



UNIVERSIDADE FEDERAL RURAL DE PERNAMBUCO  
UNIDADE ACADÊMICA DO CABO DE SANTO AGOSTINHO  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA FÍSICA

WIBSON WAGNER GUEDES SILVA

Efeitos Magneto-Ópticos em Materiais Magnéticos

Cabo de Santo Agostinho - PE  
2024

WIBSON WAGNER GUEDES SILVA

Efeitos Magneto-Ópticos em Materias Magnéticos

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Física da Unidade Acadêmica do Cabo de Santo Agostinho da Universidade Federal Rural de Pernambuco para obtenção do título de Mestre em Engenharia Física.

Área de Concentração: Optoeletrônica

Orientador: Prof. Dr. José Holanda da Silva Júnior

Coorientadores:

Prof. Dr. Rafael Alves de Oliveira

Prof. Dr. Changjiang Liu

Cabo de Santo Agostinho - PE

2024

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação  
Sistema Integrado de Bibliotecas da UFRPE  
Gerada automaticamente, mediante os dados fornecidos pelo(a)  
autor(a)

S586e Silva, Wibson Wagner Guedes.  
Efeitos Magneto-Ópticos em Materiais Magnéticos /  
Wibson Wagner Guedes Silva. - Cabo de Santo Agostinho,  
2024.  
108 f.; il.

Orientador(a): José Holanda da Silva Júnior.  
Co-orientador(a): Rafael Alves de Oliveira.  
Co-orientador(a): Changjiang Liu.

Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal Rural de  
Pernambuco, Unidade Acadêmica Cabo de Santo Agostinho  
- UACSA, Programa de Pós-Graduação em Engenharia  
Física, Cabo de Santo Agostinho, BR-PE, 2024.

Inclui referências e apêndice(s).

1. Efeitos magneto-ópticos. 2. Óxido de níquel. 3.  
Raman. 4. Materiais ferromagnéticos 5. Quase-partículas. I.  
Júnior, José Holanda da Silva, orient. II. Oliveira, Rafael  
Alves de, coorient. III. Liu, Changjiang, coorient. IV. Título

CDD 621

Wibson Wagner Guedes Silva

Efeitos Magneto-Ópticos em Materias Magnéticos

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Física da Unidade Acadêmica do Cabo de Santo Agostinho da Universidade Federal Rural de Pernambuco para obtenção do título de Mestre em Engenharia Física.

APROVADO EM: 25/07/2024.

Banca Examinadora

---

Prof. Dr. José Holanda da Silva Júnior – UFRPE  
Orientador

---

Prof. Dr. Eduardo Bedê Barros - UFC  
Examinador Externo

---

Prof. Dr. Sérgio Vladimir Barreiro DeGiorgi – UFRPE  
Examinador Interno

## **AGRADECIMENTOS**

Primeiramente, quero expressar minha profunda gratidão aos meus pais, Edileusa Maria e Valdir José. Sua presença constante, apoio incondicional, paciência e incentivo foram fundamentais durante todo o processo.

Agradeço também ao meu namorado William, cujo apoio e compreensão foram essenciais ao longo desta jornada. Seu amor e presença me deram forças nos momentos de dúvida e incerteza, e sua paciência foi um verdadeiro bálsamo nos períodos mais intensos de estudo e pesquisa.

Aos meus amigos, que estiveram sempre ao meu lado, proporcionando momentos de descontração e alívio, quero expressar minha sincera gratidão. Suas risadas, conselhos e amizade tornaram essa caminhada mais leve e colorida.

Agradeço ao meu grupo de pesquisa, o grupo de Optoeletrônica e Spintrônica em especial a Clara, André, Adrielson, José e Ítalo, Luana e Thiago cuja colaboração e suporte foram fundamentais para o desenvolvimento deste trabalho.

Minhas amigas e apoios diários: Ana Beatriz, Elisa, Flávia, Hemily e Stephany, e meus colegas de mestrado: Allan e Gilderlan também merecem um agradecimento especial.

Sou grato ao professor Sérgio por sua paciência e pelas valiosas aulas na oficina e no processo de usinagem.

Agradeço ao Centro Multiusuário de Pesquisa e Caracterização de Materiais da Universidade Federal Rural de Pernambuco (CEMUPEC-UFRPE) e à Fundação de Amparo à Ciência e Tecnologia do Estado de Pernambuco (FACEPE) pelo suporte essencial.

Agradeço também aos meus coorientadores, professores Rafael e Changjiang por todos os ensinamentos.

Por fim, dedico uma gratidão especial ao meu orientador, José Holanda da Silva Júnior. Sua orientação, conhecimento, paciência e dedicação foram cruciais para minha formação acadêmica e para a conclusão desta dissertação. Sua visão crítica e orientação refinada foram inspiradoras e desafiadoras, impulsionando-me a alcançar o melhor de mim mesmo.

## RESUMO

Esta dissertação de mestrado investiga as interações magneto-ópticas em estruturas magnéticas, levando em consideração sua dependência em relação ao campo magnético. Utilizando simulações numéricas em uma estrutura de nanofios magnéticos modelada como uma cadeia de partículas fortemente interativas, quantificamos essas interações de maneira robusta, identificando dois estados magneto-ópticos distintos: quando a predominância das interações são desmagnetizantes (PMOID) e quando a predominância das interações são magnetizantes (PMOIM). Adicionalmente, conduzimos estudos experimentais em nanoestruturas de matrizes de alumina com nanofios eletrodepositados, onde medimos a intensidade das interações magnéticas, fornecendo informações sobre o comportamento magnético dessas estruturas. Outro aspecto investigado foi o efeito magnético interfacial, evidenciado pelo acoplamento entre superfícies de materiais diferentes: um antiferromagneto não colinear e um quase-ferromagneto. Observamos esse efeito por meio da técnica de ressonância ferromagnética, com e sem corrente elétrica, confirmando sua existência e relevância. Analisamos também a magnetoresistência Rashba-Edelstein em uma estrutura composta por um ferromagneto isolante, como a granada de ítrio e ferro, e um material 2D com efeitos Rashba-Edelstein diretos e inversos, como o grafeno com uma camada (SLG) e o dissulfeto de molibdênio ( $\text{MoS}_2$ ). No campo dinâmico da spintrônica, onde diferentes áreas de pesquisa têm surgido, focamos em fenômenos de interface capazes de revelar os aspectos mais intrigantes da física dos materiais. Descrevemos um fenômeno associado ao efeito Hall de spin, que resulta na anti-polarização da corrente de spin devido ao acoplamento entre anisotropias magnéticas interfaciais, gerando uma corrente de spin hermitiana. Esse fenômeno foi observado em bicamadas de permalloy/cobalto, validando sua existência de maneira inequívoca. Também exploramos diversas técnicas de caracterização para amostras de óxido de níquel (NiO). Destaca-se a abordagem com a técnica de espectroscopia Raman com a observação das quase-partículas (magnóns, fônons e plasmóns). Por fim, propomos uma nova técnica para observação de tais partículas e de novos efeitos, a qual chamamos de técnica de espectroscopia de ressonância de plasmón de superfície e magnón assistida por efeitos térmicos spintrônicos.

**Palavras-chaves:** efeitos magneto-ópticos; óxido de níquel; Raman; materiais ferromagnéticos; quase-partículas.

## ABSTRACT

This master's thesis investigates magneto-optical interactions in magnetic structures, taking into account their dependence on the magnetic field. Using numerical simulations on magnetic nanowire structures modeled as a chain of strongly interacting particles, we robustly quantify these interactions, identifying two distinct magneto-optical states: when the predominance of interactions are demagnetizing (PMOID) and when the predominance of interactions are magnetizing (PMOIM). Additionally, we conducted experimental studies on nanostructures of alumina matrices with electrodeposited nanowires, in which we measured the intensity of magnetic interactions, providing information about the magnetic behavior of these structures. Another aspect investigated was the interfacial magnetic effect, evidenced by the coupling between surfaces of different materials: a non-collinear antiferromagnet and a quasi-ferromagnet. We observed this effect using the ferromagnetic resonance technique, with and without electric current, confirming its existence and relevance. We also analyzed the Rashba-Edelstein magnetoresistance in a structure composed of an insulating ferromagnet, such as yttrium iron garnet, and a 2D material with direct and inverse Rashba-Edelstein effects, such as single-layer graphene (SLG) and molybdenum disulfide ( $\text{MoS}_2$ ). In the dynamic field of spintronics, where different areas of research have emerged, we focused on interface phenomena capable of revealing the most intriguing aspects of Materials Physics. We described a phenomenon associated with the spin Hall effect, which results in the anti-polarization of the spin current due to the coupling between interfacial magnetic anisotropies, generating a Hermitian spin current. This phenomenon was observed in permalloy/cobalt bilayers, unequivocally validating its existence. We also explored several characterization techniques for nickel oxide (NiO) samples. The approach using the Raman spectroscopy technique with the observation of quasi-particles (magnons, phonons and plasmons) stands out. Finally, we proposed a new technique for observing such particles and new effects, which we called Surface Plasmon and Magnon Resonance Spectroscopy Technique Assisted by Spintronic Thermal Effects.

**Keywords:** magneto-optical effects; nickel oxide; Raman; ferromagnetic materials; quasi-particles.

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – a) Fluxo de densidade da indução magnética $B$ e b) magnetização $M$ em função do campo magnético $H$ para diferentes tipos de materiais. . . . .	17
Figura 2 – Configurações do efeito Kerr magneto-óptico. . . . .	18
Figura 3 – Interação entre o spin do elétron e o momento angular devido a sua órbita. . . . .	19
Figura 4 – Representação do efeito Hall de Spin. . . . .	20
Figura 5 – a) e b) Dispersão de energia e contornos de Fermi resultante da interação Rashba. c) e d) Dispersão de energia e contornos de Fermi típicos de isolantes topológicos. . . . .	21
Figura 6 – Espectro de radiação eletromagnética e técnicas espectroscópicas associadas a cada região espectral. . . . .	22
Figura 7 – Diagrama demonstrando o funcionamento interno do espectrofotômetro. . . . .	23
Figura 8 – Esquema geral representando o espalhamento de luz. . . . .	24
Figura 9 – Esquema da espectroscopia Raman confocal. . . . .	25
Figura 10 – Representação da absorção e reflexão. . . . .	26
Figura 11 – Sistema de filme fino magnético com índices de refração $n_1$ , $n_2$ e $n_3$ para o ar, filme e substrato, espessura $d$ e constante magneto-ótica $Q$ . . . . .	27
Figura 12 – Configurações do efeito Kerr em um filme fino. . . . .	28
Figura 13 – Representação do funcionamento do MAV. . . . .	29
Figura 14 – Esquema dos principais componentes do MET. . . . .	30
Figura 15 – Esquema dos componentes do MEV. . . . .	31
Figura 16 – Princípio de funcionamento do EED. . . . .	32
Figura 17 – Princípio de funcionamento do DRX. . . . .	33
Figura 18 – Esquema da técnica de ressonância plasmônica de superfície. . . . .	34
Figura 19 – Representação dos polaritons plasmônicos de superfície. . . . .	35
Figura 20 – Representação da técnica desenvolvida na UACSA/UFRPE. . . . .	36
Figura 21 – Representação da estrutura do óxido de níquel (NiO). . . . .	37
Figura 22 – Espectro EED para a amostra de NiO. . . . .	39
Figura 23 – Padrão de Raios X para a amostra de NiO. . . . .	39
Figura 24 – Imagens típicas de microscopia eletrônica de varredura das nossas amostras de NiO. . . . .	40
Figura 25 – Espectro de absorção do NiO. . . . .	41
Figura 26 – Espectro Raman de uma amostra de NiO para o laser de 532 nm e 633 nm. . . . .	43
Figura 27 – Picos observados no espectro Raman com classificação para as quase-partículas na literatura. . . . .	43

Figura 28 – Procedimento utilizado para fits com a curva Lorentziana. . . . .	44
Figura 29 – Espectro obtido com a técnica feita na UACSA/UFRPE em uma amostra de NiO/Au. . . . .	45
Figura 30 – Padrão de difração de raios X para o IrMn <sub>3</sub> em um substrato de MgO (100). . . . .	47
Figura 31 – Padrão de difração de raios X para o IrMn <sub>3</sub> (10 nm)/Pt(6 nm)/Ti(2 nm). . . . .	47
Figura 32 – Micrografia de microscopia eletrônica de transmissão da interface IrMn <sub>3</sub> (10 nm)/Pt(6 nm)/Ti(2 nm). . . . .	48
Figura 33 – Guia de ondas coplanar depositado por evaporação de feixe de elétrons no topo das amostras. . . . .	48
Figura 34 – a) Célula unitária do IrMn <sub>3</sub> com momentos Mn. b) Seção transversal da configuração de interface dos spins para fora do IrMn <sub>3</sub> . c) Configuração de ressonância da rotação dos spins de IrMn <sub>3</sub> e Pt sob campo magnético. d) Efeito magnético interfacial de IrMn <sub>3</sub> em ressonância, acumulando spin na direção da Pt. e) Efeito Hall de spin da Pt em ressonância. f) Sistema de coordenadas das correntes de spin do IrMn <sub>3</sub> . . . . .	49
Figura 35 – Sinal de ressonância ferromagnética (FMR) para uma corrente elétrica DC de -1mA. . . . .	50
Figura 36 – Sinal de ressonância ferromagnética (FMR) para uma corrente elétrica DC de 0mA. . . . .	50
Figura 37 – Sinal de ressonância ferromagnética (FMR) para uma corrente elétrica DC de 1mA. . . . .	51
Figura 38 – Frequência FMR em função do campo magnético. . . . .	51
Figura 39 – Frequência de ressonância ferromagnética (FMR) em função do campo de acumulação de spin H <sub>Ac</sub> . . . . .	52
Figura 40 – Campo de acumulação de spin em função da corrente elétrica em relação à frequência. . . . .	53
Figura 41 – Mudança na largura de linha em função da frequência FMR para os três valores de corrente elétrica. . . . .	53
Figura 42 – Mudança de amortecimento em função da corrente elétrica. . . . .	54
Figura 43 – Configuração de ressonância ferromagnética e esquema da corrente DC aplicada. . . . .	55
Figura 44 – Laços de histerese para a interface Py/Co. . . . .	55
Figura 45 – Derivada dos laços de histerese de em função do campo magnético onde M é magnetização e M <sub>s</sub> é a magnetização de saturação. . . . .	56
Figura 46 – Micrografia de microscopia eletrônica de transmissão da interface Py/Co. . . . .	56

Figura 47 – Sinal de ressonância ferromagnética obtido usando o VNA para um campo magnético de $H = 1,3$ kOe. . . . .	57
Figura 48 – Frequência FMR em função do campo magnético. . . . .	57
Figura 49 – Mudança da largura de linha em função da frequência FMR para uma amostra de permalloy (Py) de 20 nm. . . . .	58
Figura 50 – Sinal de ressonância ferromagnética usando o VNA para o campo magnético de $H = 0,5$ kOe. . . . .	58
Figura 51 – Frequência FMR em função do campo magnético. . . . .	59
Figura 52 – Mudança da largura de linha em função da frequência FMR. . . . .	59
Figura 53 – Sinais de ressonância ferromagnética obtidos utilizando o VNA para o campo magnético de $H = 0,5$ kOe e frequência de ressonância de 8,7 GHz. . . . .	60
Figura 54 – Mudança da largura de linha em função da corrente DC positiva. . . . .	60
Figura 55 – Mudança da largura de linha em função da corrente DC negativa. . . . .	61
Figura 56 – Matrizes de nanofios e as direções do campo magnético aplicado durante as medidas das curvas IRM(H) e DCD(H). . . . .	63
Figura 57 – Os ângulos $\theta$ e $\theta_H$ representam os ângulos que a magnetização e o campo magnético, respectivamente, fazem com o eixo dos nanofios com $t = \text{PID}$ ou $\text{PIM}$ . . . . .	63
Figura 58 – a) NiFe-A, b) Fe, c) Co, e d) NiFe-B mostram os mapas de interações em $\theta_H = 0^\circ$ para os diferentes materiais. e) $\theta_H = 30^\circ$ , f) $\theta_H = 60^\circ$ e g) $90^\circ$ mostram a dependência angular dos mapas de interações experimentais para a amostra NiFe-B, que tem a maior quantidade de material magnético eletrodepositado. . . . .	64
Figura 59 – Dependência angular das interações magnéticas PID (a) e PIM (b) para a amostra NiFe-B. . . . .	66
Figura 60 – Esquema de um nanofio como uma cadeia de partículas de domínio único em interação. . . . .	69
Figura 61 – Mapas de interação calculados a partir das interações magneto-ópticas em termos do campo magnético aplicado a diferentes campos de desmagnetização críticos $H_C^D$ . . . . .	70
Figura 62 – Mapas de interações calculados a partir das interações magnéticas em termos do campo magnético $H$ para diferentes campos críticos desmagnetizando $H_C^D$ e magnetizando $H_C^M$ . . . . .	71
Figura 63 – Dependência angular das interações magneto-ópticas para diferentes ângulos. . . . .	72
Figura 64 – Interações magneto-ópticas em função do ângulo $\theta_H$ . . . . .	72
Figura 65 – Ilustração da estrutura da amostra utilizada para estudar a magnetorresistência de Rashba-Edelstein (REMR). . . . .	74

Figura 66 – 2D magnetoresistências $\Delta R_{2D}^i/R_{2D}$ em função da espessura. . . . .	75
Figura 67 – Comprimento $\lambda_{REE}$ (nm) em função da REMR $\eta$ . . . . .	76
Figura 68 – REMR $\Delta R_{2D}^{(1)}/R_{2D}$ em função do comprimento REE do grafeno $\lambda_{REE}$ (nm). . . . .	77

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Valores de intensidade das interações magnéticas PID e PIM para cada amostra em $\theta_H = 00^\circ$ . . . . .	65
Tabela 2 – Valores de intensidade das interações obtidos a partir dos mapas de interação. . . . .	71

## LISTA DE EQUAÇÕES

Equação (1) .....	15
Equação (2) .....	16
Equação (3) .....	17
Equação (4) .....	19
Equação (5) .....	20
Equação (6) .....	23
Equação (7) .....	26
Equação (8) .....	28
Equação (9) .....	28
Equação (10) .....	28
Equação (11) .....	28
Equação (12) .....	30
Equação (13) .....	30
Equação (14) .....	30
Equação (15) .....	33
Equação (16) .....	50
Equação (17) .....	51
Equação (18) .....	53
Equação (19) .....	57
Equação (20) .....	61
Equação (21) .....	61
Equação (22) .....	61
Equação (23) .....	64
Equação (24) .....	64
Equação (25) .....	65
Equação (26) .....	65
Equação (27) .....	66
Equação (28) .....	66
Equação (29) .....	68
Equação (30) .....	68
Equação (31) .....	69
Equação (32) .....	69
Equação (33) .....	77
Equação (34) .....	77

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>14</b>
<b>2</b>	<b>REVISÃO BIBLIOGRÁFICA</b> . . . . .	<b>15</b>
<b>2.1</b>	<b>Interação luz-matéria magnética</b> . . . . .	<b>15</b>
<b>2.2</b>	<b>Magnetização dos materiais</b> . . . . .	<b>16</b>
<b>2.3</b>	<b>Acoplamentos magneto-ópticos</b> . . . . .	<b>18</b>
2.3.1	Efeito Kerr magneto-óptico . . . . .	18
2.3.2	Acoplamento spin-órbita . . . . .	19
2.3.3	Efeito Hall de spin direto e inverso . . . . .	20
2.3.4	Efeito Rashba-Edelstein direto e inverso . . . . .	21
<b>3</b>	<b>TÉCNICAS EXPERIMENTAIS</b> . . . . .	<b>22</b>
<b>3.1</b>	<b>Espectroscopia ultra-violeta/visível (UV-VIS)</b> . . . . .	<b>22</b>
<b>3.2</b>	<b>Espectroscopia Raman</b> . . . . .	<b>23</b>
<b>3.3</b>	<b>Absorção e reflexão</b> . . . . .	<b>26</b>
<b>3.4</b>	<b>Magnetometria Kerr magneto-óptica</b> . . . . .	<b>27</b>
<b>3.5</b>	<b>Magnetometria de amostra vibrante (MAV)</b> . . . . .	<b>29</b>
<b>3.6</b>	<b>Microscopia eletrônica de varredura (MEV) e Microscopia eletrônica de transmissão (MET)</b> . . . . .	<b>30</b>
<b>3.7</b>	<b>Espectroscopia por energia dispersiva (EED)</b> . . . . .	<b>31</b>
<b>3.8</b>	<b>Difratometria de Raios X (DRX)</b> . . . . .	<b>32</b>
<b>3.9</b>	<b>Nova técnica</b> . . . . .	<b>33</b>
3.9.1	Ressonância plasmônica de superfície (SPR) . . . . .	33
3.9.2	Polaritons plasmônicos de superfície (SSPs) . . . . .	34
3.9.3	Espectroscopia de ressonância de plasmón e magnón assistida por efeitos térmicos spintrônicos . . . . .	35
3.9.4	Funcionamento da técnica . . . . .	36
<b>4</b>	<b>RESULTADOS</b> . . . . .	<b>37</b>
<b>4.1</b>	<b>Amostras de NiO</b> . . . . .	<b>37</b>
<b>4.2</b>	<b>Caracterização</b> . . . . .	<b>38</b>
4.2.1	Composição . . . . .	38
4.2.2	Análise estrutural . . . . .	39
4.2.3	Morfologia . . . . .	40
4.2.4	Propriedades ópticas . . . . .	41

4.2.5	Medidas usando a técnica de espectroscopia de ressonância de plasmón e magnón assistida por efeitos térmicos spintrônicos . . . . .	45
<b>4.3</b>	<b>Amostras de IrMn<sub>3</sub> e IrMn<sub>3</sub>/Pt . . . . .</b>	<b>46</b>
<b>4.4</b>	<b>Amostras de Py/Co . . . . .</b>	<b>54</b>
<b>4.5</b>	<b>Amostras de arranjos de nanofios de NiFe, Fe e Co . . . . .</b>	<b>62</b>
<b>4.6</b>	<b>Amostras de nanofios: uma abordagem analítica para as interações magneto-ópticas . . . . .</b>	<b>67</b>
<b>4.7</b>	<b>Amostras 2D: uma abordagem analítica da magnetorresistências Rashba-Edelstien . . . . .</b>	<b>73</b>
4.7.1	Rashba-Edelstien . . . . .	73
4.7.2	Diferentes Magnetorresistências 2D . . . . .	75
4.7.3	Aplicações Experimentais . . . . .	76
<b>5</b>	<b>CONCLUSÃO . . . . .</b>	<b>79</b>
	 <b>Apêndice - As contas: abordagem analítica das magnetorresistências Rashba-Edelstein . . . . .</b>	 <b>101</b>

## 1 INTRODUÇÃO

Os efeitos magneto-ópticos em materiais magnéticos são uma área complexa da física da matéria condensada, fundamentais para a compreensão e manipulação das propriedades magnéticas e ópticas dos materiais, essenciais para o desenvolvimento de aplicações tecnológicas inovadoras (Rajput; Bhandari, 2022) (Pollock, 1995). Recentemente, o uso de materiais magnéticos tem crescido significativamente na indústria e na pesquisa, impulsionado por tendências emergentes, como a mobilidade elétrica e a robótica. Essa demanda global por soluções avançadas incentiva pesquisas focadas na descoberta de melhores materiais e técnicas, aprimorando o desempenho dos dispositivos em um mundo em constante evolução (Cvelbar, 2011) (Landeros et al., 2007).

Uma das áreas promissoras é a spintrônica, que utiliza o spin do elétron para criar dispositivos que superam as limitações dos sistemas convencionais baseados em metal-óxido semicondutor complementar (CMOS). A spintrônica oferece características como não volatilidade, alta velocidade de processamento e menor consumo de energia, mas demanda soluções de baixo custo para ampla aplicação industrial (Mourachkine et al., 2008). A optoeletrônica, por sua vez, investiga os fenômenos envolvidos na interação entre elétrons e radiação eletromagnética, abrangendo tecnologias como LEDs, fotodetectores e lasers. As inovações nesta área têm promovido avanços significativos em comunicações ópticas, displays e energia solar (Koch, 2014). A integração da spintrônica e da optoeletrônica é crucial para desenvolver dispositivos híbridos mais eficientes, combinando as propriedades complementares dos fótons e spins dos elétrons. Essa fusão promete revolucionar o armazenamento de dados e a lógica computacional, criando sistemas multifuncionais que atendem às crescentes demandas tecnológicas e sociais (Fert et al., 2003).

Neste sentido, a estrutura deste trabalho está organizada da seguinte maneira: o Capítulo 2 apresenta os conceitos fundamentais sobre a interação luz-matéria e o comportamento da magnetização dos materiais. No Capítulo 3, discutimos as técnicas experimentais utilizadas. O Capítulo 4 é dedicado aos resultados experimentais da amostra de óxido de níquel (NiO) e análises referentes a materiais antiferromagnéticos. No Capítulo 5, apresentamos as conclusões e possíveis direções para pesquisas futuras. Por fim, o Apêndice detalha as equações e métodos numéricos utilizados para obter os resultados discutidos no Capítulo 4, com ênfase na magnetoresistência Rashba-Edelstein.

## 2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Para compreender os efeitos das interações entre a luz e materiais magnéticos, é essencial entender a magnetização desses materiais, seus efeitos e os principais acoplamentos. Este capítulo apresenta as características, conceitos e teorias fundamentais necessários para a compreensão dos estudos discutidos aqui.

### 2.1 INTERAÇÃO LUZ-MATÉRIA MAGNÉTICA

As interações entre luz-matéria magnética desempenham um papel crucial na spintrônica e na optoeletrônica, áreas de pesquisa que exploram as propriedades do spin e da luz em dispositivos eletrônicos. Essas interações fornecem a base para o desenvolvimento de tecnologias inovadoras, com aplicações que variam desde o armazenamento de dados até a detecção de campos magnéticos e comunicações ópticas avançadas. Na spintrônica, a luz pode induzir ou alterar o estado de spin dos elétrons, permitindo o controle preciso do estado magnético do material, o que é essencial para o armazenamento e processamento de informações.

Na optoeletrônica, essas interações são exploradas para controlar a geração, manipulação e detecção da luz em dispositivos eletrônicos, como moduladores e interruptores ópticos, utilizando materiais magnéticos para controlar a polarização da luz. A compreensão e manipulação dessas interações são fundamentais para o avanço dessas áreas, possibilitando o desenvolvimento de dispositivos ópticos avançados e aplicações tecnológicas inovadoras, como sensores magnéticos de alta sensibilidade e armazenamento de dados de alta densidade.

O magnetismo, e conseqüentemente as propriedades magnéticas dos materiais, têm sua origem na escala atômica. Para entender essa definição, podemos considerar o átomo mais simples, o hidrogênio, e estender essa análise para átomos com mais de um elétron. O movimento do elétron carregado em torno do núcleo gera uma pequena corrente elétrica, resultando em um momento magnético associado a esse movimento, que é a grandeza fundamental do magnetismo (Wolf et al., 2001). Esse momento magnético pode ser visto como um pequeno ímã em escala atômica, gerando um campo magnético. Isso é uma consequência direta da lei de Ampère-Maxwell, que estabelece que as fontes geradoras de campos magnéticos  $\vec{H}$  são densidades de corrente elétrica  $\vec{j}$  ou campos elétricos  $\vec{E}$  variáveis no tempo.

Escrita na forma diferencial, a lei de Ampère-Maxwell no vácuo tem a forma:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}. \quad (1)$$

A Equação 1 é uma das quatro equações de Maxwell, responsáveis por descrever a interação entre os campos elétricos e magnéticos. Ela estabelece que o campo magnético  $\vec{H}$  ao longo de um caminho fechado é igual à corrente elétrica  $\vec{j}$ , acrescida da variação do campo elétrico  $\vec{E}$  ao longo do tempo, com  $\epsilon_0$  representando a constante de permissividade do vácuo. Além disso, uma segunda quantidade física fundamental é o momento angular orbital  $L$ , que caracteriza o movimento de um elétron em torno do núcleo de um átomo. Esse momento angular é análogo ao conceito clássico, que descreve a rotação de um objeto em torno de um eixo.

Na escala atômica, o momento angular orbital é quantizado, o que significa que ele pode assumir apenas certos valores discretos. A magnitude do momento angular orbital é dada pela Equação 2:

$$L = \sqrt{l(l+1)}\hbar \quad (2)$$

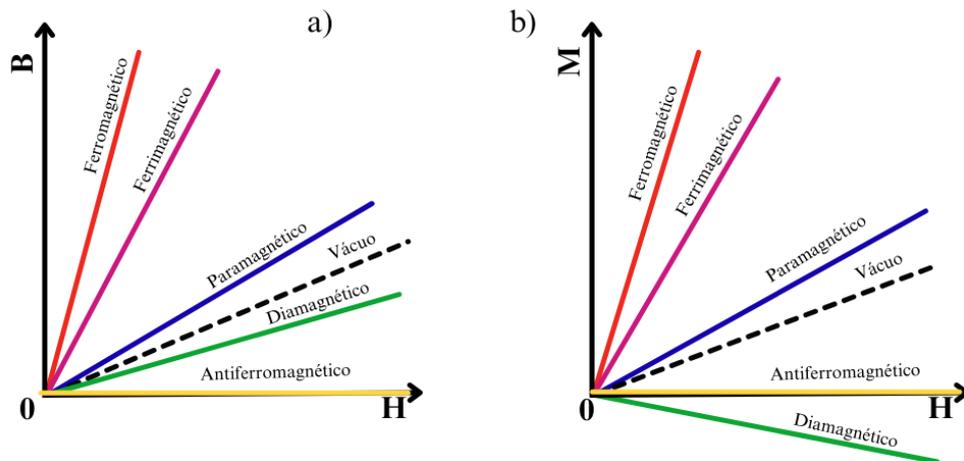
onde,  $L$  é o momento angular orbital,  $l$  é o número quântico orbital, que pode assumir valores inteiros de 0 a  $n - 1$ , onde  $n$  é o número quântico principal,  $\hbar$  é a constante de Planck reduzida, que é uma constante fundamental na mecânica quântica.

## 2.2 MAGNETIZAÇÃO DOS MATERIAIS

A magnetização dos materiais é um fenômeno que tem sido estudado há séculos, com uma história que remonta a mais de 2.500 anos, quando os gregos descobriram que o mineral magnetita possuía a capacidade de atrair objetos de ferro. Desde então, muitos cientistas têm estudado o magnetismo e suas propriedades através de alguns parâmetros que os definem. Pode-se definir a classificação dos materiais magnéticos em cinco tipos de acordo com o magnetismo: diamagnéticos, antiferromagnéticos, ferromagnéticos, paramagnéticos e ferromagnéticos. Essa classificação pode ser analisada através da permeabilidade relativa ( $\mu_r$ ) do material.

A permeabilidade relativa ( $\mu_r$ ) indica a facilidade com que um material pode ser magnetizado em relação ao vácuo. Os materiais com alta permeabilidade relativa são facilmente magnetizados por um campo magnético externo, enquanto materiais com baixa permeabilidade relativa são menos suscetíveis à magnetização. Por outro lado, a susceptibilidade volumétrica ( $\chi_m$ ) mede a resposta de um material à aplicação de um campo magnético ( $\vec{H}$ ). Podemos visualizar a relação entre o fluxo de densidade e intensidade do campo magnético na Figura 1 (a), já na Figura 1 (b) podemos visualizar a relação entre a magnetização e o campo externo aplicado.

Figura 1 – a) Fluxo de densidade da indução magnética  $B$  e b) magnetização  $M$  em função do campo magnético  $H$  para diferentes tipos de materiais.



Fonte: O autor, 2024.

De acordo com (Jr; Rethwisch, 2020), materiais diamagnéticos não possuem elétrons desemparelhados, apresentando pequena permeabilidade relativa, susceptibilidade volumétrica negativa e campo magnético induzido menor que o do vácuo. Já os materiais paramagnéticos possuem elétrons desemparelhados e são atraídos por campos magnéticos externos; seus momentos magnéticos se alinham com o campo aplicado, mas tendem a se desalinhar ao sair da influência desse campo.

Materiais ferromagnéticos têm alta permeabilidade relativa, alta susceptibilidade volumétrica e forte indução magnética ( $\vec{B}$ ), o que os torna altamente atraídos por campos magnéticos externos. Os antiferromagnéticos possuem momentos magnéticos opostos que se cancelam, resultando em ausência de magnetização líquida. Ferrimagnéticos, por sua vez, também têm momentos magnéticos opostos, mas em quantidades desiguais, gerando uma magnetização líquida não nula.

Comparando os comportamentos magnéticos desses materiais em relação ao campo magnético ( $H$ ), ao campo magnético induzido ( $B$ ) e à magnetização ( $M$ ), observa-se que  $B$  aumenta com o crescimento de  $H$  em todos os casos, sendo mais acentuado nos ferromagnéticos (Figura 1a). Já para  $M$ , ele diminui com o aumento de  $H$  nos materiais diamagnéticos e aumenta nos demais (Figura 1b). A indução magnética  $B$  é uma resposta do campo externo ( $H$ ) sobre a magnetização  $M$ , como mostra a equação:

$$B = H + 4\pi M. \quad (3)$$

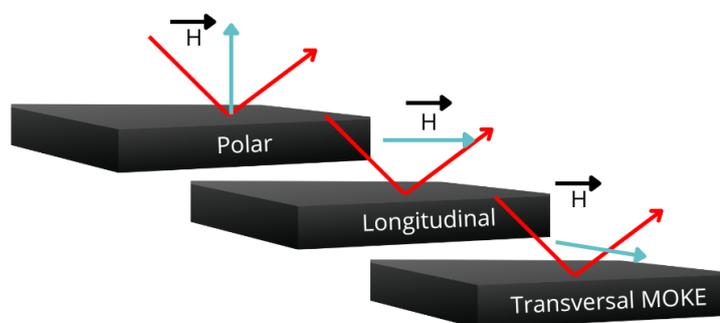
## 2.3 ACOPLAMENTOS MAGNETO-ÓPTICOS

Os acoplamentos magneto-ópticos ocorrem quando a luz interage com materiais magnéticos, resultando em modificações nas propriedades ópticas devido à presença de um campo magnético (Kuttruff et al., 2021). Esses fenômenos são de grande interesse nas áreas da spintrônica e optoeletrônica, que exploram o spin intrínseco do elétron e seu momento magnético, além da carga eletrônica fundamental, em dispositivos de estado sólido (Awschalom; Flatte; Samarth, 2002). O estudo desses acoplamentos é essencial para explorar novos materiais com propriedades ópticas e magnéticas combinadas, como metamateriais magneto-ópticos e cristais magneto-fotônicos, que podem ser ajustados para manipular a luz de maneiras inovadoras (Belotelov et al., 2011). Neste sentido, discutiremos os principais efeitos e acoplamentos magneto-ópticos.

### 2.3.1 EFEITO KERR MAGNETO-ÓPTICO

O efeito Kerr magneto-óptico foi descoberto em 1875 por John Kerr, e representa um fenômeno que ocorre quando uma luz linearmente polarizada é refletida por uma superfície magnetizada (por um campo magnético externo, por exemplo) e é afetada pela magnetização desta, tornando-se elipticamente polarizada, com o eixo maior rotacionado por um ângulo  $\theta_k$  em relação à polarização da luz incidente. Este efeito é fundamental tanto na optoeletrônica como na spintrônica, pois permite a leitura e escrita de informações em dispositivos de armazenamento magnético. A medida dessa mudança de polarização da luz refletida nos dá acesso ao estado de magnetização da amostra. Existem três configurações do efeito Kerr (Figura 2) relacionadas pelo sentido do campo magnético aplicado na amostra em relação ao plano de incidência da luz do laser e a normal à superfície.

Figura 2 – Configurações do efeito Kerr magneto-óptico.



Fonte: O autor, 2024.

Na configuração polar, a magnetização é perpendicular à superfície e paralela ao plano de incidência. Em amostras ferromagnéticas de pequena espessura, um campo magnético elevado é necessário para magnetizar a amostra fora do plano, devido ao campo de desmagnetização. Por sua vez, na configuração longitudinal, a magnetização se orienta na direção paralela à superfície e ao plano de incidência. Já na configuração transversal, a magnetização é paralela à superfície, mas perpendicular ao plano de incidência.

