado no experimento.



Fonte: O autor.

Tabela 4 – Amostra de algumas tensões termoelétricas no termopar do tipo K para alguns pontos fixos. Os grupos superiores e inferiores representam valores do limite inferior e superior da temperatura de trabalho do termopar, respectivamente. O grupo central representa valores próximos à temperatura de 0 °C.

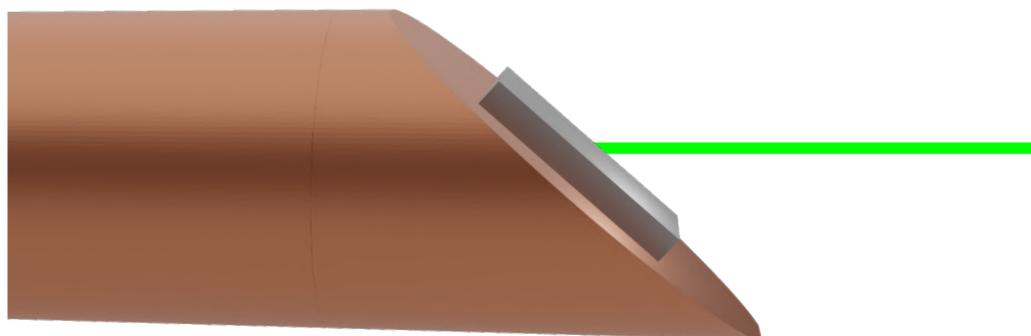
$t_{90}(^{\circ}\text{C})$	Tensão(μV)	$t_{90}(^{\circ}\text{C})$	Tensão(μV)	$t_{90}(^{\circ}\text{C})$	Tensão(μV)
-270	-6 457,74	-265	-6 451,83	-260	-6 441,09
-269	-6 456,92	-264	-6 450,09	-259	-6 438,32
-268	-6 455,92	-263	-6 448,15	-258	-6 435,34
-267	-6 454,75	-262	-6 446,00	-257	-6 432,14
-266	-6 453,39	-261	-6 443,65	-256	-6 428,73
-7	-274,89	-2	-78,80	3	118,6
-6	-235,79	-1	-39,43	4	158,2
-5	-196,62	0	0,00	5	197,9
-4	-157,40	1	39,5	6	237,6
-3	-118,13	2	79,0	7	277,3
1358	54 410,7	1363	54 580,9	1368	54 750,7
1359	54 444,8	1364	54 614,9	1369	54 784,7
1360	54 478,8	1365	54 648,9	1370	54 818,6
1361	54 512,8	1366	54 682,8	1371	54 852,5
1362	54 546,9	1367	54 716,8	1372	54 886,4

regiões de temperatura alta e baixa e foi comparado o resultado, via a interpolação, com a conversão direta feita pela tabela (4). A diferença entre as duas conversões foi desprezível, portanto o termopar se encontrou dentro da padronização.

Uma amostra de YIG bulk com uma das faces polidas oticamente e de dimensões (6.0 x 3.0 x 1.0) mm foi montada repousando sobre o suporte para amostras do instrumento, fazendo um ângulo de 45 graus em relação ao feixe de incidência do laser, como mostrado na Fig.(55). A amostra foi fixada com hastes metálicas não magnéticas, disponíveis no instrumento, a fim de evitar problemas de contaminação devido à deterioração ocasionada por fitas de fixação quando submetidas a altas temperaturas. A fixação se faz necessária devido ao YIG sem um material magnético, portanto sujeito à força na presença de campo magnético. Após realizar os procedimentos acima foi feita a inserção na câmara principal, deixando-a em vácuo.

A amostra, presente dentro do instrumento, foi inserida entre os polos de um eletroímã, sendo submetida a um campo magnético uniforme e constante, no valor de 1,4 kOe. Como o campo magnético era um parâmetro fixo, todas as medidas foram realizadas com este valor. Para detectar o valor da frequência de mágnon na amostra foi utilizada a técnica de espalhamento Brillouin de luz no modo de retroespalhamento. Um laser CW

Figura 55 – Ilustração da montagem da amostra sobre a base de suporte para a amostra. O ângulo de 45° pode ser modificado através da inserção de outro suporte com o ângulo requerido.



Fonte: O autor.

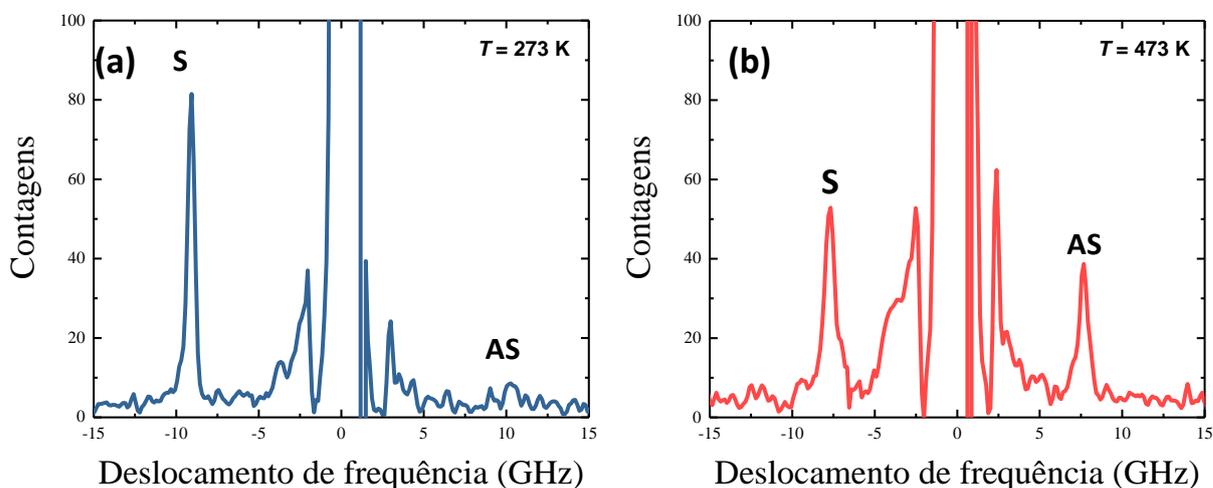
de estado sólido bombeado por diodo⁷ de monomodo estabilizado da Spectra Physics Excelsior, operando a um comprimento de onda de 532 nm e com potência de saída de 300 mW foi utilizado como linha de laser. O feixe de laser passou por atenuadores e foi focalizado por uma câmera $f/1,7$, chegando na amostra com uma potência de 15 mW. A mesma lente coleta a radiação espalhada, direcionando-a a um analisador e por fim chegando em outra lente, responsável por focar a luz na entrada do espectrômetro. Ao entrar no instrumento ela é analisada pelo interferômetro Fabry-Perot, operando em modo (2x3)-passagens, conforme visto no Cap.(3).

O conjunto de valores de temperatura ao qual a amostra foi submetida pode ser dividida em duas partes: a alta temperatura e a baixa temperatura. Os valores de temperatura para ambas as partes eram obtidos via a conversão fornecida pela tabela (4). Na parte de aquecimento, injetou-se uma corrente elétrica no elemento resistivo até atingir o valor de tensão propício a cada valor de temperatura. Na parte de resfriamento, injetou-se nitrogênio líquido no instrumento e ajustou-se o valor de corrente injetada no dispositivo até se atingir a temperatura desejada. Para todo o processo, esperou-se um tempo de aproximadamente 15 minutos para o equilíbrio térmico ser atingido.

Com o equilíbrio térmico estabelecido, um espectro com 5.000 scans foi obtido para cada temperatura. A Fig.(56) mostra dois espectros típicos, um obtido em baixa

⁷ Em inglês usa-se a sigla DPSS para diode-pumped solid state. Este tipo de laser é um laser de estado sólido, ou seja, o meio de ganho é um material sólido. Este meio é bombeado por um laser de diodo. O laser utilizado é um Nd:YAG.

Figura 56 – Espectros típicos medidos com 5000 scans a um campo magnético de 1,4 kOe. Em ambos os espectros é possível ver os sinais de ambos processos de espalhamento, Stokes (pico indicado pela sigla "S") e anti-Stokes (pico indicado pela sigla "AS"). (a) Espectro obtido com a amostra a $T = 273$ K. (b) Espectro obtido com a amostra a $T = 473$ K.



Fonte: O autor.

temperatura e outro em alta temperatura. Observando ainda estes espectros, nota-se um pico assimétrico próximo ao pico central (0 GHz) e à sua direita. Trata-se da componente elástica do espalhamento, que é cortada pelo shutter. Nota-se o mesmo para o lado esquerdo, entretanto com largura bem maior. Esse tipo de assimetria é explicado por um desalinhamento do espectrômetro⁸ na parte de referência do sinal, não afetando valores de frequência e nem intensidades. O único inconveniente é se o sinal tiver frequência próxima a essa parte.

Na seção 4.2 os mágnons passaram a ter um tratamento dependente da temperatura do sistema. Um entendimento completo das propriedades magnéticas do YIG para todo o intervalo de temperatura abaixo de T_c é fornecido somente se forem considerados o modo ótico e o modo acústico [127, 128]. Embora a granada de ferro e ítrio seja um material ferrimagnético, a baixas temperaturas suas propriedades térmicas podem ser calculadas considerando-o como um ferromagneto e usando uma dispersão de onda de spin parabólica. Para altas temperaturas, entretanto, é possível ainda considerar apenas o modo acústico, devendo-se fazer uma modificação na relação de dispersão, tornando-a dependente da temperatura [129, 130]. Essa abordagem obtém bons resultados, mesmo para temperaturas altas e ela será escolhida no tratamento teórico dos resultados obtidos adiante.

⁸ Devido a falhas de infraestrutura da UFPE, ocorrem frequentes interrupções de energia elétrica por períodos consideráveis. Por conseguinte, os elementos óticos, eletrônicos e piezoelétricos são submetidos a variações consideráveis de temperatura, colaborando para um desalinhamento precoce. Conforme a demanda, é necessário fazer um ajuste em alguns componentes óticos para corrigir o problema. Esse tipo de desalinhamento não altera o valor da frequência.

O experimento de espalhamento de luz foi feito na configuração de retroespalhamento, portanto o vetor de onda é perpendicular à superfície da amostra e tem o número de onda associado dado por

$$\mathbf{k} = \frac{4\pi n}{\lambda_L} \quad (4.34)$$

Onde $n = 2,2$ é o índice de refração do YIG. Fazendo uma substituição numérica na equação acima, obtém-se o valor de $5,2 \times 10^5 \text{cm}^{-1}$. Aproximando a zona de Brillouin por uma esfera e definindo k_m como o raio dela, nota-se que o número de onda analisado corresponde a $0,023k_m$. Conforme visto na seção 2.11, quando se está no regime de pequenos vetores de onda, a equação (2.142) se torna

$$\omega_{\mathbf{k}} = \gamma \left[(H_z + Dk^2)(H_z + Dk^2 + 4\pi M) \right]^{1/2} \quad (4.35)$$

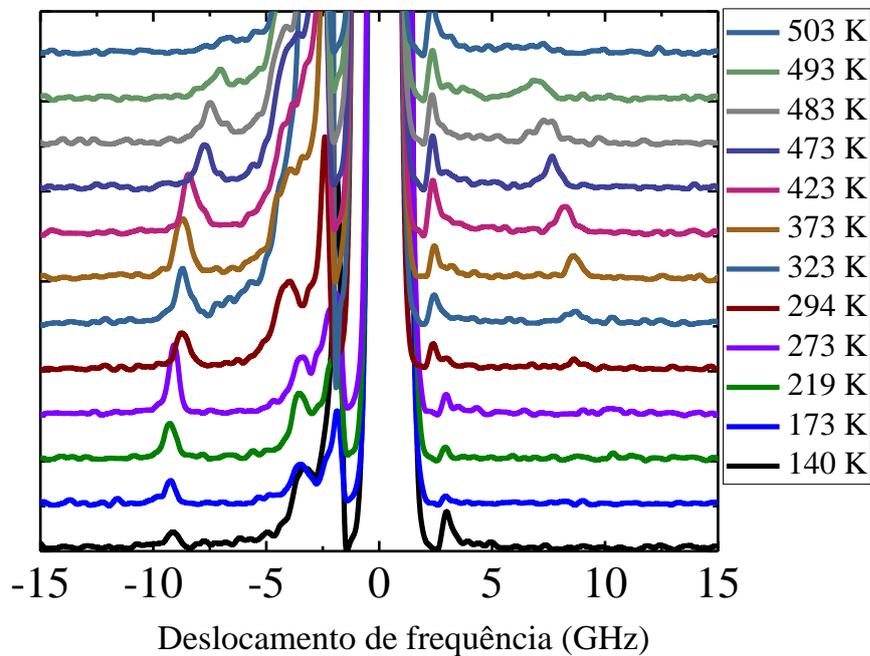
Devido a contribuição do campo de anisotropia magnetocristalina ser muito pequena, o H_z é definido aqui sem o termo H_A como fora feito na seção 2.11. Observado a série de medidas na Fig.(57) fica evidente a diminuição da frequência com o aumento da temperatura. Para cada pico Stokes e anti-Stokes foi feito um ajuste com a função Lorentziana, a fim de se obter o valor de frequência para cada um dos processos. A Fig.(58) mostra o ajuste para alguns valores de temperatura.

Na Fig.(59) são apresentadas as frequências de mágnon, obtidas através da média aritmética das frequências Stokes e anti-Stokes, e a curva representando a Eq.(4.35). O cálculo foi efetuado com o parâmetro de exchange $D = 5,4 \times 10^{-9} \text{cm}^2$ e utilizando a dependência com a temperatura obtida experimentalmente e ajustada pelo modelo de campo molecular [131, 132]. Nota-se claramente a não concordância entre os dados experimentais obtidos e a curva teórica, onde apenas a dependência da magnetização com a temperatura é considerada.

Uma hipótese para explicar a discrepância é atribuir o aumento da frequência ao efeito de não equilíbrio local causado pelo aquecimento do feixe de laser na amostra [133]. Para verificar esse efeito foram feitas medidas, a temperatura ambiente, da frequência de mágnon para alguns valores da potência do laser incidente. Observa-se na Fig.(60) que a mudança na frequência é muito pequena, mesmo para o dobro de potência do laser utilizada nas medidas. Essa hipótese, portanto, mostra não explicar a diferença entre a teoria considerando apenas a magnetização como dependente da temperatura e os dados experimentais.

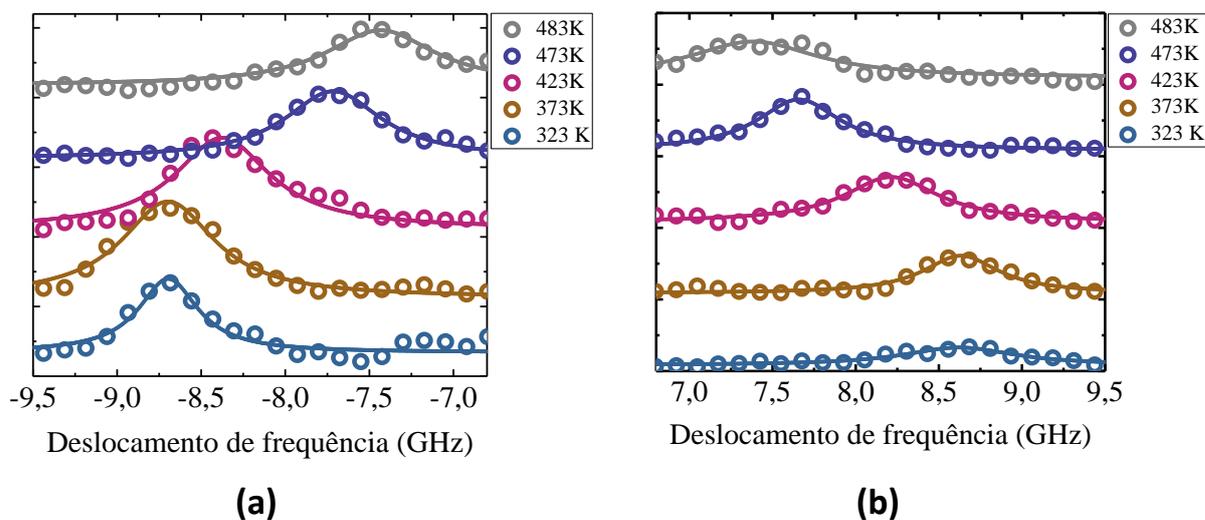
Um sistema de spins contendo apenas interações de exchange e Zeeman foi escrito na Eq.(2.91) como

Figura 57 – Espectros obtidos para cada uma das temperaturas com campo magnético fixo $H = 1,4$ kOe e ângulo de espalhamento de 45° e acumulação de 5000 varreduras. A variação da frequência de mágnon com o aumento da temperatura é evidente.



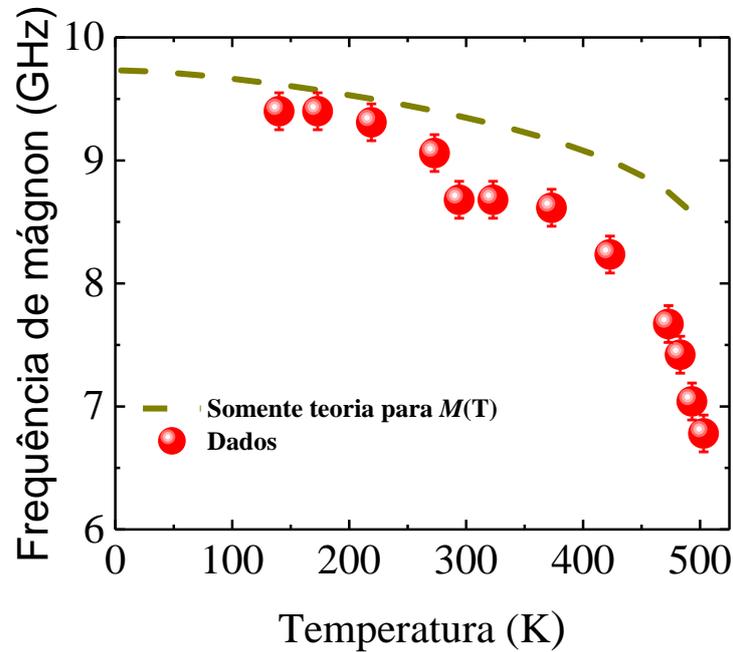
Fonte: O autor.

Figura 58 – Processos Stokes (a) e anti-Stokes (b) para alguns valores de temperatura. Os círculos representam os dados experimentais e as linhas sólidas, ajustados pela função Lorentziana.



Fonte: O autor.

Figura 59 – Curva tracejada: teoria para a frequência de mágnon considerando apenas a dependência da magnetização com a temperatura. Pontos em vermelho: dados experimentais. Cada ponto foi obtido pelo ajuste de uma curva Lorentziana nos sinais de mágnon para cada valor de temperatura.



Fonte: O autor.

$$\mathcal{H} = cte + \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1 + \dots \quad (4.36)$$

No Capítulo 2 foi visto um termo mais geral para H_0 , onde foi incluída a interação dipolar Eq.(2.128). Dessa forma a equação acima torna-se

$$\mathcal{H} = cte + \sum_{\mathbf{k}} \hbar\omega_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}}^{\dagger} c_{\mathbf{k}} + \mathcal{H}_1 + \dots \quad (4.37)$$

Onde H_1 representa a interação de mágnons e será o termo a descrever a renormalização da energia de mágnons Eq.(4.28). A renormalização de energia, após alguns passos encontrados na seção 4.4, é escrita como

$$\hbar\Delta\omega_{\mathbf{k}} = -\frac{2z\mathcal{J}}{N} \sum_{\mathbf{k}'} (1 + \gamma_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'} - \gamma_{\mathbf{k}} - \gamma_{\mathbf{k}'}) \langle n_{\mathbf{k}'} \rangle \quad (4.38)$$

Onde $\langle n_{\mathbf{k}'} \rangle$ é o número de ocupação ou número térmico definido na Eq.(4.5). Esta expressão indica a energia do modo \mathbf{k} do mágnon levando em conta a interação de 4-mágnons. Devido ao número médio de ocupação, é estabelecida a relação entre a frequência do mágnon e a temperatura do sistema: quando a temperatura aumenta, a frequência cai devido ao denominador do número de ocupação aumentar.

Nos cálculos, a zona de Brillouin foi considerada ser uma esfera e o modo acústico da relação de dispersão foi aproximada para a equação

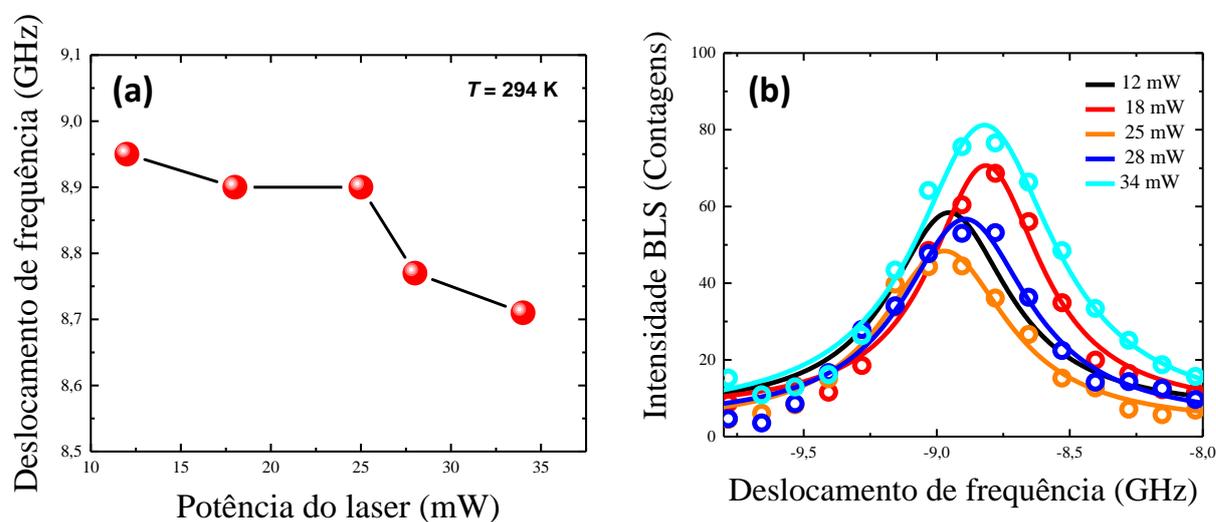
$$\omega_{\mathbf{k}} = \omega_{BZ} \left(1 - \cos \frac{\pi k}{2k_m} \right) \quad (4.39)$$

Devido à aproximação da zona de Brillouin para uma esfera, k_m se torna um parâmetro passível de ser ajustado na curva com os dados obtidos experimentalmente. Fazendo a passagem para o contínuo, reescreve-se a Eq.(4.38)

$$\hbar \Delta \omega_{\mathbf{k}} = \frac{\hbar \omega_{BZ} (k_m a)^3}{2\pi^2 S} \int_0^1 dq \frac{q^2}{e^x - 1} (1 + \gamma_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} - \gamma_{\mathbf{k}} - \gamma_{\mathbf{q}}) \quad (4.40)$$

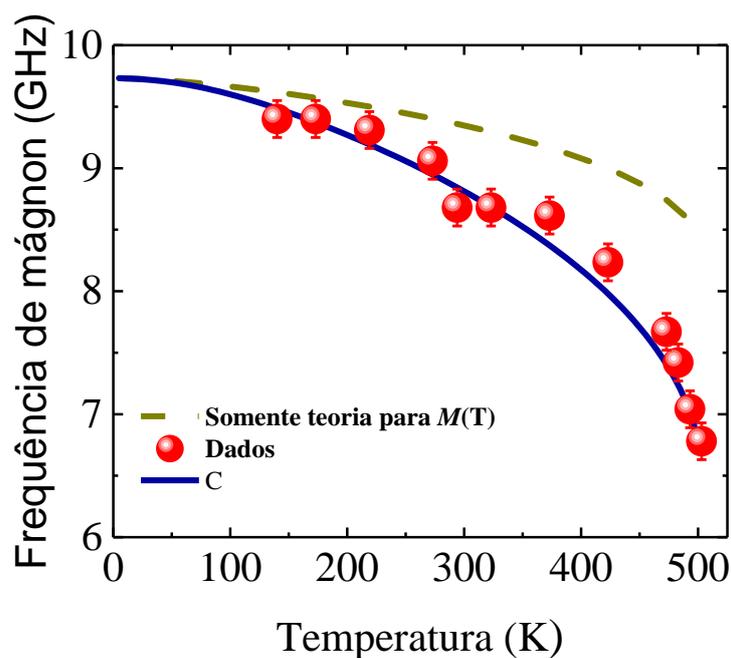
Onde $x = \hbar \omega_{\mathbf{k}} / k_B T$ e $q = k / k_m$ é o vetor de onda normalizado com intervalo $[0,1]$. Outra aproximação feita foi deixar os ângulos azimutal e polar livres no cálculo da integral. Para cada temperatura na equação (4.40) a integral foi calculada numericamente, realizando-se a discretização $dq \rightarrow \Delta q$, a relação de dispersão Eq.(4.39) e os parâmetros para o YIG: $S = 5/2$, $\omega_{BZ}/2\pi = 8.0$ THz e $ka = 3,0$ (onde a é o parâmetro de rede). Outra aproximação foi considerar $\gamma_{\mathbf{k}-\mathbf{q}} \approx \gamma_{\mathbf{k}} \gamma_{\mathbf{q}}$. A rotina de cálculo numérico foi feita da seguinte maneira: no primeiro ciclo para o cálculo de $\Delta \omega_k$ os fatores de Bose foram considerados sem a correção de renormalização. Nos ciclos seguintes, eles foram calculados com as frequências $\omega_k \approx \omega_k(0) + \Delta \omega_k$, onde $\Delta \omega_k$ é trazido do ciclo anterior. O processo é iterado até que a diferença entre as frequências seja menos de 0,1 %. A curva sólida na cor azul Fig.(61) é o resultado obtido do cálculo numérico. As curvas tracejadas e a azul são bastante próximas para baixas temperaturas, estando de acordo com a lei de Bloch e com cálculos utilizando a teoria de Anderson até temperaturas em torno de 50 K [131], expandindo-se até a faixa de 100 K, se for utilizada a série Dyson para a magnetização [134]. Entretanto é perceptível, e os dados experimentais vieram a corroborar, haver uma divergência para temperaturas maiores. Somente quando se considera a renormalização de energia para os mágnons é possível explicar o resultado experimental.

Figura 60 – (a) Dependência da frequência de mágnon com a potência do laser incidente na amostra. Cada ponto foi obtido pelo ajuste de uma função Lorentziana nos picos de mágnon. (b) Sinais de mágnon medidos para o mesmo valor de campo e temperatura. O único parâmetro variado foi a potência do laser.



Fonte: O autor.

Figura 61 – Dependência da frequência de mágnon com a temperatura. A linha tracejada representa somente a dependência da magnetização com a temperatura. A linha sólida azul trata-se da renormalização da energia de mágnon acrescida da dependência da magnetização com a temperatura. Os pontos vermelhos foram os dados obtidos experimentalmente.



Fonte: O autor.

5 MÁGNONS EM ANTIFERROMAGNETOS

Desde a descoberta da ordem antiferromagnética pensava-se ser impossível a utilização destes materiais em aplicações tecnológicas. O antiferromagnetismo era então visto apenas como uma frutífera área para pesquisa teórica. Entretanto, em 1988 foi descoberto o efeito da magnetoresistência gigante por A. Fert [135] e P. Grünberg [136]. Este efeito tinha como cerne o uso de um material antiferromagnético para realizar o controle de corrente elétrica pelo spin e eclodiu na aplicação de cabeças de leitura de unidades de armazenamento de disco rígido, universalmente presente, em poucos anos, em todos os computadores pessoais. Embora ainda os materiais antiferromagnéticos sejam uma frutífera área teórica, seus potenciais de aplicação tem um forte apelo nas pesquisas científicas. Um material bastante promissor tem sido o arseneto de cobre e manganês (CuMnAs) [137–139] com capacidade de aplicações em eletrônica de alta frequência [140, 141]. Neste capítulo serão abordados estudos realizados por espalhamento Brillouin de luz em dois materiais antiferromagnéticos, o arseneto de cobre e manganês e o irídio manganês (IrMn₃), sendo este último bastante utilizado em estudos para exchange bias.

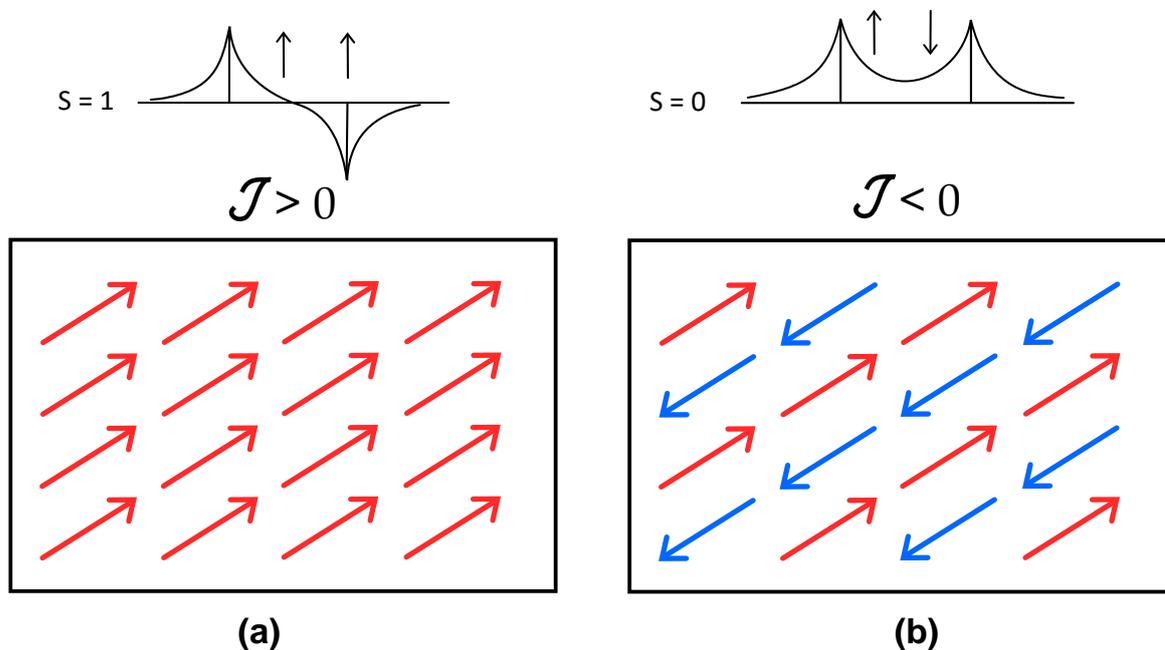
5.1 Ordenamento antiferromagnético

Materiais com ordenamento antiferromagnético possuem uma constante de exchange negativa ($\mathcal{J} < 0$), como visto na seção 2.5. Isso faz com que os spins vizinhos, de forma espontânea, se alinhem antiparalelamente, fazendo com que a magnetização macroscópica seja nula. A Fig.(62) ilustra a diferença entre o ordenamento ferromagnético e antiferromagnético. O ordenamento de um material antiferromagnético se apresenta, em muitos casos, sob duas classes: a primeira dita eixo fácil ou anisotropia uniaxial. A segunda classe é dita de plano fácil (ou eixo duro). Como exemplos da primeira classe, apresentam-se o MnF₂, FeF₂ e Cr₂O₃ e como representantes da segunda, MnO e NiO [142, 143]. A Fig.(63) mostra as redes cristalinas para os dois tipos de classes citadas.

O Hamiltoniano para um antiferromagneto deve conter o termo Zeeman, uma vez que os spins interagem com o campo magnético externo. Deve haver também termos de exchange entre spins vizinhos e por fim, termos de anisotropias. Um material antiferromagnético, na presença de um campo magnético externo H_0 , tem o Hamiltoniano mais geral possível escrito como na forma da Eq.(5.1), onde N , s e d são o número de agrupamentos¹, o número de spins por agrupamento e o número de direções de anisotropia,

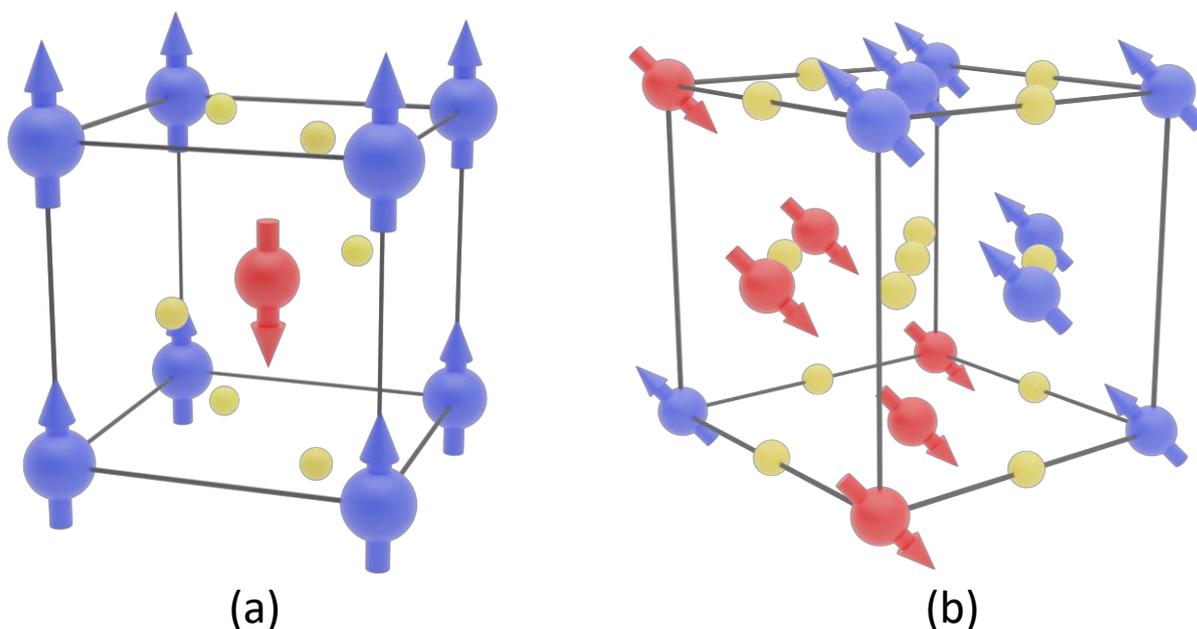
¹ Foi utilizado o termo "agrupamento" para se referir a quaisquer grupos de spins. Em alguns casos um agrupamento pode se referir a uma sub-rede e em outros casos um agrupamento é um conjunto de spins em uma certa direção, por exemplo. Na seção 5.3 o termo agrupamento ao invés de sub-rede ficará mais claro.

Figura 62 – (a) Ordenamento ferromagnético. (b) Ordenamento antiferromagnético. O motivo de haver espontaneamente um dos ordenamentos está ligado à simetria das funções de onda. A parte de spin da função de onda Eq.(2.53) no ordenamento ferromagnético é simétrica (parte espacial antissimétrica). Já no ordenamento antiferromagnético ocorre o inverso.



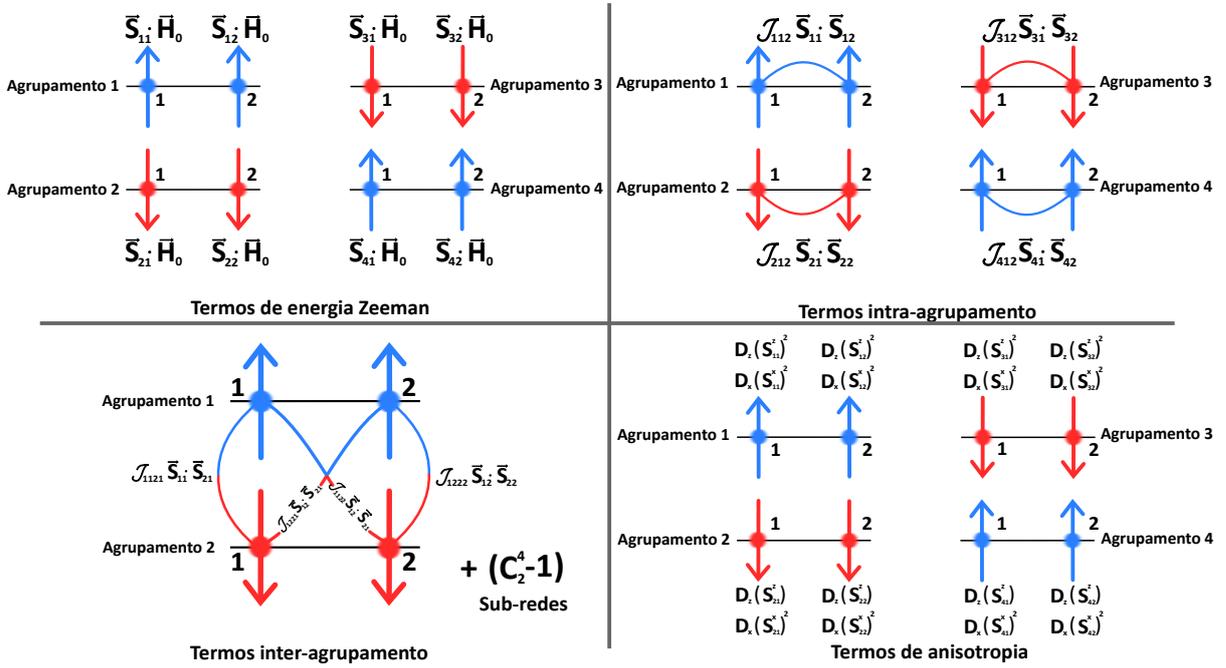
Fonte: O autor.

Figura 63 – (a) Estrutura cristalina dos materiais MnF_2 e FeF_2 , a mesma do cristal de rutilo. a e c são os parâmetros de rede. \mathcal{J}_1 e \mathcal{J}_3 são os parâmetros de exchange intra sub-rede. \mathcal{J}_2 é o parâmetro de exchange inter sub-rede. Esferas em azul representam os átomos de Fe ou Mn e os em amarelo, o flúor. (b) Estrutura cristalina do NiO . As esferas vermelhas e azuis representam os átomos de Ni em cada uma das sub-redes e as amarelas representam o oxigênio.



Fonte: O autor.

Figura 64 – Todos os arranjos possíveis para o sistema. Para os termos inter-agrupamento ainda existe mais combinações possíveis não mostradas na figura. C_2^4 refere-se a combinação simples.



Fonte: O autor.

respectivamente. O primeiro termo, da esquerda para direita, é responsável pela energia Zeeman para cada spin no sistema.

$$\begin{aligned}
 \mathcal{H} = & -\gamma\hbar \sum_{\alpha}^N \sum_i^s \mathbf{S}_{\alpha i} \cdot \mathbf{H}_0 - \sum_{\alpha}^N \sum_i^{s-1} \sum_{\substack{i'=i+1 \\ i' \neq i}}^s 2\mathcal{J}_{\alpha i i'} \mathbf{S}_{\alpha i} \cdot \mathbf{S}_{\alpha i'} - \sum_{\alpha}^{N-1} \sum_{\substack{\alpha'=\alpha+1 \\ \alpha' \neq \alpha}}^N \sum_{i, i'}^s 2\mathcal{J}_{\alpha i \alpha' i'} \mathbf{S}_{\alpha i} \cdot \mathbf{S}_{\alpha' i'} \\
 & - \sum_n^d \sum_{\alpha}^N \sum_i^s D_n (S_{\alpha i}^n)^2
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

O segundo termo computa as energias de exchange intra-agrupamento, ou seja, os acoplamentos puramente ferromagnéticos. O terceiro termo se refere às energias dos acoplamentos inter-agrupamentos, ou seja, os puramente antiferromagnéticos. O último termo dá conta das energias de anisotropia presentes. A Fig.(64) ilustra as energias e acoplamentos para um antiferromagneto com $N = 4$ agrupamentos, $s = 2$ spins por agrupamento e $d = 2$ direções de anisotropia (\hat{x} e \hat{z}), por exemplo.

Para o estudo de materiais antiferromagnéticos geralmente se atém ao termo inter sub-rede (inter-agrupamento), escrevendo-se a equação (5.1) como o Hamiltoniano (5.2), onde i, j indexam os spins em cada sub-rede e $d = x, y, z$ é o índice referente à direção de anisotropia.

$$\mathcal{H} = -\gamma\hbar \sum_{i,j} H_0 S_{i,j}^z - \sum_{i,j} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - \sum_{i,j} D_d (S_{i,j}^d)^2 \quad (5.2)$$

Para o caso particular do NiO, um antiferromagneto de plano fácil, no qual há presentes duas direções de anisotropia, o Hamiltoniano (5.2) torna-se

$$\mathcal{H} = -\gamma\hbar \sum_{i,j} H_0 S_{i,j}^z - \sum_{i,j} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j + D_x \left[\sum_i (S_i^x)^2 + \sum_j (S_j^x)^2 \right] - D_z \left[\sum_i (S_i^z)^2 + \sum_j (S_j^z)^2 \right] \quad (5.3)$$

O sinal das constantes de anisotropia indicam o eixo duro na direção do versor \hat{x} e o eixo fácil na direção do versor \hat{z} . Na seção a seguir será abordado o tratamento teórico para chegar nas frequências dos dois modos do NiO a partir do Hamiltoniano acima apresentado.

5.2 Antiferromagneto de plano fácil: tratamento quântico

O Hamiltoniano (5.3) possibilita encontrar as frequências de mágnon para a classe dos antiferromagnetos de plano fácil. Diferentemente da classe de eixo fácil, na qual as frequências de mágnon associadas a cada sub-rede são degeneradas na ausência de campo magnético externo aplicado, a classe de plano fácil possui frequências não degeneradas mesmo quando H_0 é não nulo. Devido também aos valores dos campos de anisotropia e exchange serem muito maiores [144] do que as magnitudes dos campos magnéticos alcançados na vasta maioria dos laboratórios, é uma boa aproximação desprezar a interação Zeeman na contribuição para a energia total. Desta forma escreve-se (5.3) como

$$\mathcal{H} = - \sum_{i,j} \mathcal{J}_{i,j} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j + D_x \left[\sum_i (S_i^x)^2 + \sum_j (S_j^x)^2 \right] - D_z \left[\sum_i (S_i^z)^2 + \sum_j (S_j^z)^2 \right] \quad (5.4)$$

Os operadores de spin para cada sítio são escritos em coordenada cartesianas

$$\mathbf{S}_i = S_i^x \hat{x} + S_i^y \hat{y} + S_i^z \hat{z} \quad \mathbf{S}_j = S_j^x \hat{x} + S_j^y \hat{y} + S_j^z \hat{z} \quad (5.5)$$

Fazendo uso da Eq.(2.80), escrevem-se o termo de exchange

$$\begin{aligned} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j &= \frac{1}{4} (S_i^+ + S_i^-) (S_j^+ + S_j^-) - \frac{1}{4} (S_i^+ - S_i^-) (S_j^+ - S_j^-) + S_i^z S_j^z \\ &= \frac{1}{2} [S_i^+ S_j^- + S_i^- S_j^+] + S_i^z S_j^z \end{aligned} \quad (5.6)$$

e o termo de anisotropia na direção \hat{x} em termos dos operadores escada.

$$D_x \left[\sum_i (S_i^x)^2 + \sum_j (S_j^x)^2 \right] = \frac{D_x}{4} \left[\sum_i (S_i^+ + S_i^-)(S_i^+ + S_i^-) + \sum_j (S_j^+ + S_j^-)(S_j^+ + S_j^-) \right] \quad (5.7)$$

As transformações de Holstein-Primakoff podem ser escritas para cada uma das sub-redes i e j . Sejam (a_i^\dagger, a_i) e (b_j^\dagger, b_j) os operadores de criação e aniquilação de desvios de spin para cada sub-rede, escreve-se para a sub-rede i

$$S_i^+ = (2S)^{1/2} a_i \quad S_i^- = (2S)^{1/2} a_i^\dagger \quad S_i^z = S - a_i^\dagger a_i \quad (5.8)$$

Para a sub-rede j é feito o mesmo

$$S_j^+ = (2S)^{1/2} a_j \quad S_j^- = (2S)^{1/2} a_j^\dagger \quad S_j^z = S - a_j^\dagger a_j \quad (5.9)$$

Nas equações (5.8) e (5.9) foi utilizada a aproximação de $f_i(S) = 1$ já que se deseja apenas um Hamiltoniano bilinear do tipo Λ^2 . Substituindo as equações (5.8) e (5.9) no Hamiltoniano (5.4), obtém-se

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -2S \sum_{i,j} \mathcal{J}_{i,j} \left[a_i b_j + a_i^\dagger b_j^\dagger + b_j^\dagger b_j + a_i^\dagger a_i \right] + \frac{D_x S}{2} \left[\sum_i (a_i a_i + a_i^\dagger a_i^\dagger + a_i^\dagger a_i + a_i a_i^\dagger) + \right. \\ & \left. \sum_j (b_j b_j + b_j^\dagger b_j^\dagger + b_j^\dagger b_j + b_j b_j^\dagger) \right] - 2S D_z \left[\sum_i a_i^\dagger a_i + \sum_j b_j^\dagger b_j \right] \end{aligned} \quad (5.10)$$

A Eq.(5.10) pode ser escrita em termos de operadores de mágnons se forem usadas as transformações

$$a_i = N^{-1/2} \sum_{\mathbf{k}} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} a_{\mathbf{k}} \quad a_i^\dagger = N^{-1/2} \sum_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_i} a_{\mathbf{k}}^\dagger \quad (5.11)$$

para a sub-rede i . Para a sub-rede j escrevem-se as mesmas transformações

$$b_i = N^{-1/2} \sum_{\mathbf{k}} e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_j} b_{\mathbf{k}} \quad b_j^\dagger = N^{-1/2} \sum_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x}_j} b_{\mathbf{k}}^\dagger \quad (5.12)$$

Substituindo as equações (5.12) e (5.11) na Eq.(5.10), irá se obter o Hamiltoniano em termos dos operadores de mágnon [26]

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = \sum_{\mathbf{k}} (H_E + H_{A_z})(a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} + b_{\mathbf{k}}^\dagger b_{\mathbf{k}}) + \gamma_{\mathbf{k}} H_E (a_{\mathbf{k}} b_{-\mathbf{k}} + a_{\mathbf{k}}^\dagger b_{-\mathbf{k}}^\dagger) + \frac{H_{A_x}}{4} (a_{\mathbf{k}} a_{-\mathbf{k}} + a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{-\mathbf{k}}^\dagger \\ + a_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^\dagger + a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}} + b_{\mathbf{k}} b_{-\mathbf{k}} + b_{\mathbf{k}}^\dagger b_{-\mathbf{k}}^\dagger + b_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}}^\dagger + b_{\mathbf{k}}^\dagger b_{\mathbf{k}}) \end{aligned} \quad (5.13)$$

Na equação acima, foram utilizadas as definições

$$A_{\mathbf{k}} = \gamma(H_E + \frac{H_{A_x}}{2} + H_{A_z}) \quad B_{\mathbf{k}} = \gamma\gamma_{\mathbf{k}} H_E \quad C_{\mathbf{k}} = \gamma \frac{H_{A_x}}{2} \quad (5.14)$$

Sendo H_E , H_{A_x} e H_{A_z} os campos de exchange e campos de anisotropia nas direções \hat{x} e \hat{z} , definidos por

$$H_E = \frac{2S_z |\mathcal{J}|}{\gamma \hbar} \quad H_{A_x} = \frac{2SD_x}{\gamma \hbar} \quad H_{A_z} = \frac{2SD_z}{\gamma \hbar} \quad (5.15)$$

O Hamiltoniano (5.13) não é digonal. Para diagonalizá-lo procede-se na forma como feita no Capítulo 2 e será obtido um Hamiltoniano na forma [26]

$$\mathcal{H} = \sum_{\mathbf{k}} \hbar (\omega_{\alpha\mathbf{k}} \alpha_{\mathbf{k}}^\dagger \alpha_{\mathbf{k}} + \omega_{\beta\mathbf{k}} \beta_{\mathbf{k}}^\dagger \beta_{\mathbf{k}}) \quad (5.16)$$

Onde as autofrequências são

$$\omega_{\alpha,\beta}^2 = A_{\mathbf{k}}^2 - (B_{\mathbf{k}} \mp C_{\mathbf{k}})^2 \quad (5.17)$$

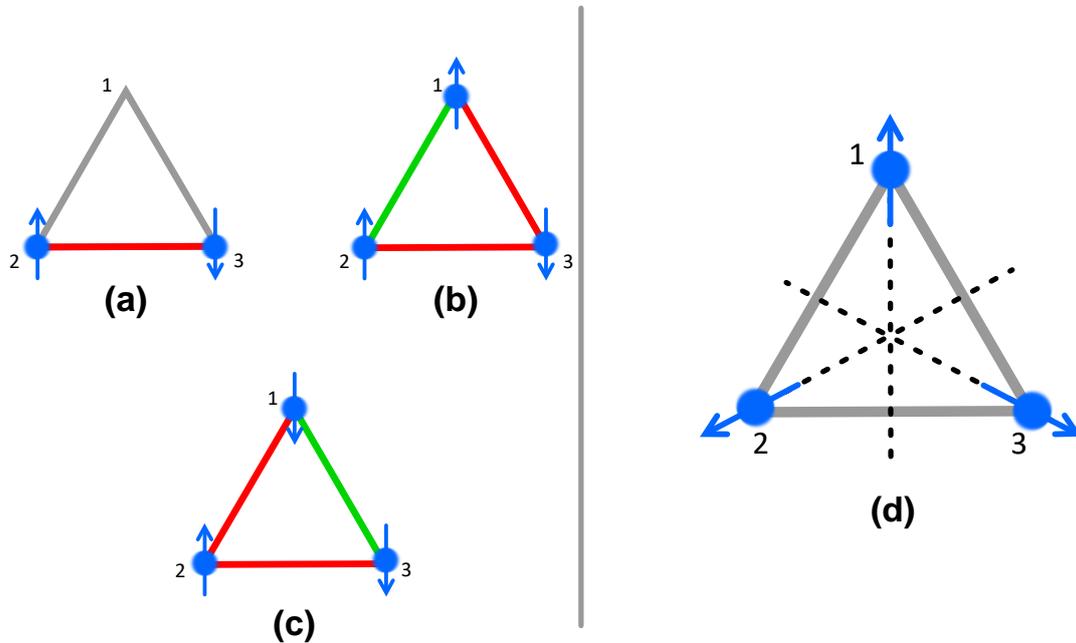
Considerando o centro da zona de Brillouin ($\mathbf{k}=0$) e o campo de exchange muito maior que os campos de anisotropia, escrevem-se os dois modos de mágnon

$$\omega_{\alpha 0} \approx \gamma \sqrt{2H_{A_x} H_E} \quad \omega_{\beta 0} \approx \gamma \sqrt{2H_{A_z} H_E} \quad (5.18)$$

5.3 Mágnons em antiferromagneto não colinear

As classes de antiferromagnetos do tipo eixo fácil e plano fácil fazem parte dos antiferromagnetos colineares. Existem também uma classe chamada *antiferromagnetos frustrados*, como no caso de redes triangulares e *rede de kagome*. Para analisar a frustração, pode-se considerar o preenchimento de spins nos vértices de um triângulo equilátero de modo a manter o primeiro par com acoplamento antiferromagnético (AF) Fig.(65a). Ao preencher o sítio 1, haverá apenas duas possibilidades: spin para cima Fig.(65b) ou spin

Figura 65 – (a) Arranjo triangular contendo um acoplamento antiferromagnético e com um spin a ser preenchido no sítio 1. (b) Primeira possibilidade de preenchimento para o sítio 1. (c) Segunda possibilidade de preenchimento para o sítio 1. Os segmentos de reta em vermelho representam os acoplamentos AF e os em verde, ferromagnéticos (FM). (d) A arranjo entre os spins que minimiza a energia. Cada eixo é a bissetriz do triângulo equilátero, portanto o ângulo entre cada spin é de 120° .