A polarização da luz refletida é rotacionada em um ângulo que é proporcional à intensidade da indução magnética  $B$ . A constante de proporcionalidade é conhecida como a constante Kerr do material. A rotação Kerr é descrita pela seguinte equação:

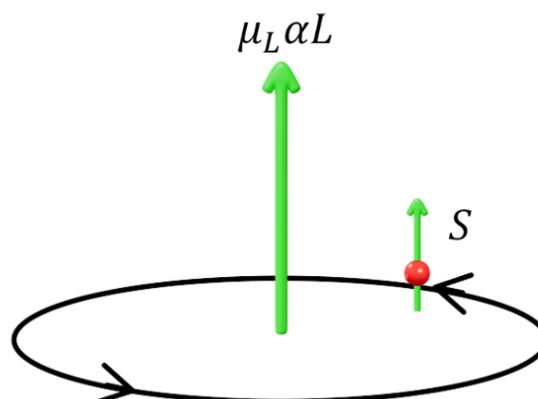
$$\theta_k = KB \quad (4)$$

onde  $\theta_k$  é a rotação do plano de polarização;  $K$  é a constante Kerr (que depende do material e do comprimento de onda da luz) e  $B$  é a indução magnética, como enfatizado anteriormente.

### 2.3.2 ACOPLAMENTO SPIN-ÓRBITA

Embora não seja estritamente um acoplamento magneto-óptico, o acoplamento spin-órbita é uma interação fundamental entre o spin do elétron e sua órbita dentro de um átomo ou sólido (Fernandes et al., 2010). A interação spin-órbita provoca mudanças nos níveis de energia atômica de elétrons devido a uma interação entre o momento de dipolo magnético do spin e o campo magnético interno do átomo. Este fenômeno é detectável como uma divisão de linhas espectrais. Podemos observar essa interação na Figura 3.

Figura 3 – Interação entre o spin do elétron e o momento angular devido a sua órbita.



Fonte: O autor, 2024.

A luz pode ser usada para manipular o spin através de acoplamentos spin-órbita, permitindo a criação de estados de spin controlados (Ly; Manchon, 2022). Assim, o acoplamento influencia a dinâmica do spin e é essencial em dispositivos optoeletrônicos e spintrônicos. No campo da optoeletrônica e spintrônica, os efeitos spin-órbita de elétrons em semicondutores e outros materiais são explorados para aplicações tecnológicas. A energia do acoplamento spin-órbita é dada pela seguinte equação:

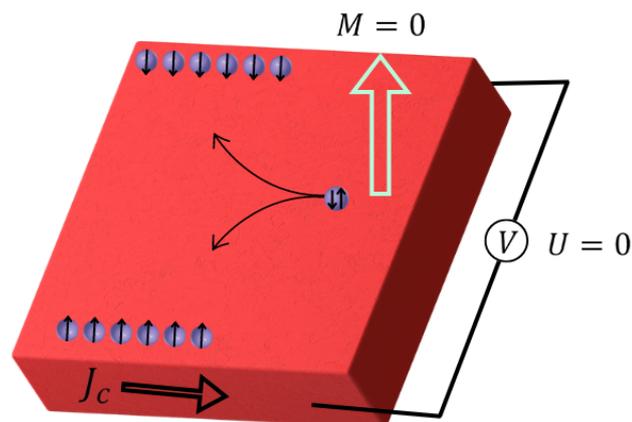
$$E = \lambda \vec{L}S \quad (5)$$

onde  $\lambda$  é a constante de acoplamento spin-órbita,  $L$  é o momento angular orbital do elétron e  $S$  é o spin do elétron.

### 2.3.3 EFEITO HALL DE SPIN DIRETO E INVERSO

O efeito Hall de spin direto é um fenômeno físico quântico que descreve a geração de uma corrente de spin em um material sem que haja movimento líquido de carga elétrica, já o indireto obedece a relação inversa. Esse efeito foi inicialmente proposto por Jorge Hirsch em 1999 e foi experimentalmente observado alguns anos depois (Hirsch, 1999). Ele é uma extensão do efeito Hall clássico, que ocorre quando uma corrente elétrica atravessa um condutor colocado em um campo magnético perpendicular a ele, resultando na geração de uma diferença de potencial perpendicular à corrente. Esse fenômeno tem implicações importantes para a spintrônica, uma área de estudo que busca explorar o spin dos elétrons para o desenvolvimento de dispositivos eletrônicos inovadores. Podemos observar a representação desse efeito na Figura 4.

Figura 4 – Representação do efeito Hall de Spin.

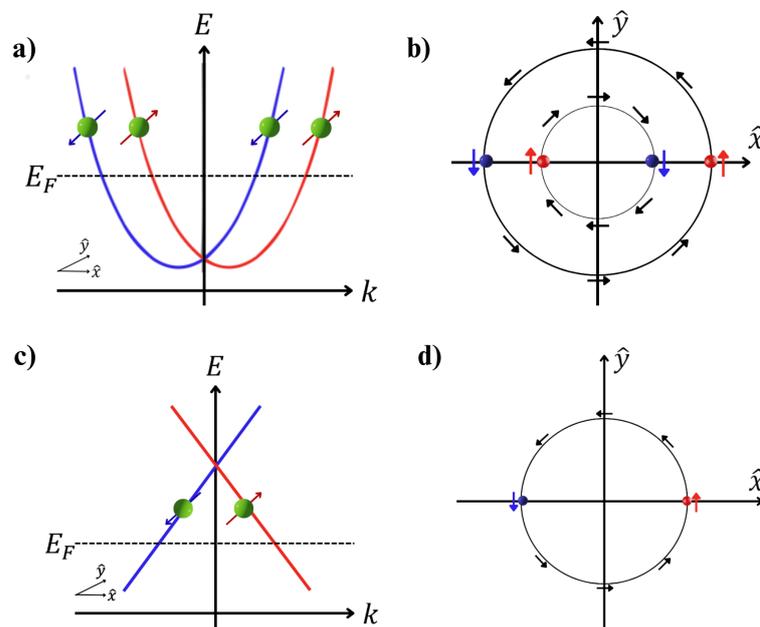


Fonte: O autor, 2024.

### 2.3.4 EFEITO RASHBA-EDELSTEIN DIRETO E INVERSO

O efeito Rashba-Edelstein direto resulta da interação Rashba-Edelstein em materiais bidimensionais, levando a uma polarização de spin que pode ser explorada em aplicações spintrônicas. Especificamente, ele transforma uma corrente de carga em uma corrente de spin. Por outro lado, o efeito Rashba-Edelstein indireto é o inverso do efeito direto. Em um material 2D típico, a dispersão de energia pode ser representada como uma parábola simples em função do vetor de onda (Ghiasi et al., 2019). Contudo, quando a interação Rashba é introduzida, a degeneração de spin é removida e a dispersão de energia se divide em duas curvas distintas, cada uma associada a uma orientação de spin específica. Essas curvas se deslocam em direções opostas no espaço de momento, criando um efeito de separação de spin. Essa separação resulta em uma superfície de Fermi interna e outra externa, correspondentes a dois valores distintos da energia de Fermi (Salemi et al., 2019). Podemos visualizar esse efeito na Figura 5.

Figura 5 – a) e b) Dispersão de energia e contornos de Fermi resultante da interação Rashba. c) e d) Dispersão de energia e contornos de Fermi típicos de isolantes topológicos.

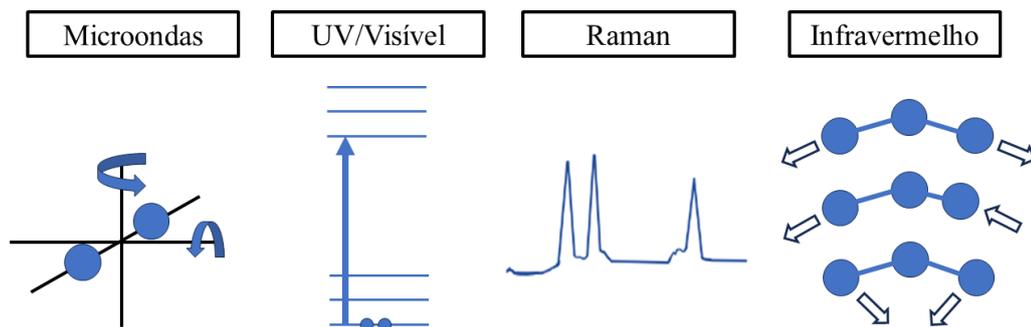


Fonte: O autor, 2024.

### 3 TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

As técnicas de caracterização podem variar dependendo do tipo de material e das informações necessárias, fornecendo dados valiosos que ajudam a entender melhor os materiais, melhorar os processos de fabricação e desenvolver novos materiais com propriedades desejadas. A caracterização é essencial para garantir a qualidade e a consistência dos materiais utilizados em diversas indústrias, como eletrônica, biomédica e energia. Nesse contexto, as técnicas de espectroscopia, que se baseiam na interação da radiação eletromagnética com a matéria, são indiscutivelmente os instrumentos mais eficazes para a caracterização de materiais. A energia da radiação utilizada determina as informações que podem ser obtidas sobre diferentes propriedades do sistema (Figura 6). A seguir, vamos discutir algumas das técnicas experimentais usadas nesta dissertação.

Figura 6 – Espectro de radiação eletromagnética e técnicas espectroscópicas associadas a cada região espectral.



Fonte: O autor, 2024.

#### 3.1 ESPECTROSCOPIA ULTRA-VIOLETA/VISÍVEL (UV-VIS)

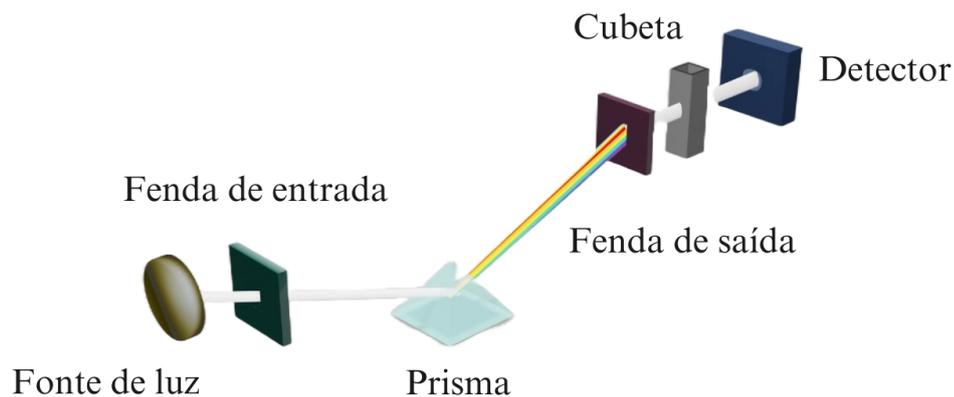
É uma técnica analítica que mede a absorção de luz ultravioleta e visível por uma amostra. A quantidade de luz absorvida é proporcional à concentração da espécie química, permitindo a determinação quantitativa de compostos em solução (Martinho, 1994). A base teórica da espectroscopia UV-Vis é a teoria quântica, que descreve como os elétrons ocupam níveis de energia específicos dentro de átomos ou moléculas. Quando um fóton de luz UV ou visível é absorvido, ele pode excitar um elétron de um nível fundamental para um nível mais excitado (Santos; Silva; Rodrigues, 2013). A diferença de energia entre esses níveis é igual à energia do fóton absorvido, conforme descrito pela equação de Planck:

$$E = h\nu \quad (6)$$

onde  $E$  é a energia do fóton,  $h$  é a constante de Planck,  $n$  é um número inteiro que determina os níveis discretos de energia, e  $\nu$  é a frequência da luz.

A espectroscopia UV-Vis é versátil, aplicável ao estudo de diversas amostras, incluindo soluções líquidas, sólidas e gases (Rocha; Teixeira, 2004). Utiliza luz na região ultravioleta e visível do espectro eletromagnético para excitar elétrons do estado fundamental para um estado excitado, sendo amplamente empregada para investigar as propriedades eletrônicas e estruturais de materiais, como o óxido de níquel. O equipamento utilizado na espectroscopia UV-Vis, ilustrado na Figura 7, inclui uma lâmpada que funciona como fonte de luz, gerando intensidade constante em todos os comprimentos de onda, com baixo ruído e estabilidade a longo prazo.

Figura 7 – Diagrama demonstrando o funcionamento interno do espectrofotômetro.



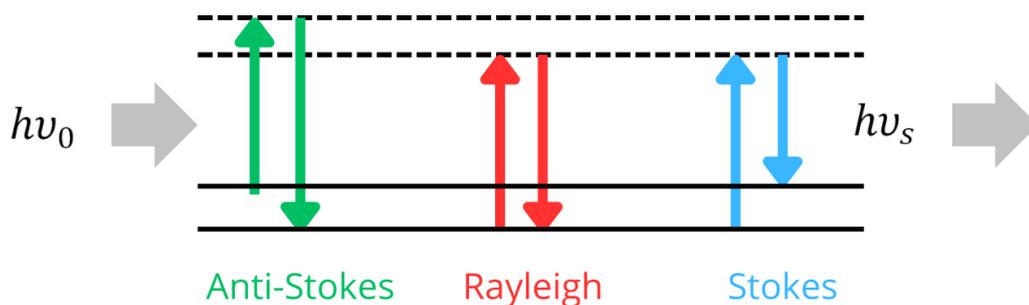
Fonte: O autor, 2024.

### 3.2 ESPECTROSCOPIA RAMAN

É uma técnica que utiliza o efeito Raman para estudar materiais. O efeito Raman ocorre quando uma fonte de luz monocromática ilumina um objeto, e a luz espalhada pelo objeto tem energia igual ou diferente da luz incidente, devido às interações com as vibrações moleculares do material. A espectroscopia Raman aproveita esse fenômeno para identificar a estrutura química do material analisado, sendo ideal para investigar processos de cristalização e polimorfismo (Farias, 2015). Quando os fótons da radiação incidem no objeto estudado, eles podem sofrer espalhamento elástico, que produz luz de mesma energia, denominado espalhamento Rayleigh (Faria; Santos; Gonçalves,

1997) ou o espalhamento inelástico conhecido como espalhamento Raman que gera luz de energia diferente, permitindo obter informações importantes sobre a composição química do material (Lobo et al., 2008). Na Figura 8 é apresentado um esquema geral representando o espalhamento de luz. Os traços contínuos são níveis de energia próprios da substância em estudo e os tracejados são níveis transitórios, de tempo de vida muito curtos, onde  $h\nu_0$  é a energia da radiação incidente e  $h\nu_s$  refere-se à radiação espalhada.

Figura 8 – Esquema geral representando o espalhamento de luz.



Fonte: O autor, 2024.

A diferença de energia entre a radiação incidente e a espalhada corresponde à energia de vibração dos átomos presentes na área estudada. Essa frequência de vibração permite descobrir como os átomos estão ligados, ter informações sobre a geometria molecular, sobre como as espécies químicas presentes interagem entre si e com o ambiente, entre outras coisas. Cada material apresenta um padrão de deslocamento energético (shift) entre fótons incidentes e refletidos (Paiva, 2019). É a partir disso que é possível diferenciar até mesmo compostos que têm a mesma formulação química, mas estruturas diferentes.

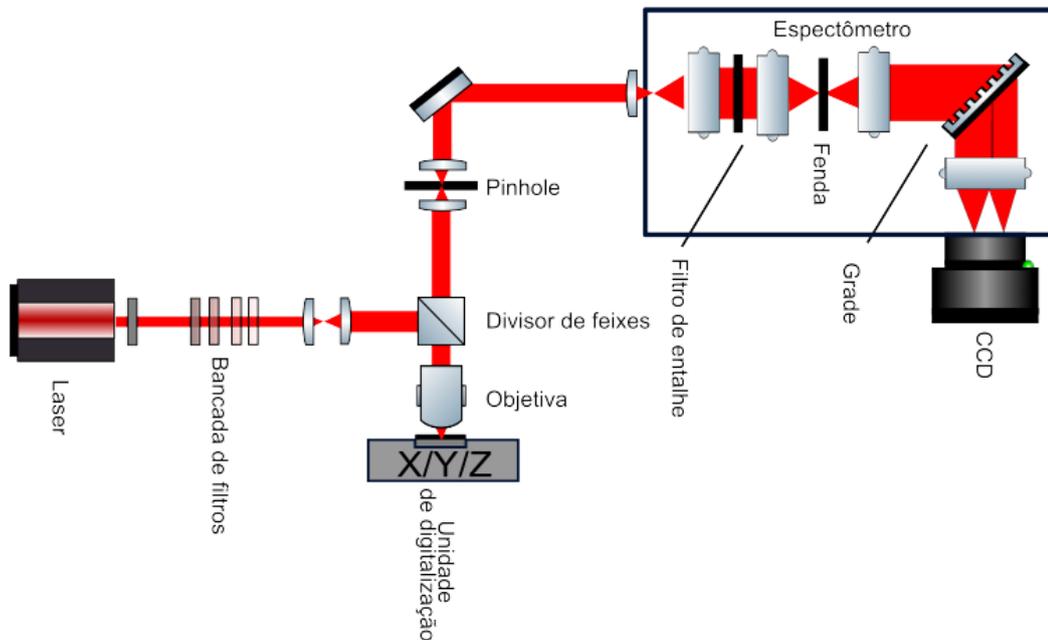
Além disso, é possível analisar fenômenos como magnóns, fônons e plásmons (Anselmo, 1995): os magnóns representam excitações quânticas de spin em sistemas magnéticos, enquanto os fônons são excitações quânticas das vibrações da rede cristalina, e os plásmons são excitações coletivas de elétrons em materiais metálicos.

Como geralmente as espécies químicas presentes são complexas, a radiação espalhada inelasticamente é constituída por um número muito grande de diferentes frequências. Essas frequências precisam ser separadas e ter sua intensidade medida. O gráfico que representa a intensidade da radiação espalhada em função de sua energia é chamado de espectro Raman. Cada espécie química fornece um espectro que é como sua impressão digital, permitindo que ela seja identificada ou que sejam detectadas alterações químicas resultantes de sua interação com outras substâncias ou com a luz. Essa técnica vem sendo bastante utilizada para estudar as propriedades de diversos materiais. Entre essas propriedades podemos citar as térmicas, estruturais e ópticas de superfície (Ersching, 2009). Além de propiciar resultados precisos, a técnica

não é tão invasiva e não necessita de uma grande quantidade de amostra para realizar medições.

Na análise Raman, utiliza-se um espectrômetro contendo um feixe de radiação eletromagnética monocromática, que é focalizado na amostra (conforme mostrado na Figura 9). Posteriormente, o feixe espalhado pela amostra é coletado e direcionado ao monocromador. Este dispositivo separa os diferentes comprimentos de onda da luz coletada. Em seguida, os comprimentos de onda separados são focalizados em um detector do tipo CCD (charge-coupled device), responsável por medir a intensidade da radiação em cada comprimento de onda. Os valores de intensidade em relação ao comprimento de onda são então enviados a um computador. Neste ponto, o computador processa os dados e gera o espectro de intensidade da luz espalhada.

Figura 9 – Esquema da espectroscopia Raman confocal.



**Fonte:** O autor, 2024.

Nesse contexto, a espectroscopia Raman revela informações valiosas sobre a dinâmica e propriedades de materiais através da interação entre a luz e a matéria. Por exemplo, pode ser empregada para investigar as interações entre mágnons, fornecendo dados precisos sobre a dinâmica magnética de um material através do deslocamento Raman de picos magnônicos. Além disso, a dispersão de fônons em materiais cristalinos é estudada usando a espectroscopia Raman, o que revela informações sobre a estrutura da rede e propriedades térmicas. Os modos vibracionais da rede cristalina são identificados através dos picos, fornecendo dados sobre frequências vibracionais, simetria das vibrações e anisotropia. A intensidade dos picos Raman está diretamente

relacionada à polarizabilidade das ligações químicas, permitindo a determinação de características estruturais e químicas dos materiais.

### 3.3 ABSORÇÃO E REFLEXÃO

A absorção de luz ocorre quando um material captura a energia luminosa incidente e a converte em outra forma de energia, como calor. As propriedades de absorção variam conforme a frequência da luz e a estrutura atômica ou molecular do material. A espectroscopia de absorção, por exemplo, mede a absorção de radiação em função da frequência ou comprimento de onda (Amorim et al., 2008). Nesse processo, a amostra absorve energia luminosa, ou fótons, do campo radiante incidente, como ilustrado na espectrometria de absorção atômica, que identifica e quantifica elementos químicos com base na absorção de luz específica.

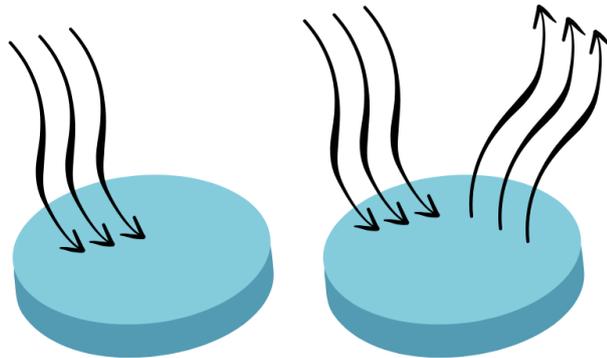
A equação que descreve a absorção é:

$$A = \log_{10} \left( \frac{I_0}{I} \right) \quad (7)$$

onde  $I_0$  é a intensidade da luz incidente e  $I$  é a intensidade da luz após passar pela amostra (Nazareth, 2023).

Por outro lado, a reflexão da luz ocorre quando um material não absorve a luz incidente, mas a reflete. Esse fenômeno pode variar de uma reflexão especular, como a de um espelho, a uma reflexão difusa, dependendo da textura e composição do material. A espectroscopia de reflexão utiliza esse fenômeno para analisar as propriedades superficiais dos materiais (Kortüm, 2012). Os espectros gerados a partir dessas técnicas oferecem informações detalhadas sobre as frequências características de absorção e reflexão, essenciais para a identificação de substâncias e a determinação de sua concentração em uma amostra. A Figura 10 ilustra esses dois fenômenos.

Figura 10 – Representação da absorção e reflexão.



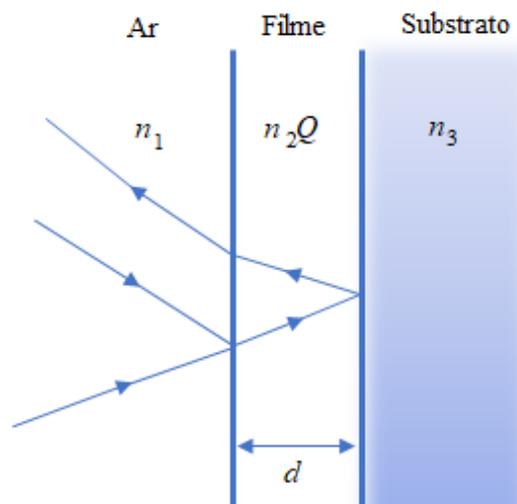
Fonte: O autor, 2024.

### 3.4 MAGNETOMETRIA KERR MAGNETO-ÓPTICA

O efeito eletro-óptico observado por John Kerr em 1875 foi posteriormente identificado como uma rotação do plano de polarização da luz refletida por amostras magnetizadas. Em 1876, Kerr descobriu que esse fenômeno ocorre quando um feixe de luz linearmente polarizado é refletido em uma superfície magnetizada, similar ao efeito Faraday, sendo então denominado efeito Kerr magneto-óptico (MOKE). Este efeito é amplamente utilizado na leitura de informações gravadas magneticamente, especialmente em leitores de discos rígidos de computadores.

O efeito Kerr surge da interação dos fótons com os elétrons das camadas do material, resultando na rotação do plano de polarização da luz refletida. Existem dois regimes principais do efeito Kerr: o MOKE, quando a espessura da amostra é significativamente maior que o comprimento de penetração da luz, e o SMOKE, quando essa espessura é comparável ou menor que o comprimento de penetração. O efeito Kerr magneto-óptico de superfície, ou SMOKE, é utilizado em filmes finos magnéticos, onde a espessura é muito menor que o comprimento de onda da luz incidente, como ilustrado na Figura 11.

Figura 11 – Sistema de filme fino magnético com índices de refração  $n_1$ ,  $n_2$  e  $n_3$  para o ar, filme e substrato, espessura  $d$  e constante magneto-ótica  $Q$ .



Fonte: O autor, 2024.

Primeiramente, vamos definir o conceito de eixo fácil de magnetização, onde dipolos magnéticos atômicos estão acoplados pela interação de troca, a qual permite que estes dipolos se alinhem paralelamente. Desse modo, o eixo fácil de magnetização é a direção em que estes dipolos se alinham. Nesse contexto, podemos escrever a forma mais geral do campo elétrico da luz incidente linearmente polarizada  $E^i$  na direção do eixo de um polarizador, que faz um ângulo  $\theta_p$  com o plano de reflexão da

luz, da seguinte forma:

$$E^i = \begin{bmatrix} E'_p \\ E'_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_0 \cos \theta_p \\ E_0 \sin \theta_p \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Assim, obtemos o campo elétrico da luz refletida  $E^r$  pela amostra multiplicando o campo  $E^i$  pela matriz de reflexão  $R$ :

$$E^r = \begin{bmatrix} E^r_p \\ E^r_s \end{bmatrix} = R \begin{bmatrix} E^i_p \\ E^i_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{pp} & r_{ps} \\ r_{sp} & r_{ss} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_0 \cos \theta_p \\ E_0 \sin \theta_p \end{bmatrix}. \quad (9)$$

A luz refletida passa por um analisador e a luz que chega ao detector  $E^d$  é a projeção da luz refletida na direção do eixo deste analisador (considerado ideal), colocado numa direção arbitrária fazendo um ângulo  $\theta_a$  com o plano de reflexão, de modo que:

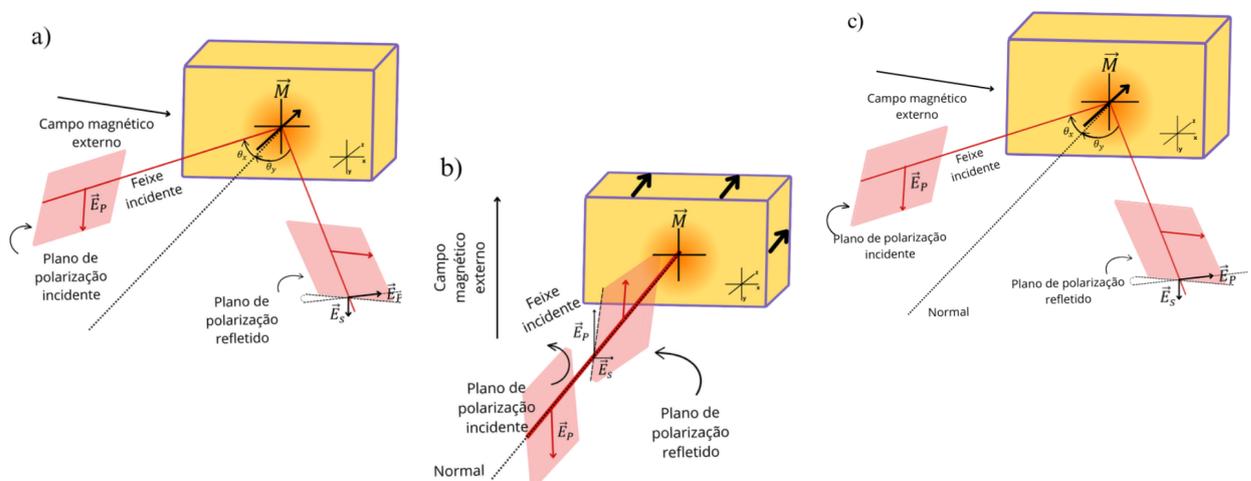
$$E^d = E_p^n \cos \theta_a + E_s^n \sin \theta_a. \quad (10)$$

A intensidade detectada é dada por  $I = |E^d|^2$ . Fazendo algumas manipulações matemáticas, obtemos a intensidade relativa detectada, o chamado sinal Kerr:

$$I_K = \frac{I}{I_0} = |r_{pp} \cos \theta_p + r_{ps} \sin \theta_p \cos \theta_a + (r_{sp} \cos \theta_p + r_{ss} \sin \theta_p) \sin \theta_a|^2. \quad (11)$$

onde  $I = |E_0|^2$ . Classificamos o efeito Kerr magneto-óptico de acordo com a direção da magnetização da amostra: transversal, longitudinal e polar, como mostra a Figura 12 (a), (b) e (c) respectivamente.

Figura 12 – Configurações do efeito Kerr em um filme fino.



Fonte: O autor, 2024.

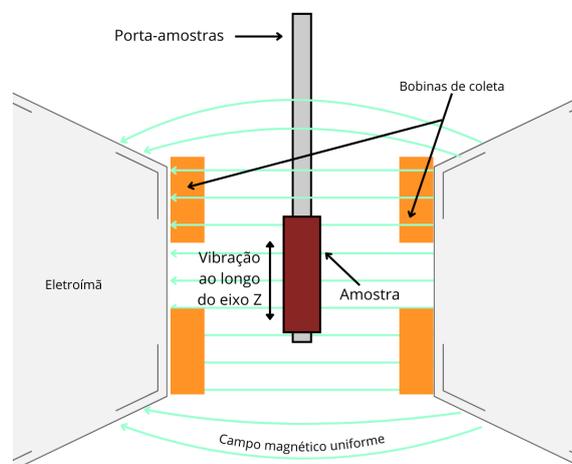
### 3.5 MAGNETOMETRIA DE AMOSTRA VIBRANTE (MAV)

A técnica MAV (Vibrating Sample Magnetometer, VSM, em inglês) é amplamente utilizada em laboratórios para caracterizar as propriedades magnéticas de materiais. Em geral, os componentes básicos de um magnetômetro incluem uma fonte de corrente, um eletroímã, um sensor de campo magnético e um sistema para movimentar a amostra. Esses dispositivos exploram conceitos físicos que relacionam fenômenos elétricos e magnéticos, utilizando sensores para converter o campo magnético em um sinal elétrico (Araújo, 2021).

Desenvolvido por Simon Foner, o MAV destaca-se em laboratórios de pesquisa por seu desempenho confiável, simplicidade de operação e alta sensibilidade (Cavalcanti, 2015). É particularmente útil para determinar curvas de histerese magnética, que descrevem a relação entre a magnetização de um material e o campo magnético externo. No MAV, uma amostra de material magnético é exposta a um campo magnético oscilante, geralmente gerado por eletroímãs, aplicado tanto na direção transversal quanto na longitudinal em relação à vibração da amostra. A amostra é montada em um suporte que permite sua vibração mecânica, enquanto um amplificador lock-in seleciona e amplifica apenas os sinais com determinada frequência e fase, aumentando significativamente a sensibilidade do sistema.

Durante a aplicação do campo magnético oscilante, a amostra passa por ciclos repetidos de magnetização e desmagnetização, e sua resposta magnética é registrada. Esse registro é um campo AC detectado, gerado pela própria vibração da amostra. As bobinas de detecção, que atuam como sensores de leitura no MAV, captam esse sinal, conforme ilustrado na Figura 13.

Figura 13 – Representação do funcionamento do MAV.



Fonte: O autor, 2024.

Através do princípio de reciprocidade (Santos, 2011), podemos calcular o fluxo de um dipolo na área delimitada pelo sensor usando a lei de Bio-Savart sem a necessidade de se calcular o fluxo no sensor.

O fluxo  $\Phi$  é dado por:

$$\phi = \frac{H}{I}m, \quad (12)$$

onde a tensão induzida  $U(t)$  é dada por:

$$U(t) = \frac{d\Phi}{dt}. \quad (13)$$

Como o MAV faz a amostra com momento magnético  $m$  ao longo do eixo  $z$  vibrar com uma frequência angular  $\omega = 2\pi f$  e uma amplitude  $A$ , a tensão AC da bobina de detecção é dada por:

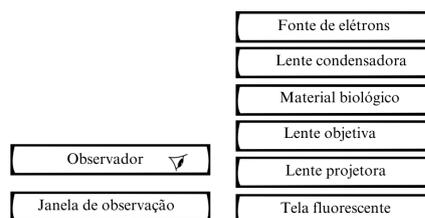
$$U(t) = G(r)mA\omega \cos \omega t. \quad (14)$$

A função  $G(r)$  é chamada de função sensibilidade, que representa a variação espacial da sensibilidade da bobina de detecção. É através dela que podemos obter as curvas de histerese que são resultados da magnetização e desmagnetização dos materiais em estudo.

### 3.6 MICROSCOPIA ELETRÔNICA DE VARREDURA (MEV) E MICROSCOPIA ELETRÔNICA DE TRANSMISSÃO (MET)

O microscópio eletrônico de varredura (MEV) e o microscópio eletrônico de transmissão (MET) são ferramentas de microscopia que permitem a observação detalhada de estruturas em escalas extremamente pequenas. O MET, com seu grande poder de resolução, oferece vantagens em relação ao microscópio óptico, possibilitando a observação do interior de amostras e a visualização de detalhes em baixas dimensões (Segantini; Dantas, 1996). Utilizando um feixe de elétrons sob alta tensão, focado por lentes eletromagnéticas, o MET analisa apenas os elétrons transmitidos pela amostra, gerando uma imagem detalhada, como ilustrado na Figura 14.

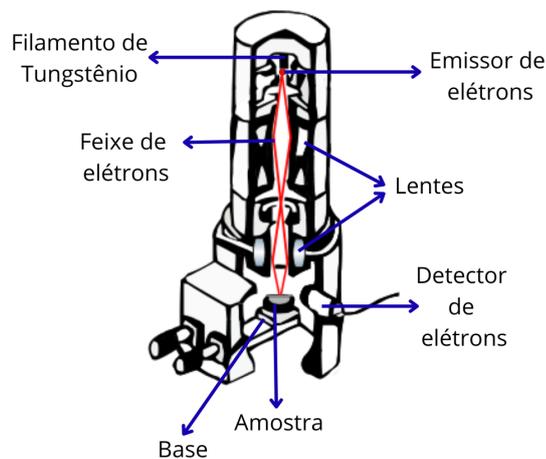
Figura 14 – Esquema dos principais componentes do MET.



Fonte: O autor, 2024.

O primeiro MEV foi desenvolvido em 1942 nos laboratórios da Radio Corporation of America (RCA), capaz de analisar amostras espessas com um detector de elétrons secundários (Ramos, 2013). O MEV possui uma coluna óptico-eletrônica semelhante à do MET, porém mais simples, composta por um canhão de elétrons, sistema de demagnificação, unidade de varredura, câmara de amostra, detectores e sistema de visualização. O processo de funcionamento, ilustrado na Figura 15, começa com a geração de um feixe de elétrons pelo canhão, adequado para análise pelos detectores.

Figura 15 – Esquema dos componentes do MEV.



**Fonte:** O autor, 2024.

Esse feixe de elétrons passa por um processo de demagnificação por meio de diversas lentes eletromagnéticas, resultando em um feixe focalizado com pequeno diâmetro que explora a superfície da amostra ponto a ponto, varrendo em linhas sucessivas. O sinal resultante é captado por um detector e posteriormente exibido em uma tela catódica.

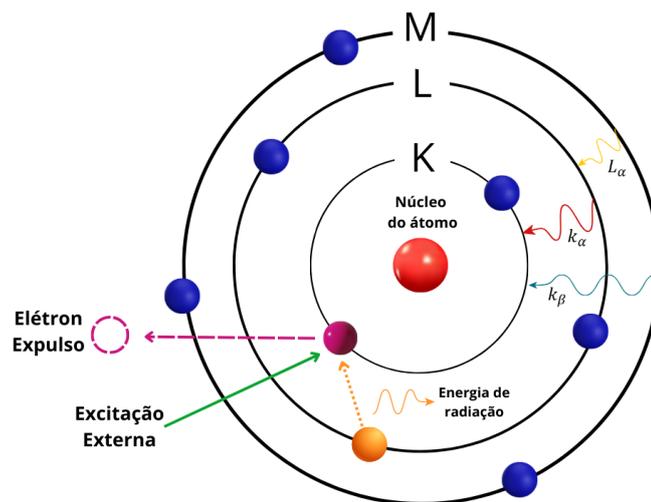
### 3.7 ESPECTROSCOPIA POR ENERGIA DISPERSIVA (EED)

A espectroscopia por energia dispersiva (EED) é fundamental para a identificação e quantificação de elementos em uma amostra. Utilizada em conjunto com o microscópio eletrônico de varredura, a EED proporciona uma análise detalhada da composição elementar dos materiais (Duarte et al., 2003). O princípio operacional da EED baseia-se na interação entre a radiação eletromagnética de alta energia e a matéria. Conforme descrito pela lei de Moseley, a radiação de raios X é capaz de ejetar elétrons das camadas internas dos átomos. A lacuna criada é preenchida por um elétron de uma camada mais externa, e a energia liberada durante esse processo de

relaxamento é emitida na forma de um fóton de raios X, cuja energia é característica para cada elemento.

A EED é sensível a baixas concentrações (Zampieron, 2011), com limites mínimos de detecção abaixo de 0,1 nos melhores casos. Oferece um alto grau de precisão relativa, geralmente entre 2 a 4, e é não destrutiva na maioria das situações. Geralmente, a técnica requer um esforço e tempo mínimos de preparação da amostra e fornece análises completas de amostras complexas rapidamente, muitas vezes em menos de um minuto. A Figura 16 ilustra um exemplo de funcionamento da técnica. As letras *K*, *L* e *M* referem-se aos níveis de energia dos elétrons, enquanto as linhas indicam as transições. O processo de relaxamento de *M* para *L* ou de *L* para *K* é descrito como transições *L* ou *K*, respectivamente, enquanto a transição de *M* para *K* é representada como uma transição *K*. Esses processos são descritos pela notação de Siegbahn (Siegbahn, 1982).

Figura 16 – Princípio de funcionamento do EED.

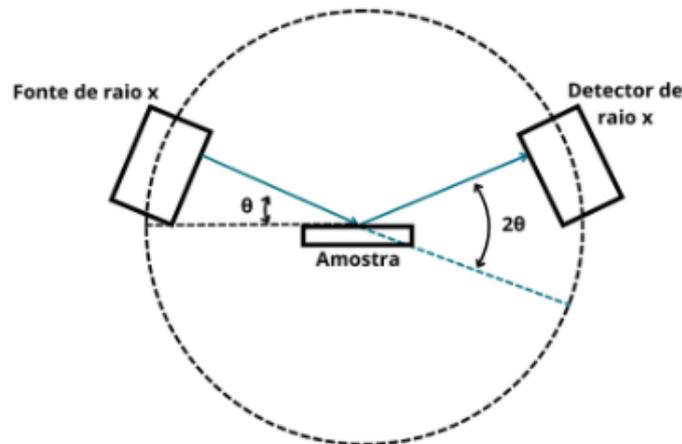


Fonte: O autor, 2024.

### 3.8 DIFRATOMETRIA DE RAIOS X (DRX)

A difração de raios X é utilizada na caracterização de materiais, empregando radiação de raios X com comprimento de onda semelhante ao espaçamento entre os átomos para investigar a estrutura cristalina das amostras (Silva, 2020). Quando os raios X incidem em um material, eles interagem com os elétrons dos átomos e sofrem difração, um fenômeno pelo qual os raios X desviam de sua trajetória original. Este desvio ocorre em ângulos específicos determinados pela estrutura do material (Filho; Lopes, 2014). Além disso, a difração de raios X pode ser usada para determinar a composição da amostra, a cristalinidade e a pureza da fase (Silva et al., 2014). Podemos observar esse processo na figura 17.

Figura 17 – Princípio de funcionamento do DRX.



Fonte: O autor, 2024.

Para cristais maiores, como macromoléculas e compostos inorgânicos, a difração de raios X pode ser utilizada para determinar a estrutura dos átomos dentro da amostra (Bleicher; Sasaki, 2000). Quando o tamanho do cristal é muito pequeno, a difração de raios X ainda permite a determinação da composição da amostra, cristalinidade e pureza da fase. Nesta técnica, ocorre a difração construtiva, na qual os raios X de mesmo comprimento de onda interferem de maneira a somar suas amplitudes, criando um feixe com maior intensidade para um ângulo específico de difração (Napolitano et al., 2007). A maior intensidade do feixe resulta em um sinal mais forte para esse ângulo específico de difração. O ângulo de difração pode então ser utilizado para determinar a distância entre os planos atômicos utilizando a lei de Bragg, conforme apresentado na equação a seguir:

$$n\lambda = 2d\sin(\theta). \quad (15)$$

A lei de Bragg foi derivada pelos físicos ingleses Sir W. H. Bragg e seu filho Sir W. L. Bragg (Saitovitch, 1995) em 1913 para explicar por que as faces clivadas de cristais refletem feixes de raios X a certos ângulos de incidência  $\theta$ . A variável  $d$  representa a distância entre as camadas atômicas em um cristal,  $\lambda$  é o comprimento de onda do feixe de raios X incidente e  $n$  é um número inteiro.

### 3.9 NOVA TÉCNICA

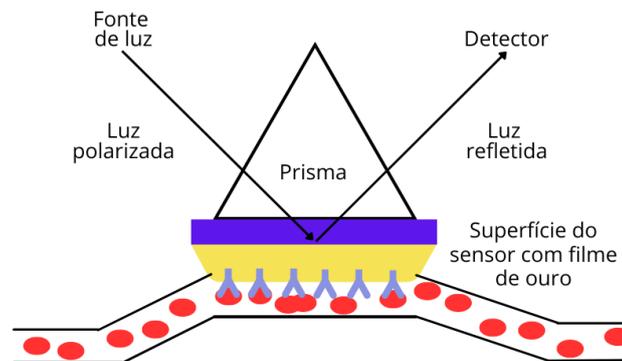
#### 3.9.1 RESSONÂNCIA PLASMÔNICA DE SUPERFÍCIE (SPR)

A ressonância plasmônica de superfície explora a interação entre luz e elétrons em uma superfície metálica para detectar mudanças no índice de refração próximo à superfície e foi demonstrada pela primeira vez por Otto (Otto, 1968). Esta técnica costuma ser utilizada para estudar interações moleculares, como a ligação de proteínas

e a detecção de biomarcadores e biossensores (Daghestani; Day, 2010). A SPR baseia-se na detecção de mudanças no índice de refração próximo à superfície de um material, onde ocorre a ressonância dos plásmons de superfície.

Quando um feixe de luz polarizada é dirigido sobre uma fina camada metálica (geralmente de ouro) em um ângulo específico, parte da luz é refletida e parte é absorvida, excitando os plásmons de superfície. Este fenômeno ocorre em um ângulo específico chamado de ângulo de ressonância. Quando as moléculas se ligam à superfície do material, alteram o índice de refração local, modificando o ângulo de ressonância. Medindo essas mudanças, é possível obter informações sobre a interação molecular, como energia cinética, afinidade e especificidade. A Figura 18 nos fornece uma breve ilustração de como a técnica funciona.

Figura 18 – Esquema da técnica de ressonância plasmônica de superfície.



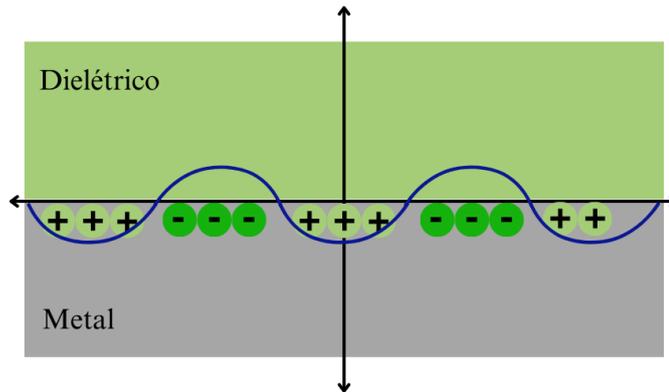
Fonte: O autor, 2024.

### 3.9.2 POLARITÓNS PLASMÔNICOS DE SUPERFÍCIE (SSPS)

Por outro lado, também há os polaritons plasmônicos de superfície que podem ser descritos como fótons acoplados à excitação de elétrons em metais (Zayats; Smolyaninov; Maradudin, 2005). Com a extensa aplicação dos polaritons plasmônicos de superfície em áreas como nano-ótica, comunicação e circuitos ópticos descobriu-se um grande potencial para a indústria de chips (Novotny; Hecht, 2012). Como ocorrem na interface entre um metal e um material dielétrico, a interação ressonante entre os SPPs e a radiação eletromagnética nessas interfaces metálicas gera um campo óptico (Zhang; Zhang; Xu, 2012).

Com o tempo, descobriu-se que os polaritons plasmônicos de superfície na interface entre um metal e um dielétrico não podem ser excitados pela luz que se propaga nesse mesmo dielétrico. Portanto, outras abordagens foram adotadas e os primeiros esquemas experimentais utilizando um prisma desenvolvido por Otto, Raether e Kretschmann (Maier; Maier, 2007). A Figura 19 representa a propagação da onda (SPP) que se propaga ao longo da interface.

Figura 19 – Representação dos polaritons plasmônicos de superfície.



Fonte: O autor, 2024.

Com base nessas duas abordagens desenvolvemos uma técnica durante o mestrado intitulada Espectroscopia de ressonância de plásmon de superfície e mágnon assistida por efeitos térmicos spintrônicos, a qual à descrevemos nas próximas subseções.

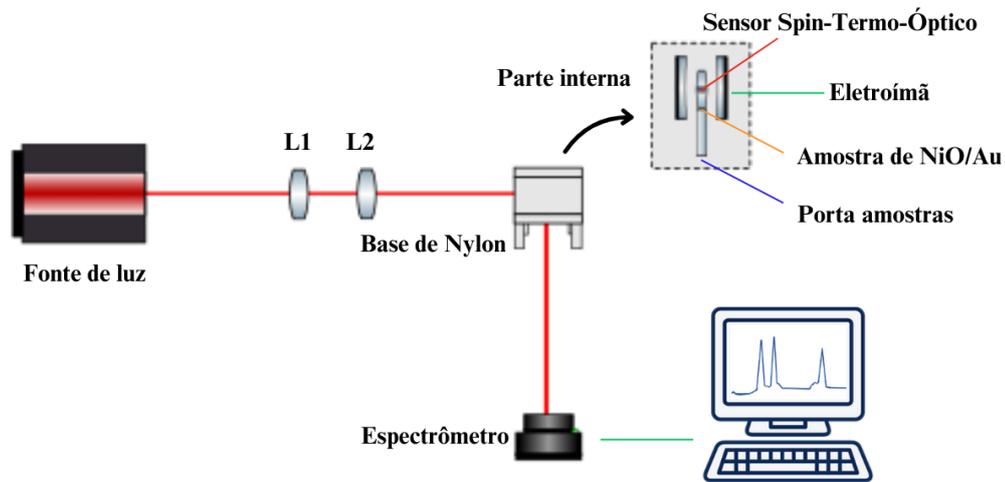
### 3.9.3 ESPECTROSCOPIA DE RESSONÂNCIA DE PLASMÓN E MAGNÓN ASSISTIDA POR EFEITOS TÉRMICOS SPINTRÔNICOS

A SPR é utilizada para investigar a interação de luz com elétrons na superfície de materiais condutores, tipicamente metais. Essa técnica envolve a excitação de plásmons de superfície, que são oscilações coletivas de elétrons na interface entre um metal e um dielétrico. Os SPPs são modos eletromagnéticos que se propagam ao longo da interface metal-dielétrico, acoplados às oscilações de densidade de carga (plásmons de superfície). Eles combinam a natureza dos plásmons de superfície com ondas de luz, permitindo o confinamento e controle da luz em escalas bem pequenas. A combinação da SPR com SPPs potencializa a sensibilidade e a precisão na detecção de alterações no ambiente da superfície, sendo especialmente útil em aplicações que requerem alta resolução.

Por outro lado, os mágnons, que são quase-partículas associadas a ondas de spin em materiais magnéticos, representam a quantização das excitações coletivas dos spins dos elétrons. Eles são fundamentais para a área da spintrônica, que explora o spin dos elétrons, além de sua carga para desenvolver novas tecnologias de armazenamento e processamento de informações. A combinação da SPR, SPPs e mágnons pode gerar efeitos complexos e inovadores, especialmente quando se consideram os efeitos térmicos, resultando na nossa ideia para a técnica de Espectroscopia de Ressonância de Plásmon de Superfície e Mágnon Assistida por Efeitos Térmicos Spintrônicos. O esquema da técnica está descrito na Figura 20.

A configuração experimental desta técnica inclui uma base, um sensor spin-

Figura 20 – Representação da técnica desenvolvida na UACSA/UFRPE.



Fonte: O autor, 2024.

termo-óptico, um espectrômetro, duas lentes (L1 e L2) e uma fonte de luz (laser). O princípio da técnica baseia-se na excitação de plásmos de superfície pela luz incidente e na detecção das alterações na ressonância de plásmom causada pelas interações magnônicas e pelos efeitos térmicos spintrônicos. Quando um gradiente térmico é aplicado, ele pode induzir correntes de spin e excitar mágnons, que interagem com os plásmos de superfície. As mudanças resultantes na ressonância são então analisadas para extrair informações sobre as propriedades magnéticas e térmicas do material.

#### 3.9.4 FUNCIONAMENTO DA TÉCNICA

A base de Nylon fabricada por nós sustenta o arranjo experimental, garantindo precisão no posicionamento dos componentes. O laser de 670 nm e 5 mW excita os plásmos de superfície nas amostras de NiO, com duas lentes colimando e focalizando o feixe. O sensor spin-termo-óptico detecta variações na ressonância de plásmos causadas por interações magnônicas e térmicas, convertendo-as em sinais elétricos ou ópticos. O espectrômetro analisa a luz refletida ou transmitida, separando-a em componentes espectrais para medir a intensidade em diferentes comprimentos de onda, permitindo uma análise detalhada das mudanças na ressonância.

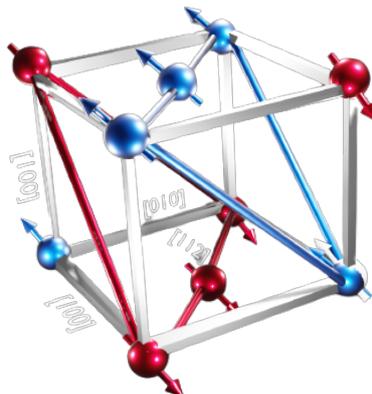
## 4 RESULTADOS

Neste capítulo, mostramos a caracterização das nossas amostras de NiO usando as técnicas de difração de raios X, microscopia eletrônica de varredura, espectroscopia UV-Vis, espectroscopia por energia dispersiva e espectroscopia Raman. Concomitantemente, foram feitas medidas utilizando a técnica de espectroscopia de ressonância de plásmon e mágnon assistida por efeitos térmicos spintrônicos, em amostras de IrMn<sub>3</sub>/Pt, Py/Co, nanofios de NiFe, Fe e Co, além de uma abordagem analítica dos nanofios e em amostras 2D.

### 4.1 AMOSTRAS DE NIO

Por se tratar do material fonte de estudo deste trabalho, realizamos um estudo detalhado de suas propriedades. As amostras utilizadas dos cristais de NiO (óxido de níquel) têm propriedades interessantes e são frequentemente estudadas em pesquisas científicas devido às suas aplicações em diversas áreas, como optoeletrônica, spintrônica, magnetismo, óptica e ciência dos materiais. O NiO apresenta diferentes características ópticas e elétricas devido às variações em sua estequiometria (SILVA, 2012). Toma-se por exemplo, filmes com a razão Ni e O, 1 : 1. Nesse caso, os cristais de NiO são isolantes perfeitos com uma resistividade de  $10^{13} \Omega \text{ cm}$  à temperatura ambiente. Já as suas formas não estequiométricas apresentam um aumento de condutividade, sendo então uma das formas utilizadas para variar as suas propriedades elétricas (Lima, 2015). O NiO possui uma estrutura cristalina de tipo cúbica de face centrada (cfc), onde os íons de níquel  $\text{Ni}^{2+}$  estão arranjados em uma matriz de íons de oxigênio  $\text{O}^{2-}$ , como mostra a Figura 21, na qual temos em azul os íons de níquel e em vermelho os íons de oxigênio.

Figura 21 – Representação da estrutura do óxido de níquel (NiO).



Fonte: O autor, 2024.

A estrutura característica do NiO proporciona várias propriedades elétricas e magnéticas únicas, conferindo ao material uma significativa vantagem em diversas aplicações. O NiO é um semicondutor tipo *p* (Barros, 2009), caracterizado por uma ampla lacuna de banda e um alto coeficiente Seebeck. A preparação do NiO pode ser realizada por diferentes métodos. Por exemplo, aquecendo pó de níquel acima de 400 °C, ocorre a reação com oxigênio para formar NiO. Em outra aplicação comercial, o óxido de níquel verde é utilizado em supercapacitores (Silva, 2016), obtido pela aquecimento de uma mistura de pó de níquel e água a 1000 °C. Na catálise, o NiO tem sido explorado como um catalisador eficaz em diversas reações, incluindo a reforma de metano, hidrogenação e oxidação de compostos orgânicos. A sua notável atividade catalítica e estabilidade térmica têm despertado interesse significativo para melhorar a eficiência de processos industriais (Mou et al., 2022).

O óxido de níquel tem sido extensivamente estudado em aplicações de catálise devido às suas propriedades únicas. Ele se destaca como um catalisador eficaz em diversas reações, incluindo a reforma de metano, um processo crucial na produção de hidrogênio, onde o NiO tem mostrado resultados promissores (Asencios; Rodella; Assaf, 2015). Além disso, na hidrogenação, uma reação fundamental na indústria química, o NiO facilita a adição de hidrogênio a outras moléculas, como evidenciado em estudos anteriores (Oliveira, 2008). A morfologia das nanoestruturas de NiO também desempenha um papel significativo em sua atividade catalítica. Por exemplo, nanofibras ocas de NiO (NiO-NFBs) sintetizadas por sopro de solução demonstraram ter uma atividade catalítica superior em comparação com nanopartículas 3D de NiO (NiO-NPTs) sintetizadas pelo método de citrato, que é bem estabelecido (Silva et al., 2020).

Com base no contexto apresentado, nas próximas seções caracterizamos as amostras de NiO usando as técnicas de difração de raios-X (DRX), microscopia eletrônica de varredura (MEV), espectroscopia UV-Vis, espectroscopia por energia dispersiva (EED) e espectroscopia Raman.

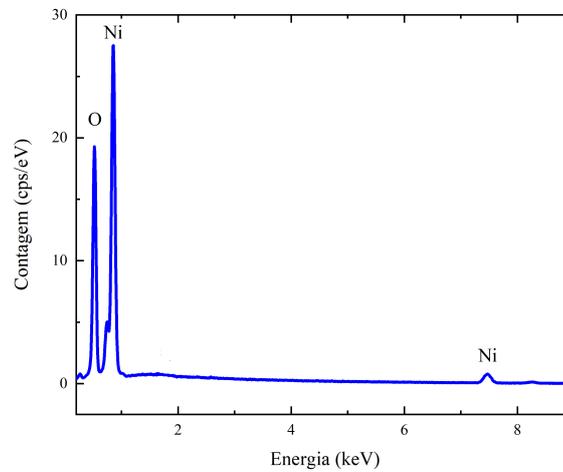
## 4.2 CARACTERIZAÇÃO

### 4.2.1 COMPOSIÇÃO

Nas nossas amostras crescidas por epitaxia de feixe molecular (MBE do inglês Molecular-Beam Epitaxy) em colaboração com a Universidade Estadual de Nova Iorque nos Estados Unidos, a análise EED mostrada na Figura 22 revelou a presença de níquel e oxigênio. Os picos no espectro correspondem a esses elementos, que são característicos do óxido de níquel. Observam-se picos distintos de Ni (68,85%) e de O (31,15%). Esses resultados indicam que níquel e oxigênio são os únicos componentes presentes nas nossas amostras.

Os resultados da análise EED em nossas amostras sugerem que elas são de

Figura 22 – Espectro EED para a amostra de NiO.



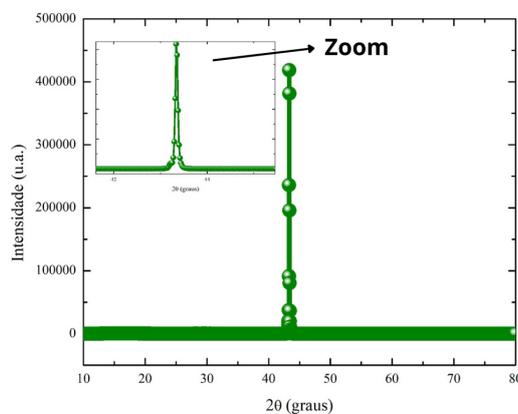
Fonte: O autor, 2024.

excelente qualidade. Além disso, essas informações podem ser úteis para entender melhor as propriedades e o comportamento do material (Santos, 2021).

#### 4.2.2 ANÁLISE ESTRUTURAL

Neste trabalho, as amostras de NiO foram caracterizadas por difração de raios X na faixa de ângulo  $10^\circ$  a  $80^\circ$ , revelando um único pico de alta intensidade, indicando que se trata de um monocristal de óxido de níquel, conforme mostrado na Figura 23.

Figura 23 – Padrão de Raios X para a amostra de NiO.

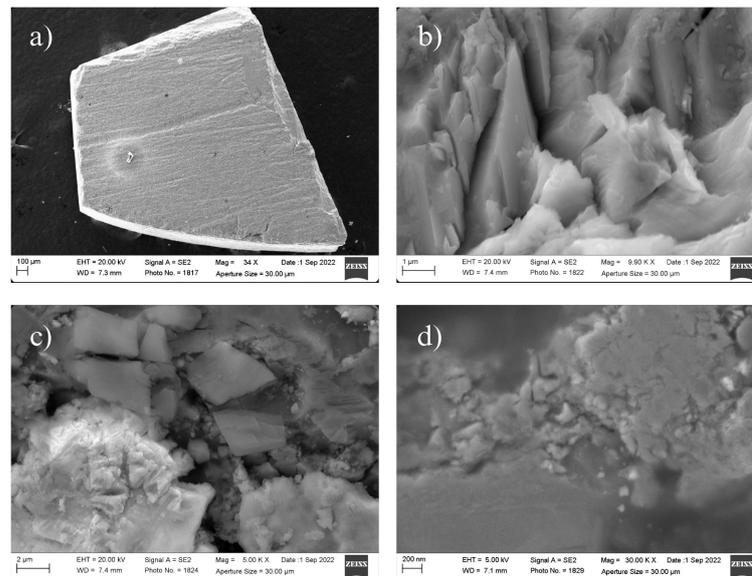


Fonte: O autor, 2024.

### 4.2.3 MORFOLOGIA

No caso específico do NiO, a MEV revela informações essenciais sobre a estrutura e morfologia do material. É possível observar cristais, sua forma, tamanho e distribuição de tamanho de grãos, além da identificação de poros ou defeitos. A análise da imagem de MEV do NiO oferece uma visão preliminar da presença de estruturas cristalinas, indicando a formação bem-sucedida do NiO. Além disso, a distribuição e o tamanho dos cristais fornecem insights sobre a qualidade do material e o processo de síntese utilizado (Ghiggi, 2008). Nossas amostras foram produzidas pela técnica de epitaxia de feixe molecular (MBE) e podemos visualizar as imagens obtidas na Figura 25.

Figura 24 – Imagens típicas de microscopia eletrônica de varredura das nossas amostras de NiO.



Fonte: O autor, 2024.

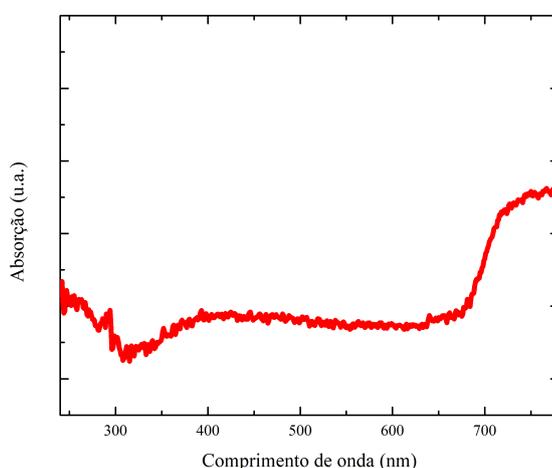
A Figura 25 (a) exibe uma amostra triangular com uma superfície plana e uniforme. Na Figura 25 (b), observa-se uma estrutura que parece ser fibrosa ou cristalina, ampliada 5.000 vezes, com uma barra de escala de 2 micrômetros. A Figura 25 (c) revela uma variedade de formas e tamanhos de cristais na amostra de NiO, indicando uma topologia não uniforme. Alguns cristais aparecem quebrados ou fraturados, possivelmente devido ao processo de corte e preparação da amostra para a realização de medidas. Por fim, a Figura 25 (d) mostra uma superfície áspera e irregular, com pequenos relevos e vales, ampliada 30.000 vezes e com uma barra de escala de 200 nm. As imagens de nossas amostras também destacam a irregularidade da superfície, com áreas de alta e baixa densidade. Essa característica pode ser atribuída à presença

de poros ou vazios na estrutura do material, fenômenos comuns em materiais como o NiO (Guansel et al., 2003)

#### 4.2.4 PROPRIEDADES ÓPTICAS

No contexto da espectroscopia UV-Vis, são obtidas informações valiosas sobre a banda de absorção óptica das nossas amostras (Marques, 2022). Esta banda é onde o material absorve luz devido à excitação de elétrons de um estado fundamental para um estado excitado. Na Figura 24, apresentamos o gráfico do espectro de absorção do NiO.

Figura 25 – Espectro de absorção do NiO.



Fonte: O autor, 2024.

A análise do gráfico revela que a absorção atinge um vale em torno de 320 nm e depois aumenta gradualmente até cerca de 400 nm. Esse comportamento sugere a presença de diferentes transições eletrônicas no material. A banda de absorção óptica é a região do espectro eletromagnético onde um material absorve luz. No gráfico das nossas amostras de NiO, identificamos que a banda de absorção óptica corresponde aos vales onde a absorção atinge seu mínimo, aproximadamente em 320 e 600 nm.

No NiO, a absorção de luz na região UV-Vis é atribuída a transições eletrônicas entre bandas de energia no material. Essas transições são influenciadas pela estrutura cristalina do material, presença de defeitos e impurezas, e temperatura (Oliveira et al., 2019). Na espectroscopia UV-Vis, as transições eletrônicas importantes são as transições  $n \rightarrow \pi^*$  e  $\pi \rightarrow \pi^*$ . Na transição  $n \rightarrow \pi^*$ , um elétron de um par de elétrons não compartilhados em um átomo de oxigênio ou nitrogênio é promovido para um orbital molecular anti-ligante. Esta transição requer menos energia (comprimento de onda mais longo) do que uma transição  $\pi \rightarrow \pi^*$  dentro do mesmo cromóforo. Com

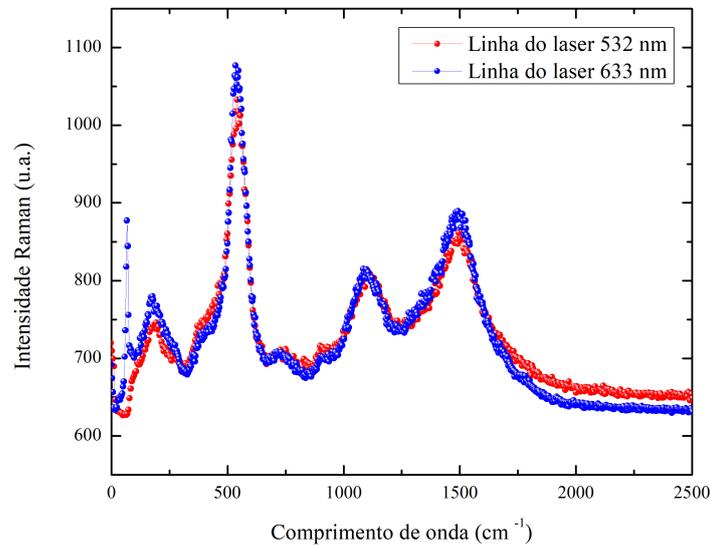
base no nosso gráfico de espectroscopia UV-Vis para o NiO, podemos inferir que as transições eletrônicas observadas são do tipo  $n \rightarrow \pi^*$  e  $\pi \rightarrow \pi^*$ , respectivamente.

No contexto da espectroscopia Raman, esta técnica é crucial para identificar a estrutura química de materiais, utilizando luz monocromática, colimada, coerente e de determinada frequência, que é espalhada ao incidir sobre o material estudado (Faria; Santos; Gonçalves, 1997). Existe uma relação direta entre a espectroscopia Raman e as excitações de baixa frequência, como fônons, mágnons e plásmons. Os fônons representam a energia associada às vibrações dos átomos em um cristal (Lopes, 2001), enquanto os mágnons estão relacionados à energia das ondas de spin em materiais magnéticos (Anselmo, 1995). Esta técnica também pode observar plásmons e excitações em gaps de supercondutores (Rodrigues, 2010). Utilizamos a espectroscopia Raman para observar e identificar essas quase-partículas nas amostras de NiO. As propriedades magnéticas do material antiferromagnético e o comportamento dos spins no NiO são influenciados por diversos parâmetros, como morfologia, estrutura, concentração de vacâncias de Ni e defeitos superficiais (Duan et al., 2012). A modificação desses parâmetros altera significativamente o comportamento óptico e magnético, evidenciado por estudos utilizando espectroscopia Raman (Baran et al., 2016) (Chen et al., 2017).

A investigação e indução de excitações magnônicas em nanomateriais, tanto ferromagnéticos quanto antiferromagnéticos, têm despertado considerável interesse recentemente devido às suas potenciais aplicações no processamento e armazenamento de informações (Jungfleisch; Zhang; Hoffmann, 2018). Esse crescente interesse reflete uma melhor compreensão das propriedades magnéticas em escalas nanométricas, abrindo caminho para avanços tecnológicos significativos. A exploração das propriedades relacionadas aos fônons, mágnons e plásmons em nanomateriais de NiO representa um desafio significativo, uma vez que a interação entre essas quasi-partículas e o acoplamento spin-fônon, spin-rede e luz-spin-rede exige abordagens analíticas e experimentais refinadas (Aytan et al., 2017). Dessa forma, o desenvolvimento de novas técnicas e dispositivos torna-se crucial para a investigação dessas excitações, permitindo não apenas a dissociação do acoplamento spin-fônon, mas também a ampliação das possibilidades de aplicação dos nanomateriais em tecnologias emergentes.

O gráfico que representa a intensidade da radiação espalhada em função de sua energia (dada em números de onda e expressa em  $\text{cm}^{-1}$ ) é chamado de espectro Raman. Realizamos duas análises de espectroscopia Raman para a mesma amostra (Figura 26), uma com o laser de comprimento de onda de 532 nm e outra com o laser de comprimento de onda de 633 nm. Portanto, usar a espectroscopia Raman pode identificar fônons, mágnons e plásmons ao analisar as mudanças na energia dos fótons após o espalhamento.

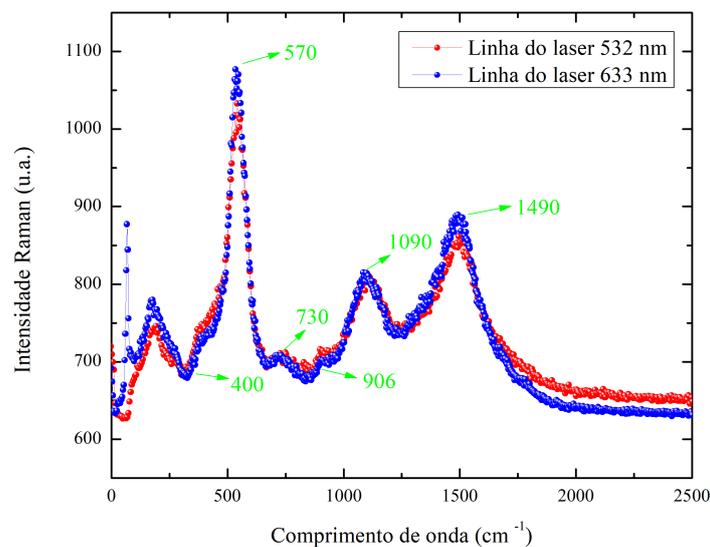
Figura 26 – Espectro Raman de uma amostra de NiO para o laser de 532 nm e 633 nm.



Fonte: O autor, 2024.

As características do espectro Raman, como posição e forma dos picos, revelam informações sobre fônons, mágnons e plásmons. A varredura identificou picos relevantes, sendo que os destacados em verde, documentados na literatura, serão discutidos a seguir.

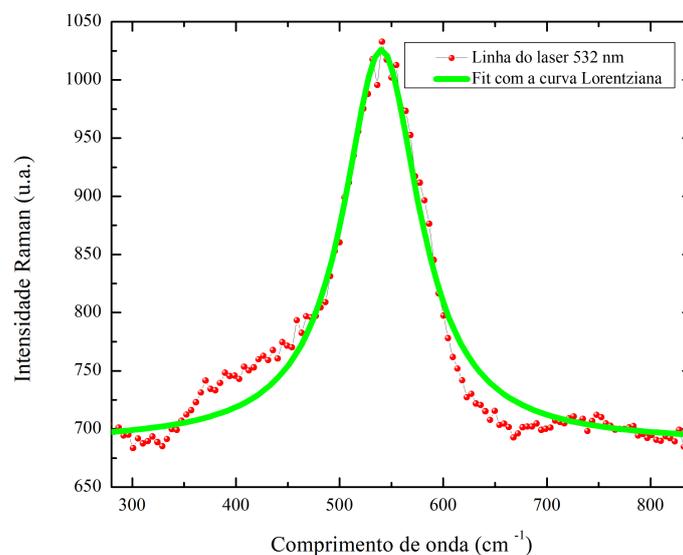
Figura 27 – Picos observados no espectro Raman com classificação para as quase-partículas na literatura.



Fonte: O autor, 2024.

O espalhamento Raman em NiO puro permite identificar excitações de um fônon, sendo os modos transversal óptico (TO) e longitudinal óptico (LO), e também de dois fônons, que correspondem aos modos (2 TO, TO + LO e 2 LO). Além disso, possibilita identificar excitações de um, dois e quatro magnóns, por exemplo (Sunny, 2021). O espectro Raman do NiO monocristalino mostra várias bandas na região a partir de  $400\text{ cm}^{-1}$  (Mironova-Ulmane et al., 2011). As primeiras quatro bandas são de origem vibracional as quais correspondem aos modos TO e LO de um fônon (1F) a  $570\text{ cm}^{-1}$ , aos modos 2 TO de dois fônons (2F) a  $730\text{ cm}^{-1}$ , modos TO + LO em  $906\text{ cm}^{-1}$  e modos 2 LO em  $1090\text{ cm}^{-1}$  (Gandhi et al., 2013). A última banda mais forte a  $1490\text{ cm}^{-1}$  é devida a uma dispersão de dois magnóns (2M), em alguns estudos ela é bem observada ao aumentarem a temperatura (Sildos et al., 2019). A magnitude de 2M está intrinsecamente ligada aos procedimentos de preparação, a temperatura da superfície, a dimensão das partículas e a morfologia das nanopartículas. Geralmente, a magnitude dos modos magnéticos tendem a diminuir conforme as partículas diminuem de tamanho, desaparecendo quando atingem dimensões inferiores a 10 nm, devido aos defeitos causados pela vacância de  $\text{Ni}^{2+}$  e a desordem presente na estrutura cristalina (Carneiro et al., 2010). Além disso, alguns estudos sugerem que o aparecimento de 1 LO é atribuído à desordem introduzida pelos defeitos e à dispersão a partir da região alargada que não é o centro da zona de Brillouin devido a danos na simetria de transmissão nas nanoestruturas (Mironova-Ulmane et al., 2011). Nesse contexto, foram feitos fits com a curva Lorentziana, conforme Figura 28, melhorando a visualização dos picos e confirmando a precisão dos dados experimentais.

Figura 28 – Procedimento utilizado para fits com a curva Lorentziana.

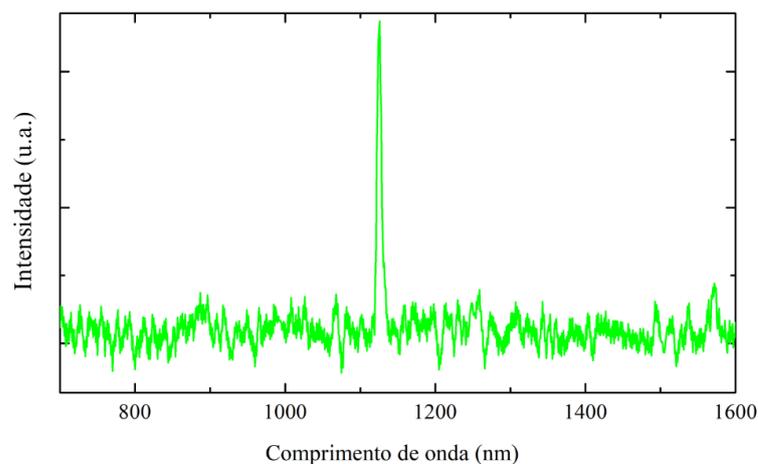


Fonte: O autor, 2024.