Fonte: O autor.

para baixo Fig.(65c). Ambas as escolhas são energeticamente iguais. Uma forma do arranjo para minimizar a energia é mostrada na Fig.(65d). Uma ilustração de uma rede de kagome bidimensional é mostrada na Fig.(66a).

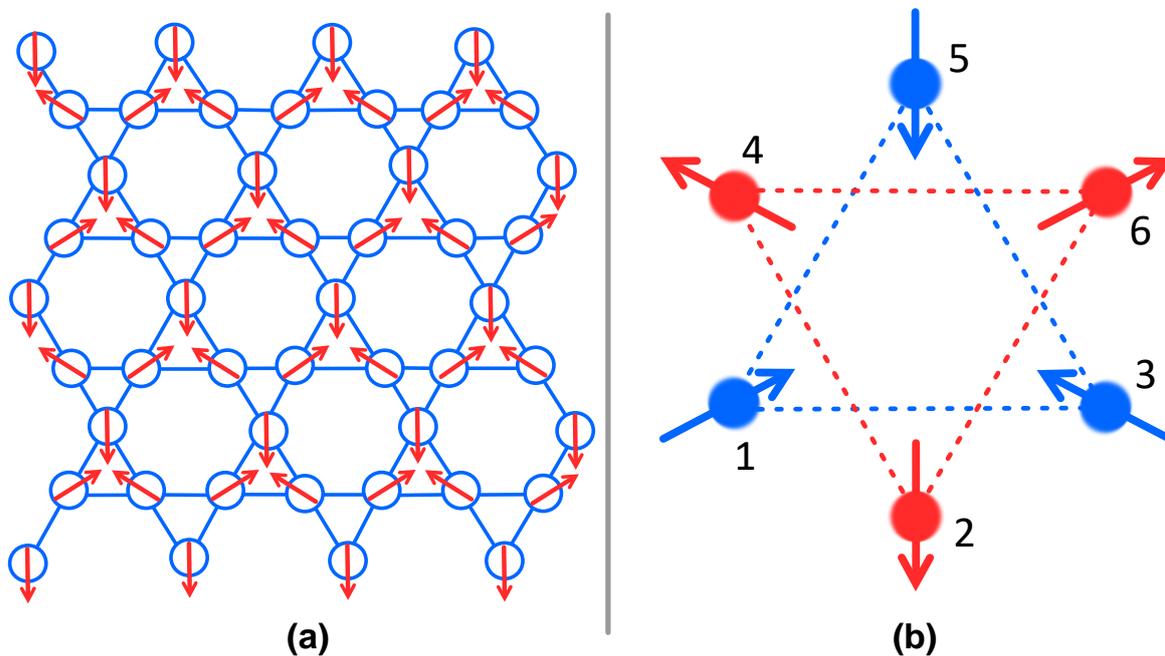
Em um espaço tridimensional é possível acomodar duas redes de kagome na qual uma seja rotacionada em 180° em relação a outra. Desta forma a projeção das duas redes de kagome no plano é mostrada na Fig.(66b). Nota-se, ao observar a figura (66b), ser possível aplicar a definição geral de agrupamento vista na seção 5.1. Neste caso identificam-se 3 agrupamentos, conforme mostrado na Fig.(67a).

Com esta definição observam-se 3 agrupamentos ferromagnéticos Fig.(67b) e as combinações dos acoplamentos antiferromagnéticos. O número de termos possíveis são $\binom{6}{2} = 15$ termos, nos quais 12 com acoplamento AF. Na ausência de campo magnético externo e na presença de anisotropia uniaxial, escreve-se o Hamiltoniano (5.1) de uma forma mais simplificada como

$$\mathcal{H} = - \sum_{i,i \neq j} 2\mathcal{J}_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - D \sum_i (\mathbf{S}_i \cdot \hat{\mathbf{n}})^2 \quad (5.19)$$

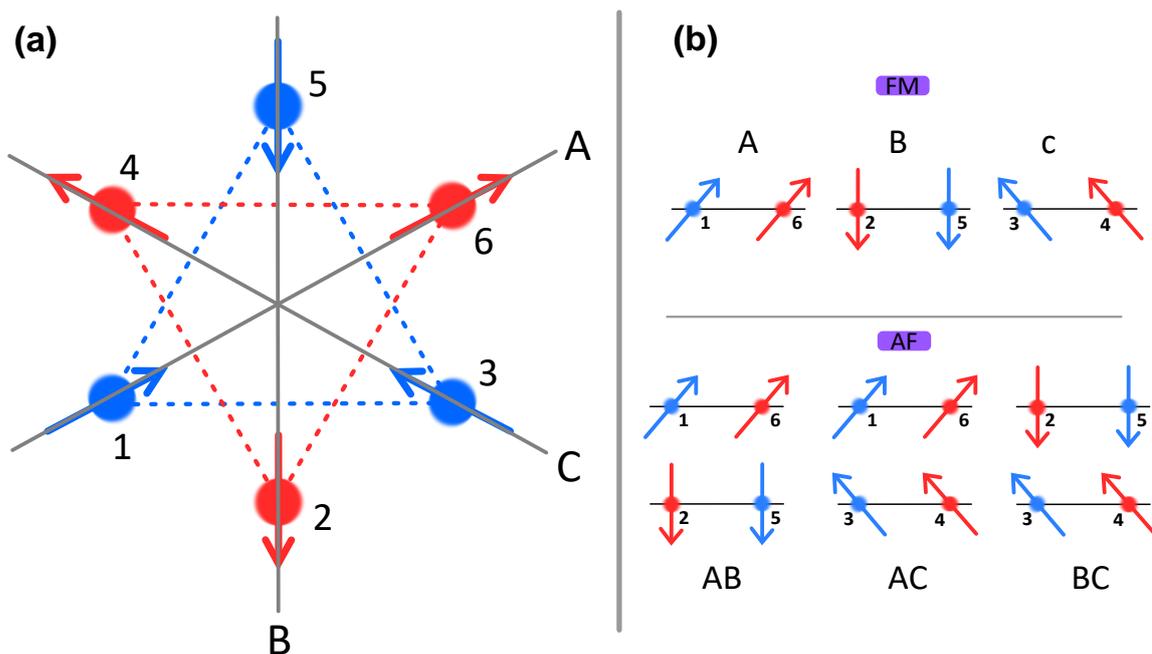
Onde $\hat{\mathbf{n}}$ são os versores nas direções das anisotropias. Considerando apenas os termos de

Figura 66 – (a) Ilustração de uma rede de kagome bidimensional. As setas vermelhas representam a orientação dos spins. (b) Duas redes de kagome, uma rotacionada em 180° em relação a outra. Os triângulos vermelho e azul são equiláteros e os spins situam-se na direção das bissetrizes.



Fonte: O autor.

Figura 67 – (a) As linhas A, B e C indicam o que foi definido como agrupamento na primeira seção deste capítulo. (b) Todas as interações de exchange possíveis entre os 6 spins. Uma vez definidos os agrupamentos, podem-se obter as combinações dos acoplamentos ferromagnéticos (FM) e antiferromagnéticos (AF).



Fonte: O autor.

exchange \mathcal{H}_{exc} escrevem-se os dois termos abaixo

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{exc} = & -2\mathcal{J}_2 [\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_6 + \mathbf{S}_2 \cdot \mathbf{S}_5 + \mathbf{S}_3 \cdot \mathbf{S}_4] + -2\mathcal{J}_1 [\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 + \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_5 + \mathbf{S}_6 \cdot \mathbf{S}_2 + \mathbf{S}_6 \cdot \mathbf{S}_5 + \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_3 + \\ & + \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_4 + \mathbf{S}_6 \cdot \mathbf{S}_3 + \mathbf{S}_6 \cdot \mathbf{S}_4 + \mathbf{S}_2 \cdot \mathbf{S}_3 + \mathbf{S}_2 \cdot \mathbf{S}_4 + \mathbf{S}_5 \cdot \mathbf{S}_3 + \mathbf{S}_5 \cdot \mathbf{S}_5] \end{aligned} \quad (5.20)$$

Os termos nos quais há o produto por \mathcal{J}_2 referem-se aos termos FM. Já os termos associados a \mathcal{J}_1 são os termos AF. Devido aos spins não serem colineares, cada sítio comportando um dos seis spins terá um operador de spin. Se for considerado o sistema de coordenadas no qual o plano yz é paralelo ao plano que comporta os spins, escrevem-se as componentes para cada operador como

$$S_1^x = S_1^{x1} \quad S_1^y = S_1^{y1} \cos \theta + S_1^{z1} \sin \theta \quad S_1^z = -S_1^{y1} \sin \theta + S_1^{z1} \cos \theta \quad (5.21a)$$

$$S_2^x = S_2^{x2} \quad S_2^y = -S_2^{y2} \quad S_2^z = -S_2^{z2} \quad (5.21b)$$

$$S_3^x = S_3^{x3} \quad S_3^y = S_3^{y3} \cos \theta - S_3^{z3} \sin \theta \quad S_3^z = S_3^{y3} \sin \theta + S_3^{z3} \cos \theta \quad (5.21c)$$

$$S_4^x = S_4^{x4} \quad S_4^y = S_4^{y4} \cos \theta - S_4^{z4} \sin \theta \quad S_4^z = S_4^{y4} \sin \theta + S_4^{z4} \cos \theta \quad (5.21d)$$

$$S_5^x = S_5^{x5} \quad S_5^y = -S_5^{y5} \quad S_5^z = -S_5^{z5} \quad (5.21e)$$

$$S_6^x = S_6^{x6} \quad S_6^y = S_6^{y6} \cos \theta + S_6^{z6} \sin \theta \quad S_6^z = -S_6^{y6} \sin \theta + S_6^{z6} \cos \theta \quad (5.21f)$$

Onde θ representa o ângulo que o spin faz com um dos lados de cada triângulo equilátero da Fig.(67a). Como os eixos se situam nas bissetrizes, $\theta = 60^\circ$. Desta parte adiante os cálculos serão muito extensos, não tendo sentido reproduzir aqui, visto que todo o procedimento será o mesmo já realizado no Capítulo 2. Entretanto podem ser conferidos integralmente no material suplementar do artigo [48]. De agora em diante, serão apenas deixadas as equações principais.

As componentes dos operadores de spin relacionam-se com os operadores escada através das equações

$$S_p^x = \frac{1}{2}(S_p^+ + S_p^-) \quad S_p^y = \frac{1}{2i}(S_p^+ - S_p^-) \quad (5.22)$$

Os operadores levantamento e abaixamento de spin se relacionam com os operadores de desvio de spin através da transformação de Holstein-Primakoff

$$S_p^+ = (2S)^{1/2} f_i(S) a_p \quad S_p^- = (2S)^{1/2} f_i(S) a_p \quad S_p^z = S - a_p a_p^\dagger \quad (5.23)$$

Como não se quer tratar de interação de mágnons, ou seja, deseja-se um Hamiltoniano com termos de ordem Λ^2 , $f_i(S) = 1$. Substituindo as equações (5.23) nas equações (5.22), obtém-se

$$S_p^{x_p} = \frac{1}{2}(2S)^{1/2}[a_p + a_p^\dagger] \quad S_p^{y_p} = \frac{1}{2i}(2S)^{1/2}[a_p - a_p^\dagger] \quad (5.24)$$

Do Hamiltoniano (5.20) observam-se os seguintes produtos

$$S_p^{x_p} S_q^{x_q} = \frac{S}{2} (a_p a_q + a_p^\dagger a_q + a_p^\dagger a_q + a_p a_q^\dagger) \quad (5.25a)$$

$$S_p^{y_p} S_q^{y_q} = \frac{S}{2} (a_p a_q + a_p^\dagger a_q^\dagger - a_p^\dagger a_q - a_p a_q^\dagger) \quad (5.25b)$$

$$S_p^{z_p} S_q^{z_q} = -S (a_p^\dagger a_p^\dagger + a_q^\dagger a_q^\dagger) \quad (5.25c)$$

Onde p e q representam os spins nos vértices dos triângulos. Das equações (5.25) sobram apenas os termos $a_{p,q}^\dagger a_{p,q}$ e $a_{p,q} a_{p,q}^\dagger$, quando substituídos no Hamiltoniano (5.20), sendo direta a escrita

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{exc} = & -2\mathcal{J}_2 S [a_1^\dagger a_6 + a_1 a_6^\dagger - a_1^\dagger a_1 - a_6^\dagger a_6 + a_2^\dagger a_5 + a_2 a_5^\dagger - a_2^\dagger a_2 - a_5^\dagger a_5 + a_3^\dagger a_4 + a_3 a_4^\dagger - \\ & a_3^\dagger a_3 - a_4^\dagger a_4] - \mathcal{J}_1 [(a_1 a_2 + (a_1^\dagger a_2^\dagger) \frac{3}{2} + (a_1 a_2^\dagger + (a_1^\dagger a_2) \frac{1}{2} + \dots)] \end{aligned} \quad (5.26)$$

Utilizando as seguintes transformações no Hamiltoniano (5.26)

$$a_p = N^{-1/2} \sum_{\mathbf{k}} e^{-i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{x}_i + \mathbf{x}_p)} a_{p\mathbf{k}} \quad a_p^\dagger = N^{-1/2} \sum_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k} \cdot (\mathbf{x}_i + \mathbf{x}_p)} a_{p\mathbf{k}}^\dagger \quad (5.27)$$

Onde N , \mathbf{x}_i , \mathbf{x}_p e \mathbf{k} é o número de spins em cada sub-rede, o vetor posição da célula unitária à origem, o vetor da posição do spin à origem da célula unitária e o vetor de onda, respectivamente e definindo o fator de estrutura por

$$\gamma_{\mathbf{k}(p,q)} \equiv \gamma_{\mathbf{k}p,q} = \cos [\mathbf{k} \cdot (\mathbf{x}_p - \mathbf{x}_q)] \quad (5.28)$$

chega-se ao Hamiltoniano

$$\mathcal{H}_{exc} = -4\mathcal{J}_2 S \sum_{\mathbf{k}} [\gamma_{\mathbf{k}1,6} (a_{1\mathbf{k}}^\dagger a_{6\mathbf{k}} + a_{1\mathbf{k}} a_{6\mathbf{k}}^\dagger) + \dots] - \mathcal{J}_1 S \sum_{\mathbf{k}} [3\gamma_{\mathbf{k}1,2} (a_{1\mathbf{k}} a_{2-\mathbf{k}} + a_{1\mathbf{k}}^\dagger a_{2-\mathbf{k}}^\dagger) + \dots] \quad (5.29)$$

e a parte de anisotropia é dada por

$$\mathcal{H}_A = \sum_{\mathbf{k}} \left[\frac{D_x S}{2} (a_{p\mathbf{k}} a_{p-\mathbf{k}} + a_{p\mathbf{k}}^\dagger a_{p-\mathbf{k}}^\dagger + a_{p\mathbf{k}} a_{p\mathbf{k}}^\dagger a_{p\mathbf{k}}^\dagger a_{p\mathbf{k}}) + 2D_z S a_{p\mathbf{k}}^\dagger a_{p\mathbf{k}} \right] \quad (5.30)$$

É possível utilizar a equação de Heisenberg para encontrar as equações de movimento do sistema

$$\frac{da_{p\mathbf{k}}}{dt} = \frac{1}{2i} [a_{p\mathbf{k}}, \mathcal{H}] \quad (5.31)$$

onde \mathcal{H} é o Hamiltoniano total $\mathcal{H} = \mathcal{H}_E + \mathcal{H}_A$. Considerando a dependência temporal como harmônica, escreve-se

$$\begin{aligned} 0 = & \left[\gamma \left(H_{E2} + \frac{H_{E1}}{2} + \frac{H_{Ax}}{2} + H_{Az} \right) - \omega_{\mathbf{k}} \right] a_{1\mathbf{k}} + \gamma \frac{H_{E1}}{16} \gamma_{\mathbf{k}1,2} a_{2\mathbf{k}} + \gamma \frac{H_{E1}}{16} \gamma_{\mathbf{k}1,3} a_{3\mathbf{k}} + \\ & \gamma \frac{H_{E1}}{16} \gamma_{\mathbf{k}1,4} a_{4\mathbf{k}} + \gamma \frac{H_{E1}}{16} \gamma_{\mathbf{k}1,5} a_{5\mathbf{k}} - \gamma H_{E2} \gamma_{\mathbf{k}1,6} a_{6\mathbf{k}} + \gamma \frac{3H_{E1}}{16} \gamma_{\mathbf{k}1,2} a_{2-\mathbf{k}}^\dagger + \gamma \frac{3H_{E1}}{16} \gamma_{\mathbf{k}1,3} a_{3-\mathbf{k}}^\dagger \\ & + \gamma \frac{3H_{E1}}{16} \gamma_{\mathbf{k}1,4} a_{4-\mathbf{k}}^\dagger + \gamma \frac{3H_{E1}}{16} \gamma_{\mathbf{k}1,5} a_{5-\mathbf{k}}^\dagger + \gamma \frac{H_{Ax}}{4} a_{1-\mathbf{k}}^\dagger \end{aligned} \quad (5.32)$$

Haverá mais 5 equações como a Eq.(5.32). Nesta equação foram usadas as definições

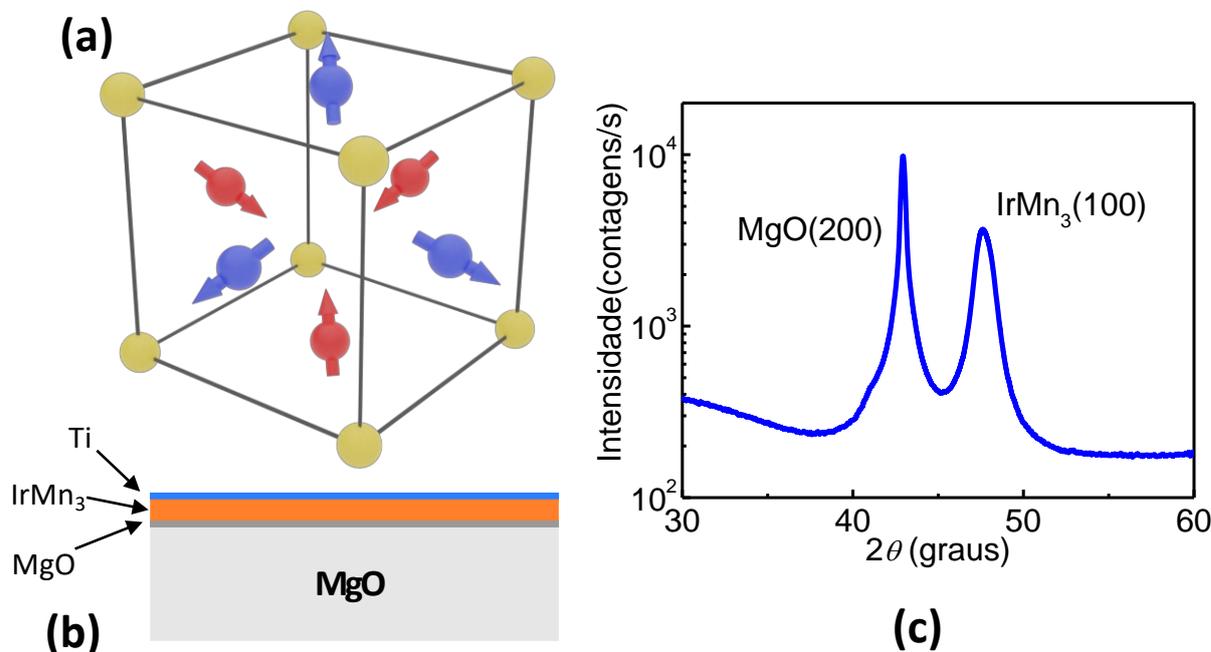
$$H_{E1} = \frac{-2Sz}{g\mu_B} \mathcal{J}_1 \quad H_{E2} = \frac{4Sz}{g\mu_B} \mathcal{J}_2 \quad H_{Ax} = \frac{2S}{g\mu_B} D_x \quad H_{Az} = \frac{2S}{g\mu_B} D_z \quad (5.33)$$

Onde H_{E1}, H_{E2}, H_{Ax} e H_{Az} representam os campos de exchange para os acoplamentos antiferromagnéticos, ferromagnéticos e os campos de anisotropia nas direções x e z . Com todas as equações do tipo (5.32) e com os campos (5.33), pode-se calcular as frequências de mágnon e encontrar as relações de dispersão. Um detalhamento maior será fornecido na seção 5.4.

5.4 Resultado: Relações de dispersão de mágnon no antiferromagneto não colinear IrMn3

Dentre os materiais antiferromagnéticos apresentam-se aqueles ditos terem uma textura de spin não trivial, englobando, por exemplo, materiais com spins dispostos de maneira a formar uma rede de kagome. Um material de importante interesse tem sido o IrMn3 mas apesar de já haver diversos estudos relacionados a ele, ainda faltavam mais informações sobre suas curvas de relação de dispersão. Nesta seção será apresentada

Figura 68 – (a) Célula unitária do $L1_2$ -IrMn₃. Os átomos de Ir estão nos vértices do cubo e os de Mn situam-se nos centros das faces do cubo, formando uma estrutura cristalina cúbica de face centrada. (b) Amostra de MgO (0,5 mm)/MgO (2 nm)/IrMn₃ (200 nm)/Ti (2 nm) utilizada nos experimentos de espalhamento de luz. (c) Medida de difração de raio-x mostrando o crescimento epitaxial do filme de IrMn₃.



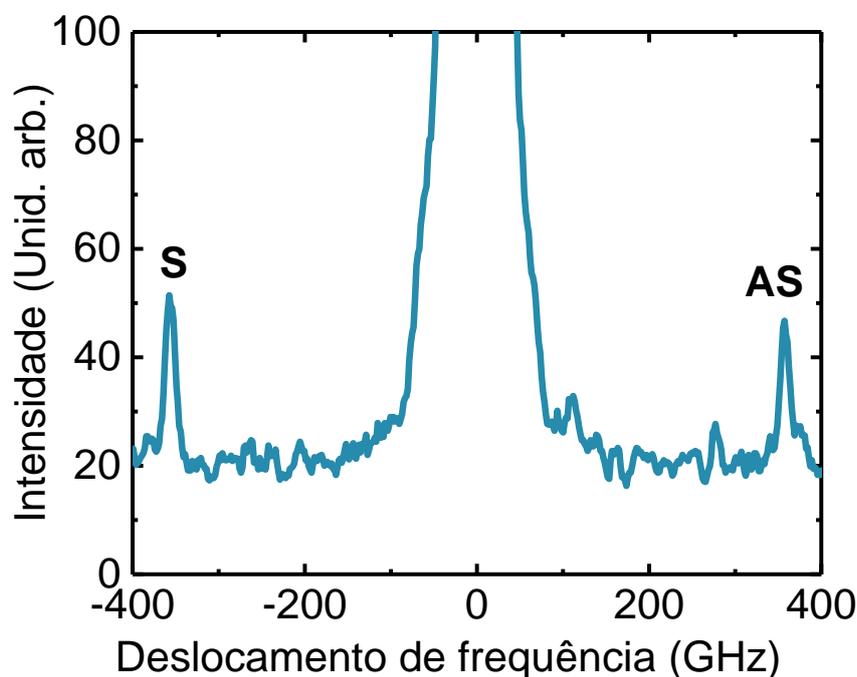
Fonte: O autor.

a observação experimental de modos de mágnon realizada através de duas técnicas de espalhamento inelástico de luz: espalhamento Brillouin e Raman. Com a utilização dos resultados obtidos foi possível ajustar a teoria e chegar às constantes de exchange dos ordenamentos antiferromagnéticos e ferromagnéticos entre as sub-redes, além do valor de campo de anisotropia uniaxial.

O $L1_2$ -IrMn₃ possui estrutura cristalina cúbica de face centrada e temperatura de Néel $T_N \approx 960K$ [145–147]. A Fig.(68a) mostra os átomos de Ir (amarelos) nos vértices do cubo e os átomos de Mn (vermelhos e azuis) formando duas redes de kagome com seus planos perpendiculares à direção (111). A amostra utilizada para as medidas consiste de um filme de 200 nm de IrMn₃ (100) depositado a temperatura ambiente sobre um filme de MgO com 2 nm de espessura, por sua vez depositado sobre um substrato de MgO possuindo 0,5 mm de espessura. A função do filme de MgO entre o substrato e o filme de IrMn₃ é garantir o crescimento cristalino do material antiferromagnético. Ambos os filmes foram produzidos no NUMAG, sendo depositados por magnetron sputtering DC. Sobre o filme de IrMn₃ foi crescida uma camada de 2 nm de Ti para evitar processos de degradação no filme. Para assegurar que o filme foi produzido com uma boa qualidade, realizou-se uma medida de difração de raio-x, conforme mostrado na Fig.(68).

A medida de espalhamento Brillouin de luz foi realizada à temperatura ambiente e

Figura 69 – Espectro do espalhamento Brillouin de luz realizado sob a amostra de IrMn₃ (200nm). A medida foi realizada na ausência de campo magnético externo e foi feita uma acumulação de 25.000 varreduras. O espectro em questão passou por um tratamento de redução de ruído, fazendo-se uma média sobre sete pontos.