#### 4.2.5 MEDIDAS USANDO A TÉCNICA DE ESPECTROSCOPIA DE RESSONÂNCIA DE PLASMÓN E MAGNÓN ASSISTIDA POR EFEITOS TÉRMICOS SPINTRÔNICOS

O processo experimental que adotamos começa com a preparação, onde o material a ser estudado é posicionado sobre a base e alinhado corretamente. O laser é ajustado para emitir um feixe de luz com as características desejadas (comprimento de onda, intensidade, etc). A luz do laser é colimada pela primeira lente e então focalizada pela segunda lente na superfície do material. Quando o feixe de laser incide sobre a superfície, ele excita plásmons de superfície, gerando uma ressonância. Um gradiente térmico é então aplicado ao material, induzindo correntes de spin e excitação de mágnons. Essas excitações interagem com os plásmons de superfície, causando variações na ressonância. O sensor spin-termo-óptico detecta as variações na ressonância de plásmon de superfície, que são convertidas em sinais enviados ao espectrômetro. O espectrômetro analisa a luz refletida ou transmitida, separando-a em seus componentes espectrais e registrando as mudanças na intensidade e posição dos picos de ressonância. Os dados coletados pelo espectrômetro são analisados para extrair informações sobre as propriedades magnônicas e térmicas do material, como transporte de mágnons, correntes de spin induzidas por gradientes térmicos e alterações nas propriedades magnéticas. Na Figura 29, mostramos um sinal de plásmon de superfície obtido em uma amostra de cristal de NiO onde 20 nm de ouro (Au) foi eletrodepositado.

Figura 29 – Espectro obtido com a técnica feita na UACSA/UFRPE em uma amostra de NiO/Au.



**Fonte:** O autor, 2024.

Após a coleta dos espectros, observamos características distintas que são indicativas da presença e interação de plásmons de superfície, conforme mostrado

na Figura 29. Os espectros revelam picos de ressonância que são resultado direto da excitação dessas ondas de superfície por meio da incidência do feixe de laser. A análise dos espectros mostra variações na intensidade e na posição dos picos de ressonância em relação ao comprimento de onda da luz incidente. Essas variações são consistentes com os efeitos esperados da interação entre os plásmons de superfície e as excitações magnônicas, bem como dos efeitos térmicos spintrônicos induzidos pelo gradiente térmico aplicado. Os picos de ressonância identificados nos espectros correspondem às frequências em que ocorre a excitação mais eficiente dos plásmons de superfície. Ao comparar esses picos com dados encontrados na literatura, observamos uma concordância significativa, validando assim nossas medidas experimentais. Essa concordância com os dados da literatura confirma a presença e a identificação correta dos plásmons de superfície em nosso sistema experimental. Além disso, sugere que as interações entre plásmons, mágnons e efeitos térmicos spintrônicos estão ocorrendo de acordo com os modelos teóricos estabelecidos.

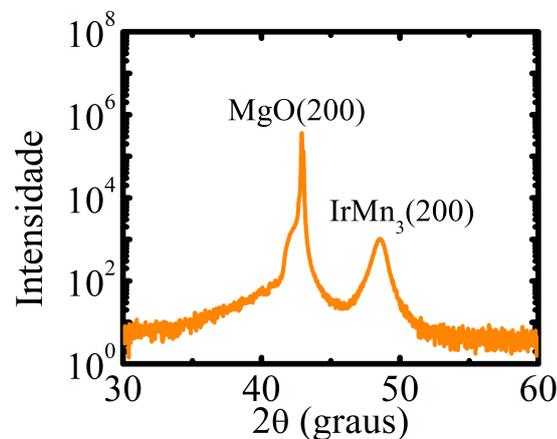
Concomitantemente ao trabalho proposto nas amostras de NiO, realizamos estudos em outros materiais afim de observar novos efeitos e deslumbrar novas aplicações.

#### 4.3 AMOSTRAS DE $\text{IrMn}_3$ E $\text{IrMn}_3/\text{Pt}$

Os estudos recentes têm amplamente explorado os materiais antiferromagnéticos que exibem estados topologicamente protegidos em suas bandas de momento e aqueles que demonstram uma topologia não trivial na interface do espaço real. Essas características são fonte de inspiração para o avanço no desenvolvimento de novos dispositivos na esfera da spintrônica antiferromagnética (Zelezny et al., 2017). Um exemplo notável consiste no antiferromagneto não colinear  $\text{IrMn}_3$ , que manifesta uma impressionante energia de anisotropia magnetocristalina de 10 meV por célula unitária. Sua estrutura cristalina é cúbica de face centrada, evidenciando um ângulo Hall de spin significativo, aproximadamente 0,35, na direção cristalográfica [001]. Destaca-se que o ferromagnetismo local dos spins não compensados pode induzir uma simetria antiferromagnética no material adjacente. A platina (Pt) emerge como uma escolha promissora para o acoplamento, dada sua natureza quase-ferromagnética, conforme o critério de Stoner (Liang et al., 2018). Consequentemente, a combinação de  $\text{IrMn}_3$  e Pt surge como candidatos promissores para a detecção de ressonância devido ao ferromagnetismo na interface. A técnica de ressonância ferromagnética (FMR), aplicada tanto com quanto sem corrente elétrica, proporciona meios eficazes para essa detecção (Holanda et al., 2020). Nesse sentido, foram identificados sinais de ressonância ferromagnética na amostra de  $\text{IrMn}_3/\text{Pt}$ , tanto na ausência quanto na presença de corrente elétrica. Além disso, investigamos a variação do amortecimento na interface em resposta à corrente elétrica.

Os filmes de  $\text{IrMn}_3$  utilizados foram depositados por evaporação catódica com pressões de base de  $1 \times 10^{-7}$  torr e de argon de 3 mtorr a uma temperatura de 843 K nos substratos de MgO (100). Em seguida, depositamos a camada de Pt à temperatura de 373 K para difusão em  $\text{IrMn}_3$  e a camada de Ti à temperatura ambiente. Utilizamos a camada de Ti (2 nm) para proteger as propriedades da superfície da camada de  $\text{IrMn}_3$  ou de Pt. Descobrimos que  $\text{IrMn}_3$  tem uma constante de rede de  $(0,377 \pm 0,001)$  nm, que corrobora com os valores da literatura (Jenkins et al., 2019). A Figura 30 mostra um padrão de difração de raios X para  $\text{IrMn}_3$  em um substrato de MgO (100).

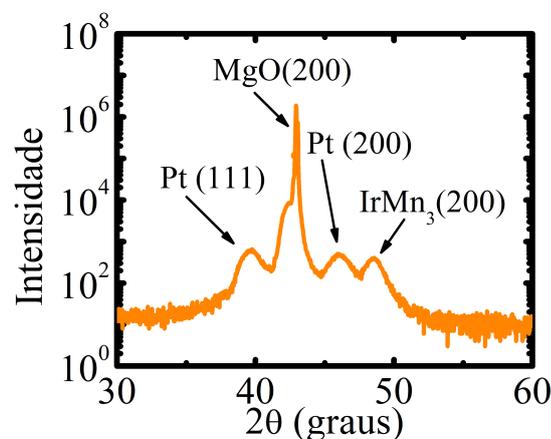
Figura 30 – Padrão de difração de raios X para o  $\text{IrMn}_3$  em um substrato de MgO (100).



Fonte: O autor, 2024.

Em outra análise, o padrão de difração de raios X da Figura 31 mostra que a Pt cresceu na superfície do  $\text{IrMn}_3$ , apresentando diferentes fases.

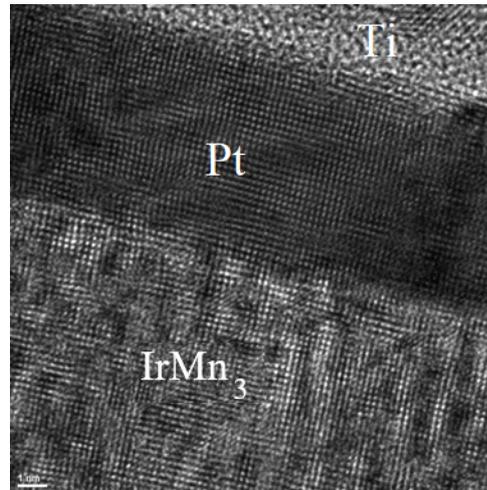
Figura 31 – Padrão de difração de raios X para o  $\text{IrMn}_3(10 \text{ nm})/\text{Pt}(6 \text{ nm})/\text{Ti}(2 \text{ nm})$ .



Fonte: O autor, 2024.

A qualidade das amostras também foi analisada por MET, como mostra a micrografia da amostra  $\text{IrMn}_3(10 \text{ nm})/\text{Pt}(6 \text{ nm})/\text{Ti}(2 \text{ nm})$  na Figura 32.

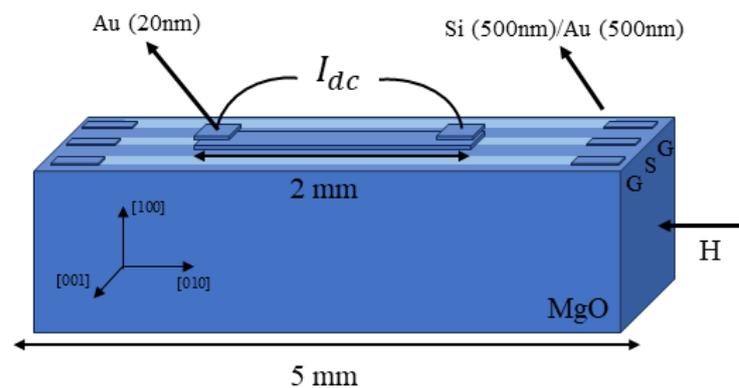
Figura 32 – Micrografia de microscopia eletrônica de transmissão da interface IrMn<sub>3</sub>(10 nm)/Pt(6 nm)/Ti(2 nm).



Fonte: O autor, 2024.

Podemos estabilizar uma polarização de troca à temperatura ambiente para a bicamada IrMn<sub>3</sub>/Py, e assim o IrMn<sub>3</sub> é ordenado antiferromagneticamente à temperatura ambiente (Zhang et al., 2016) (Jenkins et al., 2019). Isso também aconteceu com o ferromagnetismo na interface antiferromagnética e quase-ferromagnética que também é estabilizado. Para a deposição das amostras, utilizamos uma máscara metálica para evitar qualquer tipo de contaminação na superfície do MgO, e um guia de onda coplanar na superfície da amostra, como mostrado na Figura 33.

Figura 33 – Guia de ondas coplanar depositado por evaporação de feixe de elétrons no topo das amostras.

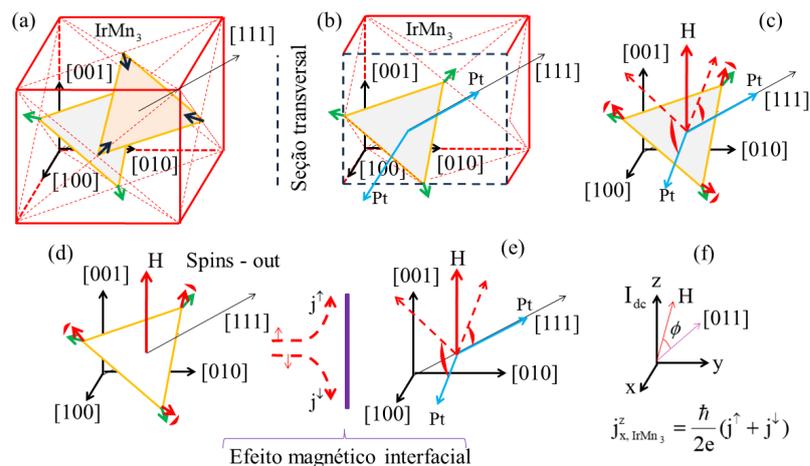


Fonte: O autor, 2024.

Medimos os sinais de ressonância pela técnica de ressonância ferromagnética por analisador de rede vetorial (VNA-FMR). Obtivemos, através do ajuste de Lorentz, as larguras de linha de varredura de frequência ( $\Delta f_{VNA}$ ). Neste processo, medimos o coeficiente de transmissão varrendo a frequência a cada campo magnético fixo

(Holanda et al., 2020). Neste contexto, podemos detalhar o processo experimental baseando-se em uma análise estrutural, de acordo com a Figura 34.

Figura 34 – a) Célula unitária do  $\text{IrMn}_3$  com momentos  $\text{Mn}$ . b) Seção transversal da configuração de interface dos spins para fora do  $\text{IrMn}_3$ . c) Configuração de ressonância da rotação dos spins de  $\text{IrMn}_3$  e Pt sob campo magnético. d) Efeito magnético interfacial de  $\text{IrMn}_3$  em ressonância, acumulando spin na direção da Pt. e) Efeito Hall de spin da Pt em ressonância. f) Sistema de coordenadas das correntes de spin do  $\text{IrMn}_3$ .



Fonte: O autor, 2024.

Na Figura 34 (a), mostramos a célula unitária de  $\text{IrMn}_3$ , onde os átomos de  $\text{Mn}$  estão nos planos  $\{111\}$  e os seus spins estão alinhados ao longo das direções cristalográficas  $\langle 112 \rangle$ . Como se sabe, as configurações de spins para dentro e spins para fora são estados fundamentais não equivalentes e são imagens quirais uma da outra (Jenkins et al., 2019) (Holanda et al., 2020) (Zhang et al., 2016).

Para a análise das configurações de spins para dentro ou spins para fora, pode ser feito um corte de uma seção transversal na célula unitária de  $\text{IrMn}_3$ , como mostrada a partir de uma rede kagome no plano (111) com um spin ou outro apontando para fora em cada arranjo triangular do átomo de manganês  $\text{Mn}$  (Figura 34 (b)). Esta configuração representa a configuração da interface de spins para fora para o filme. Neste caso, a fina camada de Pt depositada no topo do  $\text{IrMn}_3$  cresce com as direções cristalográficas  $[100]$  e  $[111]$  observadas na Figura 34.

A quiralidade líquida na interface  $\text{IrMn}_3/\text{Pt}$  na condição de ressonância pode ser entendida pela rotação de spins não compensados de  $\text{IrMn}_3$  e os spins na superfície de Pt, como mostrado na Figura 34. O acoplamento dos spins não colineares de  $\text{IrMn}_3$ , e os spins quase-ferromagnéticos da Pt representam a condição ideal para explorar a interface magnética (Wang, 2021) (Šmejkal et al., 2018). Em condições de ressonância, utilizando os efeitos Hall do  $\text{IrMn}_3$  e da Pt, é criado um campo de acumulação de spin

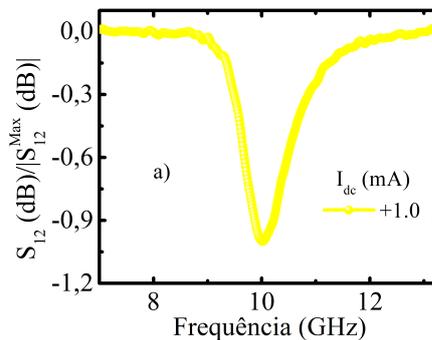
como duas correntes de spin que fluem nas direções da interface (Holanda et al., 2020) (Zhang et al., 2016).

A polarização do campo de acumulação de spin definida pelo campo magnético é transversal na interface magnética, como mostram as Figuras 34 (d) e 34 (e). A corrente de spin do  $\text{IrMn}_3$  é definida como

$$j_{\text{IrMn}_3}^z = j_{\gamma, \text{SSS}}^z = (j^\uparrow + j^\downarrow) \hbar/2e \quad (16)$$

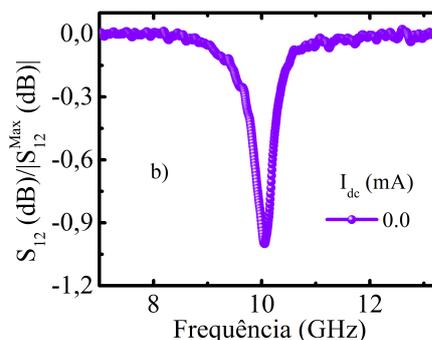
A corrente depende das configurações de spins para dentro e de spins para fora, como mostra a Figura 34 (f). A eficiência dos sinais FMR deve-se à quiralidade líquida das estruturas de spin, que proporciona maior complexidade em comparação com os materiais não magnéticos (Šmejkal et al., 2018) (Jiang et al., 2015) (Gilbert, 2004). As Figuras 35, 36 e 37 mostram os sinais de FMR obtidos com um VNA para uma frequência de 10 GHz, campo magnético de 10,3 kOe e diferentes correntes elétricas  $-1, 0$  e  $+1$  mA.

Figura 35 – Sinal de ressonância ferromagnética (FMR) para uma corrente elétrica DC de  $-1$  mA.



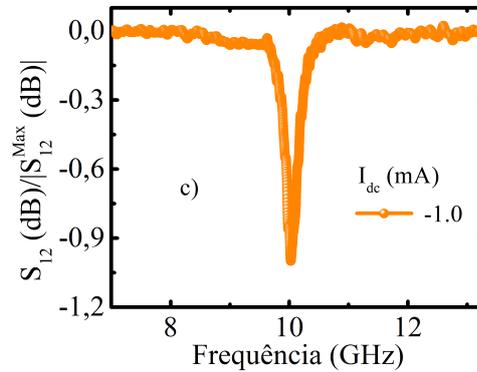
Fonte: O autor, 2024.

Figura 36 – Sinal de ressonância ferromagnética (FMR) para uma corrente elétrica DC de 0 mA.



Fonte: O autor, 2024.

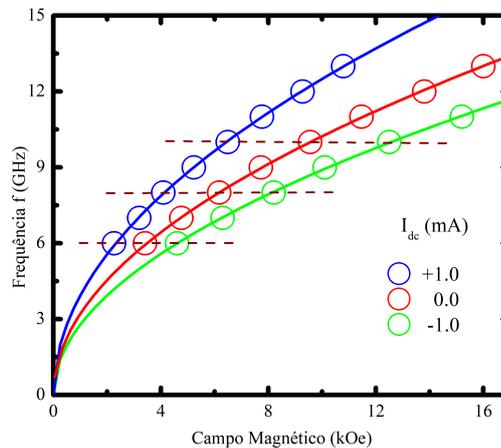
Figura 37 – Sinal de ressonância ferromagnética (FMR) para uma corrente elétrica DC de 1mA.



Fonte: O autor, 2024.

Duas observações precisam ser destacadas aqui: primeiro, a corrente elétrica produz uma variação significativa nas larguras de linha em varredura de frequência ( $\Delta f_{VNA}$ ), e segundo, um deslocamento é causado pelo campo de acumulação ( $H_{Ac}$ ). Na Figura 38 mostramos que o campo de acumulação ( $H_{Ac}$ ) devido à corrente elétrica produz uma alteração no campo de ressonância.

Figura 38 – Frequência FMR em função do campo magnético.



Fonte: O autor, 2024.

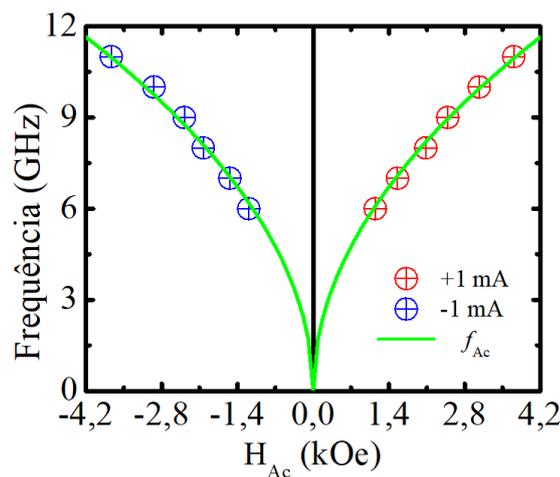
Esta é uma evidência de um efeito magnético interfacial devido ao forte acoplamento da bicamada IrMn<sub>3</sub>/Pt, semelhante à bicamada IrMn<sub>3</sub>/Py (Kohn et al., 2013) (Holanda et al., 2017). Na Figura 38, a curva sólida representa o ajuste dos dados experimentais pela equação de Kittel, dada por:

$$f = \gamma [(H_R) (H_R + 4\pi M_{\text{eff}} \pm H_{Ac})]^{1/2}, \quad (17)$$

onde o  $\hbar$  é a constante de Planck reduzida, e  $4\pi M_{\text{eff}} = 4\pi M_S + H_{\text{AS}}$  é a magnetização efetiva que é muito maior do que a magnetização de saturação  $4\pi M_S$  devido ao efeito do campo de anisotropia de superfície  $H_{\text{AS}}$ . Usando o ajuste com a equação de Kittel para correntes elétricas nulas, obtivemos para a magnetização efetiva  $4\pi M_{\text{eff}} = (523,78 \pm 0,005)$  kOe, que é menor do que a obtida para IrMn<sub>3</sub>/Py (Xiong et al., 2021) (Zhang et al., 2015).

As propriedades dos materiais antiferromagnéticos não colineares com estados topológicos magnéticos produzem grandes mudanças (Surgers et al., 2014) (Liu et al., 2019b), isto também é uma característica dos spins não compensados que induzem o magnetismo. Na Figura 39, representamos a mudança da frequência de ressonância em função do campo de acumulação de spin ( $H_{\text{Ac}}$ ) para corrente elétrica  $\pm 1$  mA.

Figura 39 – Frequência de ressonância ferromagnética (FMR) em função do campo de acumulação de spin  $H_{\text{Ac}}$ .

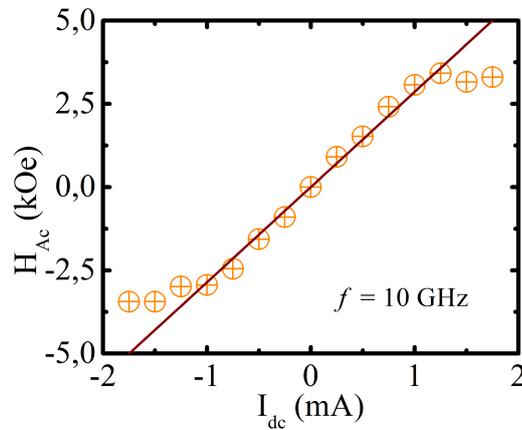


Fonte: O autor, 2024.

O campo de acumulação de spin aumenta obedecendo a uma equação de Kittel descrita por linhas verdes. Neste caso, as configurações de spins para dentro e spins para fora exibem as mesmas energias, e ambas existem espontaneamente no material (Zhang et al., 2016) (Liu et al., 2019b). Por outro lado, na Figura 40 mostramos o campo de acumulação de spin em função da corrente elétrica na frequência de ressonância de 10 GHz. Um pequeno início de saturação do campo de acumulação de spin é observado para correntes elétricas  $I_{\text{dc}} < -1$  mA e  $I_{\text{dc}} > +1$  mA, o que também é observado em outras bicamadas (Kohn et al., 2013) (Holanda et al., 2020) (Tsai et al., 2020).

A polarização do campo de acumulação de spin segue a corrente elétrica, confirmando a manipulação do efeito interfacial magnético na bicamada IrMn<sub>3</sub>/Pt, similar à polarização de troca na bicamada antiferromagnética/ferromagnética."(Holanda et al., 2020) (Zhang et al., 2016) (Zhang et al., 2015).

Figura 40 – Campo de acumulação de spin em função da corrente elétrica em relação à frequência.



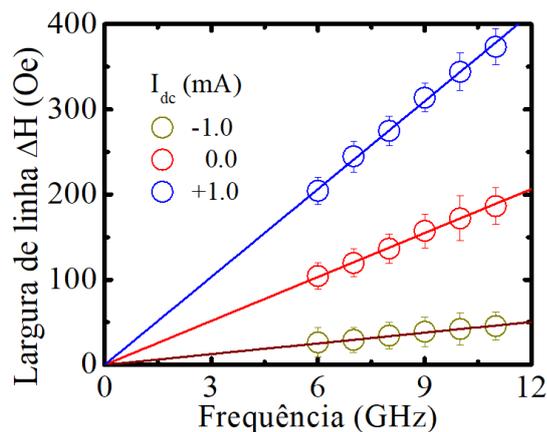
Fonte: O autor, 2024.

Na Figura 40, o ajuste é feito com a expressão:

$$\Delta H = (\alpha/\lambda)f \quad (18)$$

onde  $\alpha$  é o amortecimento magnético de Gilbert da interface (Gilbert, 2004). Na Figura 41, mostramos a mudança da largura de linha para os diferentes valores trabalhados de corrente elétrica:  $-1$ ,  $0$  e  $+1$  mA.

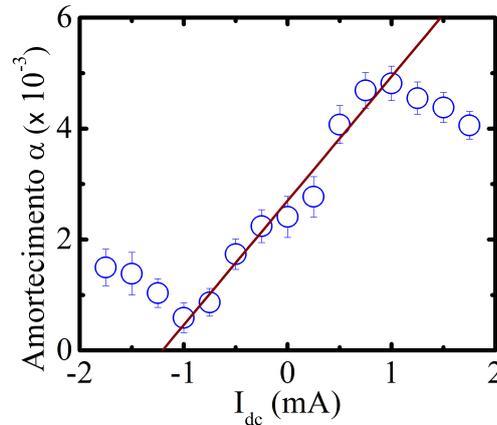
Figura 41 – Mudança na largura de linha em função da frequência FMR para os três valores de corrente elétrica.



Fonte: O autor, 2024.

Na Figura 42, mostramos a mudança do amortecimento da interface  $\text{IrMn}_3/\text{Pt}$  em função da corrente elétrica. O amortecimento começa a aumentar para correntes elétricas abaixo de  $-1$  mA, assim como diminui para correntes elétricas acima de  $+1$  mA.

Figura 42 – Mudança de amortecimento em função da corrente elétrica.



Fonte: O autor, 2024.

Este comportamento está de acordo com os dados da Figura 41, e é devido às configurações de spins para dentro e spins para fora nas amostras de IrMn<sub>3</sub>/Pt que perdem as suas características dinâmicas devido à saturação do campo de acumulação de spin e ao fato da interface apresentar uma mudança de temperatura local.

Os fenômenos spintrônicos, como o torque spin-órbita induzido por corrente, permitem uma manipulação eficiente da magnetização. Na configuração básica da dinâmica da magnetização induzida por corrente, as correntes de carga em amostras multicamadas que fluem no plano podem gerar correntes de spin fora do plano, dependendo do contexto, e ter polarização de spin (Mirzarian; Shokri; Elahi, 2014) (Nakajima et al., 2023) (Koner et al., 2022). Dentro deste contexto, algumas técnicas podem ser usadas para explorar os fenômenos dinâmicos da polarização de spin. A técnica de espectroscopia de micro-ondas por ressonância ferromagnética de banda larga (FMR) tem representado uma ferramenta experimental para estudar as propriedades dinâmicas de materiais magnéticos (Jungfleisch; Zhang; Hoffmann, 2018) (Holanda et al., 2020). Juntamente com esta técnica convencional, tem sido utilizada uma corrente elétrica para manipular a corrente de spin através da corrente de carga em bicamadas de materiais magnéticos e não magnéticos; este fenômeno é designado por efeito Hall de spin (Azevedo; Vilela-Leao; Rodriguez-Suarez, 2011) (Zhang et al., 2014) (Hoffmann, 2013). O resultado é a modulação do amortecimento do material magnético, abrindo novas perspectivas de aplicações em spintrônica, como discutido aqui (Sanchez et al., 2013) (Tserkovnyak et al., 2005) (Tserkovnyak; Brataas; Bauer, 2002).

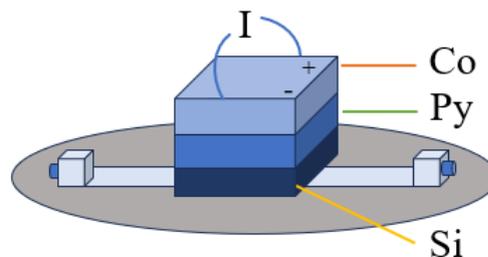
#### 4.4 AMOSTRAS DE PY/CO

O efeito Hall de spin converte diretamente a corrente de carga em corrente de spin devido à interação spin-órbita (Azevedo; Vilela-Leao; Rodriguez-Suarez, 2011)

(Holanda et al., 2020). Embora presente em bicamadas magnéticas, não havia evidências de antipolarização da corrente de spin por acoplamento entre anisotropias magnéticas interfaciais de dois materiais ferromagnéticos com interação spin-órbita (Mosendz et al., 2010) (Sandweg et al., 2010), tema que será discutido aqui.

Nossas amostras, preparadas por pulverização catódica, consistem em 20 nm de permalloy (Py, Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub>) sobre 10 nm de cobalto (Co), depositadas em substrato de Si retangular de  $4,0 \times 2,0 \text{ mm}^2$  a temperatura ambiente e a  $300^\circ\text{C}$ . A deposição a  $300^\circ\text{C}$  promoveu uma leve difusão no filme de Py, visando influenciar as anisotropias magnéticas locais na interface. Medimos a ressonância magnética sem e com corrente DC nas bicamadas de Py e Co. A Figura 43 ilustra a montagem utilizada para essas medições.

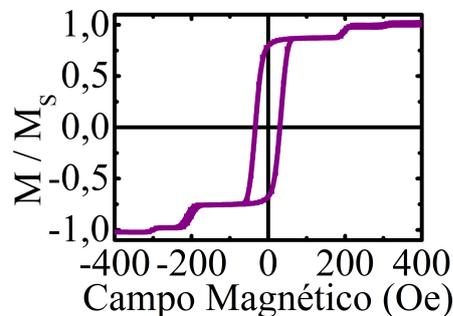
Figura 43 – Configuração de ressonância ferromagnética e esquema da corrente DC aplicada.



Fonte: O autor, 2024.

Neste contexto, realizamos medidas magnéticas por MAV. Os nossos laços de histerese mostram diferentes anisotropias presentes na interface Py/Co, como evidenciado na Figura 44.

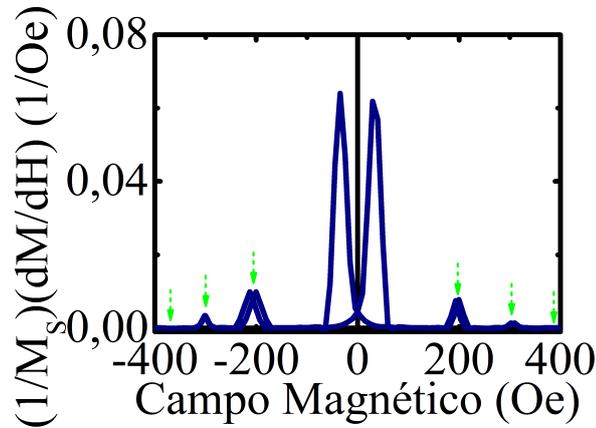
Figura 44 – Laços de histerese para a interface Py/Co.



Fonte: O autor, 2024.

Esboçamos a derivada do laço de histerese da Figura 44 em função do campo magnético. Este procedimento revela efetivamente a presença de anisotropias magnéticas interfaciais indicadas pelas setas verdes na Figura 45.

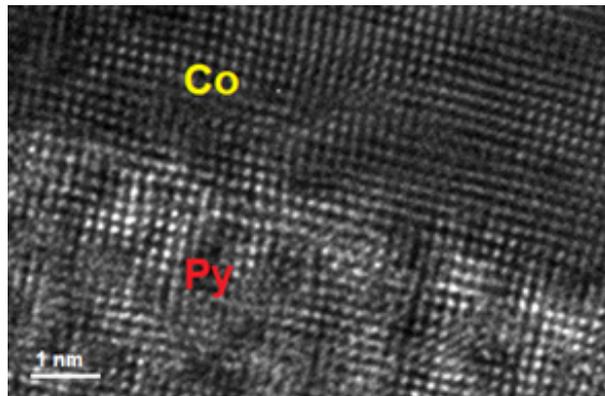
Figura 45 – Derivada dos laços de histerese de em função do campo magnético onde  $M$  é magnetização e  $M_s$  é a magnetização de saturação.



Fonte: O autor, 2024.

Também utilizando a microscopia eletrônica de transmissão, verificamos que os elementos Py/Co são de boa qualidade, como mostra a Figura 46.

Figura 46 – Micrografia de microscopia eletrônica de transmissão da interface Py/Co.



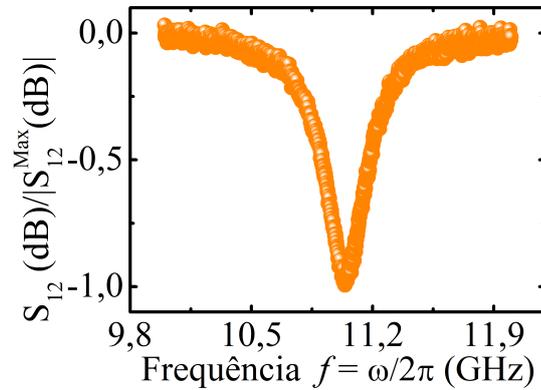
Fonte: O autor, 2024.

A fim de estudar a análise dinâmica destas anisotropias, realizamos as medidas com o coeficiente de transmissão varrendo a frequência em campos fixos. As larguras de linha varridas em frequência ( $\Delta f_{VNA}$ ) são obtidas através do ajuste da função de Lorentz.

A Figura 47 mostra o sinal FMR obtido com um analisador de rede vetorial (VNA) para campos magnéticos aplicados ao longo da direção  $\hat{x}$  sem corrente DC para uma única camada de Py. Este sinal apresenta uma largura de linha da ordem de  $\Delta H = 42$  Oe com um campo magnético de 1,3 kOe para uma frequência de ressonância de 11 GHz.

Na Figura 48, apresentamos a frequência de ressonância em função do campo magnético, com a linha sólida obtida pela expressão  $f = \gamma \sqrt{(H + H_A)(H + H_A + 4\pi M_{eff})}$ ,

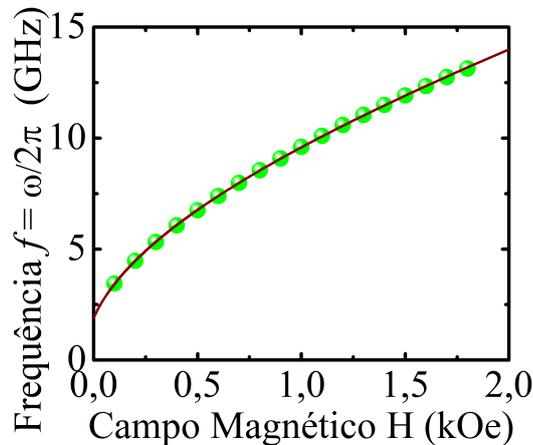
Figura 47 – Sinal de ressonância ferromagnética obtido usando o VNA para um campo magnético de  $H = 1,3$  kOe.



Fonte: O autor, 2024.

na qual foi usada a razão giromagnética  $\gamma = 2,8$  GHz/kOe, um campo de anisotropia efetivo de  $H_A = 45$  Oe e uma magnetização de saturação efetiva de  $4\pi M_{eff}^{Py} = 10,2$  kG.

Figura 48 – Frequência FMR em função do campo magnético.



Fonte: O autor, 2024.

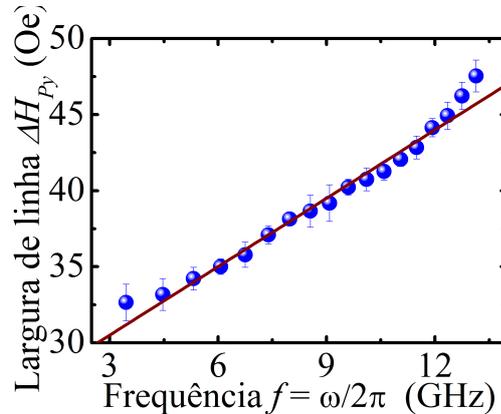
Para o presente caso, a largura de linha em função da frequência é dada por:

$$\Delta H = \Delta H_0 + (\alpha/\gamma)f. \quad (19)$$

onde  $\alpha$  é o amortecimento de Gilbert e  $\Delta H_0$  é a largura de linha intrínseca do material (Gilbert, 2004).

Na Figura 49 mostramos a largura de linha do filme de Py  $\Delta H_{Py}$  em função da frequência, onde o ajuste foi obtido com uma largura de linha intrínseca de  $\Delta H_0^{Py} = 26$  Oe e amortecimento de  $\alpha_{Py} = 4,2 \times 10^{-3}$ . Todos os parâmetros obtidos para os filmes de Py simples estão de acordo com a literatura.

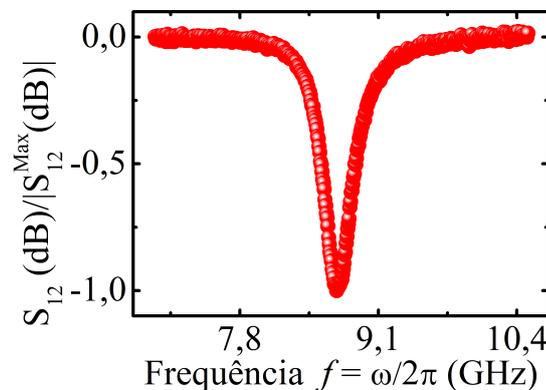
Figura 49 – Mudança da largura de linha em função da frequência FMR para uma amostra de permalloy (Py) de 20 nm.



Fonte: O autor, 2024.

Na Figura 50 mostramos um dos sinais de FMR obtidos com campos magnéticos ao longo da direção  $\hat{x}$  sem corrente DC para amostras de Py/Co.

Figura 50 – Sinal de ressonância ferromagnética usando o VNA para o campo magnético de  $H = 0,5$  kOe.

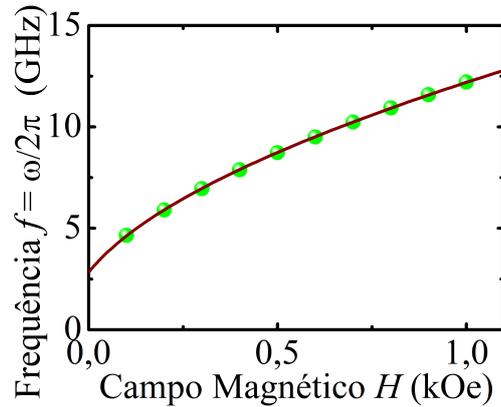


Fonte: O autor, 2024.

Já na Figura 51 temos a frequência de ressonância em função do campo magnético, na qual foi obtido um campo de anisotropia efetivo de  $H_A = 60,6$  Oe e uma magnetização de saturação efetiva de  $4\pi M_{eff}^{Py/Co} = 16,8$  kG. O aumento da magnetização de saturação efetiva em comparação com filmes de Py simples revela o excelente acoplamento entre as camadas ferromagnéticas (Nahrwold et al., 2010).

Na Figura 52, traçamos a largura de linha da bicamada Py/Co ( $\Delta H_{Py/Co}$ ) em função da frequência de ressonância, onde, olhando para os dados experimentais, obtemos uma largura de linha intrínseca de  $\Delta H_0^{Py/Co} = 28,2$  Oe e um amortecimento de  $\alpha_{Py/Co} = 4,3 \times 10^{-3}$ . Observamos um aumento do amortecimento das amostras Py/Co da ordem dos 2,3 % em comparação com as amostras de Py simples. Tal aumento já é

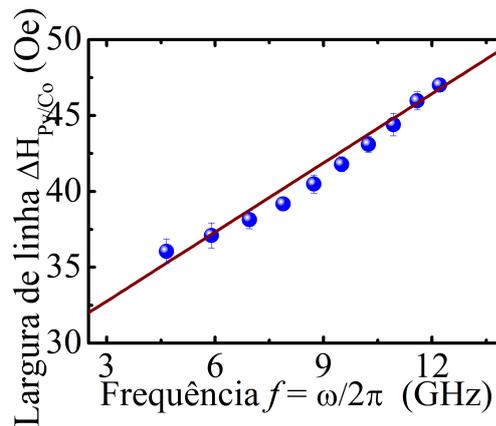
Figura 51 – Frequência FMR em função do campo magnético.



Fonte: O autor, 2024.

bem conhecido para outros materiais e surge devido à formação da interface entre as camadas (Rezende et al., 1998) (Arana et al., 2020).

Figura 52 – Mudança da largura de linha em função da frequência FMR.



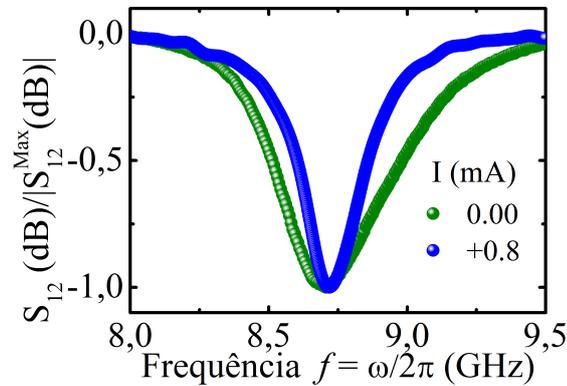
Fonte: O autor, 2024.

Neste contexto, os efeitos devido às anisotropias magnéticas são bem conhecidos e podem servir como polarizadores de corrente de spin em interfaces com polarização de troca (Arana et al., 2020), por exemplo. Este fenômeno de polarização é também utilizado em válvulas de spin (Wang et al., 2018). Em interfaces ferromagnéticas, o efeito de polarização pode apresentar novas características de spins (Silva; Degiorgi; Holanda, 2023). De fato, a interconversão de correntes de carga e de spin através do efeito Hall é essencial para aplicações spintrônicas, uma vez que a comutação determinística e eficiente em termos energéticos da magnetização pode ser alcançada quando as polarizações das correntes de spin são colineares com a magnetização (Nan et al., 2020).

As análises das alterações das larguras de linha da bicamada Py/Co em função da corrente Dc estão apresentadas nas figuras seguintes. Na Figura 53, mostramos os

sinais de FMR obtidos com campos magnéticos aplicados ao longo da direção  $\hat{x}$  sem e com corrente DC de  $I = +0,8$  mA.

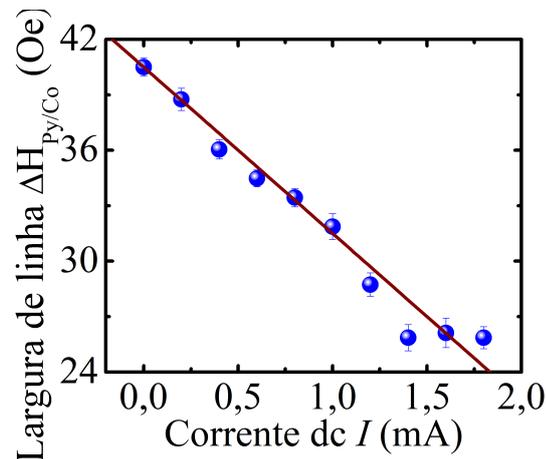
Figura 53 – Sinais de ressonância ferromagnética obtidos utilizando o VNA para o campo magnético de  $H = 0,5$  kOe e frequência de ressonância de 8,7 GHz.



Fonte: O autor, 2024.

A dependência da largura de linha da bicamada Py/Co com a corrente DC é apresentada nas Figuras 54 e 55 para correntes DC positivas e negativas, respectivamente. Em outros tipos de bicamadas, a largura de linha diminui com a aplicação de corrente DC para correntes positivas, conforme mostrado na Figura 54.

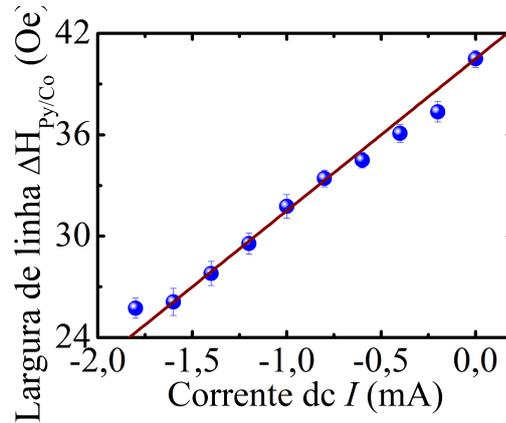
Figura 54 – Mudança da largura de linha em função da corrente DC positiva.



Fonte: O autor, 2024.

Em nossos resultados, esperávamos que a largura de linha aumentasse quando a polarização da corrente fosse invertida no sentido negativo, o que não aconteceu, como mostra a Figura 65. Sabemos que o transporte de spin pode ser mediado não só por elétrons de condução, mas também por magnóns em materiais ferromagnéticos (Holanda et al., 2017a). Assim, as anisotropias magnéticas locais contribuem para as interações elétron-magnóns em bicamadas ferromagnéticas (Holanda et al., 2017b).

Figura 55 – Mudança da largura de linha em função da corrente DC negativa.



Fonte: O autor, 2024.

Essas interações induzem processos adicionais de spin-flip com espalhamento assimétrico dependente do spin, que são equivalentes em magnitude para canais de spin de cima para baixo e de baixo para cima em sistemas ferromagnéticos (Omori et al., 2019) (Cornelissen et al., 2015). Aqui, esse espalhamento assimétrico dependente de spin que é causado por anisotropias contribui para a antipolarização da corrente de spin. Em outras palavras, este efeito está associado à distribuição de pequenas anisotropias capazes de bloquear a inversão da polarização da corrente de spin. Considerando a conhecida relação entre correntes de carga e de spin:

$$\vec{J}_C^{(+)} = \left( \frac{2e}{\hbar} \right) \theta_{SH} \vec{J}_S \times \hat{\sigma} \quad (20)$$

Sendo assim, podemos escrever a corrente de carga para corrente DC positiva, como:

$$\vec{J}_C^{(+)} = \left( \frac{2e}{\hbar} \right) \theta_{SH} \vec{J}_S \times \hat{\sigma} \quad (21)$$

e para corrente DC negativa, como:

$$\vec{J}_C^{(-)} = \left( \frac{2e}{\hbar} \right) \theta_{SH} \vec{J}_S \times \hat{\sigma}. \quad (22)$$

As equações (21) e (22) revelam a seguinte propriedade  $\left( \vec{J}_C^{(+)} \right)^\dagger = - \vec{J}_C^{(-)}$  (Sakurai, 1994). Portanto, pela propriedade de hermiticidade, obtivemos  $\left( \vec{J}_S \right)^\dagger = \vec{J}_S$ , o que mostra a propriedade de hermiticidade da corrente de spin gerada pela sua antipolarização. Neste caso, a corrente foi escrita como um tensor para melhor apresentar a propriedade de hermiticidade.

Em resumo, descrevemos aqui um novo fenômeno, que designamos por antipolarização da corrente de spin, e que resulta do bloqueio produzido na polarização da corrente de spin pelas anisotropias da interface Py/Co. Em termos de fundamentos dos

fenômenos quânticos nos materiais, esta é uma prova experimental da Hermiticidade da corrente de spin. Além disso, os efeitos de interface são importantes em dispositivos quânticos, pois podem influenciar as propriedades de spin no meio.

#### 4.5 AMOSTRAS DE ARRANJOS DE NANOFIOS DE NIFE, FE E CO

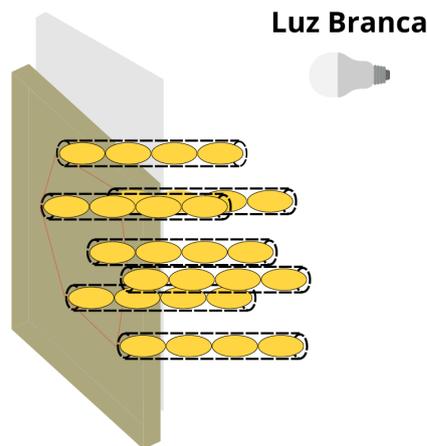
A pesquisa sobre nanofios de materiais magnéticos sempre cativou a atenção da comunidade científica. Diversos grupos exploram as propriedades magnéticas de sistemas nanométricos (Zhang et al., 2019) (Charilaou; Braun; Löffler, 2018) (Holanda et al., 2014). Esse interesse é particularmente direcionado às interações magnéticas que moldam as características das nanoestruturas (Wang; Jiang; Meng, 2020) (Shevchenko; Barabash, 2022) (Lavin et al., 2009). Sabemos que essas interações magnéticas desencadeiam fenômenos complexos ainda não totalmente compreendidos (Larsson et al., 2021) (Honda; Sonobe, 2022) (Zhou et al., 2014).

Uma abordagem para analisar esses efeitos é o processo de magnetização. Esse método gera a magnetização remanente, utilizada como uma fonte valiosa de informações sobre a intensidade das interações (Ly; Manchon, 2022) (Liu et al., 2019a) (Klik; Yao; Chang, 1997) (Mayo et al., 1991). A manipulação das interações magnéticas é possível por meio do estado remanente e das curvas  $\Delta m$ . As curvas  $\Delta m$  representam comparações entre as curvas de magnetização remanente isotérmica (IRM(H)) e desmagnetização por corrente contínua (DCD(H)) (Silva et al., 2023) (Hernandez; Azevedo; Rezende, 2009) (Escrig et al., 2008).

Aqui, nossa análise experimental foi fundamental para determinar com precisão o valor da intensidade das interações magnéticas em matrizes de nanofios eletro-depositados sobre membranas de alumínio anódico (AAO). O processo envolveu a utilização de nanofios de diferentes materiais, incluindo permalloy, ferro e cobalto, a fim de avaliar como essas composições distintas influenciavam o comportamento magnético. Ao longo da investigação, interpretamos os resultados experimentais levando em consideração a dependência angular das interações magnéticas, o que nos permitiu compreender mais detalhadamente os fenômenos ocorrendo em cada condição. Nossa análise revelou a presença de dois tipos distintos de comportamento magnético, os quais foram denominados como desmagnetizado e magnetizado. No estado desmagnetizado, observamos que o processo é caracterizado por interações predominantemente desmagnetizantes (PID). Já no estado magnetizado, verificamos que as interações predominantes são magnetizantes (PIM). Essas descobertas fornecem dados valiosos sobre a complexa natureza das interações magnéticas em materiais de nanofios e podem ter importantes implicações em futuras aplicações tecnológicas envolvendo controle e manipulação de propriedades magnéticas em nanoestruturas.

Na Figura 56 vemos a distribuição hexagonal dos nanofios eletrodepositados em membranas de óxido de alumínio anódico (AAO).

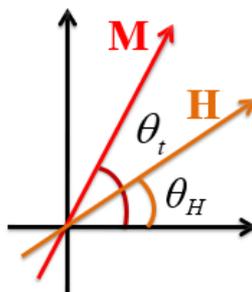
Figura 56 – Matrizes de nanofios e as direções do campo magnético aplicado durante as medidas das curvas IRM(H) e DCD(H).



Fonte: O autor, 2024.

Também foi feita uma análise por MEV dos nanofios, onde determinamos a distância entre eles e o diâmetros dos fios. Os ângulos que a magnetização e o campo magnético fazem com o eixo dos nanofios durante as medidas das curvas IRM(H) e DCD(H) estão dispostos na Figura 57. As medidas foram realizadas com um VSM modelo EV7 à temperatura ambiente.

Figura 57 – Os ângulos  $\theta$  e  $\theta_H$  representam os ângulos que a magnetização e o campo magnético, respectivamente, fazem com o eixo dos nanofios com  $t = \text{PID}$  ou  $\text{PIM}$



Fonte: O autor, 2024.

As matrizes de nanofios policristalinos (permalloy, ferro e cobalto) foram eletrodepositados em membranas de AAO. Nós fabricamos algumas amostras, ou seja, membranas eletrodepositadas com diâmetros de poro de  $D = 18 \text{ nm}$  e uma distância

centro a centro de  $d = 56$  nm, as quais chamamos de NiFe-A (permalloy), Fe (ferro) e Co (cobalto). Fabricamos uma outra amostra: uma membrana eletrodepositada com um diâmetro de poro de  $D = 44$  nm e uma distância centro a centro dos poros de  $d = 98$  nm, que chamamos de NiFe-B (permalloy). Todos os nanofios eletrodepositados têm um comprimento da ordem de  $1 - 5 \mu\text{m}$ .

Na Figura 58, mostramos os mapas experimentais para  $\theta_H = 00^\circ$ , onde as curvas hachuradas representam a interseção das curvas definidas pelas equações a seguir:

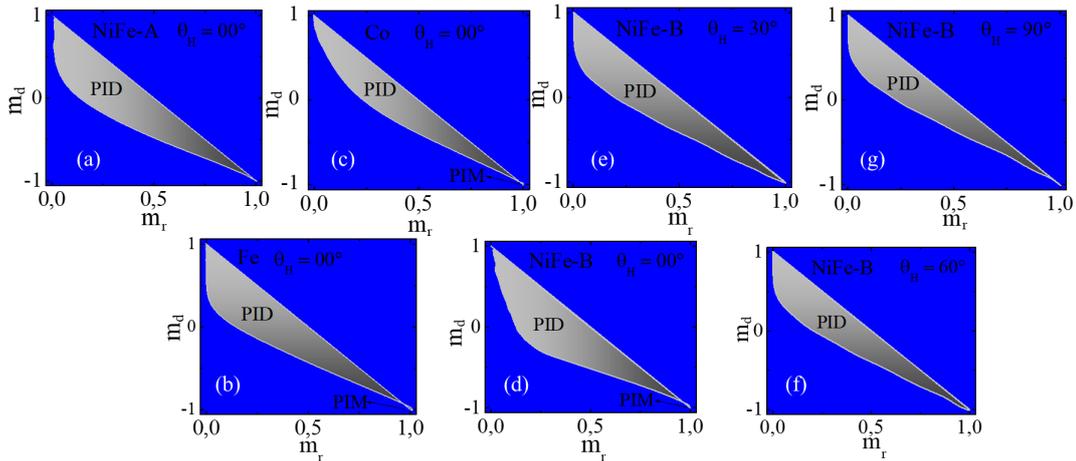
$$m_{d2}(H) = \Delta m_{\text{Exp}} + [1 - 2m_r(H)], \quad (23)$$

e

$$m_{d1}(H) = 1 - 2m_r(H). \quad (24)$$

Na Figura 58 (a), observamos apenas interações PID, que traduzem a influência da quantidade de material magnético eletrodepositado. Por outro lado, nos mapas de interação experimentais apresentados na Figura 58 (b), (c) e (d), ilustramos a evidência de interações PID e PIM para cada material (ferro, cobalto e permalloy).

Figura 58 – a) NiFe-A, b) Fe, c) Co, e d) NiFe-B mostram os mapas de interações em  $\theta_H = 0^\circ$  para os diferentes materiais. e)  $\theta_H = 30^\circ$ , f)  $\theta_H = 60^\circ$  e g)  $90^\circ$  mostram a dependência angular dos mapas de interações experimentais para a amostra NiFe-B, que tem a maior quantidade de material magnético eletrodepositado.



Fonte: O autor, 2024.

Na Tabela 1, apresentamos os valores de intensidade encontrados para as interações PID e PIM utilizando as equações (23) e (24) em  $I = \lim_{|\delta| \rightarrow 0} \sum_{i=1}^N |\Delta m_{\text{Exp},i}| \delta_i m_r(H)$  (Holanda, 2021), em que  $\Delta m_{\text{Exp},i} < 0$  para PID e  $\Delta m_{\text{Exp},i} > 0$  para PIM.

Tabela 1 – Valores de intensidade das interações magnéticas PID e PIM para cada amostra em  $\theta_H = 00^\circ$ .

	PID	PIM
NiFe – A	$0.43 \pm 0.003$	0
Fe	$0.41 \pm 0.004$	$0.00093 \pm 0.000002$
Co	$0.32 \pm 0.003$	$0.00018 \pm 0.000005$
NiFe – B	$0.43 \pm 0.004$	$0.00029 \pm 0.000004$

Fonte: O autor, 2024.

Os valores mostram o comportamento das interações magnéticas em cada amostra, definindo uma característica intrínseca que pode ser usada para definir o comportamento das interações em dispositivos. Nas Figuras 58 (d), (e), (f) e (g), mostramos o comportamento da dependência angular dos mapas de interação experimental da amostra NiFe–B para  $\theta_H = 00^\circ$ ,  $\theta_H = 30^\circ$ ,  $60^\circ$  e  $90^\circ$ . Estes mapas mostram a variação na intensidade do termo experimental  $\Delta m_{Exp}$ . Através desses mapas, observamos que as interações PID e PIM diminuem à medida que o ângulo  $\theta_H$  aumenta. Tal comportamento é resultado da diminuição do balanço de energia durante as medidas IRM e DCD.

A abordagem de campo médio introduzida por Encinas-Oropesa (Encinas-Oropesa et al., 2001) é uma estimativa da energia dipolar em matrizes de nanofios reais, o que é um aspecto importante neste tipo de amostra. Mesmo em membranas eletrodepositadas com nanofios igualmente longos, o campo dipolar não é uniforme ao longo do comprimento do nanofio. O campo dipolar não homogêneo leva a interações dipolares entre os nanofios, ou seja, a situação é ainda mais complicada neste caso porque o comprimento do nanofio não é uniforme.

No geral, a análise da dependência angular das interações PID para matrizes de nanofios considera a densidade de energia de empacotamento dos nanofios na matriz (Encinas-Oropesa et al., 2001)). Logo, podemos escrever a seguinte equação:

$$E_{PID}^{NWA} = -3\pi PM^2 \sin^2(\varphi_{PID} + \theta_H). \quad (25)$$

onde  $P = (\pi/2\sqrt{3})(D/d)^2$  é o fator de empacotamento dos nanofios na matriz,  $d$  é a distância entre fios,  $D$  o diâmetro do nanofio e  $\varphi_{PID}$  é o ângulo PID definido por  $\varphi_{PID} = \theta_{PID} - \theta_H$ . Desta forma, a dependência angular do valor da intensidade para as interações PID é descrita aqui para matrizes de nanofios por:

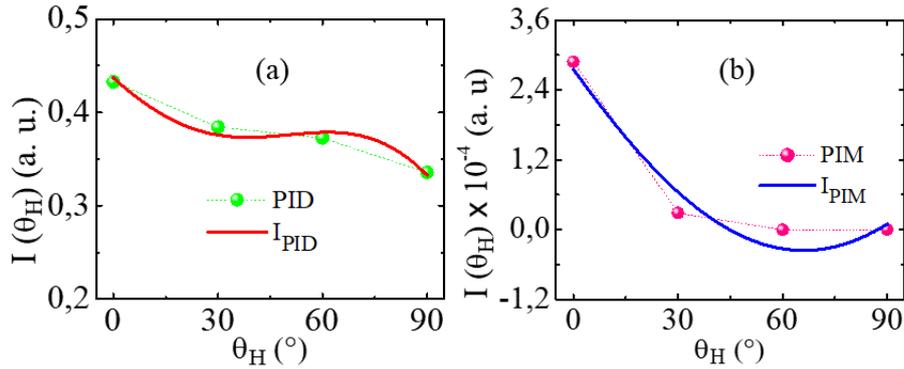
$$I_{PID} = I_{PID}^{NW}(0) \cos(\theta_H) + I_{PID}^{NWA}(0) \sin^2(\varphi_{PID} + \theta_H) \quad (26)$$

onde  $I_{PID}^{NW}(0)$  e  $I_{PID}^{NWA}(0)$  referem-se aos valores máximos obtidos para as intensidades das interações para os nanofios individuais (NW) e para as matrizes de nanofios (NWA) (Holanda, 2021).

Na Figura 59, apresentamos a variação angular das interações PID e PIM da amostra NiFe-B obtida através dos mapas de interação experimentais utilizando o

mesmo procedimento realizado para obter os valores da Tabela 1. Optamos por analisar esta amostra, uma vez que ela possui a maior quantidade de material magnético. Ajustando os dados da Figura 59 (a) com a Equação (26), encontramos  $I_{PID}^{NW}(0) = 0,42$ ,  $I_{PID}^{NWA}(0) = 0,35$  e  $\varphi_{PID} = -7^\circ$ . Os valores obtidos para as intensidades  $I_{PID}^{NW}(0)$  e  $I_{PID}^{NWA}(0)$  estão em concordância com os valores da Tabela 1 para interações PID.

Figura 59 – Dependência angular das interações magnéticas PID (a) e PIM (b) para a amostra NiFe-B.



Fonte: O autor, 2024.

Analisando a Figura 59 (b), as interações PIM estão associadas à interação de troca entre grãos ou nanofios. A densidade de energia de troca pode ser considerada constante nos nanofios e para matrizes de nanofios pode ser escrita como:

$$E_{Exc} = -A \cos(\varphi_{PIM} + \theta_H). \quad (27)$$

onde  $A$  é a constante de troca (Holanda et al., 2014) (Landeros et al., 2007) (Stoner; Wohlfarth, 1948) e  $\varphi_{PIM}$  é o ângulo PIM definido por  $\varphi_{PIM} = \theta_{PIM} - \theta_H$ . Portanto, a dependência angular do valor da intensidade para as interações PIM é escrita como (Holanda, 2021):

$$I_{PIM} = I_{PIM}^{NW}(0) + I_{PIM}^{NWA}(0) \cos(\varphi_{PIM} + \theta_H) \quad (28)$$

onde  $I_{PIM}^{NW}(0)$  e  $I_{PIM}^{NWA}(0)$  representam o valor máximo encontrado para as intensidades das interações para os nanofios (NW) e as matrizes de nanofios (NWA). Considerando os dados da Figura 59 (b) e seu respectivo ajuste com a equação (28), obtivemos  $I_{PIM}^{NW}(0) = 0,00049$ ,  $I_{PIM}^{NWA}(0) = 0,00052$  e  $\varphi_{PIM} = 114^\circ$ .

Os valores obtidos para as intensidades  $I_{PIM}^{NW}(0)$  e  $I_{PIM}^{NWA}(0)$  estão em perfeita concordância com a Tabela 1 para interações PIM. Os ângulos  $\varphi_{PID} = -7^\circ$  e  $\varphi_{PIM} = 114^\circ$  revelam as posições de equilíbrio máximo dos spins e seu momento magnético líquido associado durante as medidas experimentais. Observamos uma diferença de fase de  $\varphi = -7^\circ + 114^\circ = 107^\circ$  entre as posições de equilíbrio máximo das interações PID e PIM. A diferença de fase observada é uma prova clara de que podemos separar as

interações magnéticas. Além disso, os resultados mostram que as interações magnéticas em nanoestruturas são complexas (dependendo do material, forma, configuração experimental e parâmetros de excitação), e a sua análise é necessária para aplicações, como discutido na seção anterior.

#### 4.6 AMOSTRAS DE NANOFIOS: UMA ABORDAGEM ANALÍTICA PARA AS INTERAÇÕES MAGNETO-ÓPTICAS

As nanoestruturas, como os nanofios, são utilizadas numa grande diversidade de aplicações, desde dispositivos optoeletrônicos à escala nanométrica (como sensores, por exemplo) até meios de armazenamento de dados de alta densidade. O estado remanente oferece uma forma fundamental e natural de estudar as interações magnéticas para aplicações. Uma outra abordagem para analisar essas interações de nanofios é procurar descrever a interação luz-matéria com a aplicação de um campo magnético, onde a luz (que pode ser luz branca) serve apenas excitar os efeitos magneto-ópticos, ou seja, todos os resultados podem ser obtidos considerando a dependência das interações magneto-ópticas juntamente com as interações puramente magnéticas sob um campo magnético.

O recente interesse da comunidade científica pelas interações magneto-ópticas abriu a possibilidade de uma compreensão global de características ainda não deslumbradas nos nanomateriais (Holanda et al., 2020) (Franca et al., 2017). A minimização do tamanho do bit num sistema magneto-ótico para gravação de dados é um desafio para aplicações em optoeletrônica e spintrônica (Cvelbar, 2011) (Zafar et al., 2015). Esta redução produz um aumento das interações entre os componentes da estrutura. O interesse científico atual é a quantificação (codificação) destas interações. Um dos sistemas que apresentam uma elevada densidade de distribuição de partículas são as matrizes de nanofios magnéticos eletrodepositados em membranas de alumina (Landeros et al., 2007). Este tipo de sistema pode apresentar diferentes modos de inversão da magnetização com uma configuração coerente predominante (Lavin et al., 2009). Estes sistemas podem ser fortemente influenciados por interações magneto-ópticas (Dong et al., 2014).

Uma característica marcante do processo de magnetização é que não é possível separar as partes de uma histerese sem perder informações devido às mudanças nas energias magnéticas da estrutura, o que faz com que as interações magneto-ópticas sejam estudadas juntamente com as interações puramente magnéticas. Assim, o estudo das interações magneto-ópticas pode ser realizado utilizando o estado remanente obtido durante o processo de magnetização (Holanda, 2021).

Em um sistema particular, as curvas  $\Delta m$  normalizadas ( $\Delta m_N$ ) dão resultados dos efeitos de interação, tais curvas são comparações entre as curvas de magnetização

remanente isotérmica ( $IRM(H)$ ) e desmagnetização por corrente contínua ( $DCD(H)$ ), que definem outras grandezas físicas como  $m_d(H) = DCD(H)/IRM(H_{Max})$  e  $m_r(H) = IRM(H)/IRM(H_{Max})$  que são normalizadas considerando o valor obtido com campo magnético máximo (Wohlfarth, 1958) (Aharoni; Shtrikman, 1958) (Encinas-Oropesa et al., 2001), como discutido na seção anterior.

Os efeitos das interações magnéticas em estruturas têm sido estudados utilizando curvas  $\Delta m$  (Wohlfarth, 1958) (Aharoni; Shtrikman, 1958) ou modelos discretos sem analisar a dependência direta do campo magnético e da luz (Holanda, 2021). As curvas  $\Delta m$  são obtidas através das relações entre as curvas  $m_d(H)$  e  $m_r(H)$ , onde o estado magnético inicial da estrutura as diferencia. O modelo proposto por Stoner Wohlfarth (Wohlfarth, 1958) revela uma relação intrínseca entre  $m_d(H)$  e  $m_r(H)$  para estruturas não interagentes. Nesse contexto, propomos que as interações magneto-ópticas, juntamente com as interações puramente magnéticas para partículas não interagentes, têm uma intensidade associada que pode ser escrita como

$$I_{N-I} = \left| \int_{H_i}^{H_f} \left( \frac{\eta_{N-I}}{\Delta H} \right) dH \right|, \quad (29)$$

onde  $H_f > H_i$  e  $\eta_{N-I} = [1 - 2m_r(H)] - m_d(H)$ . Os campos magnéticos  $H_f$  e  $H_i$  representam os campos máximo e mínimo no intervalo  $\Delta H = H_f - H_i$ , respectivamente.

Na maioria dos sistemas experimentais, o campo magnético mínimo  $H_i$  é zero. Para melhor descrever os sistemas reais, Henkel postulou que a diferença neste comportamento num desenho simples se devia às interações entre as partes da estrutura. Normalmente, em medidas experimentais, os dados estão longe da curva obtida com a Equação (29) (Henkel, 1964). Assim, a Equação (29) considera que os processos de magnetização e desmagnetização são os mesmos. Qualitativamente, o tipo de interação foi definido através da inserção de um termo  $\Delta m$  na Equação (29). Com base nisso, a intensidade das interações magneto-ópticas juntamente com as interações puramente magnéticas para partículas em interação pode ser escrita como

$$I_I = \left| \int_{H_i}^{H_f} \left( \frac{\eta_I}{\Delta H} \right) dH \right|. \quad (30)$$

onde  $\eta_I = \Delta m_N + [1 - 2m_r(H)] - m_d(H)$ . Os índices  $N - I$  e  $I$  nas equações (29) e (30) estão associados a  $\eta$  para sistemas sem e com interações.

A metodologia aqui apresentada para o cálculo das interações magneto-ópticas juntamente com as interações puramente magnéticas utiliza as equações (29) e (30) resultando em um valor numérico para as interações magneto-ópticas da estrutura. Quando as interações magneto-ópticas predominantes são desmagnetizantes (PMOID),  $\Delta m_N < 0$ ; e quando as interações magneto-ópticas predominantes são magnetizantes (PMOIM),  $\Delta m_N > 0$ . Assim, o valor da intensidade das interações magneto-ópticas é

obtido através das equações (29) e (30):

$$I = \left| \int_{H_i}^{H_f} \left( \frac{\Delta m_N}{\Delta H} \right) dH \right| \quad (31)$$

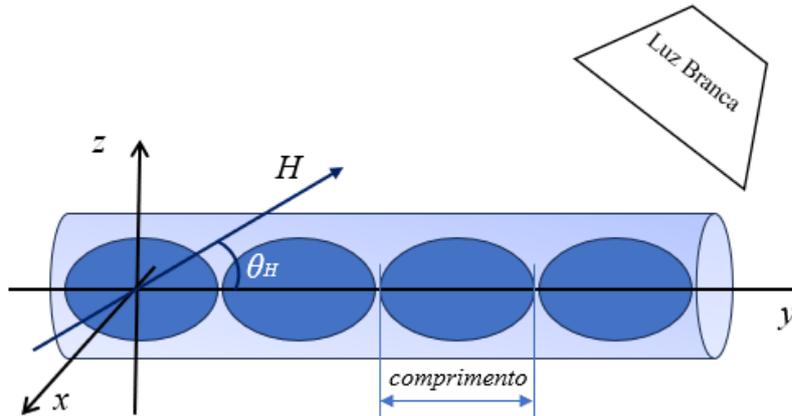
A equação (31) representa as interações PMOID e PMOIM. Assim, podemos reescrevê-la como:

$$I_k = \left| \int_{H_i}^{H_f} \left( \frac{\Delta m_N}{\Delta H} \right) dH \right| \rightarrow \begin{cases} \Delta m_N = \Delta m^D / |\Delta m_{Max}^D| < 0 \text{ PMOID} \\ \Delta m_N = \Delta m^M / |\Delta m_{Max}^M| > 0 \text{ PMOIM} \end{cases} \quad (32)$$

Onde  $k = \text{PMOID}$  ( $\Delta m_N < 0$ ) ou  $\text{PMOIM}$  ( $\Delta m_N > 0$ ).

Os nossos resultados foram obtidos considerando um nanofio como uma cadeia de grãos elipsoidais em interação, de acordo com a Figura 60.

Figura 60 – Esquema de um nanofio como uma cadeia de partículas de domínio único em interação.

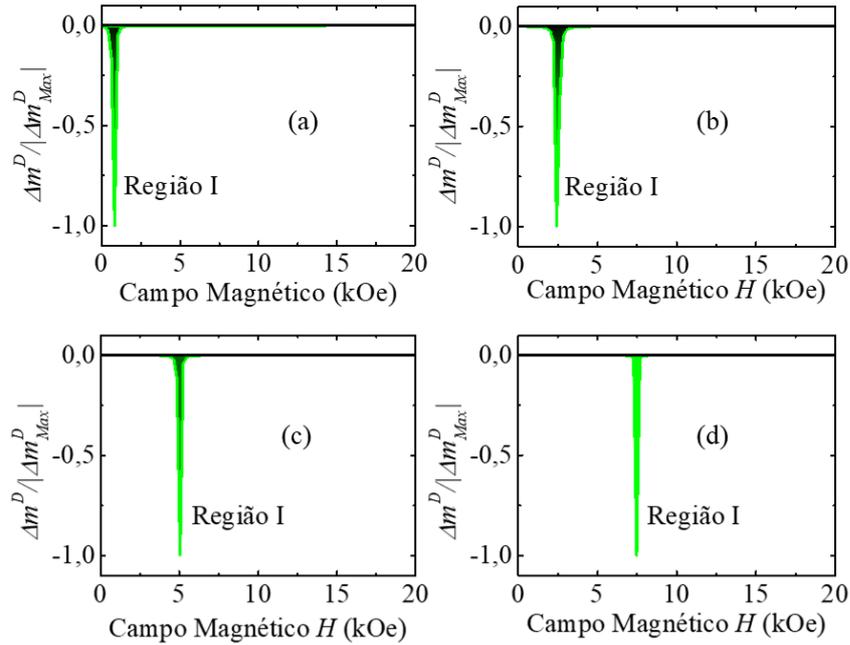


Fonte: O autor, 2024.

Experimentalmente, o comprimento dos grãos é da ordem de 20 a 100 nm, como em partículas de domínio único (Cvelbar, 2011) (Zafar et al., 2015). As interações desmagnetizantes são obtidas frequentemente em medidas experimentais (Encinas-Oropesa et al., 2001), isto deve-se ao fato de, na maioria dos casos, a resposta magnética das estruturas ser contrária ao campo magnético aplicado  $H$ , deixando o sistema num estado global desmagnetizado. A dependência de  $\Delta m_N$  em termos do campo magnético  $H$  em sistemas envolvendo PMOID pode ser escrita como  $\Delta m^D / |\Delta m_{Max}^D|$ , onde  $\Delta m^D = - (H_C^D)^2 / [(H - H_C^D)^2 + (\Delta J_D)^2]$ ,  $H_C^D$  é o campo desmagnetizante crítico (para  $|\Delta m^D|$  máximo, ou seja para  $|\Delta m_{Max}^D|$ ) e  $\Delta J_D$  é a largura de linha magneto-ótica. Para todos os nossos cálculos, consideramos  $\Delta J_D = 1\% H_C^D$ . A estreita largura de linha magneto-ótica condensa o balanço energético das interações fazendo com que produzam uma espécie de avalanche semelhante às bolhas de skyrmion magnético (Jiang et al., 2015). A Figura 61 mostra as interações (Regiões I)

considerando as curvas  $\Delta m_N$  obtidas com  $H_C^D = 0,75\text{kOe}$  (Figura 61 (a)),  $H_C^D = 2,5\text{Oke}$  (Figura 61 (b)),  $H_C^D = 5,0\text{kOe}$  (Figura 61 (c)) e  $H_C^D = 7,5\text{kOe}$  (Figura 61 (d)) que são definidos como mapas de interação.