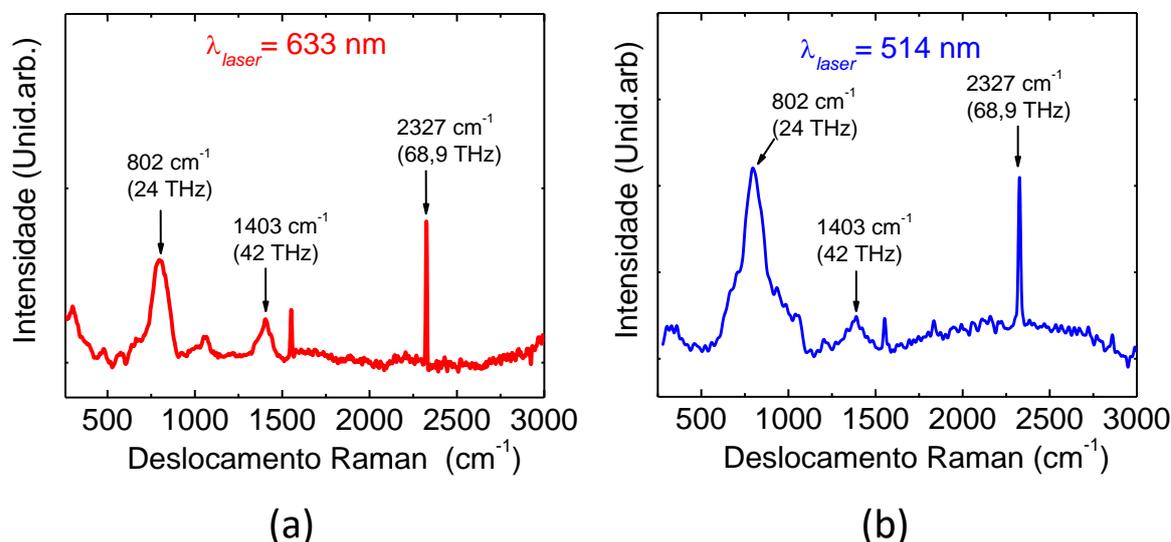


Fonte: O autor.

no modo de retroespalhamento, com a amostra tendo sido posicionada no ponto focal de uma lente $f/1,7$, cuja função era focalizar o feixe de laser e coletar a radiação espalhada. Como fonte de radiação, foi utilizado o laser Excelsior CW de estado sólido bombeado por diodo e de monomodo estabilizado da Spectra Physics®, operando em comprimento de onda de 532 nm e potência de saída de 300 mW. Antes de chegar à amostra o laser teve sua potência atenuada resultando na incidência de 33 mW sobre o filme de IrMn₃. A luz espalhada foi coletada pela lente e direcionada a outros elementos óticos, responsáveis por conduzir e focalizar a luz na entrada do pinhole do espectrômetro Sandercock-TFP1, disposto na configuração tandem e com (2x3)-passagens; o mesmo descrito no Capítulo 3. Na Fig.(69) mostra-se um espectro de espalhamento Brillouin de luz obtido da amostra de IrMn₃ na ausência de campo magnético e com 25.000 scans de acumulação. A medida foi realizada na ausência de analisador, pois verificou-se que a luz espalhada não era circularmente polarizada. No espectro é observado os picos Stokes e anti-Stokes com frequência absoluta de 358 GHz. Para conseguir obter essa frequência o Free Spectral Range teve de alcançar os 450 GHz, o que implicou na distância de 0,3 mm entre os espelhos do Fabry-Perot². Será visto mais adiante que esta região é a parte de subterahertz da relação de dispersão.

² O espectrômetro ainda poderia ir a uma distância entre espelhos menor, fazendo com que os picos se afastem um pouco mais da borda, mas por questões de prudência, devido às variações expressivas de temperatura ocasionadas pelas faltas de energia na UFPE, ateu-se a este limite.

Figura 70 – Espectros obtidos através do espalhamento Raman de luz na amostra de IrMn_3 (a) com uma linha de laser de $\lambda = 633 \text{ nm}$ e (b) com uma linha de laser de $\lambda = 514 \text{ nm}$. É comum em espalhamento Raman de luz utilizar linhas de laser diferentes para maximizar a relação sinal/fluorescência, por isso realizaram-se medidas com as duas linhas.



Fonte: O autor.

Apenas uma pequena faixa da relação de dispersão localiza-se na faixa de subterahertz. No Capítulo 3 foi abordado o espalhamento inelástico de luz sob a perspectiva da técnica de espalhamento Brillouin. Foi visto que essa técnica, devido a questões do aparato experimental, só consegue acessar regiões de pequenos comprimentos de onda. Apenas o espalhamento Raman de luz é capaz de ir na região de centenas de GHz a centenas de THz, por isso foi necessária a utilização desta técnica para acessar outros pontos da relação de dispersão. Um espectrômetro Raman Renishaw in Via micro-Raman®, equipado com duas linhas de laser, de comprimentos de onda 633 nm e 514 nm foi utilizado para realizar medidas na amostra de IrMn_3 . Com cada linha de laser a amostra foi medida em vários pontos da sua extensão. A focalização do feixe e a coleta da radiação espalhada foi obtida utilizando-se uma lente objetiva de 50x. As potências utilizadas foram de 8 mW para $\lambda = 633 \text{ nm}$ e 0,9 mW para $\lambda = 514 \text{ nm}$. Os espectros obtidos para cada comprimento de onda do laser encontram-se na Fig.(70). Para as duas linhas de laser é possível observar três sinais de magnon. Dois destes são mais largos: 802 cm^{-1} (24,0 THz) e 1403 cm^{-1} (42,0 THz). O terceiro sinal é bem mais estreito 2327 cm^{-1} (68,9 THz).

Na seção 5.3 foram calculadas as expressões importantes para a construção da relação de dispersão do IrMn_3 , a saber, a Eq.(5.32) e as definições (5.33). Com o conjunto completo das equações, uma para cada sítio localizado nos vértices dos triângulos das duas redes de kagome Fig.(67), obtém-se a equação secular

$$\det\{[A] - [\omega]\} = 0 \quad (5.34)$$

onde $[A]$ será a matriz 12×12 composta pelos coeficientes das equações (5.32) e $[\omega]$ será a matriz diagonal dos autovalores. Os coeficientes presentes na matriz $[A]$ são exatamente aqueles relacionados aos campos de exchange H_{E1} e H_{E2} e aos campos de anisotropia H_{Ax} e H_{Az} . Os valores desses campos, pelas definições (5.33), podem ser obtidos através do conhecimento dos parâmetros de exchange \mathcal{J}_1 e \mathcal{J}_2 e das constantes de anisotropia D_x e D_z . De posse desses valores, a matriz $[A]$ é totalmente conhecida e o cálculo numérico pode ser executado para produzir as relações de dispersão. Utilizando os campos de exchange e anisotropia presentes na literatura [148, 149] calculou-se as relações de dispersão mostrada na Fig.(71). Com as frequências medidas pelas técnicas RLS e BLS, ajustou-se as curvas e obteve-se os campos de exchange $H_{E1} = 16\,620$ kOe, $H_{E2} = 270$ kOe para os acoplamentos antiferromagnético e ferromagnético, respectivamente e $H_A = 129$ kOe para o campo de anisotropia.

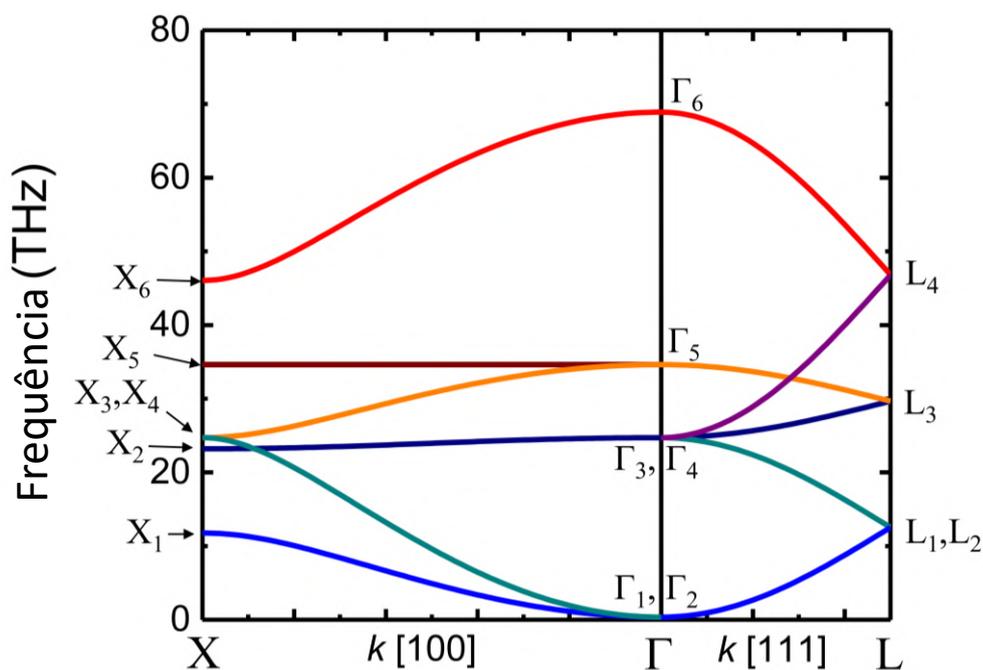
Os pontos Γ_6 e Γ_1 correspondem às frequências no centro da zona de Brillouin ($k=0$) e seus valores foram obtidos pelas medidas RLS (68,9 THz) e BLS (0,358 THz), respectivamente. Com o valor de frequência do ponto Γ_6 é encontrado o valor de H_{E1} e com Γ_1 , o valor de H_A . O ponto X_1 corresponde ao 2-mágnon, de vetores de onda opostos e com frequência 12 THz cada, da medida RLS (24 THz). Os pontos L_1 e L_3 correspondem ao 2-mágnon, um com frequência de 12 THz e outra com 30 THz, evidenciados pelo pico RLS (42 THz). Com o ajuste da curva entre os pontos X_1 , L_1 e L_3 foi possível achar o H_{E2} , correspondente ao acoplamento ferromagnético.

De posse dos campos, pelas relações (5.33), é direta a obtenção da constante de anisotropia e dos parâmetros de exchange para os acoplamentos FM e AF. Estes valores encontrados pelos ajustes das curvas de dispersão de mágnon aos pontos medidos pelos espalhamentos Brillouin e Raman possibilitaram obter os três parâmetros em concordância com os valores encontrados na literatura [148, 149].

5.5 Resultado: detecção de mágnon no CuMnAs, um antiferromagneto de plano fácil

A amostra utilizada durante as medidas consiste de um substrato de arseneto de gálio (GaAs) de 0,5 mm de espessura, no qual foi depositado, pela técnica de epitaxia de feixe molecular, um filme de 100 nm de espessura de arseneto de cobre manganês (CuMnAs). Sobre este filme foi depositado uma camada de titânio (Ti) com 2 nm de espessura para evitar a deterioração do filme de CuMnAs. A espécie foi submetida à espalhamento Brillouin de luz na configuração de retroespalhamento, da mesma forma como descrito nas seções de resultado anteriores. Foram realizadas medidas com a potência do laser em 14 mW e na ausência de analisador. O FSR utilizado foi de aproximadamente 450 GHz, o que correspondia a uma distância de 0,3 mm entre os espelhos da cavidade Fabry-Perot. Todas as medidas foram realizadas à temperatura ambiente (294 K) pois

Figura 71 – Curvas de relação de dispersão de mágnons para o $L1_2$ -IrMn $_3$ calculadas com os campos $H_{E1} = 16\ 620$ kOe, $H_{E2} = 270$ kOe e $H_A = 129$ kOe. Os pontos $\Gamma = (k_x, k_y, k_z) = (0, 0, 0)$, $X = (k_x, k_y, k_z) = (\pi/a, 0, 0)$ e $L = (k_x, k_y, k_z) = (\pi/2a, \pi/2a, \pi/2a)$ representam os pontos de simetria da primeira zona de Brillouin para a rede cúbica de face centrada.



Fonte: O autor.

ainda o instrumento visto no Capítulo 4 não tinha sido construído.

Durante as medidas foram obtidos alguns espectros a campo externo nulo e outros variando-se o campo magnético, como mostram as figuras (72) e (73). Os sinais referentes aos processos Stokes e anti-Stokes são claramente visíveis em todos os espectros. A variação na ordem de 2 GHz é esperado devido à relação sinal/ruído não ser tão alta, de forma a não definir totalmente os picos. Como é possível perceber, os picos Stokes e anti-Stokes parecem ter um ligeiro deslocamento em função da intensidade do campo aplicado, entretanto esse deslocamento não é conclusivo, umas vez notada uma pequena variação das frequências a campo nulo. As Eq.(5.18) indicam o observado uma vez que os campos de exchange e anisotropia são muito maiores que o campo aplicado. O campo de exchange do NiO, por exemplo, é 9 648 kOe, mais de 1 000 vezes maior que o máximo campo alcançado durante as medidas, fazendo a contribuição do termo Zeeman ser muito menor que a de exchange.

A estrutura cristalina do NiO é semelhante a do CuMnAs e as relações de dispersão do primeiro é bem conhecida junto aos campos de exchange e anisotropia [144]. A Fig.(74) mostra os dois modos de mágnon. O único modo acessível para a técnica de espalhamento Brillouin de luz é o β e a região medida é indicada pela presença do ponto B.

Próximo do centro da zona de Brillouin, a frequência do modo β foi apresentada na Eq.(5.18). Com essa equação e com a frequência de mágnon detectada pelas medidas é

possível inferir uma aproximação para o campo de anisotropia do material caso se conheça o valor do campo de exchange. O campo de exchange do CuMnAs pode ser inferido pela aproximação entre as temperaturas de Néel dos materiais. A razão entre as duas temperaturas é

$$\eta = \frac{T_{CuMnAs}}{T_{NiO}} = \frac{480K}{523K} \approx 0,92 \quad (5.35)$$

Considerando a proporcionalidade entre os campos de exchange dos materiais, escreve-se

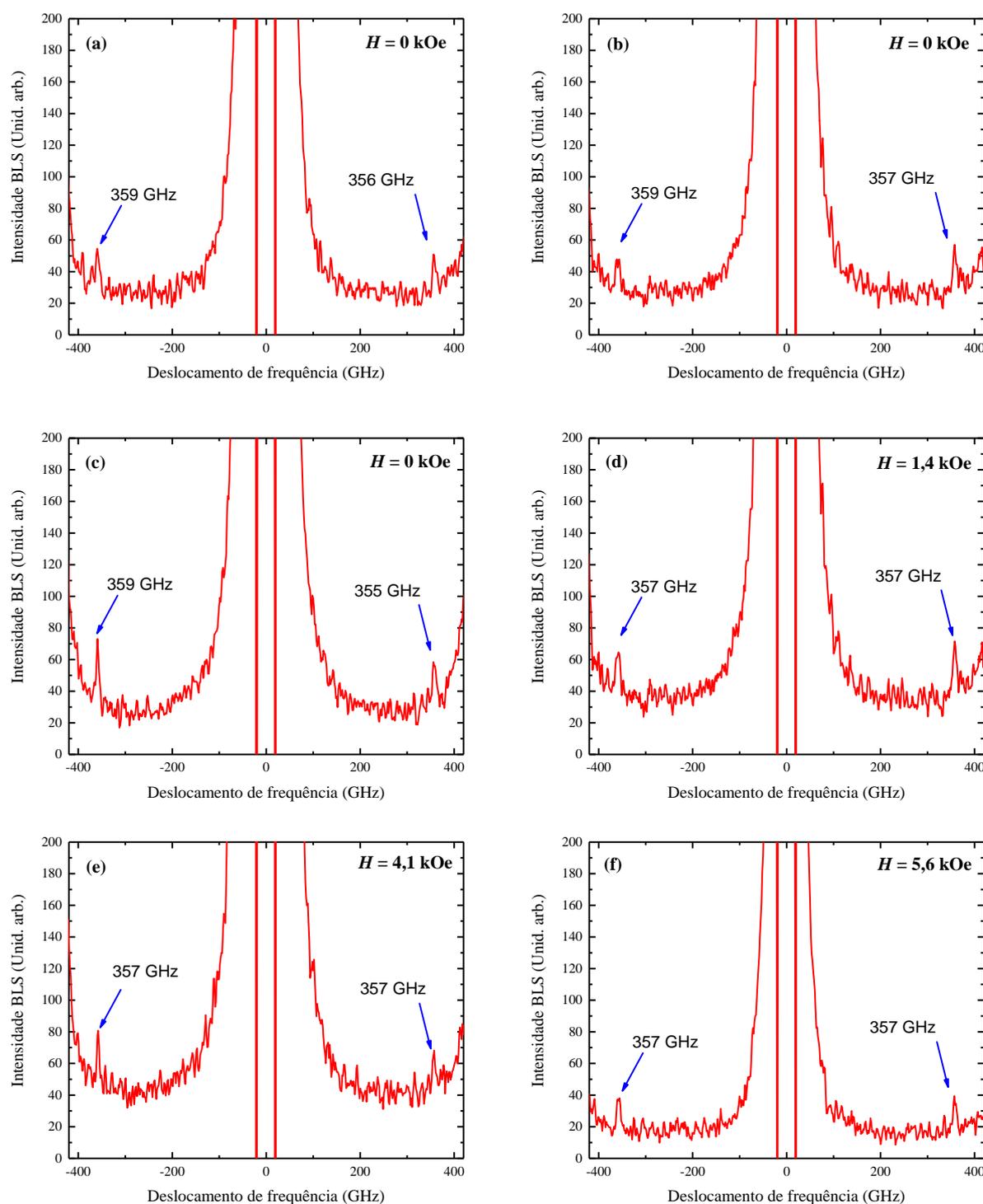
$$H_E^{CuMnAs} = 0,92H_E^{NiO} \approx 8812kOe \quad (5.36)$$

Reescrevendo a equação para a frequência do modo β , obtém-se a expressão para o campo de anisotropia

$$H_{Az} = \frac{1}{2H_E} \left(\frac{2\pi}{\gamma} \right)^2 f^2 \quad (5.37)$$

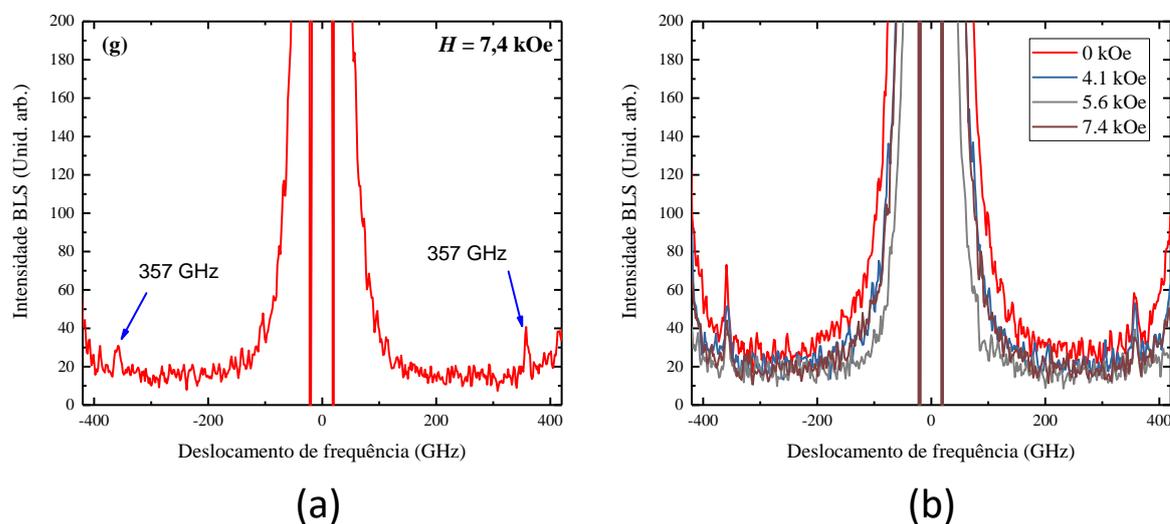
Fazendo a substituição numérica chega-se ao valor de $H_{Az} \approx 37$ kOe. Esta é uma aproximação razoável para se obter um parâmetro das medidas realizadas, entretanto a forma mais precisa para se obter os parâmetros desse material seria a mesma forma feita para o IrMn₃, realizando-se medidas Raman para adquirir outros pontos da relação de dispersão e com a teoria, apresentada aqui, conseguir ajustes para os campos de exchange e anisotropia, retornando assim valores mais precisos.

Figura 72 – (a) a (c) Espectros de espalhamento Brillouin de luz obtidos da amostra CuMnAs (100 nm). Estes espectros foram obtidos sem a presença de campo magnético. É possível ver a reprodutibilidade do sinal para as três medidas diferentes. (d) a (f) Espectros medidos na mesma amostra, mas na presença de campo magnético estático e com variação em cada medida. Os espectros foram medidos com uma variação considerável de varreduras, com o mínimo de 14.000 scans e o máximo de 40.000 scans. Todos os espectros foram obtidos a mesma potência do laser incidente, 14 mW, sem analisador e à temperatura ambiente (294 K).



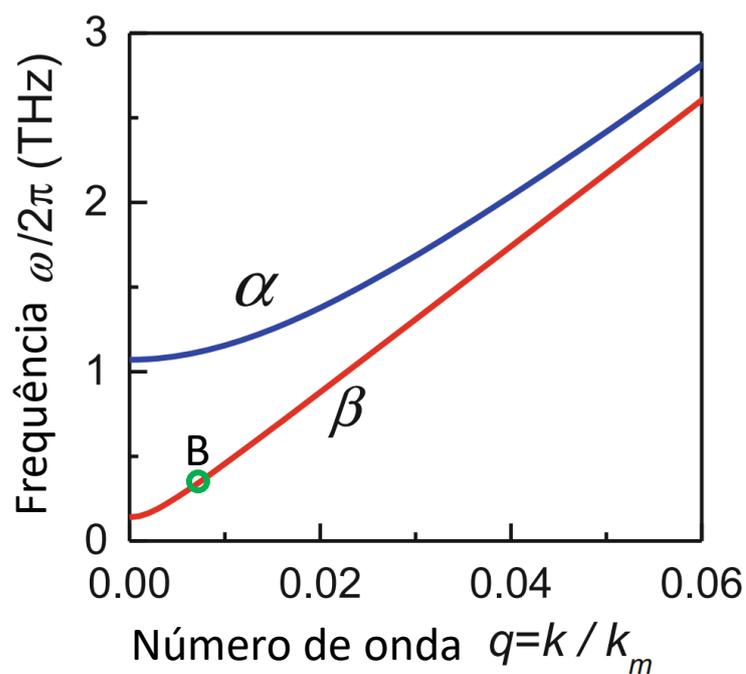
Fonte: O autor.

Figura 73 – (a) Espectro de espalhamento Brillouin de luz obtidos da amostra CuMnAs (100 nm) com potência do laser a 14 mW, sem o uso de analisador e à temperatura ambiente (294 K). (b) Sobreposição dos espectros medidos na mesma condição, variando-se apenas o campo magnético estático aplicado.



Fonte: O autor.

Figura 74 – Frequências de mágnon para os dois modos do NiO. O ramo β é o único com a possibilidade de ser acessado pela espectroscopia Brillouin. O círculo indica a região da frequência medida.



Fonte: O autor.

6 BOMBEAMENTO DE FÔNONS POR CORRENTE DE SPIN

6.1 Efeito spin Hall

A primeira proposta sobre a indução da polarização dos spins dos elétrons em uma corrente de carga foi feita por Dyakonov e Perel, em 1971 [150]. Um pouco mais de duas décadas depois, J.E. Hirsch publicou em artigo [151], que abordava o mesmo fenômeno em materiais paramagnéticos, ao invés de semicondutores, como proposto por Dyakonov. Em seu artigo, Hirsch atribuiu o termo *tensão de spin* ao que hoje é chamado de *efeito spin Hall*. Adiante será feita uma abordagem conceitual envolvendo conservação de correntes. Uma forma mais precisa pode ser vista em [152].

Seja A uma grandeza extensiva e a o valor para uma unidade dessa grandeza. Desta forma, a variação temporal de A pode ser escrita como

$$\dot{A} = \frac{d}{dt} \int \rho a dV = \int \frac{\partial}{\partial t} (\rho a) dV \quad (6.1)$$

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 . Sendo assim, escreve-se

$$\dot{A} = - \oint_{\delta V} \vec{J}_a \cdot \hat{n} da + \int_V \sigma_a da \quad (6.2)$$

Substituindo (6.1) em (6.2) e utilizando o teorema da divergência, escreve-se a equação de balanço para a grandeza A

$$\partial_t \rho a + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_a = \sigma_a \quad (6.3)$$

onde os possíveis valores de σ_a são

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

A corrente de spin é um fluxo de momento angular, portanto utilizando o momento angular de spin como a grandeza observada, escreve-se da Eq.(6.3)

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \overleftrightarrow{J}_s = 0 \quad (6.4)$$

Na equação acima foi considerada a conservação local da corrente de spin. O efeito spin Hall ocorre quando uma corrente de carga se transforma em uma corrente de spin. Essa transformação se dá devido a efeitos de espalhamento por impurezas no material e também ao efeito spin-órbita. A equação (6.5) mostra a dependência entre as duas grandezas, onde J_C , σ , e e θ_{SH} são a densidade de corrente de carga, polarização de spin, carga do elétron e ângulo spin Hall, respectivamente.

$$\mathbf{J}_S = \frac{\hbar}{2e} \theta_{SH} \hat{\sigma} \times \mathbf{J}_C \quad (6.5)$$

Mais adiante será visto que existe uma maneira de aumentar o ângulo spin Hall efetivo mediante partículas espalhadoras.

6.2 Interação mágnon-fônon

Até o momento, o Hamiltoniano de sistemas magnéticos só conteve as interações relativas ao momento angular de spin, sendo desconsiderada a energia relacionada a perturbações na rede cristalina. Em uma primeira perspectiva o Hamiltoniano total poderia ser expresso como a soma das componentes magnéticas e elásticas do sistema. Não obstante, existe o acoplamento do momento angular de spin \mathbf{S} com o momento angular orbital \mathbf{L} . Esta interação pode ser obtida na mecânica quântica não relativística se forem escritas as funções spin-órbita, onde a parte de spin é adicionada às autofunções da equação de Schrödinger. O acoplamento só surgirá naturalmente na mecânica quântica relativística com a equação de Dirac.

Sendo \mathcal{H}_t , \mathcal{H}_m , \mathcal{H}_e e \mathcal{H}_{me} o Hamiltoniano total, magnético, elástico e magneto-elástico, escreve-se

$$\mathcal{H}_t = \mathcal{H}_m + \mathcal{H}_e + \mathcal{H}_{me} \quad (6.6)$$

O Hamiltoniano magnético, desconsiderando os termos não lineares é escrito por

$$\mathcal{H}_m = \sum_{\mathbf{k}} \hbar \omega_m(\mathbf{k}) c_{\mathbf{k}}^\dagger c_{\mathbf{k}} \quad (6.7)$$

Os operadores $c_{\mathbf{k}}^\dagger$ e $c_{\mathbf{k}}$ são os operadores de criação e aniquilação de mágnons já conhecidos na seção 2.11. Se for considerado o regime de pequenos vetores de onda, a relação de dispersão para mágnons será

$$\omega_m(\mathbf{k}) = \gamma [H + Dk^2]^{1/2} [H + Dk^2 + 4\pi M \sin^2 \theta_{\mathbf{k}}]^{1/2} \quad (6.8)$$

O processo de obtenção do Hamiltoniano (6.7) com a relação de dispersão (6.8) é bem conhecido dos capítulos anteriores. Faz-se necessário agora obter o Hamiltoniano para as deformações elásticas.

Para uma linha elástica contínua de densidade ρ e tensão T é possível escrever a Lagrangeana clássica como

$$L = \int dx \mathcal{L} \quad (6.9)$$

onde \mathcal{L} é a densidade Lagrangeana, escrita como

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\rho\dot{\varphi}^2 - \frac{1}{2}T\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2 \quad (6.10)$$

onde $\varphi(x, t)$ é o deslocamento da linha em relação à posição de equilíbrio. Definindo a densidade de momento conjugado por

$$\Pi = \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\dot{\varphi}} \quad (6.11)$$

A densidade Hamiltoniana é escrita como

$$\mathbb{H} = \Pi\dot{\varphi} - \mathcal{L} \quad (6.12)$$

Portanto, para o caso de deformações em uma dimensão, a densidade Hamiltoniana é

$$\mathbb{H} = \frac{1}{2\rho}\Pi^2 + \frac{1}{2}T\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x}\right)^2 \quad (6.13)$$

Este caso, embora unidimensional, serve como base para o caso tridimensional, no qual as deformações passam a ter caráter tensorial.

$$\mathcal{H}_e = \int d^3x \left(\frac{\rho}{2} \frac{\partial u_i}{\partial t} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\alpha}{2} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} + \frac{\beta}{2} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (6.14)$$

Onde ρ é a densidade média de massa, $\alpha = c_{12} + c_{44}$ e $\beta = c_{44}$, com c_{12} e c_{44} sendo as constantes elásticas. $\mathbf{u} = \mathbf{x} - \mathbf{x}'$ é o vetor deslocamento da posição de equilíbrio. Na escrita da Eq.(6.13) foi considerado o meio ser isotrópico. A ideia para se chegar ao Hamiltoniano elástico é bem semelhante ao procedimento desenvolvido para mágnons. No caso, definem-se as transformações para variáveis de fônon

$$u_i(\mathbf{x}, t) = \left(\frac{\hbar}{V} \right)^{1/2} \sum_{\mathbf{k}, \mu} \epsilon_{i\mu}(\mathbf{k}) Q_{\mathbf{k}}^{\mu}(t) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} \quad (6.15a)$$

$$\rho \dot{u}_i = \left(\frac{\hbar}{V} \right)^{1/2} \sum_{\mathbf{k}, \mu} \epsilon_{i\mu}(\mathbf{k}) P_{\mathbf{k}}^{\mu}(t) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} \quad (6.15b)$$

onde $\epsilon_{i\mu} \equiv \hat{x}_i \cdot \hat{\epsilon}(\mathbf{k}, \mu)$, onde $\hat{\epsilon}(\mathbf{k}, \mu)$ é o versor da polarização do fônon e \hat{x}_i é o versor na direção da coordenada x_i . $\mu = 1, 2$ denotam as duas polarizações transversais e $\mu = 3$, a polarização longitudinal. Como u_i deve ser hermitiano, $Q_{\mathbf{k}}^{\mu} = Q_{-\mathbf{k}}^{\mu\dagger}$ e $P_{\mathbf{k}}^{\mu} = P_{-\mathbf{k}}^{\mu\dagger}$. As transformações

$$Q_{\mathbf{k}}^{\mu} = \left[\frac{\hbar}{2\rho\omega_{p\mu}(\mathbf{k})} \right]^{1/2} (b_{\mu-\mathbf{k}}^{\dagger} + b_{\mu\mathbf{k}}) \quad (6.16a)$$

$$P_{\mathbf{k}}^{\mu} = i \left[\frac{\hbar\rho\omega_{p\mu}(\mathbf{k})}{2} \right]^{1/2} (b_{\mu\mathbf{k}}^{\dagger} - b_{\mu-\mathbf{k}}) \quad (6.16b)$$

Com as equações (6.15) e (6.16) substituídas no Hamiltoniano (6.14) escreve-se o Hamiltoniano elástico

$$\mathbf{H}_e = \sum_{\mathbf{k}, \mu} \hbar\omega_{p\mathbf{k}}(k) (b_{\mu\mathbf{k}}^{\dagger} b_{\mu\mathbf{k}} + 1/2) \quad (6.17)$$

onde as frequências são dadas por

$$\omega_{p\mathbf{k}}(k) = k \left[(\beta + \alpha\delta_{\mu 3}) / \rho \right]^{1/2} \quad (6.18)$$

O Hamiltoniano magnetoelástico, considerando um cristal cúbico e com o campo estático aplicado ao longo da direção [100], é escrito como

$$\mathcal{H}_{me} = \int d^3x \frac{b_2}{2} S_i S_j \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (6.19)$$

Realizando a passagem para os operadores de mágnon e de fônon e admitindo a propagação perpendicular ao campo magnético, escreve-se o Hamiltoniano (6.19) como

$$\mathcal{H}_{me} = -i \left(\frac{b_2^2 \gamma \hbar^2}{4\rho} \right)^{1/2} \sum_{\mathbf{k}} k \omega_{pt}^{-1/2} (c_{\mathbf{k}} + c_{-\mathbf{k}}^{\dagger}) (b_{1\mathbf{k}}^{\dagger} + b_{1-\mathbf{k}}) \quad (6.20)$$

Com os Hamiltonianos de mágnon (2.128), elástico (6.17) e magnetoelástico (6.20), se escreve o Hamiltoniano total (6.6)

$$\mathcal{H}_t = \sum_{\mathbf{k}} \hbar \omega_m(\mathbf{k}) c_{\mathbf{k}}^\dagger c_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{k}, \mu} \hbar \omega_{p\mu}(\mathbf{k}) b_{\mu\mathbf{k}}^\dagger b_{\mu\mathbf{k}} - \sum_{\mathbf{k}} i\hbar \frac{\sigma_{\mathbf{k}}}{2} (c_{\mathbf{k}} + c_{-\mathbf{k}}^\dagger) (b_{1\mathbf{k}}^\dagger + b_{1-\mathbf{k}}) \quad (6.21)$$

Onde v_{pt} é a velocidade transversal do fônon e $\sigma_{\mathbf{k}}$ é um parâmetro de acoplamento entre mágnons e fônons

$$\sigma_{\mathbf{k}} = b_2 k \left(\frac{2\gamma}{\rho v_{pt} M} \right)^{1/2} \quad (6.22)$$

Usando a equação de Heisenberg, escrevem-se as equações de movimento para os operadores de mágnon e fônon

$$\frac{dc_{\mathbf{k}}^\dagger}{dt} = i\omega_m c_{\mathbf{k}}^\dagger - \frac{\sigma_{\mathbf{k}}}{2} (b_{1\mathbf{k}}^\dagger + b_{1-\mathbf{k}}) \quad (6.23a)$$

$$\frac{db_{1\mathbf{k}}^\dagger}{dt} = i\omega_p b_{1\mathbf{k}}^\dagger + \frac{\sigma_{\mathbf{k}}}{2} (c_{\mathbf{k}}^\dagger + c_{-\mathbf{k}}) \quad (6.23b)$$

A frequência angular ω_p representa a frequência de fônon transversal e ω_m , a frequência de mágnon. Finalmente a relação de dispersão para o acoplamento magnetoelástico, negligenciando vetores de onda opostos, é escrita como

$$(\omega - \omega_p)(\omega - \omega_m) - (\sigma_{\mathbf{k}}/2)^2 = 0 \quad (6.24)$$

Gráficos da relação de dispersão (6.24) são mostrados na Fig.(75).

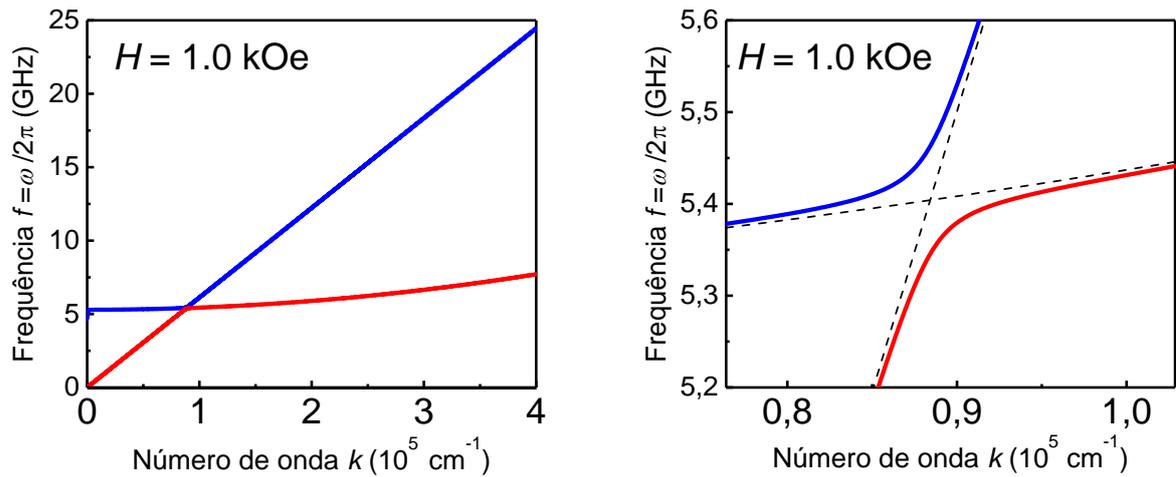
6.3 Mecanismo de bombeamento de fônon por mágnons

O fenômeno de bombeamento de fônons pode ocorrer em uma amostra com a estrutura esquematizada pela figura (76). A corrente de spin \mathbf{J}_S é gerada no material não magnético (NM) devido a presença de corrente de carga \mathbf{J}_C . Como o material ferromagnético é isolante, a corrente de spin é transferida através de mágnons. Na seção 4.2 foi visto que a distribuição de mágnons em equilíbrio térmico $n_{\mathbf{k}}^0$ atende à estatística de Bose-Einstein. No caso em análise, existe um fluxo de mágnons com vetor de onda \mathbf{k} , denotado por $n_{\mathbf{k}}$. Assim, é útil definir um número de mágnons em não equilíbrio $\delta n_{\mathbf{k}}$ por

$$\delta n_{\mathbf{k}} = n_{\mathbf{k}} - n_{\mathbf{k}}^0 \quad (6.25)$$

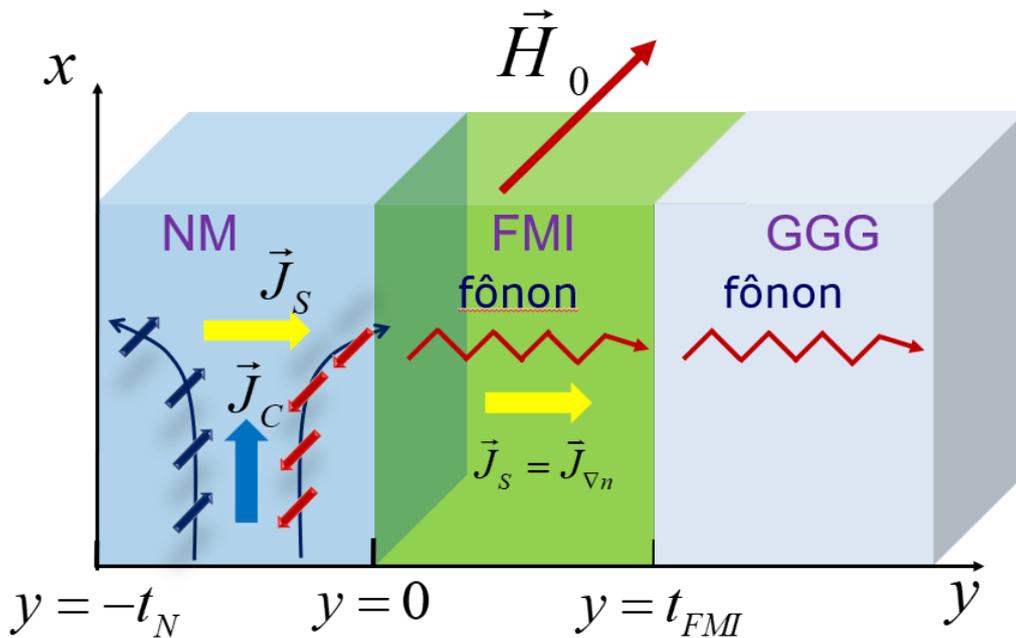
Como há mágnons em não equilíbrio, haverá uma acumulação de mágnons $\delta n_{\mathbf{k}}$ definida por

Figura 75 – (a) Relações de dispersão magnetoelástica para o YIG. As ondas estão se propagando perpendicular ao campo magnético estático. As curvas foram calculadas para campo externo de 1,0 kOe. m e p indicam regiões onde a excitação é puramente mágnon e fônon, respectivamente. (b) Ampliação da área de aproximação das curvas de relação magnetoelástica. As curvas tracejadas representam as relações de dispersão puras para mágnon e fônon.



Fonte: O autor.

Figura 76 – Ilustração de uma amostra usada para o estudo de fônons bombeados por corrente de spin. NM e FMI representam materiais não magnético e ferromagnético isolante, respectivamente.



Fonte: O autor.

$$\delta n_m(y) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3k [n_{\mathbf{k}}(y) - n_{\mathbf{k}}^0] = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3k \delta n_{\mathbf{k}} \quad (6.26)$$

Como a corrente de spin \mathbf{J}_S está relacionada ao fluxo de mágnons, dado por (6.25), escreve-se

$$\mathbf{J}_S = \frac{\hbar}{(2\pi)^3} \int d^3k \mathbf{v}_{\mathbf{k}} \delta n_{\mathbf{k}} \quad (6.27)$$

Sob condição de não equilíbrio, o transporte de mágnons pode ser calculado pela equação de Boltzmann. Seja $n_{\mathbf{k}}(\mathbf{x}, t)$ a distribuição de mágnons fora do equilíbrio, escreve-se

$$\frac{\partial n_{\mathbf{k}}}{\partial t} + \mathbf{v}_{\mathbf{k}} \cdot \nabla n_{\mathbf{k}} = \left(\frac{\partial n_{\mathbf{k}}}{\partial t} \right)_{scat} \quad (6.28)$$

Onde o termo scat significa espalhado. No estado estacionário e sob um gradiente de temperatura ∇T , escreve-se

$$\mathbf{v}_{\mathbf{k}} \cdot \nabla T \frac{\partial n_{\mathbf{k}}}{\partial T} = \left(\frac{\partial n_{\mathbf{k}}}{\partial t} \right)_{scat} \quad (6.29)$$

Na aproximação de relaxação, o termo de espalhamento é escrito como

$$\left(\frac{\partial n_{\mathbf{k}}}{\partial t} \right)_{scat} = \frac{n_{\mathbf{k}}^0 - n_{\mathbf{k}}}{\tau_{\mathbf{k}}} \quad (6.30)$$

Onde $\tau_{\mathbf{k}}$ é o termo de relaxação do mágnon. Portanto a Eq.(6.29) pode ser escrita como

$$\mathbf{v}_{\mathbf{k}} \cdot \nabla T \frac{\partial n_{\mathbf{k}}}{\partial T} = \frac{n_{\mathbf{k}}^0 - n_{\mathbf{k}}}{\tau_{\mathbf{k}}} \quad (6.31)$$

ou ainda

$$\delta n_{\mathbf{k}} = n_{\mathbf{k}} - n_{\mathbf{k}}^0 = -\tau_{\mathbf{k}} \mathbf{v}_{\mathbf{k}} \cdot \nabla T \frac{\partial n_{\mathbf{k}}}{\partial T} \quad (6.32)$$

Substituindo a Eq.(6.32) na Eq.(6.27), obtém-se as equações

$$\mathbf{J}_{S\nabla T} = -\frac{\hbar}{(2\pi)^3} \int d^3k \tau_{\mathbf{k}} \frac{\partial n_{\mathbf{k}}^0}{\partial T} \mathbf{v}_{\mathbf{k}} (\mathbf{v}_{\mathbf{k}} \cdot \nabla T) \quad (6.33a)$$

$$\mathbf{J}_{S\delta n}(y) = -\frac{\hbar}{(2\pi)^3} \int d^3k \tau_{\mathbf{k}} \mathbf{v}_{\mathbf{k}} [\mathbf{v}_{\mathbf{k}} \cdot \nabla \delta n_{\mathbf{k}}(y)] \quad (6.33b)$$

Portanto a densidade total de corrente de spin é a soma das partes

$$\mathbf{J}_S = \mathbf{J}_{S\nabla T} + \mathbf{J}_{S\delta n} \quad (6.34)$$

A Eq.(6.33a) vai ser importante quando houver um gradiente de temperatura, como no caso do efeito spin Seebeck [153–157]. No caso em análise, não haverá gradiente de temperatura, portanto apenas a variação espacial da corrente de mágnons será tratada. A Eq.(6.33b) pode ser escrita como uma difusão de corrente

$$\mathbf{J}_{S\delta n}(y) = -\hbar D_m \frac{\partial}{\partial y} \delta n_m(y) \quad (6.35)$$

Na equação acima, D_m é o parâmetro de difusão. Considerando a conservação, com τ_{mp} sendo o tempo de relaxação de mágnon para a temperatura de fônon, escreve-se

$$\frac{\partial}{\partial y} \mathbf{J}_{S\delta n}(y) = -\frac{\hbar \delta n_m(y)}{\tau_{mp}} \quad (6.36)$$

Resolvendo a Eq.(6.36) com as condições de contorno do sistema [158] chega-se às soluções

$$\mathbf{J}_{S\delta n}(y) = -\mathbf{J}_S \frac{\sinh[(y - t_{FMI})/l_m]}{\sinh(t_{FMI}/l_m)} \quad (6.37a)$$

$$\delta n_m(y) = \mathbf{J}_S \frac{l_m}{\hbar D_m \sinh(t_{FMI}/l_m)} \cosh[(y - t_{FMI})/l_m] \quad (6.37b)$$

onde l_m é o comprimento de difusão e t_{FMI} é a espessura do material ferromagnético isolante. A Fig.(77) mostra as dependências espaciais para as equações (6.37)

O mecanismo de bombeamento de fônons é dado pelo processo de interação de 3-bósons: um mágnon da corrente de spin sofre espalhamento, gerando outro mágnon e um fônon. A figura (78) ilustra o processo chamado de divisão mágnon-fônon, onde um mágnon com vetor de onda \mathbf{k}_1 é espalhado em um outro mágnon com vetor de onda \mathbf{k}_2 e em um fônon com vetor de onda \mathbf{k} .

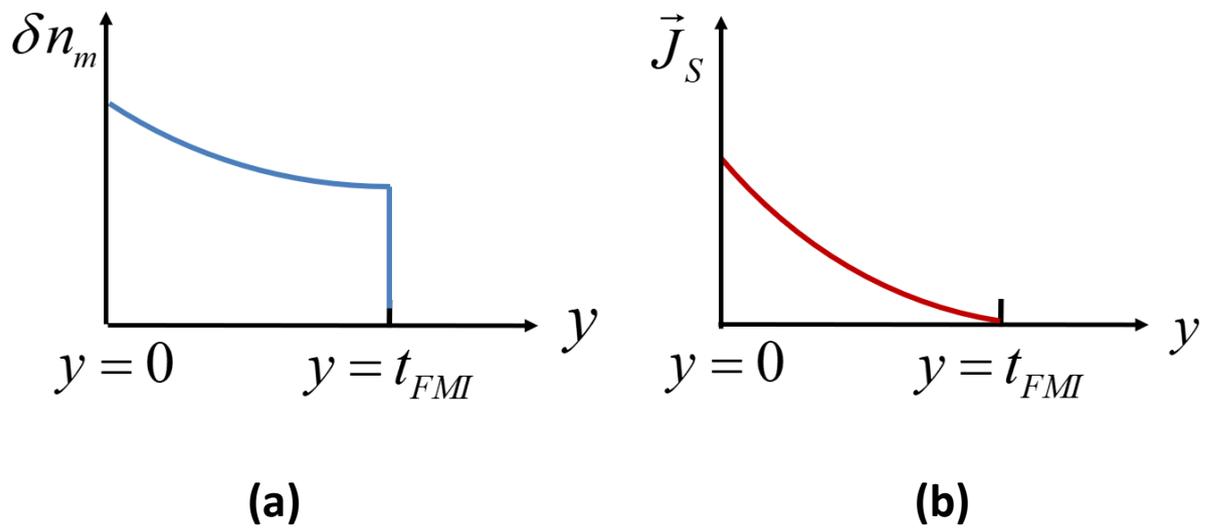
O Hamiltoniano da equação (6.19) pode ser escrito para comportar a interação de dois mágnons e um fônon transversal

$$\mathcal{H}_{me} = \frac{b_2}{S^2} \int d^3x S_x S_y \frac{\partial u_x}{\partial y} \quad (6.38)$$

Usando a Eq.(2.80) e os primeiros termos de (2.89a) e (2.89b) o Hamiltoniano (6.38) torna-se

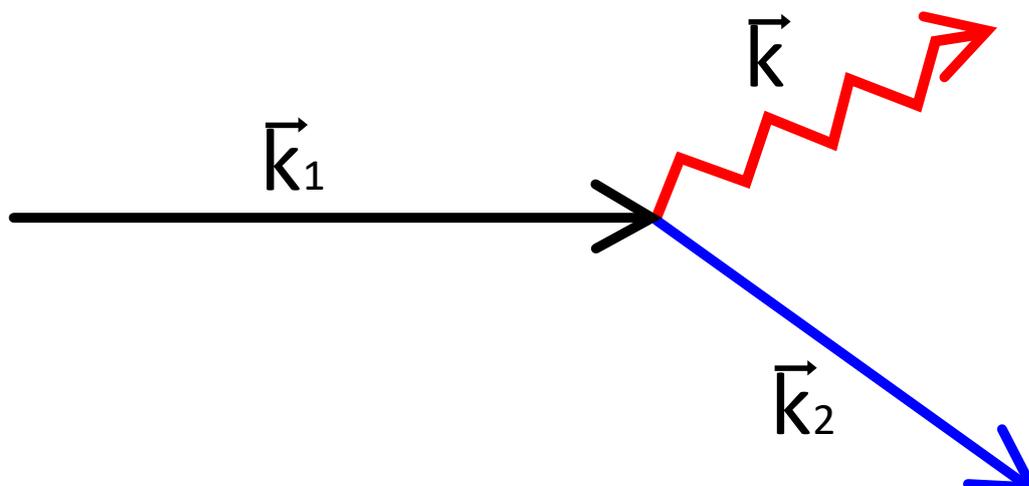
$$\mathcal{H}_{me} = \frac{b_2}{i2S} \int d^3x (a_i a_i - a_i^\dagger a_i^\dagger) \frac{\partial u_x}{\partial y} \quad (6.39)$$

Figura 77 – Dependências espaciais da acumulação de mágnon (a) e da densidade de corrente de spin (b) na direção normal à superfície da amostra.



Fonte: O autor.

Figura 78 – Esquema do espalhamento de um mágnon de vetor de onda \vec{k}_1 com outro mágnon de vetor de onda \vec{k}_2 , gerando um fônon de vetor de onda \vec{k}



Fonte: O autor.