Figura 61 – Mapas de interação calculados a partir das interações magneto-ópticas em termos do campo magnético aplicado a diferentes campos de desmagnetização críticos  $H_C^D$ .

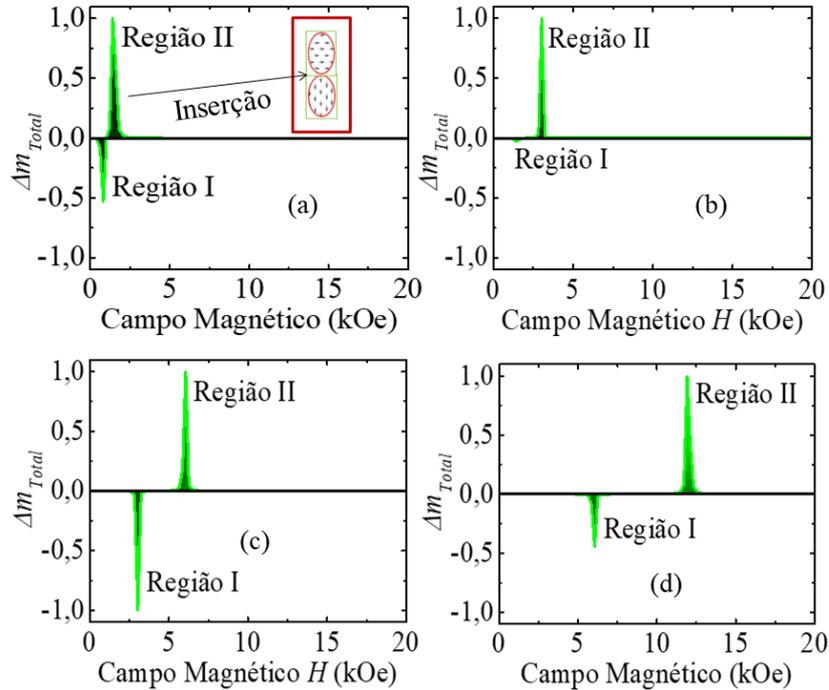


Fonte: O autor, 2024.

Os valores das intensidades das interações foram calculados numericamente utilizando a Equação (34), que são  $I_{PMOID} = 0,26, 0,32, 0,25$  e  $0,21$ , para as Figuras 61 (a) e 61 (d), respectivamente. Neste sistema, o comportamento magneto-ótico pode frequentemente criar efeitos magneto-óticos devido à interação luz-matéria, que são extremamente importantes para a excitação ou detecção de ondas de spin utilizando a luz (Jiang et al., 2015) (Courths, 1977). Estas interações magneto-ópticas causam a propagação de paredes de domínio pela luz que poderão ser vistas na Figura 62 (a).

Para analisar o PMOIM, consideramos os efeitos da desmagnetização e magnetização nas interações magneto-ópticas como,  $\Delta m_{\text{Total}} = \frac{\Delta m^D}{|\Delta m_{\text{Max}}^D|} + \frac{\Delta m^M}{|\Delta m_{\text{Max}}^M|}$ , onde  $\Delta m^D = -\frac{(H_C^D)^2}{[(H-H_C^D)^2+(\Delta J_D)^2]}$  e  $\Delta m^M = \frac{(H_C^M)^2}{[(H-H_C^M)^2+(\Delta J_M)^2]}$ , que também pode descrever muito bem medidas experimentais obtidas em laboratório (Chuev, 2007) (Aharoni; Shtrikman, 1958) (Encinas-Oropesa et al., 2001). Aqui,  $\Delta J_M$  é a largura de linha magneto-ótica, na qual consideramos  $\Delta J_M = 1\% H_C^M$  para todos os cálculos. As Figuras 62 (a)-(d) mostram os mapas PMOIM (Regiões I) para os diferentes  $\frac{\Delta m^D}{|\Delta m_{\text{Max}}^D|}$  obtidos com campos magnéticos críticos de  $H_C^D = 0,75\text{kOe}$ ,  $H_C^D = 1,5\text{kOe}$ ,  $H_C^D = 3,0\text{kOe}$ , e

Figura 62 – Mapas de interações calculados a partir das interações magnéticas em termos do campo magnético  $H$  para diferentes campos críticos desmagnetizando  $H_C^D$  e magnetizando  $H_C^M$ .



Fonte: O autor, 2024.

$H_C^D = 6,0$  kOe, respectivamente. As mesmas Figuras 62 (a)-(d) também mostram os mapas PMOIM (Regiões II) para as diferentes curvas  $\frac{\Delta m^M}{|\Delta m_{Max}^M|}$  obtidas com campos críticos de  $H_C^M = 1,5$  kOe,  $H_C^M = 3,0$  kOe,  $H_C^M = 6,0$  kOe, e  $H_C^M = 12$  kOe, respectivamente.

Como resultados obtidos com o cálculo dos mapas de interação PMOID e PMOIM da Figura 62 utilizando a equação (34), obtemos os valores  $I_{PMOID} = 0,12, 0,01, 0,21, e 0,12$  para os comportamentos PMOID, e  $I_{PMOIM} = 0,35, 0,21, 0,27, e 0,35$  para os comportamentos PMOIM, que também são apresentados na Tabela 2.

Tabela 2 – Valores de intensidade das interações obtidos a partir dos mapas de interação.

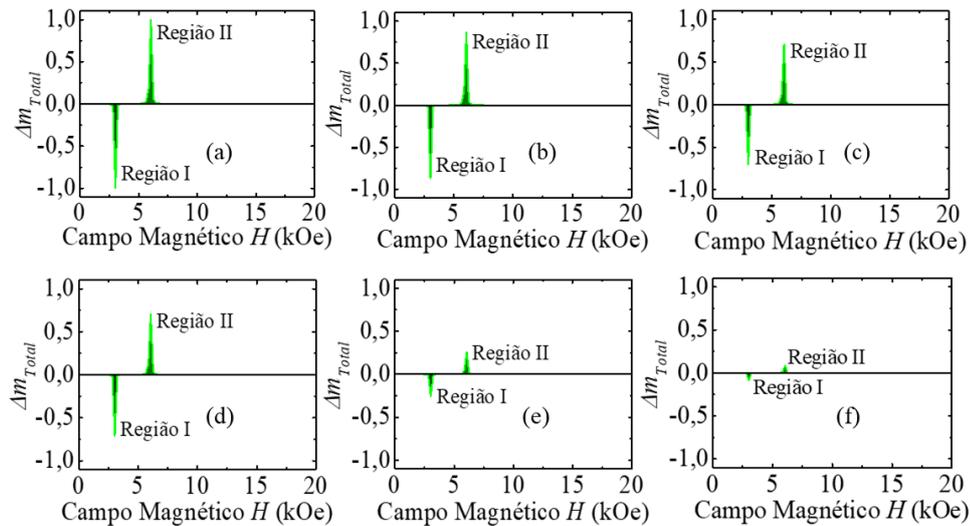
$H_C^D$ (kOe)	$H_C^M$ (kOe)	$I_{PMOID}$	$I_{PMOIM}$
0.75	1.5	0.12	0.35
1.5	3.0	0.01	0.21
3.0	6.0	0.21	0.27
6.0	12	0.12	0.35

Fonte: O autor, 2024.

Os valores de intensidade das interações da Tabela 2 foram obtidos a partir dos mapas de interação da Figura 61. Observamos também o comportamento an-

gular das interações magneto-ópticas em um sistema fortemente interativo que é apresentado na Figura 63. Para a dependência angular das interações foi considerada a relação  $\Delta m_{\text{Total}} = \left( \frac{\Delta m^D}{|\Delta m_{\text{Max}}^D|} + \frac{\Delta m^M}{|\Delta m_{\text{Max}}^M|} \right) \cos(\theta_H)$  semelhante ao caso de um sistema sem aplicação de luz (Holanda, 2021) (Landeros et al., 2007)(Garcia et al., 2015) (Encinas-Oropesa et al., 2001) para  $H_C^D = 3$  kOe e  $H_C^M = 6$  kOe.

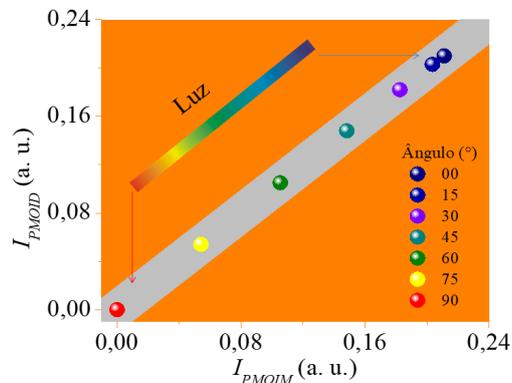
Figura 63 – Dependência angular das interações magneto-ópticas para diferentes ângulos.



Fonte: O autor, 2024.

Na Figura 64 mostramos a variação geral dos valores de intensidade das interações magneto-ópticas ( $I_{PMOID}$  e  $I_{PMOIM}$ ) em função do ângulo  $\theta_H$ .

Figura 64 – Interações magneto-ópticas em função do ângulo  $\theta_H$ .



Fonte: O autor, 2024.

Esta abordagem descreve em detalhes o comportamento das interações magneto-ópticas num nanofio magnético modelado como uma cadeia de grãos elipsoidais em interação (Landeros et al., 2007) (Mayo et al., 1991) (Grimsditch; Jaccard; Schuller, 1998). Tal dependência mostra que, para um campo magnético aplicado paralelamente ao eixo do fio, os comportamentos PMOID e PMOIM são máximos e diminuem com o aumento do ângulo  $\theta_H$ . Este comportamento é o resultado da diminuição das interações entre os grãos à medida que o campo magnético se torna perpendicular ao eixo do fio.

## 4.7 AMOSTRAS 2D: UMA ABORDAGEM ANALÍTICA DA MAGNETORRESISTÊNCIAS RASHBA-EDELSTIEN

### 4.7.1 RASHBA-EDELSTIEN

A spintrônica em duas dimensões (2D) adquiriu relevância significativa na área de tecnologias de armazenamento de dados. Em muitos desses cenários, os materiais 2D não possuem propriedades magnéticas intrínsecas. No entanto, é possível induzir o magnetismo na interface desses materiais por meio de dois métodos amplamente empregados. O primeiro método envolve a criação de vacâncias ou a incorporação de átomos que resultam na polarização do spin (Soumyanarayanan et al., 2016) (Hellman et al., 2017) (Han; Otani; Maekawa, 2018). O segundo método, por sua vez, se baseia na indução do magnetismo por meio de materiais magnéticos adjacentes, aproveitando o efeito de proximidade magnética (Rojas-Sanchez; Fert, 2019) (McCreary et al., 2012).

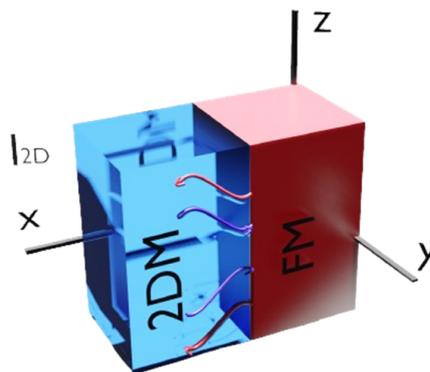
Recentemente, foi identificado que os cristais magnéticos de van der Waals em 2D possuem estados magnéticos intrínsecos em nível atômico, abrindo novas perspectivas na área da spintrônica 2D (Chang et al., 2013) (Wei et al., 2013). Além disso, foi observado que diversos materiais, como o grafeno de camada única (SLG) e o dissulfeto de molibdênio ( $\text{MoS}_2$ ) (Wang et al., 2015) (Gong; Zhang, 2019), apresentam a capacidade de converter corrente de carga em corrente de spin (Zhong et al., 2017) (Sklenar et al., 2016). Devido à sua estrutura em camadas, tanto o  $\text{MoS}_2$  quanto o SLG podem ser facilmente preparados com uma ou várias camadas atômicas, permitindo a exploração das propriedades de transporte. Os semicondutores SLG e  $\text{MoS}_2$  possuem estados eletrônicos em duas dimensões, que se acredita que exibam um notável bloqueio de pseudospin e momento de spin, respectivamente (Shao et al., 2016) (Mendes et al., 2015) (Wang et al., 2015). Esses estados são essenciais para a conversão de corrente de carga em corrente de spin por meio do efeito Rashba-Edelstein direto (REE) ou para a conversão de corrente de spin em corrente de carga através do efeito Rashba-Edelstein inverso (IREE).

Outro elemento fundamental é a quebra de simetria de inversão que ocorre nas superfícies e interfaces de materiais (Soumyanarayanan et al., 2016) (Holanda et al., 2020) (Vidyasagar et al., 2016). Embora a alteração na resistência elétrica de

ferromagnetos tenha sido extensivamente estudada, fornecendo um entendimento fundamental do transporte dependente de spin em várias estruturas (Sanchez et al., 2013) (Mendes et al., 2019), as propriedades de transporte em materiais 2D continuam a representar um desafio significativo. Um dos efeitos mais relevantes no transporte dependente de spin é a magnetorresistência Hall de spin (SMR) (McKenzie et al., 1998). Em materiais tridimensionais, a SMR é explicada pela reflexão da corrente de spin e a conversão recíproca entre spin e carga, resultando da ação simultânea do efeito Hall de spin (SHE) (Holanda, 2021) e do efeito Hall de spin inverso (ISHE) (Chen et al., 2013). No entanto, explorar a magnetorresistência induzida em materiais 2D representa um desafio adicional (Edelstein, 1990) (Nakayama et al., 2016). Aqui, nosso estudo se baseou nos efeitos do Rashba-Edelstein direto e inverso, que descreve a magnetorresistência em materiais 2D, denominado magnetorresistência de Rashba-Edelstein (REMR).

Quando colocamos esses materiais em contato com um isolante magnético vemos alguns efeitos interessantes. A REMR surge da interação conjunta dos efeitos Rashba-Edelstein direto e inverso, caracterizando, assim, um fenômeno de proximidade fora do equilíbrio. A investigação da magnetorresistência foi conduzida utilizando a configuração representada na Figura 65, conforme ilustrado abaixo.

Figura 65 – Ilustração da estrutura da amostra utilizada para estudar a magnetorresistência de Rashba-Edelstein (REMR).



Fonte: O autor, 2024.

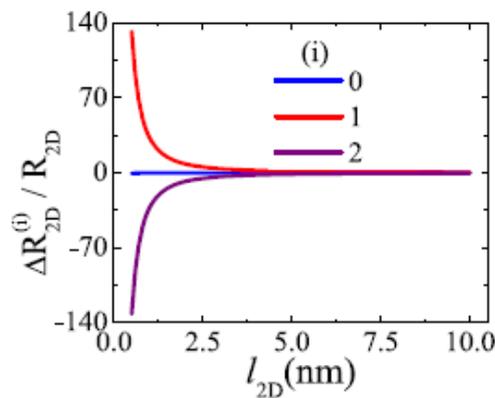
Os efeitos da corrente de spin desempenham um papel de grande importância nos processos de transporte em materiais 2D. Quando consideramos a lei de Ohm aplicada a materiais 2D com influências tanto diretas quanto inversas de Rashba-Edelstein, ocorre um fenômeno de proximidade. Esse fenômeno fora do equilíbrio pode ser compreendido através da relação entre a força motriz termodinâmica e as correntes,

refletindo a reciprocidade de Onsager, devido à simetria presente na matriz de resposta. A matriz e as demais contas estão descritas no Apêndice.

#### 4.7.2 DIFERENTES MAGNETORRESISTÊNCIAS 2D

A magnetorresistência 2D refere-se a efeitos de magnetorresistência observados em materiais bidimensionais, como o grafeno ou materiais topológicos, onde as propriedades eletrônicas são fortemente confinadas em duas dimensões. Existem vários tipos de magnetorresistência 2D, cada um com propriedades e mecanismos específicos. Um dos nossos primeiros resultados refere-se ao caso de pequenas espessuras.

Figura 66 – 2D magnetoresistências  $\Delta R_{2D}^i / R_{2D}$  em função da espessura.

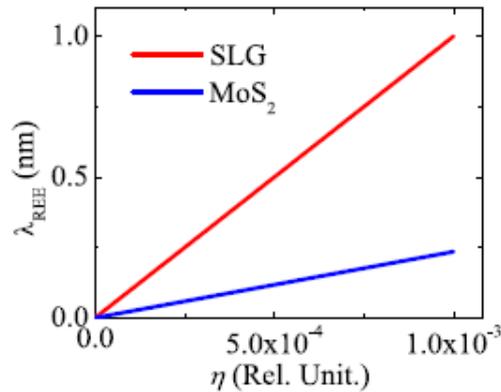


Fonte: O autor, 2024.

Observamos na Figura 66 a magnetoresistência 2D em função das espessuras. As componentes real ( $g_r$ ) e imaginária ( $g_i$ ) da condutância mista de spins na interface foram calculadas considerando o valor absoluto complexo dessa interface, que foi equiparado à condutância mista de spins obtida através de experimentos de bombeamento de spin (Mendes et al., 2018). Após a devida consideração das dimensões da estrutura, constatamos que tanto as partes real ( $g_r$ ) quanto a imaginária ( $g_i$ ) da condutância mista de spins na interface são idênticas na estrutura YIG/MoS<sub>2</sub>. Esse resultado é plenamente justificável, dado o acoplamento intrínseco spin-órbita e o efeito de proximidade na interface YIG/MoS<sub>2</sub>. As diferentes respostas observadas nas magnetoresistências 2D, conforme mostrado na Figura 66, indicam que esses efeitos podem ser avaliados de maneira independente e distintamente.

O comprimento Rashba-Edelstien  $\lambda_{REE}$  é um efeito de ordem 2 que só se torna relevante quando  $l_{2D}$  é suficientemente pequeno, como apresentado na Figura 67.

Figura 67 – Comprimento  $\lambda_{REE}$  (nm) em função da REMR  $\eta$ .



Fonte: O autor, 2024.

Agora é importante discutir o limite em que a corrente de spin transversal devido à acumulação de spin é completamente absorvida como um torque de transferência de spin sem reflexão, o que será feito na próxima seção.

#### 4.7.3 APLICAÇÕES EXPERIMENTAIS

Os materiais YIG e SLG possuem propriedades magnéticas interessantes e têm sido extensivamente estudados na literatura científica, especialmente no contexto de dispositivos eletrônicos e fotônicos. Ambos os materiais, YIG e SLG, são notáveis pelo seu uso em dispositivos de micro-ondas, isoladores magnéticos, ressonância ferromagnética, e em pesquisas relacionadas à spintrônica e magnônica. A pesquisa em torno desses materiais continua a evoluir, com aplicações em comunicações de micro-ondas, sensores e tecnologias emergentes que exploram as propriedades magnéticas e de spin para o desenvolvimento de dispositivos eletrônicos avançados.

O SLG tem sido identificado como um material altamente promissor para aplicações em spintrônica (Wang et al., 2009) (McCreary et al., 2012) (Pesin; MacDonald, 2012). No entanto, devido ao baixo número atômico do carbono, o grafeno possui uma fraqueza intrínseca no efeito spin-orbit (SOC) e, conseqüentemente, um efeito Hall de spin fraco (Mendes et al., 2019). O SLG exhibe estados eletrônicos bidimensionais (2D) que se acredita serem capazes de demonstrar um pseudospin notável. Essa característica leva à criação de um efeito de proximidade de longo alcance no grafeno, como observado na interface YIG/SLG (Leutenantsmeyer et al., 2016) (Liang et al., 2017).

Diversos materiais pertencentes à família dos dicalcogenetos de metais de transição (TMDs) (Gong; Zhang, 2019) (Araujo et al., 2020) também demonstram ser apropriados para a conversão de corrente de spin em corrente de carga (Mendes et al., 2018) (Mendes; Rezende; Holanda, 2021). Devido à sua estrutura em camadas, os

TMDs podem ser facilmente preparados com uma ou várias camadas atômicas, permitindo a adaptação das propriedades de transporte. Um TMD de grande importância, o dissulfeto de molibdênio ( $MoS_2$ ), tem recebido considerável atenção devido às suas propriedades únicas em uma ampla gama de aplicações para dispositivos elétricos e optoeletrônicos (Gong; Zhang, 2019) (Araujo et al., 2020).

Um material ferromagnético em contato atômico com um material 2D gera um campo de troca. O acoplamento de troca é aqui caracterizado por  $H_{2D}^{Exc} = E_{2D}^{Exc} g_i / 2e$ , que foi obtido utilizando as equações:

$$\vec{J}_S^{FM}(\hat{m}) = g_r \hat{m} \times \left( \hat{m} \times \frac{\vec{\mu}_S}{e} \right) + g_i \left( \hat{m} \times \frac{\vec{\mu}_S}{e} \right) \quad (33)$$

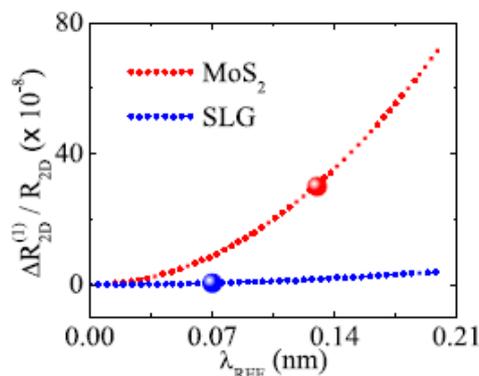
e

$$\vec{J}_S^z(z) = - \left( \frac{1}{2eR_{2D}\lambda_{REE}} \right) \partial_z \vec{\mu}_{Sz} - J_{SO}^{REE} \hat{y}. \quad (34)$$

O termo  $E_{2D}^{Exc}$  é a energia de troca, que para a interface YIG/2DM é  $E_{2D}^{Exc} = 1,92 \pm 0,96 \times 10^{-20}$ . (Rezende; Rodríguez-Suárez; Azevedo, 2013) (Fanchiang et al., 2018). Para a estrutura YIG/SLG (Mendes et al., 2019) com uma resistência de  $R_{2D} = 9 \times 10^3 \Omega$ , a parte imaginária da condutância da interface de mistura de spins é da ordem de  $g_i = 4,4 \times 10^8 m^{-1} \Omega^{-1}$ . Assim, o campo de troca encontrado foi de  $H_{2D}^{Exc} = 2.64 \pm 1.32 \times 10^7 A/m$ . Já para a estrutura YIG/ $MoS_2$  (Mendes; Rezende; Holanda, 2021) (Mendes et al., 2018), a parte imaginária da condutância mista de spins na interface é da ordem de  $g_i = 2,4 \times 10^7 m^{-1} \Omega^{-1}$ .

A relação direta entre magnetorresistência Rashba-Edelstien e o comprimento  $\lambda_{REE}$  é mostrada na Figura 68 para o SLG e  $MoS_2$ . Os pontos foram medidos por Liang (Liang et al., 2017).

Figura 68 – REMR  $\Delta R_{2D}^{(1)} / R_{2D}$  em função do comprimento REE do grafeno  $\lambda_{REE}$  (nm).



Fonte: O autor, 2024.

Neste caso, o campo de troca obtido foi de  $H_{2D}^{Exc} = 1,44 \pm 0,72 \times 10^6 A/m$ . A intensidade do campo de troca que atua sobre a acumulação de spin é da ordem de

campo de troca devido ao efeito de proximidade obtido por outros métodos (Ghazaryan et al., 2018) (Wei et al., 2016).

Em resumo, descrevemos um estudo que aborda a magnetorresistência de Rashba-Edelstein em materiais 2D. Consideramos medidas de REMR em temperatura ambiente em grafeno de camada única e no semicondutor  $\text{MoS}_2$  quando em contato com o isolante ferrimagnético granada de ítrio e ferro (YIG), usando a técnica de magnetoresistência modulada. Observamos que a variação da resistência elétrica se assemelha à magnetorresistência, embora o acoplamento spin-órbita 3D (SOC 3D) não seja responsável pela magnetorresistência em materiais 2D. Além disso, os comprimentos de REMR medidos para esses materiais estão em conformidade com nosso estudo, validando nossa abordagem analítica e introduzindo um novo método para investigar a REMR. Até onde sabemos, a literatura não apresentava uma teoria abrangente que analise a REMR em materiais 2D e permitisse a obtenção de parâmetros experimentais. Portanto, nosso trabalho não apenas possibilita isso, mas também oferece uma análise detalhada do campo de troca que influencia a acumulação de spin.

## 5 CONCLUSÃO

O objetivo da optoeletrônica e da spintrônica é estudar o controle, o transporte e a manipulação da luz e do spin de algum modo. Embora a luz e o spin desempenhem um papel fundamental na explicação da multiplicidade de espectros atômicos, sem dúvidas, esse não é o papel mais importante destas duas entidades. Foi observado em meados do século 20 que a luz pode ser usada para expandir a aplicação de dispositivos e sistemas eletrônicos. A luz frequentemente inclui formas invisíveis de radiação como raios gama, raios X, ultravioleta e infravermelho, em adição à luz visível. Essa relação entre luz e elétrons deu origem a optoeletrônica, de modo que é conhecido que aparelhos optoeletrônicos são bons transdutores elétrico-ópticos ou óptico-elétricos, ou instrumentos que usam tais dispositivos em seu funcionamento. O comportamento elétrico-óptico ou óptico-elétrico pode ser usado para codificar informações em bits binários 0 e 1. Em um contexto similar, o spin desempenha um papel fundamental na spintrônica. Todo modelo teórico postulado para explicar a origem física do magnetismo envolve o spin de uma forma ou de outra. Isso envolve o modelo de Bloch, o modelo de Heisenberg, o modelo de Stoner e todos os outros modelos avançados. No final do século 20 percebeu-se que o spin, sozinho ou em conjunto com a carga, pode ser aproveitado para processar informações, particularmente informações digitais também codificadas com bits binários 0 e 1.

Naturalmente, a optoeletrônica e a spintrônica são muito mais do que apenas uma interpretação de informações e inclui as áreas mais tradicionais da spin-optoeletrônica que tratam de efeitos nanomagnéticos, nanomagnetoresistivos e optoeletrônicos em geral. Os primeiros êxitos nestas especialidades incluem, os desenvolvimentos das cabeças de leitura para detectar meios de armazenamento óptico e magnético extremamente densos (estas cabeças de leituras são rotineiramente usadas em computadores portáteis e sistemas de entretenimento), memória de acesso aleatório magnético não volátil (MRAM), dispositivos de lógica spintrônica programáveis baseados em elementos magnéticos de junção túnel, sistemas de controle usando a velocidade dos portadores de carga, dispositivos de controle de posicionamento em sistemas robotizados e optoeletrônicos (como sistemas de travagem de automóveis), sistemas de defesa perimetral, magnetômetros e dispositivos de monitoramento de alta corrente para sistemas de energia, etc. Muitos desses desenvolvimentos foram alimentados pela investigação de como a luz pode ser usada para manipular informação e como correntes elétricas spin-polarizadas podem ser injetadas em multicamadas ferromagnéticas/paramagnéticas que, na década de 1980, levaram a importante descoberta do fenômeno da magnetoresistência gigante (GMR). Neste contexto, os desafios desta dissertação fundamentam-se nestas perspectivas, as quais resumidamente

apresentamos abaixo.

Em suma, esta dissertação investigou as complexidades das interações magneto-ópticas em estruturas magnéticas, explorando sua dependência em relação ao campo magnético. Por meio de estudos experimentais e teóricos em nanoestruturas, identificamos e caracterizamos dois estados distintos dessas interações. Além disso, investigamos o efeito magnético interfacial, demonstrando sua existência e relevância. Utilizamos técnicas como ressonância ferromagnética e uma nova abordagem para a análise da magnetorresistência Rashba-Edelstein. No contexto dinâmico da spintrônica e optoeletrônica, exploramos fenômenos de interface, destacando o efeito Hall de spin em bicamadas específicas. Adicionalmente, com técnicas de caracterização como a espectroscopia Raman, observamos quase-partículas fonônicas, magnônicas e plasmônicas. Como resultados gerais, publicamos cinco artigos em revistas de alto impacto: *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, *Applied Nanoscience*, *Advanced Materials Interfaces*, *European Physical Journal B* e *Journal of Materials Science*. Além disso, temos dois artigos em análise: um sobre a nova técnica intitulada Espectroscopia de ressonância de plásmom e mágnon assistida por efeitos térmicos spintrônicos e outro com os resultados das amostras de NiO. Participamos de diversos eventos nacionais e internacionais, recebendo premiação em um deles, especificamente no Simpósio de Pós-Graduação da UFRPE, onde fomos reconhecidos pelo "Melhor Trabalho do Simpósio" com resultados advindos das amostras de NiO.

Todos esses esforços culminam na proposição de uma nova técnica para a observação de quase-partículas, efeitos magnéticos e novos dispositivos, contribuindo para o avanço do entendimento e aplicação dos fenômenos magneto-ópticos na física e engenharia. Agradecemos novamente o apoio financeiro de todas as agências de fomento à pesquisa do Brasil, em particular à FACEPE, pois sem esse apoio, a realização deste trabalho não seria possível.

## REFERÊNCIAS

- AHARONI, A.; SHTRIKMAN, S. Magnetization curve of the infinite cylinder. **Physical Review**, Israel, v. 109, n. 5, p. 1522, 1958. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.109.1522>. Disponível em: <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.109.1522>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- AMORIM, F. A. C.; LOBO, I. P.; SANTOS, V. L.; FERREIRA, S. L. C. Atomic absorption spectrometry: the way for multielement determinations. **Química Nova**, São Paulo, v. 31, p. 1784–1790, 2008. Disponível em: <https://www.scielo.br/j/qn/a/xLFL3Bt7v5tk8tkYZ2P7>. Acesso em: 5 set. 2024.
- ANSELMO, D. H. A. d. L. **Ondas de spin em super-redes ferromagnéticas com campo de anisotropia**. Dissertação (Mestrado em Física) — Universidade Federal do Rio Grande do Norte, Natal, 1995. Disponível em: <https://repositorio.ufrn.br/jspui/handle/123456789/16590>. Acesso em: 3 set. 2023.
- ARANA, M.; GAMINO, M.; OLIVEIRA, A.; HOLANDA, J.; AZEVEDO, A.; REZENDE, S.; RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R. Unraveling intricate properties of exchange-coupled bilayers by means of broadband ferromagnetic resonance and spin pumping experiments. **Physical Review B**, Ridge, v. 102, n. 10, p. 104405, 2020. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.102.104405>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.102.104405>. Acesso em: 5 set. 2024.
- ARAUJO, D. B. D.; ALMEIDA, R. Q.; GADELHA, A. C.; REZENDE, N. P.; SALOMAO, F. C. C.; SILVA, F. W. N.; CAMPOS, L. C.; BARROS, E. B. Controlling the electronic bands of a 2d semiconductor by force microscopy. **2D Materials**, Bristol, v. 7, n. 4, p. 045029, 2020. DOI: 10.1088/2053-1583/aba5cb. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/2053-1583/aba5cb>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- ARAÚJO, M. R. **Efeito do tamanho de cristalito no sensor de campo magnético baseado no interferômetro de Mach-Zehnder com nanopartículas**. Tese (Doutorado em Engenharia de Materiais) — Universidade Federal de Alagoas, Maceió, 2021. Disponível em: <http://www.repositorio.ufc.br/handle/riufc/66022>. Acesso em: 08 set. 2023.
- ASENCIOS, Y. J.; RODELLA, C.; ASSAF, E. M. Reações de reforma e oxidação parcial do metano sobre catalisadores de nio-pro2-zro2. **Blucher Chemical Engineering Proceedings**, São Paulo, v. 1, n. 2, p. 10849–10856, 2015.
- AWSCHALOM, D. D.; FLATTE, M. E.; SAMARTH, N. Spintronics. **Scientific American**, New York, v. 286, n. 6, p. 66–73, 2002. Disponível em: <https://www.jstor.org/stable/26058360>. Acesso em: 5 set. 2024.
- AYTAN, E.; DEBNATH, B.; KARGAR, F.; BARLAS, Y.; LACERDA, M.; LI, J.; LAKE, R.; SHI, J.; BALANDIN, A. Spin-phonon coupling in antiferromagnetic nickel oxide. **Applied Physics Letters**, Melville, v. 111, n. 25, 2017. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5009689>. Disponível em: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5009689>. Acesso em: 5 set. 2024.
- AZEVEDO, A.; VILELA-LEAO, L.; RODRIGUEZ-SUAREZ. Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment.

**Physical Review B**, Ridge, v. 83, n. 14, p. 144402, 2011. DOI: 10.1103/PhysRevB.83.144402. Disponível em: <https://prb/abstract/10.1103>. Acesso em: 5 set. 2024.

BARAN, S.; HOSER, A.; PENC, B.; SZYTULA, A. Size effects in antiferromagnetic nio nanoparticles. **Acta Physica Polonica A**, Warsaw, v. 129, n. 1, p. 35–39, 2016. DOI: <https://doi.org/10.12693/APhysPolA.129.35>. Disponível em: <http://przyrbwn.icm.edu.pl/APP/PDF/129/a129z1p09.pdf>. Acesso em: 5 set. 2024.

BARROS, A. R. X. d. **Desenvolvimento de óxidos semicondutores tipo-p para aplicação em transistores de filme fino**. Tese (Doutorado em Engenharia de Materiais) — Faculdade de Ciências e Tecnologia, São Paulo, 2009. Disponível em: <http://hdl.handle.net/10362/5419>. Acesso em: 01 de fev. 2023.

BELOTELOV, V.; AKIMOV, I.; POHL, M.; KOTOV, V.; KASTURE, S.; VENGURLEKAR, A.; GOPAL, A.; VENU, A.; YAKOVLEV, D.; ZVEZDIN, A.; BAYER, M. Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals. **Nature Nanotechnology**, London, v. 6, n. 6, p. 370–376, 2011. DOI: <https://doi.org/10.1038/nnano.2011.45>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/nnano201145>. Acesso em: 30 nov. 2023.

BLEICHER, L.; SASAKI, J. M. Introdução à difração de raios-x em cristais. **Química Atual**, Fortaleza, p. 1–20, 2000. Disponível em: <http://www.raiosx.ufc.br/site/wp-content/uploads/downloads/2013/01/apostila.pdf>. Acesso em: 5 set. 2024.

CARNEIRO, N. M.; NUNES, W. C.; BORGES, R. P.; GODINHO, M.; FERNANDES-OUTON, L. E.; MACEDO, W. A.; MAZALI, I. O. Nio nanoparticles dispersed in mesoporous silica glass. **The Journal of Physical Chemistry C**, Washington, v. 114, n. 44, p. 18773–18778, 2010. DOI: 10.1021/jp1046886. Disponível em: <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/jp1046886>. Acesso em: 30 nov. 2023.

CAVALCANTI, P. J. F. **Nanopartículas magnéticas em meio poroso**. Dissertação (Mestrado em Engenharia de Materiais) — Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 2015. Disponível em: <https://repositorio.ufpe.br/handle/123456789/16766>. Acesso em: 10 set. 2023.

CHANG, C.-Z.; ZHANG, J.; FENG, X.; SHEN, J.; ZHANG, Z.; GUO, M.; LI, K.; OU, Y.; WEI, P.; WANG, L.-L. et al. Experimental observation of the quantum anomalous hall effect in a magnetic topological insulator. **Science**, Washington, v. 340, n. 6129, p. 167–170, 2013. DOI: <https://doi.org/10.1126/science.1234414>. Disponível em: <https://www.science.org/doi/10.1126/science.1234414>. Acesso em: 30 nov. 2023.

CHARILAOU, M.; BRAUN, H.-B.; LOFFLER, J. F. Monopole-induced emergent electric fields in ferromagnetic nanowires. **Physical Review Letters**, Ridge, v. 121, n. 9, p. 097202, 2018. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.121.097202>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.121.097202>. Acesso em: 5 set. 2024.

CHEN, Y.-T.; TAKAHASHI, S.; NAKAYAMA, H.; HAMMER, M.; GOENNENWEIN, S. T.; SAITOH, E.; BAUER, G. E. Theory of spin hall magnetoresistance. **Physical Review B**, Ridge, v. 87, n. 14, p. 144411, 2013. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.87.144411>.

Disponível em: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.87.144411>. Acesso em: 30 nov. 2023.

CHEN, Z.-Y.; CHEN, Y.; ZHANG, Q.; TANG, X.; WANG, D.; CHEN, Z.; MASCHER, P.; WANG, S. Vacancy-induced ferromagnetic behavior in antiferromagnetic nio nanoparticles: a positron annihilation study. **ECS Journal of Solid State Science and Technology**, Philadelphia, v. 6, n. 12, p. P798, 2017. DOI: <https://doi.org/10.1149/2.0241712jss>. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1149/2.0241712jss/meta>. Acesso em: 5 set. 2024.

CHUEV, M. A. Generalized stoner-wohlfarth model and the non-langevin magnetism of single-domain particles. **JETP Letters**, Moscovo, v. 85, p. 611–616, 2007. DOI: <https://doi.org/10.1134/S0021364007300057>. Disponível em: <https://www.researchgate.net/publication/275517399>. Acesso em: 30 nov. 2023.

CORNELISSEN, L.; LIU, J.; DUINE, R.; YOUSSEF, J. B.; WEES, B. V. Long-distance transport of magnon spin information in a magnetic insulator at room temperature. **Nature Physics**, London, v. 11, n. 12, p. 1022–1026, 2015. DOI: <https://doi.org/10.1038/nphys3465>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/nphys3465>. Acesso em: 30 nov. 2023.

COURTHS, R. Magneto-optical study of magnetic interactions in hocr3. **Physica B+C**, Amsterdam, v. 89, p. 77–79, 1977. DOI: [https://doi.org/10.1016/0378-4363\(77\)90057-2](https://doi.org/10.1016/0378-4363(77)90057-2). Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/0378436377900572>. Acesso em: 5 set. 2024.

CVELBAR, U. Towards large-scale plasma-assisted synthesis of ncaracteriowires. **Journal of Physics D: Applied Physics**, Bristol, v. 44, n. 17, p. 174014, 2011. DOI: <https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/17/174014>. Disponível em: <https://ouci.dntb.gov.ua/en/works/7XPw0Wq7/>. Acesso em: 30 nov. 2023.

DAGHESTANI, H. N.; DAY, B. W. Theory and applications of surface plasmon resonance, resonant mirror, resonant waveguide grating, and dual polarization interferometry biosensors. **Sensors**, Basel, v. 10, n. 11, p. 9630–9646, 2010. DOI: <https://doi.org/10.3390/s101109630>. Disponível em: <https://www.mdpi.com/1424-8220/10/11/9630>. Acesso em: 5 set. 2024.

DONG, J.; ZHANG, Y.; ZHANG, X.; ZHAO, C.; LIU, Q.; WANG, J. Influence of tensile stress on giant magnetoimpedance effect of electroplated ni1- xcox/cu composite wires. **Journal of Alloys and Compounds**, Amsterdam, v. 616, p. 426–429, 2014. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2014.06.022>. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0925838814006639>. Acesso em: 5 set. 2024.

DUAN, W.; LU, S.; WU, Z.; WANG, Y. Size effects on properties of nio nanoparticles grown in alkalisaharonis. **The Journal of Physical Chemistry C**, Washington, v. 116, n. 49, p. 26043–26051, 2012. DOI: <https://doi.org/10.1021/jp3097418>. Disponível em: <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/jp3097418>. Acesso em: 5 set. 2024.

DUARTE, L. d. C.; JUCHEM, P. L.; PULZ, G. M.; BRUM, T. M. M. d.; CHODUR, N. L.; LICCARDO, A.; FISCHER, A. C.; ACAUAN, R. B. **Aplicações de microscopia eletrônica de varredura (MEV) e sistema de energia dispersiva (EDS) no estudo**

**de gemas: exemplos brasileiros.** Pesquisas em Geociências, Porto Alegre, v. 30, n. 2, p. 3–15, 2003.

EDELSTEIN, V. M. Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems. **Solid State Communications**, Oxford, v. 73, n. 3, p. 233–235, 1990. DOI:

[https://doi.org/10.1016/0038-1098\(90\)90963-C](https://doi.org/10.1016/0038-1098(90)90963-C). Disponível em:

<https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/003810989090963C>. Acesso em: 30 nov. 2023.

ENCINAS-OROPESA, A.; DEMAND, M.; PIRAUX, L.; HUYNEN, I.; EBELS, U. Dipolar interactions in arrays of nickel nanowires studied by ferromagnetic resonance. **Physical Review B**, Ridge, v. 63, n. 10, p. 104415, 2001. DOI:

<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.63.104415>. Disponível em:

<https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.63.104415>. Acesso em: 5 set. 2024.

ERSCHING, K. **Produção de nanomateriais semicondutores e caracterização de suas propriedades estruturais, térmicas e ópticas.** Dissertação (Mestrado em Física) — Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2009. Disponível em: <https://repositorio.ufsc.br/handle/123456789/106662>. Acesso em: 04 de fev. 2024.

ESCRIG, J.; LAVIN, R.; PALMA, J.; DENARDIN, J.; AHARONI, R.; CORTES, A.; GOMEZ, H. Geometry dependence of coercivity in ni nanowire arrays.

**Nanotechnology**, Bristol, v. 19, n. 7, p. 075713, 2008. DOI:

10.1088/0957-4484/19/7/075713. Disponível em:

<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0957-4484/19/7/075713>. Acesso em: 5 set. 2024.

FANCHIANG, Y.; CHEN, K.; TSENG, C.; CHEN, C.; CHENG, C.; YANG, S.; WU, C.; LEE, S.; HONG, M.; KWO, J. Strongly exchange-coupled and surface-state-modulated magnetization dynamics in bi<sub>2</sub>se<sub>3</sub>/yttrium iron garnet heterostructures. **Nature Communications**, London, v. 9, n. 1, p. 223, 2018. DOI:

<https://doi.org/10.1038/s41467-017-02753-2>. Disponível em:

<https://www.nature.com/articles/s41467-017-02753-2>. Acesso em: 30 nov. 2023.

FARIA, D. D.; SANTOS, L.; GONÇALVES, N. Uma demonstração sobre o espalhamento inelástico de luz: repetindo o experimento de raman. **Química Nova**, São Paulo, v. 20, p. 319–323, 1997. DOI: <https://doi.org/10.1590/S0100-40421997000300016>.

Disponível em: <https://www.scielo.br/j/qn/a/htJDrC7ZZPKLQbXmLflB4hr/?lang=pt>.

Acesso em: 5 set. 2024.

FARIAS, M. A. d. S. **Aplicação de métodos quimiométricos de calibração e resolução multivariada de curvas em espectroscopia Raman para análise qualitativa e quantitativa de polimorfismo em carbamazepina, clopidogrel e ezetimiba.** Universidade Federal de São Carlos, São Carlos, 2015. Disponível em: <https://repositorio.ufscar.br/handle/ufscar/7511>. Acesso em: 2 fev. 2023.

FERNANDES, V.; SCHIO, P.; OLIVEIRA, A. D.; ORTIZ, W.; FICHTNER, P.; AMARAL, L.; GRAFF, I.; VARALDA, J.; MATTOSO, N.; SCHREINER, W. et al. Ferromagnetism induced by oxygen and cerium vacancies above the percolation limit in ceo<sub>2</sub>. **Journal of Physics: Condensed Matter**, Bristol, IOP Publishing, v. 22, n. 21, p. 216004, 2010. DOI: <https://doi.org/10.1088/0953-8984/22/21/216004>. Disponível em:

<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/0953-8984/22/21/216004>. Acesso em: 5 set. 2024.

FERT, A.; GEORGE, J.; JAFFRES, H.; MATTE, R.; SENEOR, P. The new era of spintronics. **Europhysics News**, Les Ulis, v. 34, n. 6, p. 227–229, 2003. DOI: <https://doi.org/10.1051/eprn:2003609>. Disponível em: <https://www.europhysicsnews.org/articles/eprn/abs/2003/06/eprn03609/eprn03609.html>. Acesso em: 30 nov. 2023.

FILHO, H. D. da F.; LOPES, G. A. de C. Avanços em caracterização de amostras sólidas cristalinas através de difratometria de raios-x. **Estação Científica (UNIFAP)**, Macapá, v. 3, n. 1, p. 31–45, 2014.

FRANCA, C.; GUERRA, Y.; VALADAO, D.; HOLANDA, J.; PADRON-HERNANDEZ, E. Transmission electron microscopy as a realistic data source for the micromagnetic simulation of polycrystalline nickel nanowires. **Computational Materials Science**, Amsterdam, v. 128, p. 42–44, 2017. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.commatsci.2017.04.021>. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927025617302086>. Acesso em: 5 set. 2024.

GANDHI, A. C.; PANSAT, J.; PANDIT, S. D.; DALIMBKAR, S. K.; CHANG, T.-S.; CHENG, C.-L.; MA, Y.-R.; WU, S. Y. Short-range magnon excitation in nio nanoparticles. **The Journal of Physical Chemistry C**, Washington, v. 117, n. 36, p. 18666–18674, 2013. DOI: 10.1021/jp4029479. Disponível em: <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/jp4029479>. Acesso em: 30 nov. 2023.

GARCIA, J.; PRIDA, V.; VIVAS, L. G.; HERNANDO, B.; BARRIGA-CASTRO, E. D.; MENDOZA-RESENDEZ, R.; LUNA, C.; ESCRIG, J.; VAZQUEZ, M. Magnetization reversal dependence on effective magnetic anisotropy in electroplated co–cu nanowire arrays. **Journal of Materials Chemistry C**, Londres, v. 3, n. 18, p. 4688–4697, 2015. DOI: <http://dx.doi.org/10.1039/C4TC02988G>. Disponível em: <https://pubs.rsc.org/en/content/articlelanding/2015/tc/c5tc00408a>. Acesso em: 30 nov. 2023.

GHAZARYAN, D.; GREENAWAY, M. T.; WANG, Z.; GUAROCHICO-MOREIRA, V. H.; VERA-MARUN, I. J.; YIN, J.; LIAO, Y.; MOROZOV, S. V.; KRISTANOVSKI, O.; LICHTENSTEIN, A. I. et al. Magnon-assisted tunnelling in van der waals heterostructures based on crbr3. **Nature Electronics**, London, v. 1, n. 6, p. 344–349, 2018. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41928-018-0087-z>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/s41928-018-0087-z>. Acesso em: 30 nov. 2023.

GHIASI, T. S.; KAVERZIN, A. A.; BLAH, P. J.; WEES, B. J. V. Charge-to-spin conversion by the rashba–edelstein effect in two-dimensional van der waals heterostructures up to room temperature. **Nano Letters**, Washington, v. 19, n. 9, p. 5959–5966, 2019. DOI: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.9b02407>. Disponível em: <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/acs.nanolett.9b02407>. Acesso em: 30 dez. 2023.

GHIGGI, P. C. **Influência do laser de Nd: Yag na resistência de união de Materiais resinosos à dentina. Efeito do laser de Nd: Yag e de Er: Yag na interface adesivo-dentina: estudo em MEV**. Dissertação (Mestrado em Odontologia) — Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 2008. Disponível em: <http://tede2.pucrs.br/tede2/handle/tede/1002>. Acesso em: 02 nov. 2023.

- GILBERT, T. L. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. **IEEE Transactions on Magnetics**, New York, v. 40, n. 6, p. 3443–3449, 2004. DOI: <https://doi.org/10.1109/TMAG.2004.836740>. Disponível em: <https://ieeexplore.ieee.org/document/1353448>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- GONG, C.; ZHANG, X. Two-dimensional magnetic crystals and emergent heterostructure devices. **Science**, Washington, v. 363, n. 6428, p. eaav4450, 2019. DOI: <https://doi.org/10.1126/science.aav4450>. Disponível em: <https://www.science.org/doi/10.1126/science.aav4450>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- GRIMSDITCH, M.; JACCARD, Y.; SCHULLER, I. K. Magnetic anisotropies in dot arrays: Shape anisotropy versus coupling. **Physical Review B**, Ridge, v. 58, n. 17, p. 11539, 1998. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.58.11539>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.58.11539>. Acesso em: 5 set. 2024.
- GUANSEL, H.; SHAO, C.; WEN, S.; CHEN, B.; GONG, J.; YAN, X. Preparation and characterization of nio nanofibres via electrospinning technique. **Inorganic Chemistry Communications**, Amsterdã, v. 6, n. 10, p. 1302–1303, 2003. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.inoche.2003.08.003>. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S1387700303002594>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- HAN, W.; OTANI, Y.; MAEKAWA, S. Quantum materials for spin and charge conversion. **npj Quantum Materials**, London, v. 3, n. 1, p. 27, 2018. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41535-018-0081-2>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/s41535-018-0081-2>. Acesso em: 5 set. 2024.
- HELLMAN, F.; HOFFMANN, A.; TSEKOVNYAK, Y.; BEACH, G.; FULLERTON, E.; LEIGHTON, C.; MACDONALD, A.; RALPH, D.; ARENA, D.; DUERR, H. et al. Interface-induced phenomena in magnetism. **Reviews of Modern Physics**, Ridge, v. 89, p. 025006, 2017. DOI: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.89.025006>. Disponível em: <https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.89.025006>. Acesso em: 5 set. 2024.
- HENKEL, O. Remanent magnetization and interactions in hard magnetic particle ensembles. **physica status solidi (b)**, v. 7, n. 3, p. 919–929, 1964. DOI: <https://doi.org/10.1002/pssb.19640070312>. Disponível em: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/pssb.19640070312>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- HERNANDEZ, E. P.; AZEVEDO, A.; REZENDE, S. Structure and magnetic properties of hexagonal arrays of ferromagnetic nanowires. **Journal of Applied Physics**, Melville, v. 105, n. 7, 2009. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3074110>. Disponível em: <https://pubs.aip.org/aip/jap/article-abstract/105/7/07B525/369862/Structure-and-magnetic-properties>. Acesso em: 5 set. 2024.
- HIRSCH, J. Spin hall effect. **Physical Review Letters**, Israel, v. 83, n. 9, p. 1834, 1999. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.1834>. Disponível em: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.1834>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- HOFFMANN, A. Spin hall effects in metals. **IEEE Transactions on Magnetics**, New York, v. 49, n. 10, p. 5172–5193, 2013. DOI:

<https://doi.org/10.1109/TMAG.2013.2262947>. Disponível em:  
<https://ieeexplore.ieee.org/document/6516040>. Acesso em: 30 nov. 2023.

HOLANDA, J. Analyzing the magnetic interactions in nanostructures that are candidates for applications in spintronics. **Journal of Physics D: Applied Physics**, Bristol, v. 54, n. 24, p. 245004, 2021. DOI: <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac3728>. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6463/ac3728>. Acesso em: 5 set. 2024.

HOLANDA, J.; CAMPOS, C.; FRANCA, C.; PADRON-HERNANDEZ, E. Effective surface anisotropy in polycrystalline ferromagnetic nanowires. **Journal of Alloys and Compounds**, Amsterdam, v. 617, p. 639–641, 2014. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2014.07.219>. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0925838814018520>. Acesso em: 5 set. 2024.

HOLANDA, J.; MAIOR, D.; AZEVEDO, A.; REZENDE, S. Anisotropic magnetoresistance and anomalous nernst effect in exchange biased permalloy/(1 0 0) nio single-crystal. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, Amsterdam, v. 432, p. 507–510, 2017. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.02.038>. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885317300598>. Acesso em: 30 nov. 2023.

HOLANDA, J.; SAGLAM, H.; KARAKAS, V.; ZANG, Z.; LI, Y.; DIVAN, R.; LIU, Y.; OZATAY, O.; NOVOSAD, V.; PEARSON, J. E. et al. Magnetic damping modulation in irmn<sub>3</sub>/ni<sub>80</sub>fe<sub>20</sub> via the magnetic spin hall effect. **Physical Review Letters**, College Park, v. 124, n. 8, p. 087204, 2020. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.087204>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.124.087204>. Acesso em: 5 set. 2024.

HOLANDA, J.; SANTOS, O. A.; CUNHA, R.; MENDES, J.; RODRIGUEZ-SUAREZ, R.; AZEVEDO, A.; REZENDE, S. Longitudinal spin seebeck effect in permalloy separated from the anomalous nernst effect: Theory and experiment. **Physical Review B**, Ridge, v. 95, n. 21, p. 214421, 2017. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.95.214421>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.95.214421>. Acesso em: 30 nov. 2023.

HOLANDA, J.; SANTOS, O. A.; RODRIGUEZ-SUAREZ, R.; AZEVEDO, A.; REZENDE, S. Simultaneous spin pumping and spin seebeck experiments with thermal control of the magnetic damping in bilayers of yttrium iron garnet and heavy metals: Yig/pt and yig/irmn. **Physical Review B**, College Park, v. 95, n. 13, p. 134432, 2017. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.95.134432>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.95.134432>. Acesso em: 5 set. 2024.

HONDA, S.; SONOBE, Y. Spin-orbit torque assisted magnetization reversal of 100 nm-long vertical pillar. **Journal of Physics D: Applied Physics**, Bristol, v. 55, n. 39, p. 395001, 2022. DOI: [10.1088/1361-6463/ac80dd](https://doi.org/10.1088/1361-6463/ac80dd). Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6463/ac80dd>. Acesso em: 5 set. 2024.

JENKINS, S.; CHANTRELL, R. W.; KLEMMER, T. J.; EVANS, R. F. Magnetic anisotropy of the noncollinear antiferromagnet irmn<sub>3</sub>. **Physical Review B**, College Park, v. 100, n. 22, p. 220405, 2019. DOI: [10.1103/PhysRevB.100.220405](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.220405). Disponível em:

<https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.100.220405>. Acesso em: 5 set. 2024.

JIANG, W.; UPADHYAYA, P.; ZHANG, W.; YU, G.; JUNGFLEISCH, M. B.; FRADIN, F. Y.; PEARSON, J. E.; TSERKOVNYAK, Y.; WANG, K. L.; HEINONEN, O. et al. Blowing magnetic skyrmion bubbles. **Science**, Washington, v. 349, n. 6245, p. 283–286, 2015. DOI: <https://doi.org/10.1126/science.aaa1442>. Disponível em: <https://www.science.org/doi/10.1126/science.aaa1442>. Acesso em: 5 set. 2024.

JR, W. D. C.; RETHWISCH, D. G. *Callister's materials science and engineering*. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2020.

JUNGFLEISCH, M. B.; ZHANG, W.; HOFFMANN, A. Perspectives of antiferromagnetic spintronics. **Physics Letters A**, Amsterdam, v. 382, n. 13, p. 865–871, 2018. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2018.02.014>. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375960118300730>. Acesso em: 5 set. 2024.

KLIK, I.; YAO, Y.; CHANG, C. Henkel plots for thermally relaxing systems. **Journal of Applied Physics**, Melville, v. 81, n. 8, p. 5230–5232, 1997. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.364476>. Disponível em: [https://pubs.aip.org/aip/jap/article-abstract/81/8/5230/4086/](https://pubs.aip.org/aip/jap/article-abstract/81/8/5230/4086) Henkel-plots-for-thermally-relaxing-systems?redirectedFrom=fulltext. Acesso em: 5 set. 2024.

KOCH, N. *Supramolecular materials for opto-electronics*. Cambridge: Royal Society of Chemistry, 2014.

KOHN, A.; CS, A. K.; R, R. F.; MCINTYRE, G. J.; WARD, R. C. C.; GOFF, J. P. The antiferromagnetic structures of irmn<sub>3</sub> and their influence on exchange-bias. **Scientific Reports**, London, v. 3, n. 1, p. 1–7, 2013. DOI: <https://doi.org/10.1038/srep02412>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/srep02412>. Acesso em: 30 nov. 2023.

KONER, S.; DESHMUKH, P.; AHLAWAT, A.; SINGH, R.; MAJUMDER, S.; SATAPATHY, S. Effect of interface coupling between polarization and magnetization in la<sub>0.7</sub>pb<sub>0.3</sub>mno<sub>3</sub> (lpmo)/p (vdf-trfe) flexible nanocomposite films. **Journal of Materials Science**, London, v. 57, n. 15, p. 7621–7641, 2022. DOI: <https://doi.org/10.1007/s10853-021-06245-5>. Disponível em: <https://link.springer.com/article/10.1007/s10853-021-06245-5>. Acesso em: 5 set. 2024.

KORTÜM, G. *Reflectance spectroscopy: principles, methods, applications*. New York: Springer, 2012.

KUTTRUFF, J.; GABBANI, A.; PETRUCCI, G.; ZHAO, Y.; IAROSI, M.; PEDRUEZA-VILLALMANZO, E.; DMITRIEV, A.; PARRACINO, A.; STRANGI, G.; ANGELIS, F. D. et al. Magneto-optical activity in nonmagnetic hyperbolic nanoparticles. **Physical Review Letters**, College Park, v. 127, n. 21, p. 217402, 2021. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.127.217402>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.127.217402>. Acesso em: 5 set. 2024.

LANDEROS, P.; ALLENDE, S.; ESCRIG, J.; SALCEDO, E.; AHARONIBIR, D.; VOGEL, E. Reversal modes in magnetic nanotubes. **Applied Physics Letters**, Melville, v. 90,

n. 10, 2007. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.2713930>. Disponível em: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.2713930>. Acesso em: 5 set. 2024.

LARSSON, A.; ABBONDANZA, G.; RAMISCH, L.; LINPE, W.; NOVIKOV, D. V.; LUNDGREN, E.; HARLOW, G. S. In situ scanning x-ray diffraction reveals strain variations in electrochemically grown nanowires. **Journal of Physics D: Applied Physics**, Bristol, v. 54, n. 23, p. 235301, 2021. DOI: 10.1088/1361-6463/abeb3d. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1361-6463/abeb3d>. Acesso em: 5 set. 2024.

LAVIN, R.; DENARDIN, J.; ESCRIG, J.; AHARONIBIR, D.; CORTES, A.; GOMEZ, H. Angular dependence of magnetic properties in ni nanowire arrays. **Journal of Applied Physics**, Melville, v. 106, n. 10, 2009. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3257242>. Disponível em: <https://pubs.aip.org/aip/jap/article-abstract/106/10/103903/343419>. Acesso em: 5 set. 2024.

LEUTENANTSMEYER, J. C.; KAVERZIN, A. A.; WOJTASZEK, M.; WEES, B. J. V. Proximity induced room temperature ferromagnetism in graphene probed with spin currents. **2D Materials**, Bristol, v. 4, n. 1, p. 014001, 2016. DOI: <https://doi.org/10.1088/2053-1583/4/1/014001>. Disponível em: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/2053-1583/4/1/014001>. Acesso em: 30 nov. 2023.

LIANG, L.; CHEN, Q.; LU, J.; TALSMAN, W.; SHAN, J.; BLAKE, G. R.; PALSTRA, T. T.; YE, J. Inducing ferromagnetism and kondo effect in platinum by paramagnetic ionic gating. **Science Advances**, Washington, v. 4, n. 4, p. eaar2030, 2018. DOI: <https://doi.org/10.1126/sciadv.aar2030>. Disponível em: <https://www.science.org/doi/10.1126/sciadv.aar2030>. Acesso em: 30 nov. 2023.

LIANG, S.; YANG, H.; RENUCCI, P.; TAO, B.; LACZKOWSKI, P.; MC-MURTRY, S.; WANG, G.; MARIE, X.; GEORGE, J.-M.; PETIT-WATELOT, S. et al. Electrical spin injection and detection in molybdenum disulfide multilayer channel. **Nature Communications**, London, v. 8, n. 1, p. 14947, 2017. DOI: <https://doi.org/10.1038/ncomms14947>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/ncomms14947>. Acesso em: 30 nov. 2023.

LIMA, P. V. S. **Efeito do agente precursor na transparência de filmes nanoestruturados de NiO**. Tese (Doutorado em Física) — Universidade Federal de Sergipe, Sergipe, 2015. Disponível em: <https://ri.ufs.br/handle/riufs/5373>. Acesso em: 03 set. 2023.

LIU, L.; DIAO, Y.; XIA, S.; LU, F.; TIAN, J. A first principle study on systematic stability and electronic properties of gan nanowire surface with cs/li/nf<sub>3</sub> co-adsorption. **Applied Surface Science**, Amsterdam, v. 478, p. 393–397, 2019. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2019.01.279>. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0169433219303113>. Acesso em: 5 set. 2024.

LIU, Y.; LIU, Y.; CHEN, M.; SRIVASTAVA, S.; HE, P.; TEO, K. L.; PHUNG, T.; YANG, S.-H.; YANG, H. Current-induced out-of-plane spin accumulation on the (001) surface of the irmn<sub>3</sub> antiferromagnet. **Physical Review Applied**, College Park, v. 12, n. 6, p. 064046, 2019. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.12.064046>. Disponível em:

<https://journals.aps.org/prapplied/abstract/10.1103/PhysRevApplied.12.064046>. Acesso em: 30 nov. 2023.

LOBO, A.; MARTIN, A.; ANTUNES, E.; TRAVA-AIROLDI, V.; CORAT, E. Caracterização de materiais carbonosos por espectroscopia raman. **Universidade Federal de São Carlos**, São Carlos, 2008. Disponível em: <http://www.sbvacu.org.br/rbav/index.php/rbav/article/view/99>. Acesso em: 1 set. 2023.

LOPES, J. G. d. S. **Espectroscopia Raman de sistemas supramoleculares envolvendo espécies oxocarbônicas**. Tese (Doutorado em Química) — Universidade de São Paulo, São Paulo, 2001. Disponível em: <https://doi.org/10.11606/D.46.2019.tde-31012019-094201>. Acesso em: 2 jan. 2024.

LY, O.; MANCHON, A. Spin-orbit coupling induced ultrahigh-harmonic generation from magnetic dynamics. **Physical Review B**, College Park, v. 105, n. 18, p. L180415, 2022. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.105.L180415>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.105.L180415>. Acesso em: 5 set. 2024.

MAIER, S. A.; MAIER, S. A. Surface plasmon polaritons at metal/insulator interfaces. **Plasmonics: Fundamentals and Applications**, Berlin, p. 21–37, 2007. DOI: [https://doi.org/10.1007/978-0-387-73564-4\\_2](https://doi.org/10.1007/978-0-387-73564-4_2). Disponível em: [https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-0-387-73564-4\\_2](https://link.springer.com/chapter/10.1007/978-0-387-73564-4_2). Acesso em: 5 set. 2024.

MARQUES, P. H. C. Trabalho de Conclusão de Curso (Graduação em Física), **Preparação de complexos de grafeno: estudo da fluorescência e absorção óptica UV-VIS**. São Paulo: [s.n.], 2022. Disponível em: <http://hdl.handle.net/11449/216308>. Acesso em: 4 set. 2023.

MARTINHO, J. M. G. Espectroscopia de absorção no ultravioleta e visível. **Boletim da Universidade de Coimbra**, Coimbra, v. 29, n. 2, p. 115–130, 1994. DOI: 224/2013/05/7 Disponível em: <https://www2.ufjf.br/quimicaead/wp-content/uploads/sites/224/2013/05/7-Espectroscopia-no-ultravioleta.pdf>. Acesso em: 5 set. 2024.

MAYO, P.; O'GRADY, K.; KELLY, P.; CAMBRIDGE, J.; SANDERS, I.; YOGI, T.; CHANTRELL, R. A magnetic evaluation of interaction and noise characteristics of conicr thin films. **Journal of Applied Physics**, Melville, v. 69, n. 8, p. 4733–4735, 1991. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.348263>. Disponível em: <https://pubs.aip.org/aip/jap/article-abstract/69/8/4733/20213/A-magnetic-evaluation-of-interaction-and-noise?redirectedFrom=fulltext>. Acesso em: 5 set. 2024.

MCCREARY, K. M.; SWARTZ, A. G.; HAN, W.; FABIAN, J.; KAWAKAMI, R. K. Magnetic moment formation in graphene detected by scattering of pure spin currents. **Physical Review Letters**, College Park, v. 109, n. 18, p. 186604, 2012. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.186604>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.109.186604>. Acesso em: 30 nov. 2023.

MCKENZIE, R. H.; QUALLS, J.; HAN, S.; BROOKS, J. Violation of kohler's rule by the magnetoresistance of a quasi-two-dimensional organic metal. **Physical Review B**, Ridge, v. 57, n. 19, p. 11854, 1998. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.57.11854>.

Disponível em: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.57.11854>. Acesso em: 30 nov. 2023.

MENDES, J.; APARECIDO-FERREIRA, A.; HOLANDA, J.; AZEVEDO, A.; REZENDE, S. Efficient spin to charge current conversion in the 2d semiconductor mos2 by spin pumping from yttrium iron garnet. **Applied Physics Letters**, Melville, v. 112, n. 24, 2018. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5034941>. Disponível em: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.5034941>. Acesso em: 30 nov. 2023.

MENDES, J.; REZENDE, S.; HOLANDA, J. Rashba-edelstein magnetoresistance in two-dimensional materials at room temperature. **Physical Review B**, College Park, v. 104, n. 1, p. 014408, 2021. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.104.014408>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.104.014408>. Acesso em: 30 nov. 2023.

MENDES, J.; SANTOS, O. A.; CHAGAS, T.; MAGALHÃES-PANIAGO, R.; MORI, T.; HOLANDA, J.; MEIRELES, L.; LACERDA, R.; AZEVEDO, A.; REZENDE, S. Direct detection of induced magnetic moment and efficient spin-to-charge conversion in graphene/ferromagnetic structures. **Physical Review B**, Ridge, v. 99, n. 21, p. 214446, 2019. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.214446>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.99.214446>. Acesso em: 30 nov. 2023.

MENDES, J.; SANTOS, O. A.; MEIRELES, L.; LACERDA, R.; VILELA-LEÃO, L.; MACHADO, F.; RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R.; AZEVEDO, A.; REZENDE, S. Spin-current to charge-current conversion and magnetoresistance in a hybrid structure of graphene and yttrium iron garnet. **Physical Review Letters**, Ridge, v. 115, n. 22, p. 226601, 2015. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.115.226601>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.115.226601>. Acesso em: 30 nov. 2023.

MIRONOVA-ULMANE, N.; KUZMIN, A.; SILDOS, I.; PARS, M. Polarisation dependent raman study of single-crystal nickel oxide. **Central European Journal of Physics**, Varsóvia, v. 9, p. 1096–1099, 2011. DOI: <https://doi.org/10.2478/s11534-010-0130-9>. Disponível em: <https://www.degruyter.com/document/doi/10.2478/s11534-010-0130-9/html>. Acesso em: 30 nov. 2023.

MIRZANIAN, S.; SHOKRI, A.; ELAHI, S. Rashba spin-orbit coupling effect on tunneling time in semiconductor spintronic junctions. **Journal of Materials Science**, Dordrecht, v. 49, p. 88–93, 2014. DOI: <https://doi.org/10.1007/s10853-013-7677-y>. Disponível em: <https://link.springer.com/article/10.1007/s10853-013-7677-y>. Acesso em: 30 nov. 2023.

MOSENDZ, O.; PEARSON, J.; FRADIN, F.; BAUER, G.; BADER, S.; HOFFMANN, A. Quantifying spin hall angles from spin pumping: Experiments and theory. **Physical Review Letters**, Woodbury, v. 104, n. 4, p. 046601, 2010. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.046601>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.104.046601>. Acesso em: 30 nov. 2023.

MOU, J.; REN, Y.; WANG, J.; WANG, C.; ZOU, Y.; LOU, K.; ZHENG, Z.; ZHANG, D. Nickel oxide nanoparticle synthesis and photocatalytic applications: evolution from conventional methods to novel microfluidic approaches. **Microfluidics and**

- Nanofluidics**, Heidelberg, v. 26, n. 4, p. 25, 2022. DOI: <https://doi.org/10.1007/s10404-022-02780-6>. Disponível em: <https://link.springer.com/article/10.1007/s10404-022-02780-6>. Acesso em: 5 set. 2024.
- MOURACHKINE, A.; YAZYEV, O. V.; DUCATI, C.; MET, J. P. Template nanowires for spintronics applications: nanomagnet microwave resonators functioning in zero applied magnetic field. **Nano Letters**, Washington, v. 8, n. 11, p. 3683–3687, 2008. DOI: DOI:10.1021/nl801820h. Disponível em: <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/nl801820h>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- NAHRWOLD, G.; SCHOLTYSSSEK, J. M.; MOTL-ZIEGLER, S.; ALBRECHT, O.; MERKT, U.; MEIER, G. Structural, magnetic, and transport properties of permalloy for spintronic experiments. **Journal of Applied Physics**, Melville, v. 108, n. 1, 2010. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3431384>. Disponível em: <https://pubs.aip.org/aip/jap/article-abstract/108/1/013907/395345/Structural-magnetic-and-transport-properties-of?redirectedFrom=fulltext>. Acesso em: 5 set. 2024.
- NAKAJIMA, R.; HIROBE, D.; KAWAGUCHI, G.; NABEI, Y.; SATO, T.; NARUSHIMA, T.; OKAMOTO, H.; YAMAMOTO, H. Giant spin polarization and a pair of antiparallel spins in a chiral superconductor. **Nature**, London, v. 613, n. 7944, p. 479–484, 2023. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41586-022-05589-x>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/s41586-022-05589-x>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- NAKAYAMA, H.; KANNO, Y.; AN, H.; TASHIRO, T.; HAKU, S.; NOMURA, A.; ANDO, K. Rashba-edelstein magnetoresistance in metallic heterostructures. **Physical Review Letters**, College Park, v. 117, n. 11, p. 116602, 2016. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.117.116602>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.117.116602>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- NAN, T.; QUINTELA, C. X.; IRWIN, J.; GURUNG, G.; SHAO, D.-F.; GIBBONS, J.; CAMPBELL, N.; SONG, K.; CHOI, S.-Y.; GUO, L. et al. Controlling spin current polarization through non-collinear antiferromagnetism. **Nature Communications**, London, v. 11, n. 1, p. 4671, 2020. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41467-020-17999-4>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/s41467-020-17999-4>. Acesso em: 30 nov. 2023.
- NAPOLITANO, H. B.; CAMARGO, A. J.; MASCARENHAS, Y. P.; VENCATO, I.; LARIUCCI, C. Análise da difração dos raios x. **Revista Processos Químicos**, São Paulo, v. 1, n. 1, p. 35–45, 2007. DOI: <https://doi.org/10.5935/1678-2305.20070009>. Disponível em: <https://revistas.rcaap.pt/revistaprocessosquimicos/article/view/13625>. Acesso em: 5 set. 2024.
- NAZARETH, L. P. T. **Desenvolvimento de método para quantificação de metais e metalóides em amostras de fígado bovino in natura por espectrometria de fluorescência de raios-x por reflexão total**. Dissertação (Mestrado em Química) — Universidade Federal de Minas Gerais, Belo Horizonte, 2023. Disponível em: <http://hdl.handle.net/1843/57649>. Acesso em: 5 de set. 2023.
- NOVOTNY, L.; HECHT, B. *Principles of nano-optics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2012.

OLIVEIRA, L. G. O.; RODRIGUES, M. H.; EDUARDO, A. C.; GODINHO, M. J.; SANTOS, M. R. d. C. Fotocatálise do corante azul de metileno por sistemas como srsno3, basrsno3 e casrsno3. **Revista Processos Químicos**, São Paulo, v. 13, n. 26, p. 119–128, 2019. DOI: <https://doi.org/10.5935/1678-2305.20190013>. Disponível em: [https://revistas.rcaap.pt/revista\\_processos\\_quimicos/article/view/16406](https://revistas.rcaap.pt/revista_processos_quimicos/article/view/16406). Acesso em: 5 set. 2024.

OLIVEIRA, N. A. d. **Síntese e caracterização de catalisadores de níquel suportados em sílica mesoporosa arranjada para hidrogenação de óleos vegetais**. Tese (Doutorado em Engenharia Química) — Universidade de São Paulo, São Paulo, 2008. Disponível em: <https://doi.org/10.11606/D.46.2008.tde-22072008-005454>. Acesso em: 02 de fev. 2024.

OMORI, Y.; SAGASTA, E.; NIIMI, Y.; GRADHAND, M.; HUESO, L. E.; CASANOVA, F.; OTANI, Y. Relation between spin hall effect and anomalous hall effect in 3d ferromagnetic metals. **Physical Review B**, Ridge, v. 99, n. 1, p. 014403, 2019. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.014403>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.99.014403>. Acesso em: 30 nov. 2023.

OTTO, A. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection. **Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei**, Berlin, v. 216, n. 4, p. 398–410, 1968. DOI: <https://doi.org/10.1007/BF01374545>. Disponível em: <https://link.springer.com/article/10.1007/BF01374545>. Acesso em: 30 nov. 2023.