Das equações (2.95), escrevem-se

$$a_i a_i = N^{-1} \sum_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2} e^{-i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{x}} a_{\mathbf{k}_1} a_{\mathbf{k}_2} \quad (6.40a)$$

$$a_i^\dagger a_i^\dagger = N^{-1} \sum_{\mathbf{k}_1 \mathbf{k}_2} e^{i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{x}} a_{\mathbf{k}_1}^\dagger a_{\mathbf{k}_2}^\dagger \quad (6.40b)$$

Considerando o vetor de onda $\mathbf{k} = k\hat{y}$, compatível com a configuração de retroespalhamento BLS, a polarização na Eq.(6.15) $\epsilon_{i\mu}(\mathbf{k}) = \hat{x}_i \cdot \hat{\epsilon}(\mathbf{k}, \mu) = \hat{y} \cdot \hat{\epsilon}(\mathbf{k}, \mu = x) = 1$, portanto

$$\frac{\partial u_x}{\partial y} = \sum_{\mathbf{k}} \frac{\partial}{\partial y} \left[\left(\frac{\hbar}{V} \right)^{1/2} Q_{\mathbf{k}}^\mu(t) e^{iky} \right] = i \left(\frac{\hbar}{V} \right)^{1/2} k e^{iky} Q_{\mathbf{k}}^\mu(t) \quad (6.41)$$

Utilizando a Eq.(6.16a), reescreve-se (6.41) como

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_x}{\partial y} &= \sum_{\mathbf{k}} i \left(\frac{\hbar}{V} \right)^{1/2} \left[\frac{\hbar}{2\rho\omega_p(\mathbf{k})} \right]^{1/2} (b_{\mathbf{k}}^\dagger e^{-iky} + b_{\mathbf{k}} e^{iky}) = \sum_{\mathbf{k}} i\hbar \left(\frac{1}{\rho V} \right)^{1/2} \omega_p^{-1/2}(\mathbf{k}) \\ &\times (b_{\mathbf{k}}^\dagger e^{-iky} + b_{\mathbf{k}} e^{iky}) \end{aligned} \quad (6.42)$$

Substituindo as equações (6.40a), (6.40b) e (6.42) no Hamiltoniano (6.39), escreve-se

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{me} &= \frac{b_2 \hbar}{2SN} \left(\frac{1}{\rho V} \right)^{1/2} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2} \left[e^{-i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{x}} a_{\mathbf{k}_1} a_{\mathbf{k}_2} - e^{i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{x}} a_{\mathbf{k}_1}^\dagger a_{\mathbf{k}_2}^\dagger \right] k \omega_p(\mathbf{k}) \\ &\times (b_{\mathbf{k}}^\dagger e^{-iky} + b_{\mathbf{k}} e^{iky}) \end{aligned} \quad (6.43)$$

Para comportar a interação dipolar, procede-se com as transformações de Bogoliubov e obtém-se o Hamiltoniano

$$\mathcal{H}_{m-p} = \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2} \left(V_{m-p} c_{\mathbf{k}_1} b_{\mathbf{k}}^\dagger c_{\mathbf{k}_2}^\dagger + V_{m-p}^* c_{\mathbf{k}_2}^\dagger b_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}_1} \Delta(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k} - \mathbf{k}_2) \right) \quad (6.44)$$

Onde \mathcal{H}_{me} foi redefinido para \mathcal{H}_{m-p} e $\Delta(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k} - \mathbf{k}_2)$ representa a conservação de momento, da mesma forma como feito para a interação de mágnons no Capítulo 4. O termo V_{m-p} é expresso por

$$V_{m-p} = \frac{b_2 \hbar}{2SN} \left(\frac{V}{2\rho} \right)^{1/2} \omega_{pk}^{-1/2} \left[k_p (u_{\mathbf{k}_1} v_{\mathbf{k}_2} + u_{\mathbf{k}_2} v_{\mathbf{k}_1}) - k_p (v_{\mathbf{k}_1}^* u_{\mathbf{k}_2} + v_{\mathbf{k}_2}^* u_{\mathbf{k}_1}) \right] \quad (6.45)$$

A probabilidade de criação de um fônon com modo k , n_{pk} no processo de interação com dois mágnons é dado por

$$\langle n_{\mathbf{k}_1} - 1, n_{p\mathbf{k}} + 1, n_{\mathbf{k}_2} + 1 | \mathcal{H}_{m-p} | n_{\mathbf{k}_1}, n_{p\mathbf{k}}, n_{\mathbf{k}_2} \rangle = \left[n_{\mathbf{k}_1} (n_{p\mathbf{k}} + 1) (n_{\mathbf{k}_2} + 1) \right]^{1/2} V_{m-p} \quad (6.46)$$

A taxa temporal de probabilidade para o número de fônons $n_{p\mathbf{k}}$ aumentar em uma unidade é dada por

$$W_{n_{p\mathbf{k}} \rightarrow n_{p\mathbf{k}}+1} = \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_{\mathbf{k}_2} (V_{m-p})^2 \left[n_{\mathbf{k}_1} (n_{p\mathbf{k}} + 1) (n_{\mathbf{k}_2} + 1) \right] \times \delta(\omega_{\mathbf{k}_1} - \omega_{p\mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{k}_2}) \quad (6.47)$$

Da mesma forma que ocorre a criação de um fônon também existe a aniquilação de fônons. A variação líquida no tempo é expressa por

$$\frac{dn_{p\mathbf{k}}}{dt} = W_{n_{p\mathbf{k}} \rightarrow n_{p\mathbf{k}}+1} - W_{n_{p\mathbf{k}} \rightarrow n_{p\mathbf{k}}-1} \quad (6.48)$$

Calculando a taxa temporal de probabilidade para a diminuição de fônons e substituindo na Eq.(6.48), considerando o equilíbrio térmico, chega-se a [158]

$$\frac{dn_{p\mathbf{k}}}{dt} = n_{p\mathbf{k}} \frac{2\pi}{\hbar^2} \sum_{\mathbf{k}_m} V_{m-p}^2 \delta n_{m\mathbf{k}} \delta(\omega_{m\mathbf{k}_1} - \omega_{p\mathbf{k}} - \omega_{m\mathbf{k}_2}) \quad (6.49)$$

A expressão (6.49) pode ser escrita na forma abaixo

$$\frac{dn_{p\mathbf{k}}}{dt} = \alpha_{p\mathbf{k}} n_{p\mathbf{k}} \quad (6.50)$$

onde $\alpha_{p\mathbf{k}}$ é dado

$$\alpha_{p\mathbf{k}} = 4\pi \frac{\gamma b_2^2 k^2}{MS\rho\omega_{p\mathbf{k}}} \frac{a^3}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k} (u_{m\mathbf{k}} v_{m\mathbf{k}})^2 \delta n_{m\mathbf{k}} \times \delta(\omega_{m\mathbf{k}_1} - \omega_{p\mathbf{k}} - \omega_{m\mathbf{k}_2}) \quad (6.51)$$

Com a equação (6.50) e definindo $n_{p\mathbf{k}}$ como a taxa de relaxação de fônon, a equação de movimento para o número de fônons bombeados é

$$\frac{d(n_{p\mathbf{k}} - \bar{n}_{p\mathbf{k}})}{dt} = (\alpha_{p\mathbf{k}} - \eta_{p\mathbf{k}})(n_{p\mathbf{k}} - \bar{n}_{p\mathbf{k}}) \quad (6.52)$$

A solução da equação acima é dada por

$$n_{p\mathbf{k}}(t) - \bar{n}_{p\mathbf{k}} = [n_{p\mathbf{k}}(0) - \bar{n}_{p\mathbf{k}}] e^{(\alpha_{p\mathbf{k}} - \eta_{p\mathbf{k}})t} \quad (6.53)$$

Portanto a taxa crítica de bombeamento de fônon é dada por

$$\alpha_{p\mathbf{k}cr} = \eta_{p\mathbf{k}} \quad (6.54)$$

Esta taxa será fundamental para determinar a corrente crítica de bombeamento de fônons pela corrente de spin, vista na seção a seguir.

6.4 Corrente crítica para bombeamento de fônons

O cálculo da corrente crítica para o bombeamento de fônons depende da distribuição espacial da corrente de mágnons no material ferromagnético. A distribuição de mágnons fora do equilíbrio pode ser escrita como

$$n_{\mathbf{k}}(\mathbf{x}) = n_{\mathbf{k}}^0 + n_{\mathbf{k}}^0 \epsilon_{\mathbf{k}} g(y) \quad (6.55)$$

onde $g(y)$ é a distribuição espacial, determinada pelas soluções condicionadas às condições de contorno. Fazendo uso da Eq.(6.27), chega-se a

$$\delta n_m(y) = I_0 g(y) \quad (6.56)$$

$g(y)$ é obtida da Eq.(6.37b) e I_0 é definido por

$$I_0 = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3k n_{\mathbf{k}}^0 \mathcal{E}_{\mathbf{k}} \quad (6.57)$$

Onde $\mathcal{E}_{\mathbf{k}}$ é a energia do mágnon de modo \mathbf{k} . Usando a definição de mágnons fora do equilíbrio (6.25) na Eq.(6.51) e utilizando a equação (6.56), escreve-se

$$\alpha_{p\mathbf{k}}(y) = \delta n_m(y) 4\pi \frac{\gamma b_2^2 k_p^2 a^3}{MS\rho\omega_{p\mathbf{k}}} \frac{I_{uv}}{I_0} \quad (6.58)$$

onde I_{uv} é dada pela integral

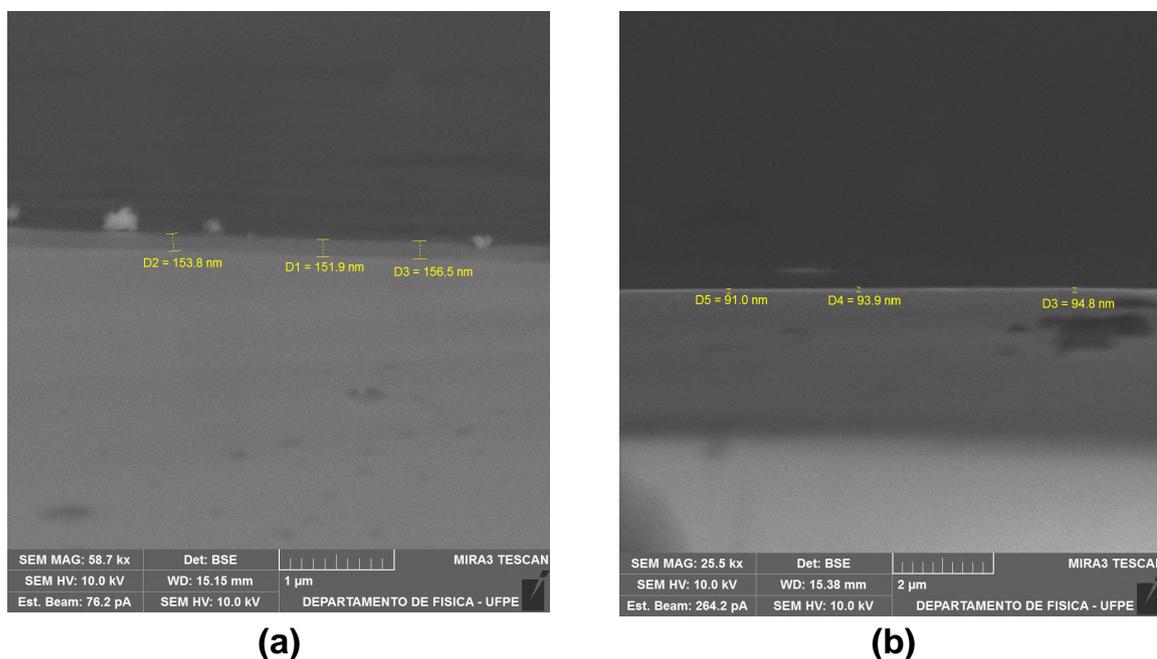
$$I_{uv} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{k} (u_{m\mathbf{k}} v_{m\mathbf{k}})^2 n_{\mathbf{k}}^0 \mathcal{E}_{\mathbf{k}} \delta(\omega_{m\mathbf{k}1} - \omega_{p\mathbf{k}} - \omega_{m\mathbf{k}2}) \quad (6.59)$$

Por fim, utilizando a aproximação de $t_{FMI} \ll l_m$ na Eq.(6.37b) e a Eq.(6.5), escreve-se a corrente crítica para o bombeamento de fônons por mágnons como

$$I_{cr} = \eta_{kp} \frac{et_{FMI}wt_{NM}}{2\pi\theta_{SH}\tau_{mp}} \frac{MS\rho\omega_{p\mathbf{k}}}{\gamma b_2^2 k_p^2 a^3} \frac{I_0}{I_{uv}} \quad (6.60)$$

O parâmetro w é a largura do material não magnético (NM) e $\tau_{mp} = l_m^2/D_m$ é a taxa temporal de decaimento mágnon-fônon.

Figura 79 – Imagens obtidas por microscopia eletrônica de varredura. (a) Amostra de YIG-A com 153 nm de espessura. (b) Amostra YIG-B com 92 nm de espessura. Nas imagens é possível ver o filme de YIG sobre o substrato de GGG.



Fonte: O autor.

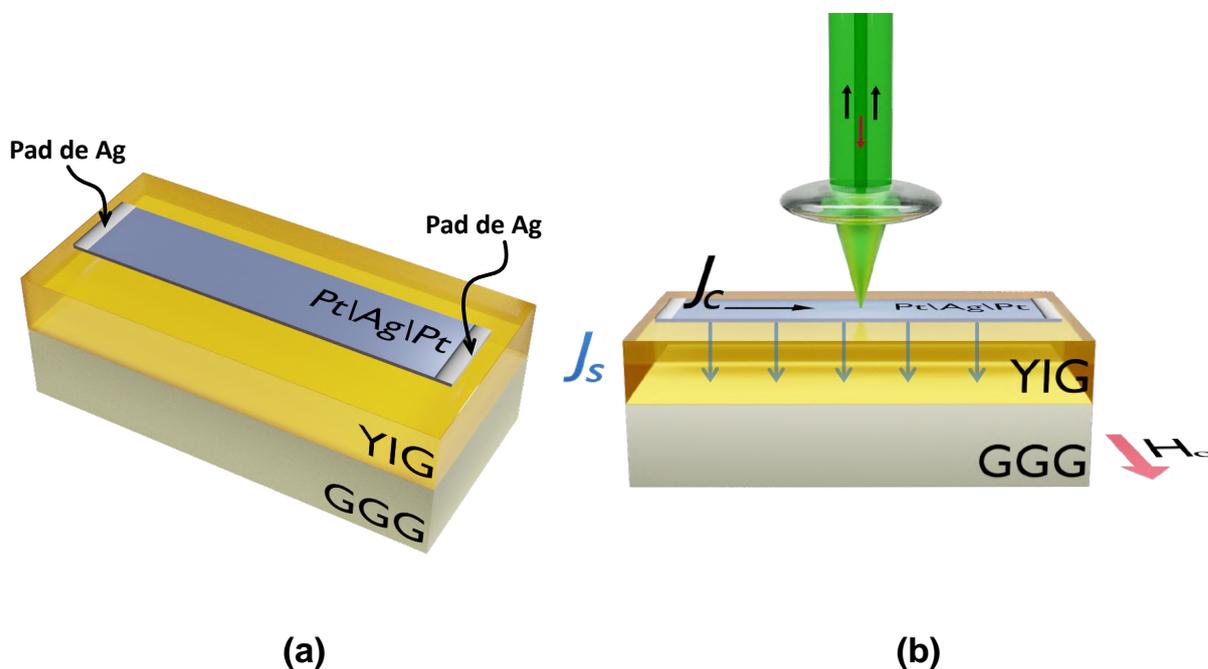
6.5 Resultados experimentais

As duas amostras utilizadas nesse experimento consistiam de filmes de YIG produzidos pela técnica LPE (epitaxia de fase líquida) crescidas sobre substratos de granada de gadolínio e gálio (GGG) com dimensões $(8,0 \times 1,0 \times 0,5) \text{ mm}^3$ e orientação [111], cuja composição é representada pela fórmula química $(\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12})$. O filme de YIG presente na primeira amostra YIG-A possuía uma espessura média de 154 nm e na segunda YIG-B, 93 nm. As espessuras foram determinadas por microscopia eletrônica de varredura. Devido ao filme ser muito fino e o YIG se carregar durante o processo de focalização, as imagens não foram fáceis de se obter. Apenas com a fratura de uma parte da amostra se conseguiu medir a espessura do filme Fig.(79).

Em ambas amostras foi depositada uma tira de $150 \mu\text{m}$ de largura constituída de Pt (3 nm)/Ag(9 nm)/Pt (3 nm), como mostra a Fig.(80). Uma tira constituída apenas de platina já iria produzir uma corrente de spin devido ao efeito Spin Hall, mas foi observado por O.Alves-Santos et al [159] que a utilização desta combinação de materiais produzia um aumento de até uma ordem de grandeza no ângulo hall de spin, implicando, portanto, em até uma ordem de grandeza na densidade de corrente de spin.

As amostras foram submetidas ao espalhamento Brillouin de luz na configuração de retroespalhamento. A potência de 16 mW incidente na amostra, resultante após atenuação e perdas durante o caminho ótico, era proveniente de uma fonte de laser Excelsior CW

Figura 80 – (a) Ilustração das amostras (A) e (B) com uma fita de Pt/Ag/Pt sobre o YIG. Foram feitos contatos elétricos nos pads de Ag. Esses contatos fecham o circuito com uma fonte de corrente, que injeta uma corrente DC controlada. (b) O feixe de laser foi posicionado sobre a tira de Pt/Ag/Pt e a radiação coletada foi direcionada ao espectrômetro TFP-1.



Fonte: O autor.

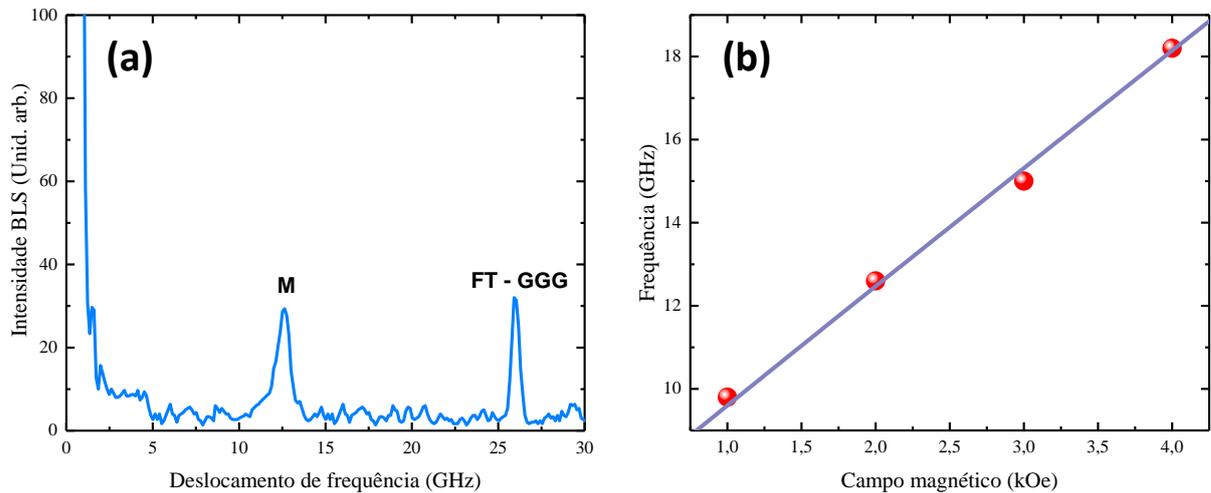
de estado sólido bombeado por diodo e de monomodo estabilizado da Spectra Physics®, operando em comprimento de onda de 532 nm e potência de saída de 300 mW. Uma lente de $f/1,7$ foi responsável pela focalização do laser na amostra e coleta da radiação espalhada, sendo esta direcionada ao espectrômetro TFP-1 por meio de outros elementos óticos.

A primeira amostra a ser submetida a estudo foi a YIG-A. Sem a passagem de corrente elétrica DC, com acumulação de 6 000 varreduras, utilizando-se um analisador e na presença de um campo magnético externo de 2,0 kOe, obteve-se o espectro na Fig.(81a). O pico definido por M, com deslocamento de frequência de 12,6 GHz, é o sinal de mágnon do YIG e o pico definido por FT-GGG, cujo deslocamento de frequência é 26,0 GHz é o sinal do fônon transversal do GGG. O substrato de GGG, assim como outros, podem ser facilmente medidos quando o filme em questão apresenta uma espessura de poucas centenas de nanômetros. Foram feitas também medidas, nesta mesma amostra, variando o campo magnético externo aplicado. A frequência de mágnon para cada valor de campo magnético é mostrada na Fig.(81b). A magnitude do vetor de onda da radiação espalhada é dada por

$$k = \frac{4\pi n}{\lambda_L} \quad (6.61)$$

Na expressão acima, λ_L é o comprimento de onda do laser e n é o índice de refração do

Figura 81 – (a) Espectro do processo anti-Stokes obtido da amostra YIG-A sem a passagem de corrente DC pela fita de Pt/Ag/Pt e na presença de campo magnético externo de 3,0 kOe. Vê-se os picos de mágnon (M) do YIG e fônon transversal do GGG (FT-GGG). (b) Dependência da frequência de mágnon com o campo magnético externo aplicado. Os pontos correspondem aos dados experimentais e a curva, ao ajuste teórico utilizando a Eq.(2.143).



Fonte: O autor.

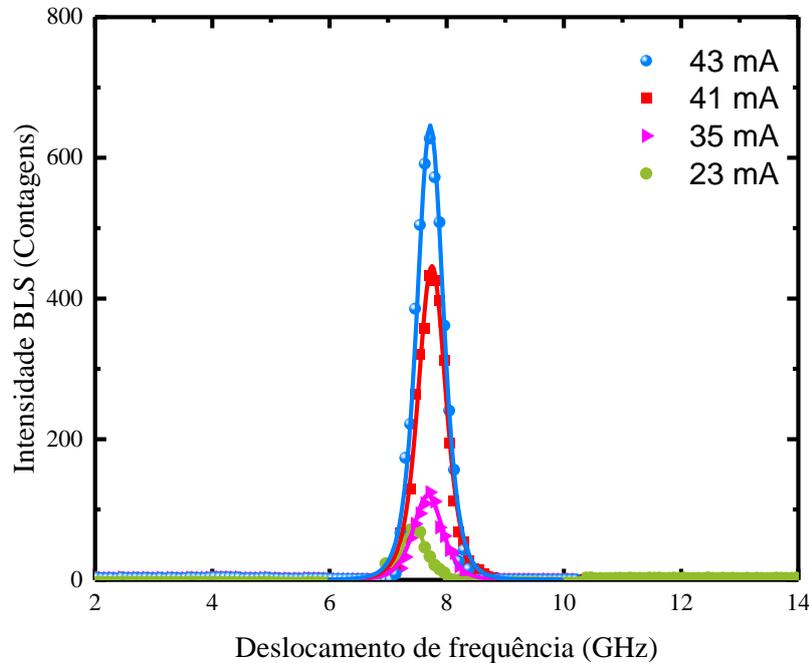
YIG. Com o conhecimento do número de onda e utilizando a relação de dispersão de mágnon para o YIG, expressa pela Eq.(2.143), ajustam-se os pontos experimentais. Já o sinal do fônon é confirmado se for utilizada a velocidade transversal [160] na equação

$$\omega_F = kv_T \quad (6.62)$$

Os parâmetros ω_F e v_T são a frequência angular e velocidade transversal do fônon, respectivamente.

A próxima etapa foi realizar a passagem de corrente DC pela amostra. A corrente elétrica é uma variável crítica no experimento, por isso utilizou-se uma fonte de precisão, a Keithley 6221 em modo DC, para injetar corrente na fita de Pt/Ag/Pt. Até a corrente no valor de 23 mA, os espectros observados mantiveram-se inalterados, em relação à frequência dos picos de mágnon e fônon do YIG e GGG, respectivamente. Entretanto, para correntes acima de 23 mA surgiu um novo pico com a frequência de 7,55 GHz e com intensidade muito maior. Apenas com 1 000 varreduras o novo pico exibiu um número de contagens na ordem de centenas, enquanto o pico referente ao mágnon térmico M, na Fig.(81a), tinha apenas 5 contagens. Nessa etapa, as medidas foram feitas sem a utilização do analisador. Com o aumento da intensidade da corrente, o novo pico sofreu um leve deslocamento e teve sua intensidade aumentada até atingir 7,8 GHz quando a corrente

Figura 82 – Surgimento de novos picos a partir do limiar de 23 mA de corrente elétrica DC aplicada na fita de Pt/Ag/Pt. O pico de mágnon, correspondente aos 12,6 GHz não é perceptível devido a sua baixa intensidade, visto que o número de varreduras é a sexta parte do espectro sem corrente. O campo magnético aplicado durante estas medidas foi de 1,13 kOe. Os dados correspondem aos pontos dos espectros medidos e as curvas correspondem a ajustes pela função Lorentziana elevada a sexta potência.



Fonte: O autor.

aplicada foi de 43 mA, como mostra a Fig.(82).

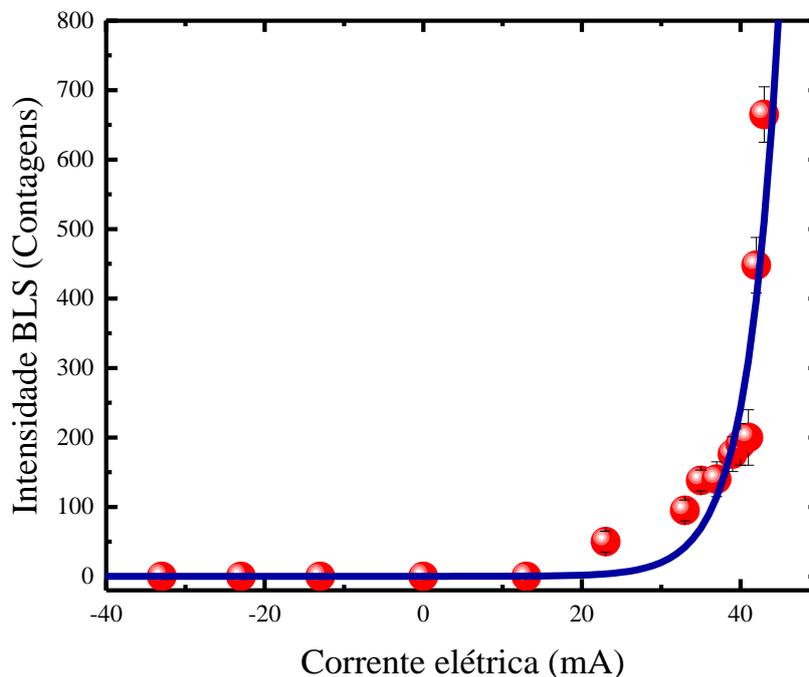
A dependência da intensidade do novo pico com a corrente aplicada é mostrada na Fig.(83). A dependência exponencial é uma característica típica de sistemas que se encaminham para um regime de auto-oscilação [161–165]. Nestes sistemas a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (2.69) ganha um termo de antiamortecimento

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{efet.} + \frac{\alpha}{M} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} - \gamma \frac{J_S}{M^2 t_{FMI}} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \hat{\sigma}) \quad (6.63)$$

O parâmetro α é o parâmetro de amortecimento de Gilbert, $\mathbf{H}_{efet.}$ é o campo magnético efetivo, t_{FMI} é a espessura do material ferromagnético isolante, no caso, o YIG, J_S é a densidade de corrente de spin e $\hat{\sigma}$ representa a polarização da corrente de spin. Para correntes de spin suficientemente grandes o termo de antiamortecimento deve compensar o termo de Gilbert e deve-se estabelecer o regime de auto-oscilação, que não foi notado.

A segunda amostra, YIG-B, também foi submetida à passagem de corrente elétrica pela fita de Pt/Ag/Pt. A partir da corrente limiar de 8 mA surgiu um pico, desta vez com frequência de 13,5 GHz, maior que a do primeiro pico Fig.(84). Para estudar a resposta destes picos ao campo magnético, procederam-se medidas variando o campo magnético

Figura 83 – Intensidade dos picos em função da corrente DC aplicada. Os valores das intensidades foram obtidos através de ajuste com função Lorentziana.

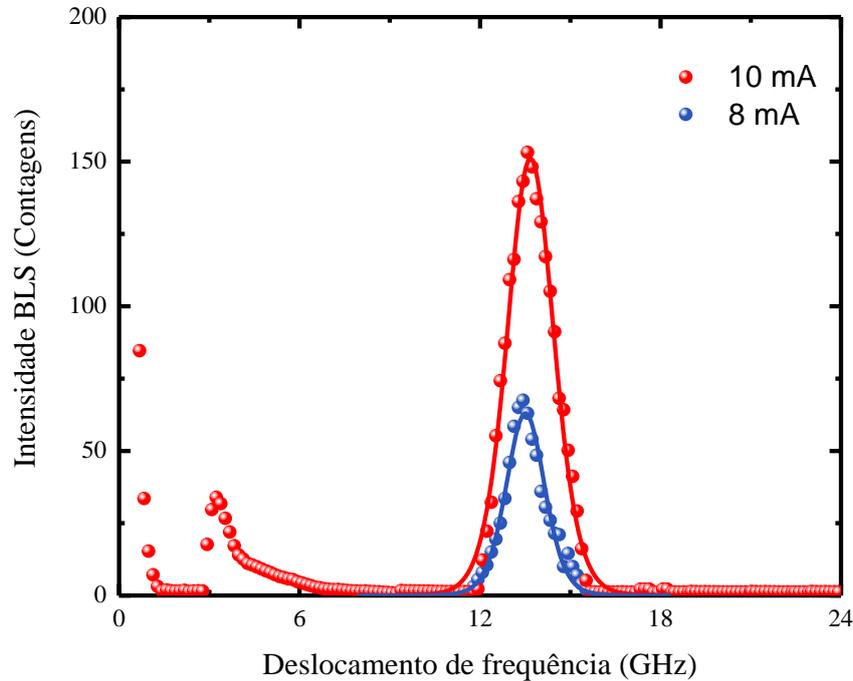


Fonte: O autor.

externo Fig.(85). Nota-se, não haver dependência destes sinais com o campo magnético, evidenciando o caráter não magnético destas excitações. Para remover quaisquer dúvidas em relação aos fônons presentes no GGG, foram obtidos os espectros Fig.(86). O espectro da figura (a) foi realizado com o analisador com a mesma polarização do laser. Nele notam-se os dois modos de fônons do GGG. Nenhum dos dois apresenta a frequência dos sinais obtidos a partir dos limiares de corrente nas amostras YIG-A e YIG-B. A figura (b) indica uma medida realizada com o analisador cruzado, suprimindo o modo longitudinal, como esperado.

A equação (6.60) mostra a corrente crítica para o bombeamento de fônons. Nela observam-se várias dependências, em especial a espessura do material ferromagnético, no caso o YIG. Observa-se esta dependência ser diretamente proporcional, o que está de acordo com o observado para as amostras YIG-A e YIG-B. Como a espessura do YIG-A é maior que a do YIG-B, a corrente limiar, ou seja, a corrente crítica, teve de ser maior para suscitar o mecanismo de bombeamento de fônons por mágnons. Quanto à frequência pode ser explicado se considerar o filme de YIG como uma cavidade. A corrente de carga, ao passar pela fita de Pt/Ag/Pt é convertida em corrente de spin, que é injetada no YIG, gerando o bombeamento de fônons. Devido ao baixo amortecimento dos fônons, eles percorrem a espessura da amostra e são refletidos, de forma parcial, pela interface YIG/GGG, formando assim uma onda estacionária. Considerando as duas interfaces consideravelmente refletoras elas atendem à mesma condição de interferência de

Figura 84 – Picos com frequência a partir de 13,5 GHz emergem na amostra YIG-B quando o valor de corrente elétrica chega a 8 mA na fita de Pt/Ag/Pt. O campo magnético externo aplicado foi de 1,13 kOe. O pico assimétrico entre 0 e 6 GHz é uma parte residual do espalhamento Rayleigh.



Fonte: O autor.

uma cavidade Fabry-Perot, por exemplo, onde escreve-se

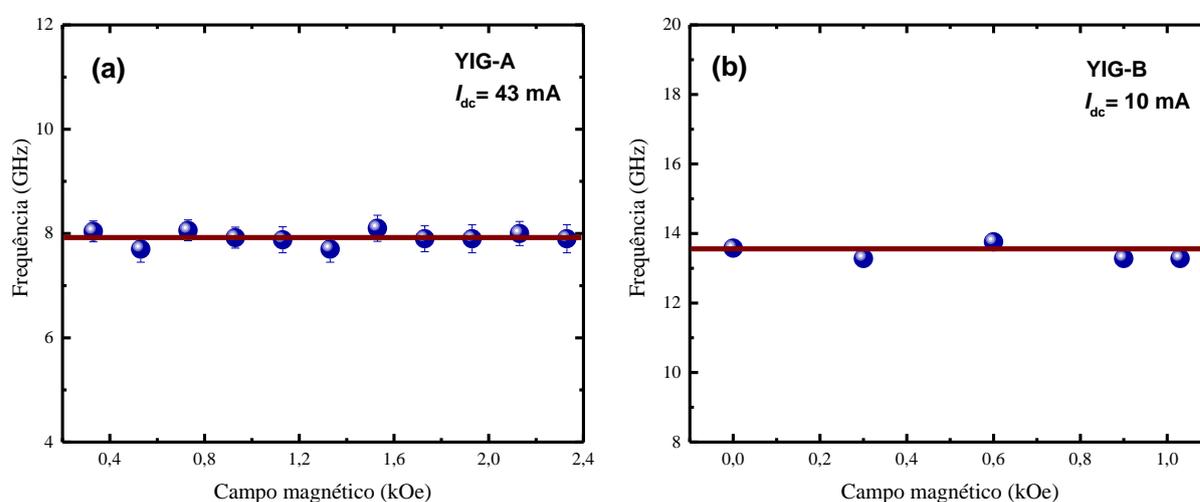
$$t_{FMI} = n \frac{\lambda}{2} \quad (6.64)$$

onde λ é o comprimento de onda do fônon e n é a ordem de interferência. O comprimento de onda e a frequência se relaciona por

$$\lambda = \frac{v_t}{f} \quad (6.65)$$

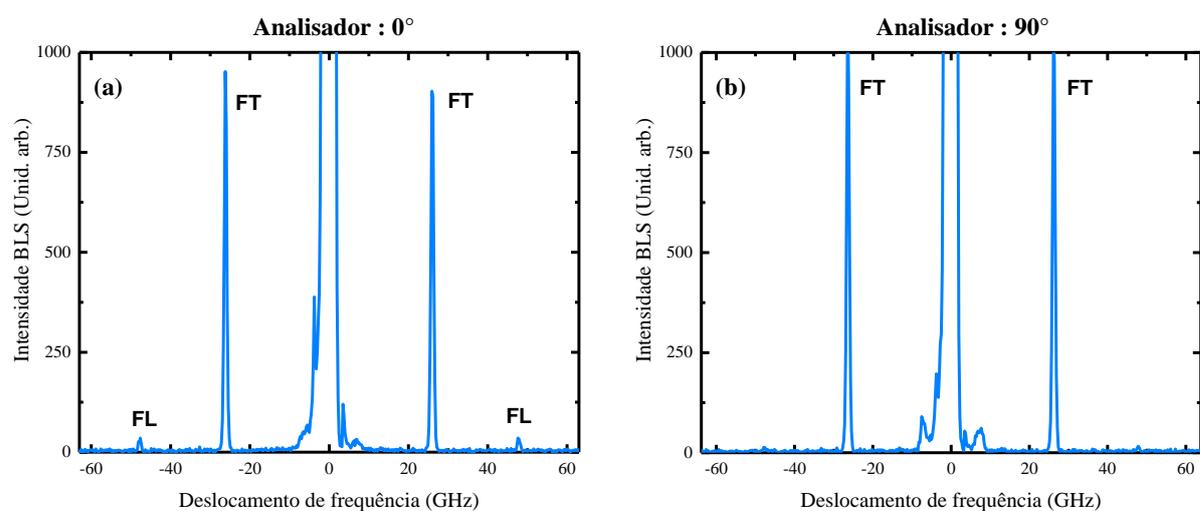
onde v_t é a velocidade transversal do fônon e f é a frequência. Tendo a velocidade do fônon transversal no YIG dado por $v_t = 3,84 \times 10^3$ m/s, o comprimento de onda para a frequência de 7,8 GHz, observada na amostra YIG-A (154 nm), é de $\lambda = 498$ nm. Esse resultado é consistente com o critério de interferência $\lambda \approx 3t_{FMI}$. Fazendo a razão entre as frequências detectadas para as amostras YIG-B e YIG-A, observa-se ser aproximadamente igual à razão entre suas espessuras ($13,5/7,8 \approx 154/93$) confirmando que o YIG-B segue o mesmo critério de interferência.

Figura 85 – Frequência dos picos de mágnon para as amostra YIG-A e YIG-B em função do campo magnético externo aplicado.



Fonte: O autor.

Figura 86 – Espectros do GGG mostrando os sinais de fônon transversal (FT) e longitudinal (FL) para o caso do analisador paralelo à polarização do laser (a) e cruzado (b). Observa-se o modo longitudinal praticamente sumir quando se cruza o polarizador, enquanto o modo transversal permanece inalterado. Isso confirma a polarização do modo longitudinal ser a mesma do laser.



Fonte: O autor.

7 CONCLUSÃO

Nesta tese foi realizado um experimento para estudar a frequência de mágnons em uma amostra de YIG bulk submetida a variação de temperatura, desde valores próximos ao nitrogênio líquido até a temperatura de Curie do material. Com a técnica de espalhamento Brillouin de luz foram obtidos resultados experimentais corroborantes às previsões de Dyson e Bloch para baixas temperaturas. No regime de altas temperaturas o resultado experimental mostrou-se divergente da teoria, quando somente é considerada a dependência da magnetização com a temperatura. Foi demonstrado experimentalmente que, quando é introduzida a teoria de renormalização de energia para os mágnons como correção para a dependência O resultado experimental obtido só foi explicado corretamente quando foi introduzida a teoria de renormalização de energia de mágnon junto à dependência da magnetização com a temperatura.

Em relação ao ordenamento antiferromagnético foram dadas contribuições utilizando dois materiais: o irídio manganês (IrMn_3), um antiferromagneto não colinear com rede de kagome, e o arseneto de cobre e manganês (CuMnAs), um antiferromagneto de plano fácil. Utilizando a espectroscopia Brillouin foi possível encontrar as frequências de mágnon na região subterahertz para o IrMn_3 , possibilitando a construção das curvas de relação de dispersão e obtendo os campos de exchange para os ordenamentos ferromagnético e antiferromagnético da rede de kagome. Estas contribuições foram relevantes uma vez que o irídio manganês é um material bastante utilizado no estudo de exchange bias e não havia, até o momento, um estudo das suas relações de dispersão. O CuMnAs , ultimamente tem atraído grande relevância no que tange a spintrônica de antiferromagnetos e spintrônica de terahertz. Nesta tese foi observado pela primeira vez sinais de mágnon neste material e estimado o seu campo de anisotropia. Um próximo passo para o estudo de mágnon no arseneto de cobre e manganês será submeter a amostra à variação de temperatura e poder estudar a dependência de frequência de mágnon no material.

Por fim, no que tange a área da fonônica, foi observado experimentalmente o bombeamento de fônons por corrente de spin, um fenômeno que é o recíproco de Onsager do bombeamento de corrente de spin por fônons. Sobre uma amostra de YIG foi depositada uma fita de $150 \mu\text{m}$ composta pela tricamada Pt/Ag/Pt. Nesta fita passou-se uma corrente eletrônica, que pelo efeito Hall de spin gerou uma corrente de spin injetada no YIG. Neste material, a corrente de spin bombeou os fônons de sua rede cristalina, detectados por espalhamento Brillouin de luz. O fenômeno foi observado para duas amostras com espessuras diferentes e os resultados obtidos tiveram boa concordância com a teoria de bombeamento de fônon por mágnons.

Artigos publicados

1. J. Holanda, D. S. Maior, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Anisotropic magnetoresistance and anomalous Nernst effect in exchange biased permalloy/(100) NiO single-crystal, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 432, 507–510 (2017). DOI: 10.1016/j.jmmm.2017.02.038

2. J. Holanda, D. S. Maior, O. Alves Santos, L. H. Vilela-Leão, J. B. S. Mendes, A. Azevedo, R. L. Rodríguez-Suárez, and S. M. Rezende, Spin Seebeck effect in the antiferromagnet nickel oxide at room temperature, *Applied Physics Letters* 111, 172405 (1-5) (2017). DOI: 10.1063/1.5001694

3. M. Arana, F. Estrada, D. S. Maior, J. B. S. Mendes, L. E. Fernandez-Outon, W. A. A. Macedo, V. M. T. S. Barthem, D. Givord, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Observation of magnons in Mn₂Au films by inelastic Brillouin and Raman light scattering, *Applied Physics Letters* 111, 192409 (1-5) (2017). DOI: 10.1063/1.5001705

4. R. L. Rodríguez-Suárez, A. B. Oliveira, F. Estrada, D. S. Maior, M. Arana, O. Alves Santos, A. Azevedo, and S.M. Rezende, Rotatable anisotropy on ferromagnetic/antiferromagnetic bilayer investigated by Brillouin light scattering, *Journal of Applied Physics* 123, 043901(1-8) (2018). DOI: 10.1063/1.5009461

5. J. Holanda, D. S. Maior, A. Azevedo and S. M. Rezende, Detecting the phonon spin in magnon–phonon conversion experiments, *Nature Physics* 14, 500-506 (2018). DOI: 10.1038/s41567-018-0079-y

6. M. Gamino, D. S. Maior, L. H. Vilela-Leão, R. L. Rodríguez-Suárez, F. L. A. Machado, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Physical origins of the magnetoresistance of platinum in contact with polycrystalline antiferromagnetic NiO, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 475, 586-592 (2019). DOI:10.1016/j.jmmm.2018.11.101

7. S. M. Rezende, J. B. S. Mendes, D. S. Maior, J. E. Abrão, A. Azevedo, and R. L. Rodríguez-Suárez, Magnon dispersion relations in the noncollinear antiferromagnet IrMn₃, *Phys. Rev. B* 102, 054435 (1-5) (2020). DOI: 10.1103/PhysRevB.102.054435

8. J. Holanda, D. S. Maior, O. Alves Santos, A. Azevedo, and S. M. Rezende, Evidence of phonon pumping by magnonic spin Currents, *Applied Physics Letters* 118, 022409 (1-6) (2021). DOI: 10.1063/5.0035690

9- S. M. Rezende, D. S. Maior, O. Alves Santos, and J. Holanda, Theory for phonon pumping by magnonic spin currents, *Physical Review B* 103, 144430 (1-10) (2021). DOI: 10.1103/PhysRevB.103.144430

10- D. S. Maior, E. C. Souza, and S. M. Rezende, Magnon energy renormalization in yttrium iron garnet, *Physical Review* 108, 054406 (1-6) (2023). DOI: 10.1103/PhysRevB.108.054406

11- M. Gamino, A. B. Oliveira, D. S. Maior, P. R. T. Ribeiro, F. L. A. Machado, T. J. A. Mori, M. A. Correa, F. Bohn, R. L. Rodríguez-Suárez, J. Fontcuberta, and S. M. Rezende, Enhanced spin current transmissivity in Pt/CoFe₂O₄ bilayers with thermally-induced interfacial magnetic modification, *Physical Review* 108, 224402 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevB.108.224402

REFERÊNCIAS

- 1 SANDERCOCK, J. The design and use of a stabilised multipassed interferometer of high contrast ratio. In: FLAMMARION, PARIS. *Proceedings of the second international conference on light scattering in solids*. [S.l.], 1971. p. 9. Citado 2 vezes nas páginas 10 e 86.
- 2 GILBERT, W. *De Magnete, translated by P. Fleury Mottelay*. 1. ed. [S.l.]: Dover Publications, 1893. Citado na página 21.
- 3 MILLS, A. A. The lodestone: History, physics, and formation. *Annals of Science*, Taylor & Francis, v. 61, n. 3, p. 273–319, 2004. Citado na página 21.
- 4 GORZKOWSKI H. K. LACHOWICZ, H. S. W. Physics of magnetic materials. *Proceedings of the 3rd International Conference on Physics of Magnetic Materials*, World Scientific, 1986. Citado na página 21.
- 5 CARUS, L. *De Magnete, translated by P. Fleury Mottelay*. 1. ed. [S.l.]: Dover Publications, 1714. Citado na página 21.
- 6 PLINY, q. i. W. G. D. M. *De Magnete*. 1. ed. [S.l.]: Basic Books, 1958. Citado na página 21.
- 7 MAXWELL, J. On physical lines of force. *Philosophical Magazine*, Taylor Francis, v. 90, n. sup1, p. 11–23, 2010. Disponível em: <<https://doi.org/10.1080/14786431003659180>>. Citado na página 22.
- 8 MAXWELL, J. C. A dynamical theory of the electromagnetic field. *Nature*, v. 119, p. 125–127. Disponível em: <<https://api.semanticscholar.org/CorpusID:36477198>>. Citado na página 22.
- 9 HELMHOLTZ, H. Physics of magnetic materials. *Journal für die reine und angewandte Mathematik, Volume 55*, 1858. Citado na página 22.
- 10 GOVAERTS, J. Magnetic monopoles with no strings attached: a portal to the dark side of dual electrodynamics. *The European Physical Journal C*, v. 83, n. 2, p. 158, Feb 2023. ISSN 1434-6052. Disponível em: <<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11302-7>>. Citado na página 23.
- 11 ACHARYA, B. et al. Search for magnetic monopoles produced via the schwinger mechanism. *Nature*, v. 602, n. 7895, p. 63–67, Feb 2022. ISSN 1476-4687. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/s41586-021-04298-1>>. Citado na página 23.
- 12 SCHÜTTE, C.; ROSCH, A. Dynamics and energetics of emergent magnetic monopoles in chiral magnets. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 90, p. 174432, Nov 2014. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.90.174432>>. Citado na página 23.
- 13 JIN, H. et al. Evolution of emergent monopoles into magnetic skyrmion strings. *Nano Letters*, American Chemical Society, v. 23, n. 11, p. 5164–5170, Jun 2023. ISSN 1530-6984. Disponível em: <<https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.3c01117>>. Citado na página 23.

-
- 14 ELSASSER, W. M. On the origin of the earth's magnetic field. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 55, p. 489–498, Mar 1939. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.55.489>>. Citado na página 23.
- 15 Dormy, Emmanuel. The origin of the earth's magnetic field: fundamental or environmental research? *Europhysics News*, v. 37, n. 2, p. 22–25, 2006. Disponível em: <<https://doi.org/10.1051/epn:2006202>>. Citado na página 23.
- 16 KULSRUD, R. M.; ZWEIBEL, E. G. On the origin of cosmic magnetic fields. *Reports on Progress in Physics*, v. 71, n. 4, p. 046901, mar 2008. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.1088/0034-4885/71/4/046901>>. Citado na página 23.
- 17 WEISS, P. L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique. *J.Phys.Theor.Appl*, 1907. Citado 2 vezes nas páginas 25 e 40.
- 18 JACKSON, J. D. *Classical Electrodynamics*. 3. ed. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1998. Citado 3 vezes nas páginas 26, 39 e 78.
- 19 STERN, O. Ein weg zur experimentellen prüfung der richtungsquantelung im magnetfeld. *Zeitschrift für Physik*, v. 7, n. 1, p. 249–253, Dec 1921. ISSN 0044-3328. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/BF01332793>>. Citado na página 28.
- 20 GERLACH, W.; STERN, O. Der experimentelle nachweis der richtungsquantelung im magnetfeld. *Zeitschrift für Physik*, v. 9, n. 1, p. 349–352, Dec 1922. ISSN 0044-3328. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/BF01326983>>. Citado na página 28.
- 21 SCHRÖDINGER, E. Quantisierung als eigenwertproblem. *Annalen der Physik*, v. 384, n. 4, p. 361–376, 1926. Disponível em: <<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/andp.19263840404>>. Citado na página 31.
- 22 GOUDSMIT, G. E. U. S. Over het roteerende electron en de structuur der spectra. *Physica*, v. 6, 1907. Citado na página 31.
- 23 AHARONI, A. Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms. *Journal of Applied Physics*, v. 83, n. 6, p. 3432–3434, 03 1998. ISSN 0021-8979. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.367113>>. Citado na página 33.
- 24 JOSEPH, R. I.; SCHLÖMANN, E. Demagnetizing Field in Nonellipsoidal Bodies. *Journal of Applied Physics*, v. 36, n. 5, p. 1579–1593, 07 2004. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.1703091>>. Citado na página 33.
- 25 YAN, Y. D.; TORRE, E. D. On the computation of particle demagnetizing fields. *IEEE Transactions on Magnetics*, v. 25, p. 2919–2921, 1989. Disponível em: <<https://api.semanticscholar.org/CorpusID:121872935>>. Citado na página 33.
- 26 REZENDE, S. M. *Introduction to Magnonics, Lecture Notes in Physics 969*. 1. ed. [S.l.]: Springer, 2020. Citado 5 vezes nas páginas 34, 58, 99, 133 e 134.
- 27 LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. M. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Phys. Z. Sowjetunion*, v. 8, n. 153, Dec 1935. Citado na página 35.

-
- 28 HEISENBERG, W. Über quantentheoretische umdeutung kinematischer und mechanischer beziehungen. *Zeitschrift für Physik*, v. 33, n. 1, p. 879–893, Dec 1925. ISSN 0044-3328. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/BF01328377>>. Citado na página 40.
- 29 SAKURAI, J. N. J. *Modern quantum mechanics*. 2. ed. [S.l.]: Addison-Wesley, 2011. Citado na página 41.
- 30 GUIMARÃES, A. P.; OLIVEIRA, I. S. Magnetism and magnetic resonance in solids. In: . [s.n.], 1998. Disponível em: <<https://api.semanticscholar.org/CorpusID:91476238>>. Citado 2 vezes nas páginas 42 e 44.
- 31 GILBERT, T. L. Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field. *Phys. Rev.*, v. 100, 1955. Citado na página 45.
- 32 BLOCH, F. Zur theorie des ferromagnetismus. *Zeitschrift für Physik*, v. 61, n. 3, p. 206–219, Mar 1930. ISSN 0044-3328. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/BF01339661>>. Citado 2 vezes nas páginas 49 e 110.
- 33 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 50.
- 34 LANDAU, E. L. *Statistical Physics*. [S.l.]: Pergamon Press, 1958. Citado na página 55.
- 35 WHITE, R. M.; SPARKS, M.; ORTENBURGER, I. Diagonalization of the antiferromagnetic magnon-phonon interaction. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 139, p. A450–A454, Jul 1965. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.139.A450>>. Citado na página 59.
- 36 REZENDE, S.; ZAGURY, N. Coherent magnon states. *Physics Letters A*, v. 29, n. 1, p. 47–48, 1969. ISSN 0375-9601. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375960169907889>>. Citado na página 64.
- 37 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 64.
- 38 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 64.
- 39 FLEURY, P. A.; PORTO, S. P. S.; LOUDON, R. Two-magnon light scattering in antiferromagnetic MnF_2 . *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 18, p. 658–662, Apr 1967. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.18.658>>. Citado na página 68.
- 40 FLEURY, P. A. et al. Light scattering by spin waves in FeF_2 . *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 17, p. 84–87, Jul 1966. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.17.84>>. Citado na página 68.

-
- 41 SANDERCOCK, J. A light scattering study of the ferromagnet CrBr₃. *Solid State Communications*, v. 15, n. 10, p. 1715–1719, 1974. ISSN 0038-1098. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0038109874912198>>. Citado na página 68.
- 42 SANDERCOCK, J.; WETTLING, W. Light scattering from thermal acoustic magnons in yttrium iron garnet. *Solid State Communications*, v. 13, n. 10, p. 1729–1732, 1973. ISSN 0038-1098. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0038109873902767>>. Citado 2 vezes nas páginas 68 e 96.
- 43 REZENDE, S. et al. Brillouin light scattering and ferromagnetic resonance in trilayers with bilinear and biquadratic exchange coupling. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 177-181, p. 1213–1215, 1998. ISSN 0304-8853. International Conference on Magnetism (Part II). Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885397003582>>. Citado na página 68.
- 44 VERNON, S. P.; LINDSAY, S. M.; STEARNS, M. B. Brillouin scattering from thermal magnons in a thin Co film. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 29, p. 4439–4442, Apr 1984. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.29.4439>>. Citado na página 68.
- 45 REZENDE, S. M.; AZEVEDO, A. Dipolar narrowing of ferromagnetic resonance lines. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 44, p. 7062–7065, Oct 1991. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.44.7062>>. Citado na página 68.
- 46 ARANA, M. et al. Observation of magnons in Mn₂Au films by inelastic Brillouin and Raman light scattering. *Applied Physics Letters*, v. 111, n. 19, p. 192409, 11 2017. ISSN 0003-6951. Citado 2 vezes nas páginas 68 e 98.
- 47 HOLANDA, J. et al. Detecting the phonon spin in magnon–phonon conversion experiments. *Nature Physics*, v. 14, n. 5, p. 500–506, May 2018. ISSN 1745-2481. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/s41567-018-0079-y>>. Citado 2 vezes nas páginas 68 e 98.
- 48 REZENDE, S. M. et al. Magnon dispersion relations in the noncollinear antiferromagnet IrMn₃. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 102, p. 054435, Aug 2020. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.102.054435>>. Citado 3 vezes nas páginas 68, 98 e 137.
- 49 RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R. L. et al. Rotatable anisotropy on ferromagnetic/antiferromagnetic bilayer investigated by Brillouin light scattering. *Journal of Applied Physics*, v. 123, n. 4, p. 043901, 01 2018. ISSN 0021-8979. Citado 2 vezes nas páginas 68 e 98.
- 50 LUCENA, M. A. et al. Brillouin light scattering and ferromagnetic resonance in sputtered NiFe/Cu/NiFe thin films. *Journal of Applied Physics*, v. 81, n. 8, p. 4770–4772, 04 1997. ISSN 0021-8979. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.365459>>. Citado na página 68.
- 51 REZENDE, S. M. et al. Exchange anisotropy and spin-wave damping in CoFe/IrMn bilayers. *Journal of Applied Physics*, v. 93, n. 10, p. 7717–7719, 05 2003. ISSN 0021-8979. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.1543126>>. Citado na página 68.

-
- 52 BELMEGUENAI, M. et al. Brillouin light scattering investigation of the thickness dependence of dzyaloshinskii-moriya interaction in $\text{Co}_{0.5}\text{Fe}_{0.5}$ ultrathin films. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 93, p. 174407, May 2016. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.93.174407>>. Citado na página 68.
- 53 QUESSAB, Y. et al. Tuning interfacial dzyaloshinskii-moriya interactions in thin amorphous ferrimagnetic alloys. *Scientific Reports*, v. 10, n. 1, p. 7447, May 2020. ISSN 2045-2322. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/s41598-020-64427-0>>. Citado na página 68.
- 54 DEMIDOV, V. E. et al. Observation of spontaneous coherence in Bose-Einstein condensate of magnons. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 100, p. 047205, Jan 2008. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.047205>>. Citado na página 68.
- 55 HOLANDA, J. et al. Evidence of phonon pumping by magnonic spin currents. *Applied Physics Letters*, v. 118, n. 2, p. 022409, 01 2021. ISSN 0003-6951. Citado 2 vezes nas páginas 68 e 98.
- 56 CAVERA, S. L. et al. Phonon imaging in 3d with a fibre probe. *Light: Science & Applications*, v. 10, n. 1, p. 91, Apr 2021. ISSN 2047-7538. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/s41377-021-00532-7>>. Citado na página 68.
- 57 DEHOUX, T. et al. Optical tracking of picosecond coherent phonon pulse focusing inside a sub-micron object. *Light: Science & Applications*, v. 5, n. 5, p. e16082–e16082, May 2016. ISSN 2047-7538. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/lsa.2016.82>>. Citado na página 68.
- 58 SMITH, R. J. et al. 3d phonon microscopy with sub-micron axial-resolution. *Scientific Reports*, v. 11, n. 1, p. 3301, Feb 2021. ISSN 2045-2322. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/s41598-021-82639-w>>. Citado na página 68.
- 59 THOMSEN, C. et al. Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 34, p. 4129–4138, Sep 1986. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.34.4129>>. Citado na página 68.
- 60 THOMSEN, C. et al. Picosecond interferometric technique for study of phonons in the brillouin frequency range. *Optics Communications*, v. 60, n. 1, p. 55–58, 1986. ISSN 0030-4018. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0030401886901161>>. Citado na página 68.
- 61 VANDERWAL, J. J.; ZHAO, P.; WALTON, D. Brillouin scattering from the icosahedral quasicrystal $\text{Al}_{63.5}\text{Cu}_{24.5}\text{Fe}_{12}$. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 46, p. 501–502, Jul 1992. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.46.501>>. Citado na página 68.
- 62 LAI, J.-M.; XIE, Y.-R.; ZHANG, J. Detection of electron-phonon coupling in two-dimensional materials by light scattering. *Nano Research*, v. 14, n. 6, p. 1711–1733, Jun 2021. ISSN 1998-0000. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/s12274-020-2943-1>>. Citado na página 68.

-
- 63 SANDERCOCK, J. R. Brillouin-scattering measurements on silicon and germanium. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 28, p. 237–240, Jan 1972. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.28.237>>. Citado na página 68.
- 64 IPPEN, E.; STOLEN, R. Stimulated Brillouin scattering in optical fibers. *Applied Physics Letters*, v. 21, n. 11, p. 539–541, 10 2003. ISSN 0003-6951. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.1654249>>. Citado na página 68.
- 65 KAO, K. Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies. *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, v. 113, p. 1151–1158(7), July 1966. ISSN 0020-3270. Disponível em: <<https://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/piee.1966.0189>>. Citado na página 68.
- 66 SOHN, D. B.; KIM, S.; BAHL, G. Time-reversal symmetry breaking with acoustic pumping of nanophotonic circuits. *Nature Photonics*, v. 12, n. 2, p. 91–97, Feb 2018. ISSN 1749-4893. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/s41566-017-0075-2>>. Citado na página 68.
- 67 LIU, Q.; LI, H.; LI, M. Electromechanical Brillouin scattering in integrated optomechanical waveguides. *Optica*, Optica Publishing Group, v. 6, n. 6, p. 778–785, Jun 2019. Disponível em: <<https://opg.optica.org/optica/abstract.cfm?URI=optica-6-6-778>>. Citado na página 68.
- 68 MUNK, D. et al. Surface acoustic wave photonic devices in silicon on insulator. *Nature Communications*, v. 10, n. 1, p. 4214, Sep 2019. ISSN 2041-1723. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/s41467-019-12157-x>>. Citado na página 68.
- 69 KITTLAUS, E. A.; OTTERSTROM, N. T.; RAKICH, P. T. On-chip inter-modal brillouin scattering. *Nature Communications*, v. 8, n. 1, p. 15819, Jul 2017. ISSN 2041-1723. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/ncomms15819>>. Citado na página 68.
- 70 KITTLAUS, E. A. et al. Non-reciprocal interband brillouin modulation. *Nature Photonics*, v. 12, n. 10, p. 613–619, Oct 2018. ISSN 1749-4893. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/s41566-018-0254-9>>. Citado na página 68.
- 71 SCARCELLI, G. et al. Noncontact three-dimensional mapping of intracellular hydromechanical properties by Brillouin microscopy. *Nature Methods*, v. 12, n. 12, p. 1132–1134, Dec 2015. ISSN 1548-7105. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/nmeth.3616>>. Citado na página 68.
- 72 PALOMBO, F. et al. Biomechanics of fibrous proteins of the extracellular matrix studied by brillouin scattering. *Journal of The Royal Society Interface*, v. 11, n. 101, p. 20140739, 2014. Disponível em: <<https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rsif.2014.0739>>. Citado na página 68.
- 73 W., S. J. *Phil.Mag.* 41,107, 1871a. Citado na página 68.
- 74 W., S. J. *Phil.Mag.* 41,274, 1871b. Citado na página 68.
- 75 W., S. J. *Phil.Mag.* 41,447, 1871c. Citado na página 68.
- 76 SMEKAL, A. *Naturwiss*, v. 11, p. 873, 1923. Citado na página 69.

-
- 77 HEISENBERG, H. K. W. *Z.Phys*, v. 31, p. 981, 1925. Citado na página 69.
- 78 FLEURY S.P.S. PORTO, L. C. H. G. P. *Phys. Rev. Lett*, v. 17, p. 84, 1966. Citado na página 69.
- 79 MOCK, R.; HILLEBRANDS, B.; SANDERCOCK, R. Construction and performance of a Brillouin scattering set-up using a triple-pass tandem fabry-perot interferometer. *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, v. 20, n. 6, p. 656, jun 1987. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.1088/0022-3735/20/6/017>>. Citado na página 87.
- 80 ARAÚJO, C. B. de; SOARES, E.; REZENDE, S. M. Influence of magnetic dipolar interaction on one- and two-magnon scattering of light in ferromagnets. *Solid State Communications*, v. 12, p. 839–841, 1973. Disponível em: <<https://api.semanticscholar.org/CorpusID:122134636>>. Citado na página 95.
- 81 REZENDE, S. M. Theory of one-magnon light scattering in flopped antiferromagnets. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, v. 6, 1973. Disponível em: <<https://api.semanticscholar.org/CorpusID:120229347>>. Citado na página 95.
- 82 ALMEIDA, J. R. L. de; REZENDE, S. M. Scattering of light by magnetoelastic excitations in ferromagnets. *Physica Status Solidi B-basic Solid State Physics*, v. 73, p. 661–672, 1976. Disponível em: <<https://api.semanticscholar.org/CorpusID:122730724>>. Citado na página 95.
- 83 FILHO, M. D. C.; MIRANDA, L. C. M.; REZENDE, S. M. Spin wave amplification in ferromagnetic semiconductors. *physica status solidi (b)*, v. 57, n. 1, p. 85–91, 1973. Citado na página 95.
- 84 MOURA, M. A. G.; REZENDE, S. M.; RAGUSA, S. Light scattering by nuclear magnons. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 9, p. 1062–1065, Feb 1974. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.9.1062>>. Citado na página 95.
- 85 ARAUJO, C. B. de; REZENDE, S. M. Saturation and coherence properties of three-magnon nonlinear processes. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 9, p. 3074–3076, Apr 1974. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.9.3074>>. Citado na página 95.
- 86 ARAUJO, C. B. de. Quantum-statistical theory of the nonlinear excitation of magnons in parallel pumping experiments. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 10, p. 3961–3968, Nov 1974. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.10.3961>>. Citado na página 95.
- 87 FITTIPALDI, I. P.; REZENDE, S. M. Nonlinear effects involving localized magnon modes in impure ferromagnetic insulators. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 12, p. 5081–5093, Dec 1975. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.12.5081>>. Citado na página 95.
- 88 SOARES, E. A.; REZENDE, S. M. Relaxation rates of nuclear magnons in cubic antiferromagnets. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 15, p. 4497–4505, May 1977. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.15.4497>>. Citado na página 95.

-
- 89 REZENDE, S.; ZEKS, B. AFMR linewidth of two-dimensional antiferromagnets. *Physics Letters A*, v. 54, n. 2, p. 135–136, 1975. ISSN 0375-9601. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375960175908385>>. Citado na página 95.
- 90 REZENDE, S. M.; WHITE, R. M. Multimagnon theory of antiferromagnetic resonance relaxation. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 14, p. 2939–2955, Oct 1976. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.14.2939>>. Citado na página 95.
- 91 REZENDE, S. M.; SOARES, E.; JACCARINO, V. Radiation induced broadening of the FMR and AFMR uniform modes. *AIP (Amer. Inst. Phys.) Conf. Proc.*, no. 18, pp. 1083-1087, 1 1974. Disponível em: <<https://www.osti.gov/biblio/4274012>>. Citado na página 95.
- 92 SANDERS, R. W. et al. Radiation damping in magnetic resonance. ii. continuous-wave antiferromagnetic-resonance experiments. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 10, p. 132–138, Jul 1974. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.10.132>>. Citado na página 95.
- 93 MONTARROYOS, E.; REZENDE, S. Radiation damping of magnetostatic modes in YIG. *Solid State Communications*, v. 19, n. 8, p. 795–798, 1976. ISSN 0038-1098. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0038109876909212>>. Citado na página 95.
- 94 HOLANDA, J. et al. Spin Seebeck effect in the antiferromagnet nickel oxide at room temperature. *Applied Physics Letters*, v. 111, n. 17, p. 172405, 10 2017. ISSN 0003-6951. Citado na página 98.
- 95 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: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885317300598>>. Citado na página 98.
- 96 GAMINO, M. et al. Physical origins of the magnetoresistance of platinum in contact with polycrystalline antiferromagnetic NiO. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, v. 475, p. 586–592, 2019. ISSN 0304-8853. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885318321875>>. Citado na página 98.
- 97 REZENDE, S. M. et al. Theory for phonon pumping by magnonic spin currents. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 103, p. 144430, Apr 2021. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.103.144430>>. Citado na página 98.
- 98 MAIOR, D. S.; SOUZA, E. C.; REZENDE, S. M. Magnon energy renormalization in yttrium iron garnet. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 108, p. 054406, Aug 2023. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.108.054406>>. Citado na página 98.
- 99 LAX, B.; BUTTON, K. J.; HAGGER, H. J. Microwave Ferrites and Ferrimagnetics. *Physics Today*, v. 16, n. 8, p. 57–58, 08 1963. ISSN 0031-9228. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.3051073>>. Citado na página 99.

-
- 100 SERGA, A. A.; CHUMAK, A. V.; HILLEBRANDS, B. YIG magnonics. *Journal of Physics D: Applied Physics*, v. 43, n. 26, p. 264002, jun 2010. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.1088/0022-3727/43/26/264002>>. Citado na página 99.
- 101 CHEREPANOV, V.; KOLOKOLOV, I.; L'VOV, V. The saga of YIG: Spectra, thermodynamics, interaction and relaxation of magnons in a complex magnet. *Physics Reports*, v. 229, n. 3, p. 81–144, 1993. ISSN 0370-1573. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157393901070>>. Citado 2 vezes nas páginas 99 e 105.
- 102 REZENDE, S. M. Theory of coherence in Bose-Einstein condensation phenomena in a microwave-driven interacting magnon gas. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 79, p. 174411, May 2009. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.79.174411>>. Citado na página 99.
- 103 DEMIDOV, V. E. et al. Thermalization of a parametrically driven magnon gas leading to Bose-Einstein condensation. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 99, p. 037205, Jul 2007. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.99.037205>>. Citado na página 99.
- 104 DEMOKRITOV, S. O. et al. Bose-Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature under pumping. *Nature*, v. 443, n. 7110, p. 430–433, Sep 2006. ISSN 1476-4687. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/nature05117>>. Citado na página 99.
- 105 CHEN, M. et al. Backward-volume-wave microwave-envelope solitons in yttrium iron garnet films. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 49, p. 12773–12790, May 1994. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.49.12773>>. Citado na página 99.
- 106 KALINIKOS, B. A.; KOVSHIKOV, N. G.; SLAVIN, A. N. Experimental observation of magnetostatic wave envelope solitons in yttrium iron garnet films. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 42, p. 8658–8660, Nov 1990. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.42.8658>>. Citado na página 99.
- 107 GELLER, S. Crystal chemistry of the garnets. *Zeitschrift für Kristallographie*, 1967. Citado na página 99.
- 108 BERTAUT, F.; FORRAT, F. Structure des ferrites ferrimagnétiques des terres rares. *Compt. Rend.* 242, 382, 1956. Citado na página 99.
- 109 PRINCEP, A. J. et al. The full magnon spectrum of yttrium iron garnet. *npj Quantum Materials*, v. 2, n. 1, p. 63, Nov 2017. ISSN 2397-4648. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/s41535-017-0067-y>>. Citado na página 103.
- 110 GILLES, M. A. Chapter 1 ferromagnetic insulators: Garnets. In: . Elsevier, 1980, (Handbook of Ferromagnetic Materials, v. 2). p. 1–53. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1574930405801026>>. Citado na página 102.
- 111 XIE, L.-S. et al. First-principles study of exchange interactions of yttrium iron garnet. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 95, p. 014423, Jan 2017. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.95.014423>>. Citado na página 104.

- 112 PLANT, J. S. 'Pseudo-acoustic' magnon dispersion in yttrium iron garnet. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, v. 16, n. 36, p. 7037, dec 1983. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.1088/0022-3719/16/36/019>>. Citado na página 104.
- 113 TOTH, S.; LAKE, B. Linear spin wave theory for single-q incommensurate magnetic structures. *Journal of Physics: Condensed Matter*, IOP Publishing, v. 27, n. 16, p. 166002, mar 2015. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.1088/0953-8984/27/16/166002>>. Citado na página 104.
- 114 STANCIL, A. P. D. *Spin Waves—Theory and Applications*. 1. ed. [S.l.]: Springer, 2009. Citado na página 105.
- 115 ALGRA, H. A.; HANSEN, P. Variation of the saturation magnetization through a neon implanted YIG film. *Applied Physics A*, v. 30, n. 2, Feb 1983. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/BF00614905>>. Citado na página 105.
- 116 TURNER, E. H. Interaction of phonons and spin waves in yttrium iron garnet. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 5, p. 100–101, Aug 1960. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.5.100>>. Citado na página 105.
- 117 NABOK, D.; BLÜGEL, S.; FRIEDRICH, C. Electron–plasmon and electron–magnon scattering in ferromagnets from first principles by combining GW and GT self-energies. *npj Computational Materials*, v. 7, n. 1, p. 178, Nov 2021. ISSN 2057-3960. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/s41524-021-00649-8>>. Citado na página 107.
- 118 BASKARAN, G.; SINHA, K. P. Plasmon-magnon interaction in magnetic semiconductors. *Pramana*, v. 1, n. 1, p. 31–36, Jul 1973. ISSN 0973-7111. Disponível em: <<https://doi.org/10.1007/BF02846146>>. Citado na página 107.
- 119 VIDAL-SILVA, N. et al. Magnon polarons induced by a magnetic field gradient. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 102, p. 104411, Sep 2020. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.102.104411>>. Citado na página 107.
- 120 VACLAVKOVA, D. et al. Magnon polarons in the Van der Waals antiferromagnet FePS₃. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 104, p. 134437, Oct 2021. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.104.134437>>. Citado na página 107.
- 121 DAVIS, L. C.; LIU, S. H. Electron-magnon interaction in ferromagnetic transition metals. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 163, p. 503–505, Nov 1967. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.163.503>>. Citado na página 107.
- 122 LOW, G. G. Application of spin wave theory to three magnetic salts. *Proceedings of the Physical Society*, v. 82, n. 6, p. 992, dec 1963. Disponível em: <<https://dx.doi.org/10.1088/0370-1328/82/6/319>>. Citado na página 110.
- 123 BOHM, D.; PINES, D. A collective description of electron interactions. i. magnetic interactions. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 82, p. 625–634, Jun 1951. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.82.625>>. Citado na página 110.
- 124 PINES, D.; BOHM, D. A collective description of electron interactions: ii. collective vs individual particle aspects of the interactions. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 85, p. 338–353, Jan 1952. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.85.338>>. Citado na página 110.

-
- 125 BOHM, D.; PINES, D. A collective description of electron interactions: Iii. Coulomb interactions in a degenerate electron gas. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 92, p. 609–625, Nov 1953. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.92.609>>. Citado na página 110.
- 126 BURNS, G. W. *Temperature-Electromotive Force Reference Functions and Tables for the Letter-Designated Thermocouple Types Based on the ITS-90*. 1. ed. [S.l.]: U.S Government Printing Office, 1993. Citado na página 118.
- 127 BARKER, J.; BAUER, G. E. W. Thermal spin dynamics of yttrium iron garnet. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 117, p. 217201, Nov 2016. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.217201>>. Citado na página 123.
- 128 BARKER, J.; BAUER, G. E. W. Semiquantum thermodynamics of complex ferrimagnets. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 100, p. 140401, Oct 2019. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.100.140401>>. Citado na página 123.
- 129 FLIPSE, J. et al. Observation of the spin Peltier effect for magnetic insulators. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 113, p. 027601, Jul 2014. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.027601>>. Citado na página 123.
- 130 REZENDE, S. M.; ORTIZ, J. C. L. Thermal properties of magnons in yttrium iron garnet at elevated magnetic fields. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 91, p. 104416, Mar 2015. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.91.104416>>. Citado na página 123.
- 131 ANDERSON, E. E. Molecular field model and the magnetization of YIG. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 134, p. A1581–A1585, Jun 1964. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.134.A1581>>. Citado 2 vezes nas páginas 124 e 127.
- 132 HANSEN, P.; RÖSCHMANN, P.; TOLKSDORF, W. Saturation magnetization of gallium-substituted yttrium iron garnet. *Journal of Applied Physics*, v. 45, n. 6, p. 2728–2732, 10 2003. ISSN 0021-8979. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.1663657>>. Citado na página 124.
- 133 OLSSON, K. S. et al. Temperature-dependent Brillouin light scattering spectra of magnons in yttrium iron garnet and permalloy. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 96, p. 024448, Jul 2017. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.96.024448>>. Citado na página 124.
- 134 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 127.
- 135 BAIBICH, M. N. et al. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 61, p. 2472–2475, Nov 1988. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.61.2472>>. Citado na página 129.

- 136 BINASCH, G. et al. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 39, p. 4828–4830, Mar 1989. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.39.4828>>. Citado na página 129.
- 137 SAIDL, V. et al. Optical determination of the néel vector in a CuMnAs thin-film antiferromagnet. *Nature Photonics*, v. 11, n. 2, p. 91–96, Feb 2017. ISSN 1749-4893. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/nphoton.2016.255>>. Citado na página 129.
- 138 WADLEY, P. et al. Antiferromagnetic structure in tetragonal CuMnAs thin films. *Scientific Reports*, v. 5, n. 1, p. 17079, Nov 2015. ISSN 2045-2322. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/srep17079>>. Citado na página 129.
- 139 WADLEY, P. et al. Tetragonal phase of epitaxial room-temperature antiferromagnet CuMnAs. *Nature Communications*, v. 4, n. 1, p. 2322, Aug 2013. ISSN 2041-1723. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/ncomms3322>>. Citado na página 129.
- 140 OLEJNÍK, K. et al. Antiferromagnetic CuMnAs multi-level memory cell with microelectronic compatibility. *Nature Communications*, v. 8, n. 1, p. 15434, May 2017. ISSN 2041-1723. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/ncomms15434>>. Citado na página 129.
- 141 WADLEY, P. et al. Electrical switching of an antiferromagnet. *Science*, v. 351, n. 6273, p. 587–590, 2016. Disponível em: <<https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.aab1031>>. Citado na página 129.
- 142 REZENDE, S. M.; AZEVEDO, A.; RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R. L. Introduction to antiferromagnetic magnons. *Journal of Applied Physics*, v. 126, n. 15, p. 151101, 10 2019. ISSN 0021-8979. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.5109132>>. Citado na página 129.
- 143 LI, J. et al. Spin current from sub-terahertz-generated antiferromagnetic magnons. *Nature*, v. 578, n. 7793, p. 70–74, Feb 2020. ISSN 1476-4687. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/s41586-020-1950-4>>. Citado na página 129.
- 144 MACHADO, F. L. A. et al. Spin-flop transition in the easy-plane antiferromagnet nickel oxide. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 95, p. 104418, Mar 2017. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.95.104418>>. Citado 2 vezes nas páginas 132 e 144.
- 145 TOMENO, I. et al. Magnetic neutron scattering study of ordered Mn₃Ir. *Journal of Applied Physics*, v. 86, n. 7, p. 3853–3856, 10 1999. ISSN 0021-8979. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.371298>>. Citado na página 140.
- 146 SAKUMA, A. et al. First-principles study of the magnetic structures of ordered and disordered Mn-Ir alloys. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 67, p. 024420, Jan 2003. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.67.024420>>. Citado na página 140.
- 147 KOHN, A. et al. The antiferromagnetic structures of IrMn₃ and their influence on exchange-bias. *Scientific Reports*, v. 3, n. 1, p. 2412, Aug 2013. ISSN 2045-2322. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/srep02412>>. Citado na página 140.

-
- 148 SZUNYOGH, L. et al. Giant magnetic anisotropy of the bulk antiferromagnets IrMn and IrMn₃ from first principles. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 79, p. 020403, Jan 2009. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.79.020403>>. Citado na página 143.
- 149 JENKINS, S. et al. Magnetic anisotropy of the noncollinear antiferromagnet irmn₃. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 100, p. 220405, Dec 2019. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.100.220405>>. Citado na página 143.
- 150 DYAKONOV, M.; PEREL, V. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors. *Physics Letters A*, v. 35, n. 6, p. 459–460, 1971. ISSN 0375-9601. Disponível em: <<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375960171901964>>. Citado na página 148.
- 151 HIRSCH, J. E. Spin Hall effect. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 83, p. 1834–1837, Aug 1999. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.83.1834>>. Citado na página 148.
- 152 MAEKAWA, S. et al. *Spin Current*. Oxford University Press, 2012. ISBN 9780199600380. Disponível em: <<https://doi.org/10.1093/acprof:oso/9780199600380.001.0001>>. Citado na página 148.
- 153 KIKKAWA, T. et al. Magnon polarons in the spin Seebeck effect. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 117, p. 207203, Nov 2016. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.207203>>. Citado na página 155.
- 154 CHOTORLISHVILI, L. et al. Thermoelastic enhancement of the magnonic spin Seebeck effect in thin films and bulk samples. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 97, p. 144409, Apr 2018. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.97.144409>>. Citado na página 155.
- 155 REZENDE, S. M. et al. Magnon spin-current theory for the longitudinal spin-Seebeck effect. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 89, p. 014416, Jan 2014. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.89.014416>>. Citado na página 155.
- 156 UCHIDA, K. et al. Long-range spin Seebeck effect and acoustic spin pumping. *Nature Materials*, v. 10, n. 10, p. 737–741, Oct 2011. ISSN 1476-4660. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/nmat3099>>. Citado na página 155.
- 157 KIM, K. et al. Chiral-phonon-activated spin Seebeck effect. *Nature Materials*, v. 22, n. 3, p. 322–328, Mar 2023. ISSN 1476-4660. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/s41563-023-01473-9>>. Citado na página 155.
- 158 REZENDE, S. M. et al. Theory for phonon pumping by magnonic spin currents. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 103, p. 144430, Apr 2021. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.103.144430>>. Citado 2 vezes nas páginas 155 e 158.
- 159 ALVES-SANTOS, O. et al. Giant spin-charge conversion driven by nanoscopic particles of ag in pt. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 96, p. 060408, Aug 2017. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.96.060408>>. Citado na página 160.

-
- 160 RÜCKRIEGEL, A.; DUINE, R. A. Long-range phonon spin transport in ferromagnet–nonmagnetic insulator heterostructures. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 124, p. 117201, Mar 2020. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.124.117201>>. Citado na página 162.
- 161 MADAMI, M. et al. Propagating spin waves excited by spin-transfer torque: A combined electrical and optical study. *Phys. Rev. B*, American Physical Society, v. 92, p. 024403, Jul 2015. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.92.024403>>. Citado na página 163.
- 162 HACHE, T. et al. Combined frequency and time domain measurements on injection-locked, constriction-based spin Hall nano-oscillators. *Applied Physics Letters*, v. 114, n. 10, p. 102403, 03 2019. ISSN 0003-6951. Disponível em: <<https://doi.org/10.1063/1.5082692>>. Citado na página 163.
- 163 DEMIDOV, V. E. et al. Magnetic nano-oscillator driven by pure spin current. *Nature Materials*, v. 11, n. 12, p. 1028–1031, Dec 2012. ISSN 1476-4660. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/nmat3459>>. Citado na página 163.
- 164 URAZHIDIN, S. et al. Nanomagnonic devices based on the spin-transfer torque. *Nature Nanotechnology*, v. 9, n. 7, p. 509–513, Jul 2014. ISSN 1748-3395. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/nnano.2014.88>>. Citado na página 163.
- 165 AWAD, A. A. et al. Long-range mutual synchronization of spin Hall nano-oscillators. *Nature Physics*, v. 13, n. 3, p. 292–299, Mar 2017. ISSN 1745-2481. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/nphys3927>>. Citado na página 163.