PAIVA, E. M. **Aplicação das espectroscopias Raman e terahertz no estudo de polimorfismo em fármacos e construção de um espectrofotômetro Raman**. Tese (Doutorado em Química) — Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 2019. Disponível em: <https://repositorio.ufpe.br/handle/123456789/36235> Acesso em: 5 set. 2024.

PESIN, D.; MACDONALD, A. H. Spintronics and pseudospintronics in graphene and topological insulators. **Nature Materials**, London, v. 11, n. 5, p. 409–416, 2012. DOI: <https://doi.org/10.1038/nmat3305>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/nmat3305>. Acesso em: 30 nov. 2023.

POLLOCK, C. R. Fundamentals of optoelectronics. [S.l.]: Irwin, 1995.

RAJPUT, P. J.; BHANDARI. A review on—spintronics an emerging technology. **Silicon**, Singapura, v. 14, n. 15, p. 9195–9210, 2022. DOI: [10.1007/s12633-021-01643-x](https://doi.org/10.1007/s12633-021-01643-x). Disponível em: <https://doi.org/10.1007/s12633-021-01643-x>. Acesso em: 30 nov. 2023.

RAMOS, T. M. **Potencialidades da microscopia eletrônica (transmissão e varredura) e microscopia confocal como ferramentas para análises de amostras biológicas**. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de São Carlos, 2013. Disponível em: <http://hdl.handle.net/10183/96777>. Acesso em: 06 de fev. 2024.

REZENDE, S.; CHESMAN, C.; LUCENA, M.; AZEVEDO, A.; AGUIAR, F. D.; PARKIN, S. Studies of coupled metallic magnetic thin-film trilayers. **Journal of Applied Physics**, Melville, v. 84, n. 2, p. 958–972, 1998. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.368161>. Disponível em:

<https://pubs.aip.org/aip/jap/article-abstract/84/2/958/488315/Studies-of-coupled>. Acesso em: 5 set. 2024.

REZENDE, S.; RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R.; AZEVEDO, A. Magnetic relaxation due to spin pumping in thick ferromagnetic films in contact with normal metals. **Physical Review B**, Ridge, v. 88, n. 1, p. 014404, 2013. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.014404>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.88.014404>. Acesso em: 30 nov. 2023.

ROCHA, F. R.; TEIXEIRA, L. S. Estratégias para aumento de sensibilidade em espectrofotometria uv-vis. **Química Nova**, São Paulo, v. 27, p. 807–812, 2004. Disponível em: <https://www.scielo.br/j/qn/a/qFZLPQxK3W9K6kGfPLVnHzH/?lang=pt>. Acesso em: 5 set. 2024.

RODRIGUES, J. C. F. **Crescimento e Caracterização de Fibras de TiO<sub>2</sub> e Nano de ZnO**. Orientador: Florinda Mendes da Costa. Tese (Doutorado em Física) — Universidade de Aveiro, Aveiro, 2010. Disponível em: <http://hdl.handle.net/10773/9784>. Acesso em: 02 jan. 2024.

ROJAS-SANCHEZ, J.-C.; FERT, A. Compared efficiencies of conversions between charge and spin current by spin-orbit interactions in two-and three-dimensional systems. **Physical Review Applied**, College Park, v. 11, n. 5, p. 054049, 2019. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.11.054049>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prapplied/abstract/10.1103/PhysRevApplied.11.054049>. Acesso em: 30 nov. 2023.

SAITOVITCH, H. Cem anos da descoberta dos raios-x: caracterização estrutural de sólidos. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, São Paulo, v. 17, n. 3, 1995. DOI: <https://doi.org/10.1590/S0102-47441995000300011>. Disponível em: <https://www.scielo.br/j/rbef/a/Y5RFzxZJRYHCTGJYxGpXyR7/?lang=pt>. Acesso em: 5 set. 2024.

SAKURAI, J. *Modern quantum mechanics*. Boston: Wiley, 1994.

SALEMI, L.; BERRITTA, M.; NANDY, A. K.; OPPENEER, P. M. Orbitally dominated rashba-edelstein effect in noncentrosymmetric antiferromagnets. **Nature Communications**, Upsália, v. 10, n. 1, p. 5381, 2019. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41467-019-13270-7>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/s41467-019-13270-7>. Acesso em: 30 nov. 2023.

SANCHEZ, J. R.; VILA, L.; DESFONDS, G.; GAMBARELLI, S.; ATTANE, J.; TERESA, J. D.; MAGEN, C.; FERT, A. Spin-to-charge conversion using rashba coupling at the interface between non-magnetic materials. **Nature Communications**, London, v. 4, n. 1, p. 2944, 2013. DOI: <https://doi.org/10.1038/ncomms3944>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/ncomms3944>. Acesso em: 5 set. 2024.

SANDWEG, C.; KAJIWARA, Y.; ANDO, K.; SAITOH, E.; HILLEBRANDS, B. Enhancement of the spin pumping efficiency by spin wave mode selection. **Applied Physics Letters**, Ridge, v. 97, n. 25, 2010. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3521952>. Disponível em: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3521952>. Acesso em: 5 set. 2024.

SANTOS, C. P. d. **Síntese e caracterização de NiFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> e efeitos da dopagem na magnetização de saturação**. Tese (Doutorado em Ciências e Engenharia dos

Materiais) — Universidade Federal de Sergipe, Sergipe, 2011. Disponível em: <https://ri.ufs.br/handle/riufs/3515>. Acesso em: 04 de fev. 2024.

SANTOS, F. Diego dos; SILVA, A. C.; RODRIGUES, C. Estudo teórico e experimental dos espectros de absorção uv/vis e algumas propriedades moleculares da bergenina. **Revista Brasileira de Química**, Manaus, v. 45, n. 4, p. 237–249, 2013. DOI: <https://doi.org/10.1234/rbq.2013.5678>. Disponível em: <http://repositorioinstitucional.uea.edu.br//handle/riuea/2290>. Acesso em: 5 set. 2024.

SANTOS, J. E. D. D. **Influência da adição de fosfato de cálcio amorfo, fluoreto de estanho e sal de ónio, nas propriedades físico-químicas de infiltrantes experimentais**. Tese (Doutorado em Engenharia de Materiais) — Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 2021. Disponível em: <https://repositorio.unicamp.br/acervo/detalhe/1236789>. Acesso em: 5 set. 2023.

SEGANTINI, E.; DANTAS, S. T. Aplicação da microscopia eletrônica de varredura para a avaliação de embalagens. **Journal of Packaging Technology**, São Carlos, v. 8, n. 1, p. 15–25, 1996. DOI: 0104.103781-tiwjo0104.103781-tiwjo. Disponível em: [https://ital.agricultura.sp.gov.br/arquivos/cetea/informativo/v8n2/v8n2\\_artigo2.pdf](https://ital.agricultura.sp.gov.br/arquivos/cetea/informativo/v8n2/v8n2_artigo2.pdf). Acesso em: 5 set. 2024.

SHAO, Q.; YU, G.; LAN, Y.-W.; SHI, Y.; LI, M.-Y.; ZHENG, C.; ZHU, X.; LI, L.-J.; AMIRI, P. K.; WANG, K. L. Strong rashba-edelstein effect-induced spin-orbit torques in monolayer transition metal dichalcogenide/ferromagnet bilayers. **Nano Letters**, Washington, v. 16, n. 12, p. 7514–7520, 2016. DOI: <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.6b03300>. Disponível em: <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/acs.nanolett.6b03300>. Acesso em: 30 nov. 2023.

SHEVCHENKO, A.; BARABASH, M. Y. Bloch point domain wall in cylindrical ferromagnetic nanowire. **Applied Nanoscience**, Berlin, v. 12, n. 5, p. 1747–1751, 2022. DOI: <https://doi.org/10.1007/s13204-022-02397-7>. Disponível em: <https://link.springer.com/article/10.1007/s13204-022-02397-7>. Acesso em: 30 nov. 2023.

SIEGBAHN, K. Electron spectroscopy for atoms, molecules, and condensed matter. **Reviews of Modern Physics**, College Park, v. 54, n. 3, p. 709, 1982. DOI: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.54.709>. Disponível em: <https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.54.709>. Acesso em: 30 nov. 2023.

SILDOS, I.; PUUST, L.; GRABIS, J.; MIRONOVA-ULMANE, N.; KUZMIN, A. Magnon and phonon excitations in nanosized nio. **Sciendo**, Varsóvia, 2019. DOI: <https://doi.org/10.2478/lpts-2019-0014>. Disponível em: <https://www.sciendo.com/article/10.2478/10013-020-0010-1>. Acesso em: 30 nov. 2023.

SILVA, F. A. N. G.; SANTOS, C. G. M.; PASSOS, F. A. C. M.; SILVA, A. A. S.; BARBATO, C. N.; GARRIDO, F. M. dos S.; SAMPAIO, J. A. **Estudo de síntese e transição entre as fases zeolíticas sodalita e cancrinita**. **Holos**, João Pessoa, v. 3, p. 299–308, 2014.

SILVA, F. V. d. **Síntese, caracterização e avaliação da citotoxicidade de nanopartículas de óxido de níquel em células de fibroblastos e queratinócitos**. Dissertação (Mestrado em Nanociência e Nanobiotecnologia) — Universidade Federal

de Minas Gerais, Belo Horizonte, 2016. Disponível em:

<http://dx.doi.org/10.26512/2016.07.D.21606>. Acesso em: 01 de set. 2023.

SILVA, M. R. **Investigação das propriedades elétricas, ópticas e eletroquímicas de filmes finos semicondutores de BiVO<sub>4</sub> e NiO para aplicação em fotoeletrocatalise.**

Tese (Doutorado em Ciência e Tecnologia de Materiais) — Universidade Estadual Paulista, São Paulo, 2012. Disponível em: <http://hdl.handle.net/11449/99682>. Acesso em: 05 de set. 2023.

SILVA, R. F. da. A difração de raios x: uma técnica de investigação da estrutura cristalina de materiais. **Revista Processos Químicos**, São Paulo, v. 14, n. 27, p. 73–82, 2020.

SILVA, V. D.; SIMÕES, T. A.; GRILO, J. P.; MEDEIROS, E. S.; MACEDO, D. A. Impact of the nio nanostructure morphology on the oxygen evolution reaction catalysis. **Journal of Materials Science**, Dordrecht, v. 55, p. 6648–6659, 2020. DOI:

<https://doi.org/10.1007/s10853-019-04264-4>. Disponível em:

<https://link.springer.com/article/10.1007/s10853-019-04264-4>. Acesso em: 5 set. 2024.

SILVA, W. W.; DEGIORGI, S. V.; HOLANDA, J. Experimental observation of a magnetic interfacial effect. **Advanced Materials Interfaces**, Weinheim, v. 10, n. 9, p. 2202143, 2023. DOI: <https://doi.org/10.1002/admi.202202143>. Disponível em:

<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/admi.202202143>. Acesso em: 5 set. 2024.

SILVA, W. W.; HILDEVER, L. M.; SANTOS, M. C.; ESTRADA, F.; HOLANDA, J.

Analyzing the magnetic influence on magneto-optical interactions. **Journal of Superconductivity and Novel Magnetism**, New York, v. 36, n. 3, p. 951–955, 2023.

DOI: <https://doi.org/10.1007/s10948-023-06530-7>. Disponível em:

<https://link.springer.com/article/10.1007/s10948-023-06530-7>. Acesso em: 5 set. 2024.

SKLENAR, J.; ZHANG, W.; JUNGFLISCH, M. B.; JIANG, W.; SAGLAM, H.; PEARSON, J. E.; KETTERSON, J. B.; HOFFMANN, A. Perspective: Interface generation of spin-orbit torques. **Journal of Applied Physics**, Melville, v. 120, n. 18, 2016. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.4967391>. Disponível em:

[https://pubs.aip.org/aip/jap/article-abstract/120/18/180901/143059/](https://pubs.aip.org/aip/jap/article-abstract/120/18/180901/143059/Perspective-Interface-generation-of-spin-orbit?redirectedFrom=fulltext)

Perspective-Interface-generation-of-spin-orbit?redirectedFrom=fulltext. Acesso em: 30 nov. 2023.

ŠMEJKAL, L.; MOKROUSOV, Y.; YAN, B.; MACDONALD, A. H. Topological antiferromagnetic spintronics. **Nature Physics**, London, v. 14, n. 3, p. 242–251, 2018.

DOI: <https://doi.org/10.1038/s41567-017-0011-8>. Disponível em:

<https://www.nature.com/articles/s41567-017-0011-8>. Acesso em: 5 set. 2024.

SOUMYANARAYANAN, A.; REYREN, N.; FERT, A.; PANAGOPOULOS, C. Emergent phenomena induced by spin–orbit coupling at surfaces and interfaces. **Nature**, London, v. 539, n. 7630, p. 509–517, 2016. DOI: <https://doi.org/10.1038/nature19805>.

Disponível em: <https://www.nature.com/articles/nature19805>. Acesso em: 5 set. 2024.

STONER, E. C.; WOHLFARTH, E. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys. **Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences**, London, v. 240, n. 826, p. 599–642, 1948. DOI: <https://doi.org/10.1109/TMAG.1991.1183750>. Disponível em:

<https://ieeexplore.ieee.org/document/1183750>. Acesso em: 5 set. 2024.

SUNNY, K. Laser-induced phonon and magnon properties of nio nanoparticles: A raman study. **Journal of Raman Spectroscopy**, Weinheim, v. 52, n. 4, p. 833–842, 2021. DOI: 10.1002/jrs.6067. Disponível em: [abs/10.1002/jrs.6067](https://abs/10.1002/jrs.6067). Acesso em: 30 nov. 2023.

SURGERS, C.; FISCHER, G.; WINKEL, P.; LÖHNEYSSEN, H. V. Large topological hall effect in the non-collinear phase of an antiferromagnet. **Nature Communications**, London, v. 5, n. 1, p. 3400, 2014. DOI: <https://doi.org/10.1038/ncomms4400>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/ncomms4400>. Acesso em: 5 set. 2024.

TSAI, H.; HIGO, T.; KONDOU, K.; NOMOTO, T.; SAKAI, A.; KOBAYASHI, A.; NAKANO, T.; YAKUSHIJI, K.; ARITA, R.; MIWA, S. et al. Electrical manipulation of a topological antiferromagnetic state. **Nature**, London, v. 580, n. 7805, p. 608–613, 2020. DOI: <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2186-7>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/s41586-020-2186-7>. Acesso em: 5 set. 2024.

TSERKOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E. Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers. **Physical Review B**, Woodbury, v. 66, n. 22, p. 224403, 2002. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.66.224403>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.66.224403>. Acesso em: 30 nov. 2023.

TSERKOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E.; HALPERIN, B. I. Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures. **Reviews of Modern Physics**, Ridge, v. 77, n. 4, p. 1375, 2005. DOI: <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.77.1375>. Disponível em: <https://journals.aps.org/rmp/abstract/10.1103/RevModPhys.77.1375>. Acesso em: 5 set. 2024.

VIDYASAGAR, R.; SANTOS, O. A.; HOLANDA, J.; CUNHA, R.; MACHADO, F.; RIBEIRO, P.; RODRIGUES, A.; MENDES, J.; AZEVEDO, A.; REZENDE, S. Giant zeeman shifts in the optical transitions of yttrium iron garnet thin films. **Applied Physics Letters**, Melville, v. 109, n. 12, 2016. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.4963617>. Disponível em: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4963617>. Acesso em: 30 nov. 2023.

WANG, L.; ZHANG, R.; WANG, X.; XU, W.; ZHAO, W.; LI, G.; LIU, Y. Domain wall resistance in a co and py transverse “coercivity heterostructures” configuration. **AIP Advances**, Melville, v. 8, n. 1, 2018. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5010773>. Disponível em: <https://pubs.aip.org/aip/adv/article/8/1/015213/991204>. Acesso em: 5 set. 2024.

WANG, T.; JIANG, T.; MENG, X. Pvp-assisted synthesis of sb<sub>2</sub>s<sub>3</sub> nanowire for self-driven photodetector by using mxenes and ag nanowires as electrodes. **Applied Nanoscience**, Berlin, v. 10, p. 1845–1851, 2020. DOI: <https://doi.org/10.1007/s13204-019-01243-7>. Disponível em: <https://link.springer.com/article/10.1007/s13204-019-01243-7>. Acesso em: 5 set. 2024.

WANG, X. Anomalous spin hall and inverse spin hall effects in magnetic systems. **Communications Physics**, London, v. 4, n. 1, p. 55, 2021. DOI: <https://doi.org/10.1038/s42005-021-00557-9>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/s42005-021-00557-9>. Acesso em: 30 nov. 2023.

WANG, Y.; HUANG, Y.; SONG, Y.; ZHANG, X.; MA, Y.; LIANG, J.; CHEN, Y. Room-temperature ferromagnetism of graphene. **Nano Letters**, Washington, v. 9, n. 1, p. 220–224, 2009. DOI: <https://doi.org/10.1021/nl802810g>. Disponível em: <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/nl802810g>. Acesso em: 30 nov. 2023.

WANG, Z.; TANG, C.; SACHS, R.; BARLAS, Y.; SHI, J. Proximity-induced ferromagnetism in graphene revealed by the anomalous hall effect. **Physical Review Letters**, Ridge, v. 114, n. 1, p. 016603, 2015. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.114.016603>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.114.016603>. Acesso em: 30 nov. 2023.

WEI, P.; KATMIS, F.; ASSAF, B. A.; STEINBERG, H.; JARILLO-HERRERO, P.; HEIMAN, D.; MOODERA, J. S. Exchange-coupling-induced symmetry breaking in topological insulators. **Physical Review Letters**, Ridge, v. 110, n. 18, p. 186807, 2013. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.186807>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.110.186807>. Acesso em: 30 nov. 2023.

WEI, P.; LEE, S.; LEMAITRE, F.; PINEL, L.; CUTAIA, D.; CHA, W.; KATMIS, F.; ZHU, Y.; HEIMAN, D.; HONE, J. et al. Strong interfacial exchange field in the graphene/eus heterostructure. **Nature Materials**, London, v. 15, n. 7, p. 711–716, 2016. DOI: <https://doi.org/10.1038/nmat4603>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/nmat4603>. Acesso em: 30 nov. 2023.

WOHLFARTH, E. P. Relations between different modes of acquisition of the remanent magnetization of ferromagnetic particles. **Journal of Applied Physics**, Melville, v. 29, n. 3, p. 595–596, 1958. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.1723232>. Disponível em: <https://pubs.aip.org/aip/jap/article-abstract/29/3/595/367990/Relations-between>. Acesso em: 5 set. 2024.

WOLF, S.; AWSCHALOM, D.; BUHRMAN, R.; DAUGHTON, J.; MOLNÁR, S. von; ROUKES, M.; CHTCHELKACHEV, A. Y.; TREGGER, D. Spintronics: a spin-based electronics vision for the future. **Science**, v. 294, n. 5546, p. 1488–1495, 2001. DOI: <https://doi.org/10.1126/science.1065389>. Disponível em: <https://www.science.org/doi/abs/10.1126/science.1065389>. Acesso em: 30 nov. 2023.

XIONG, X.; KONGSUWAN, N.; LAI, Y.; PNG, C. E.; WU, L.; HESS, O. Room-temperature plexcitonic strong coupling: Ultrafast dynamics for quantum applications. **Applied Physics Letters**, Ridge, v. 118, n. 13, p. 133104, 2021. DOI: <https://doi.org/10.1063/5.0045117>. Disponível em: <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/5.0045117>. Acesso em: 5 set. 2024.

ZAFAR, N.; SHAMAILA, S.; SHARIF, R.; WALI, H.; NASEEM, S.; RIAZ, S.; KHALEEQ-UR-RAHMAN, M. Effects of ph on the crystallographic structure and magnetic properties of electrodeposited cobaharoni nanowires. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, Amsterdam, v. 377, p. 215–219, 2015. DOI: <http://dx.doi.org/10.1109/TMAG.2002.801956>. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0304885314008499>. Acesso em: 5 set. 2024.

ZAMPIERON, J. V. Caracterização do solo e de plantas utilizadas como possíveis bioindicadores da presença dos componentes da escória de níquel. **Ciência ET Praxis**, São Carlos, v. 4, n. 08, p. 17–22, 2011.

ZAYATS, A. V.; SMOLYANINOV, I. I.; MARADUDIN, A. A. Nano-optics of surface plasmon polaritons. **Physics Reports**, Amsterdam, v. 408, n. 3-4, p. 131–314, 2005. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2004.11.001>. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157304002841>. Acesso em: 5 set. 2024.

ZELEZNÝ, J.; ZHANG, Y.; FELSER, C.; YAN, B. Spin-polarized current in noncollinear antiferromagnets. **Physical Review Letters**, College Park, v. 119, n. 18, p. 187204, 2017. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.119.187204>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.119.187204>. Acesso em: 5 set. 2024.

ZHANG, J.; ZHANG, L.; XU, W. Surface plasmon polaritons: physics and applications. **Journal of Physics D: Applied Physics**, Melville, v. 45, n. 11, p. 113001, 2012. DOI: 10.1088/0022-3727/45. Disponível em: <https://article/10.1088>. Acesso em: 5 set. 2024.

ZHANG, W.; HAN, W.; JIANG, X.; YANG, S.-H.; PARKIN, S. S. Role of transparency of platinum-ferromagnet interfaces in determining the intrinsic magnitude of the spin hall effect. **Nature Physics**, London, v. 11, n. 6, p. 496–502, 2015. DOI: <https://doi.org/10.1038/nphys3356>. Disponível em: <https://www.nature.com/articles/nphys3356>. Acesso em: 5 set. 2024.

ZHANG, W.; HAN, W.; YANG, S.-H.; SUN, Y.; ZHANG, Y.; YAN, B.; PARKIN, S. S. Giant facet-dependent spin-orbit torque and spin hall conductivity in the triangular antiferromagnet irmn<sub>3</sub>. **Science Advances**, Washington, v. 2, n. 9, p. e1600759, 2016. DOI: <https://doi.org/10.1126/sciadv.1600759>. Disponível em: <https://www.science.org/doi/10.1126/sciadv.1600759>. Acesso em: 5 set. 2024.

ZHANG, W.; JUNGFLISCH, M. B.; JIANG, W.; PEARSON, J. E.; HOFFMANN, A.; FREIMUTH, F.; MOKROUSOV, Y. Spin hall effects in metallic antiferromagnets. **Physical Review Letters**, Ridge, v. 113, n. 19, p. 196602, 2014. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.196602>. Disponível em: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.113.196602>. Acesso em: 5 set. 2024.

ZHANG, Z.; VOGEL, M.; HOLANDA, J.; JUNGFLISCH, M. B.; LIU, C.; LI, Y.; PEARSON, J. E.; DIVAN, R.; ZHANG, W.; HOFFMANN, A. et al. Spin-wave frequency division multiplexing in an yttrium iron garnet microstripe magnetized by inhomogeneous field. **Applied Physics Letters**, Melville, v. 115, n. 23, 2019. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5127881>. Disponível em: <https://pubs.aip.org/aip/apl/article/115/23/232402/37457/Spin-wave-frequency-division-multiplexing-in-an>. Acesso em: 5 set. 2024.

ZHONG, D.; SEYLER, K. L.; LINPENG, X.; CHENG, R.; SIVADAS, N.; HUANG, B.; SCHMIDGALL, E.; TANIGUCHI, T.; WATANABE, K.; MCGUIRE, M. A. et al. Van der waals engineering of ferromagnetic semiconductor heterostructures for spin and valleytronics. **Science Advances**, Washington, v. 3, n. 5, p. e1603113, 2017. DOI: <https://doi.org/10.1126/sciadv.1603113>. Disponível em: <https://www.science.org/doi/10.1126/sciadv.1603113>. Acesso em: 30 nov. 2023.

ZHOU, M.; YANG, H.; XIAN, T.; MA, J.; ZHANG, H.; FENG, W.; WEI, Z.; JIANG, J. Morphology-controlled synthesis of orthorhombic  $\text{LuFeO}_3$  particles via a hydrothermal route. **Journal of Alloys and Compounds**, Amsterdam, v. 617, p. 855–862, 2014. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2014.08.057>. Disponível em: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0925838814019124>. Acesso em: 5 set. 2024.

APÊNDICE - AS CONTAS: ABORDAGEM ANALÍTICA DAS  
MAGNETORRESISTÊNCIAS RASHBA-EDELSTEIN

Força e corrente que refletem a reciprocidade de Onsager pela simetria da matriz de resposta é dada por:

$$\begin{pmatrix} \vec{J}_C \\ \vec{J}_{Sx} \\ \vec{J}_{Sy} \\ \vec{J}_{Sz} \end{pmatrix} = \frac{1}{R_{2D}} \begin{pmatrix} 1 & \hat{x} \times & \hat{y} \times & \hat{z} \times \\ \frac{1}{\lambda_{REE}} \hat{x} \times & \frac{1}{\lambda_{REE}} & 0 & 0 \\ \frac{1}{\lambda_{REE}} \hat{y} \times & 0 & \frac{1}{\lambda_{REE}} & 0 \\ \frac{1}{\lambda_{REE}} \hat{z} \times & 0 & 0 & \frac{1}{\lambda_{REE}} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} -\nabla \mu_C / e \\ -\nabla \mu_{Sx} / 2e \\ -\nabla \mu_{Sy} / 2e \\ -\nabla \mu_{Sz} / 2e \end{pmatrix} \quad (1)$$

onde  $e = |e|$  é a carga do elétron,  $R_{2D}$  é a resistência do material 2D,  $\mu_C$  é o potencial químico da carga,  $\vec{\mu}_S$  é o acúmulo de spin,  $\vec{J}_C$  é a densidade da corrente de carga e  $\vec{J}_S$  é a densidade de corrente de spin. O efeito Rashba-Edelstein direto é representado pelos elementos das diagonais inferiores que geram as correntes de spin na presença de uma densidade de corrente aplicada, gerando um campo elétrico, escolhido para estar na direção  $\hat{x}$ :  $\vec{E} = E_x \hat{x} = -\hat{x} (\partial_x \mu_C / e)$ .

Por outro lado, o efeito inverso de Rashba-Edelstein é dado pelo elemento acima da diagonal que conecta os gradientes das acumulações de spin à densidade da corrente de carga. O acúmulo de spin  $\vec{\mu}_S$  é obtido a partir da equação de spin-difusão nos materiais 2D:

$$\nabla^2 \vec{\mu}_S = \frac{\vec{\mu}_S}{\lambda_{SD}^2} \quad (2)$$

onde  $\lambda_{SD}$  é o comprimento de spin-difusão. O acúmulo de spin é sempre devido à difusão de spin, que mesmo para um material 2D como o grafeno tem difusão de spin na direção  $z$ . Para materiais 2D com espessura  $l_{2D}$  na direção  $\hat{x}$  a solução da equação (2) é

$$\vec{\mu}_S(z) = \vec{p} e^{-z/\lambda_{2D}} + \vec{q} e^{z/\lambda_{2D}}. \quad (3)$$

Os vetores coluna constantes  $\vec{p}$  e  $\vec{q}$  são determinados pelas condições de contorno nas interfaces. De acordo com a (2), a corrente de spin em materiais 2D consiste no processo de difusão de spin. Para um sistema homogêneo no plano  $x \times y$ , a densidade da corrente de spin fluindo na direção  $\hat{z}$  é:

$$\vec{J}_S^z(z) = - \left( \frac{1}{2e R_{2D} \lambda_{REE}} \right) \partial_z \vec{\mu}_{Sz} - J_{SO}^{REE} \hat{y} \quad (4)$$

onde  $J_{SO}^{REE} = E_x/R_{2D}\lambda_{REE}$  é a corrente de Rashba-Edelstein, ou seja, é a corrente de spin gerada diretamente pelo REE e  $\lambda_{REE}$  é o comprimento do REE. Nas interfaces  $z = l_{2D}$  e  $z = 0$  as condições de contorno exigem que  $\vec{J}_S^z(z)$  seja contínuo. A corrente de spin na interface  $z = l_{2D}$  desaparece,  $\vec{J}_S^z(z = l_{2D}) = \vec{J}_S^{2D} = 0$ . Por outro lado, em geral, na interface magnética, a densidade de corrente de spin  $\vec{J}_S^{FM}$  é dada pela acumulação de spin e pela condutância mista de spin, tal que:

$$\vec{J}_S^{FM}(\hat{m}) = g_r \hat{m} \times \left( \hat{m} \times \frac{\vec{\mu}_S}{e} \right) + g_i \left( \hat{m} \times \frac{\vec{\mu}_S}{e} \right) \quad (5)$$

onde  $\hat{m} = (m_x, m_y, m_z)^T$  representa um vetor unitário ao longo da magnetização e  $g_{\uparrow\downarrow} = g_r + ig_i$  a condutância complexa mista de spin na interface por unidade de comprimento e resistência. Concorda-se que  $g_r$  caracteriza a eficiência do transporte de spin interfacial e a parte imaginária  $g_i$  pode ser interpretada como um campo de troca efetivo atuando no acúmulo de spin. De acordo com a equação (5) uma corrente positiva corresponde a spins ascendentes movendo-se do FM em direção ao 2D. Em particular, para o isolador FM, esta densidade de corrente de spin é proporcional ao torque de transferência de spin que atua no ferromagneto

$$\vec{\tau}_{STT} = -\frac{\hbar}{2e} \hat{m} \times \left( \hat{m} \times \vec{J}_S^{FM} \right) = \frac{\hbar}{2e} \vec{J}_S^{FM}(\hat{m}), \quad (6)$$

Utilizando as condições de contorno discutidas anteriormente, é possível determinar os coeficientes  $\vec{p}$  e  $\vec{q}$ , o que leva ao acúmulo de spin para estruturas 2DM/FM:

$$\begin{aligned} \vec{\mu}_S(z) = & -\mu_{SO} \left[ \frac{\sinh\left(\frac{2z-l_{2D}}{2\lambda_{2D}}\right)}{\sinh\left(\frac{l_{2D}}{2\lambda_{2D}}\right)} \right] \hat{y} \\ & + 2e\lambda_{2D}\lambda_{REE}R_{2D} \left[ \frac{\cosh\left(\frac{z-l_{2D}}{2\lambda_{2D}}\right)}{\sinh\left(\frac{l_{2D}}{2\lambda_{2D}}\right)} \right] \vec{J}_S^{FM}(\hat{m}) \end{aligned} \quad (7)$$

onde  $\mu_{SO} \equiv |\vec{\mu}_S(0)| = 2e\lambda_{2D}\lambda_{REE}R_{2D}J_{SO}^{REE} \tanh(l_{2D}/2\lambda_{2D})$  é o acúmulo de spin na interface na ausência de transferência de spin, ou seja, e., quando  $g_{\uparrow\downarrow} = 0$ . Além disso, de acordo com a (5), o acúmulo de spin em  $z = 0$  torna-se

$$\begin{aligned} \vec{\mu}_S(0) = & \mu_{SO} \hat{y} + 2\lambda_{2D}\lambda_{REE}R_{2D} \coth\left(\frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right) \\ & \times [g_r \{ \hat{m} (\hat{m} \cdot \vec{\mu}_S(0)) - \vec{\mu}_S(0) \} + g_i \hat{m} \times \vec{\mu}_S(0)] \end{aligned} \quad (8)$$

onde  $\hat{m} \cdot \vec{\mu}_S(0)$  e  $\hat{m} \times \vec{\mu}_S(0)$  são:

$$\begin{aligned}
\hat{m} \cdot \vec{\mu}_S(0) &= m_y \mu_{SO}, \\
\hat{m} \times \vec{\mu}_S(0) &= \mu_{SO} \\
&\left[ \frac{\left( \frac{\hat{m} \times \hat{y}}{R_{2D} \lambda_{REE}} \right) + \left( 2m_y \lambda_{2D} g_i \coth \left( \frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}} \right) \right) \hat{m}}{\frac{1}{R_{2D} \lambda_{REE}} + 2\lambda_{2D} g_r \coth \left( \frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}} \right)} \right] \\
&- \left[ \frac{2\lambda_{2D} g_i \coth \left( \frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}} \right)}{\frac{1}{R_{2D} \lambda_{REE}} + 2\lambda_{2D} g_r \coth \left( \frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}} \right)} \right] \vec{\mu}_S(0),
\end{aligned} \tag{9}$$

e

$$\begin{aligned}
\vec{\mu}_S(0) &= \mu_{SO} \\
&\left[ \frac{(A(1+A) + B^2) \hat{m} + B(\hat{m} \times \hat{y}) + (1+A)\hat{y}}{A^2 + B^2} \right]
\end{aligned} \tag{10}$$

onde

$$A = 2\lambda_{2D} \lambda_{REE} R_{2D} g_r \coth \left( \frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}} \right) \tag{11}$$

e

$$B = 2\lambda_{2D} \lambda_{REE} R_{2D} g_i \coth \left( \frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}} \right) \tag{12}$$

A corrente de rotação através das interfaces FM/2DM é dada por:

$$\begin{aligned}
\vec{J}_S^{FM} &= \left( \frac{\mu_{SO}}{e R_{2D} \lambda_{REE}} \right) \\
&\times \left[ \text{Im} \left\{ \frac{g_{\uparrow\downarrow}}{\frac{1}{R_{2D} \lambda_{REE}} + 2\lambda_{2D} g_{\uparrow\downarrow} \coth \left( \frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}} \right)} \right\} \right] (\hat{m} \times \hat{y}) \\
&+ \left( \frac{\mu_{SO}}{e R_{2D} \lambda_{REE}} \right) \\
&\times \left[ \text{Re} \left\{ \frac{g_{\uparrow\downarrow}}{\frac{1}{R_{2D} \lambda_{REE}} + 2\lambda_{2D} g_{\uparrow\downarrow} \coth \left( \frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}} \right)} \right\} \right] \hat{m} \times (\hat{m} \times \hat{y}).
\end{aligned} \tag{13}$$

Desta forma, o acúmulo de spin é:

$$\frac{\vec{\mu}_S(z)}{\mu_{SO}} = \text{Im} \left[ \left\{ \frac{2\lambda_{2D}g_{\uparrow\downarrow}}{\frac{1}{R_{2D}\lambda_{REE}} + 2\lambda_{2D}g_{\uparrow\downarrow} \coth\left(\frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)} \right\} \times \left\{ \frac{\cosh\left(\frac{z-l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)}{\sinh\left(\frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)} \right\} \right] (\hat{m} \times \hat{y}) \quad (14)$$

$$+ \text{Re} \left[ \left\{ \frac{2\lambda_{2D}g_{\uparrow\downarrow}}{\frac{1}{R_{2D}\lambda_{REE}} + 2\lambda_{2D}g_{\uparrow\downarrow} \coth\left(\frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)} \right\} \times \left\{ \frac{\cosh\left(\frac{z-l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)}{\sinh\left(\frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)} \right\} \right] \times \hat{m} \times (\hat{m} \times \hat{y}) - \left[ \frac{\sinh\left(\frac{2z-l_{2D}}{2\lambda_{2D}}\right)}{\sinh\left(\frac{2z-l_{2D}}{2\lambda_{2D}}\right)} \right] \hat{y} \quad (15)$$

Então, leva a corrente de spin distribuída no material 2D

$$\frac{\vec{J}_S^z(z)}{J_{SO}^{REE}} = -\text{Im} \left[ \left\{ \frac{2\lambda_{2D}g_{\uparrow\downarrow}}{\frac{1}{R_{2D}\lambda_{REE}} + 2\lambda_{2D}g_{\uparrow\downarrow} \coth\left(\frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)} \right\} \times \left\{ \frac{\sinh\left(\frac{z-l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)}{\sinh\left(\frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)} \right\} \right] (\hat{m}\hat{y}) \quad (16)$$

$$- \text{Re} \left[ \left\{ \frac{2\lambda_{2D}g_{\uparrow\downarrow}}{\frac{1}{R_{2D}\lambda_{REE}} + 2\lambda_{2D}g_{\uparrow\downarrow} \coth\left(\frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)} \right\} \times \left\{ \frac{\sinh\left(\frac{z-l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)}{\sinh\left(\frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)} \right\} \right] \hat{m} \times (\hat{m}\hat{y}) + \left[ \frac{\cosh\left(\frac{2z-l_{2D}}{2\lambda_{2D}}\right) - \cosh\left(\frac{l_{2D}}{2\lambda_{2D}}\right)}{\cosh\left(\frac{l_{2D}}{2\lambda_{2D}}\right)} \right] \hat{y}. \quad (17)$$

O efeito Rashba-Edelstein inverso impulsiona uma corrente de carga no plano  $x$  versus  $y$  pelo componente da corrente de spin de difusão fluindo ao longo da direção  $z$ . A componente longitudinal total (ao longo de  $\hat{x}$ ) é:

$$\begin{aligned}
\frac{J_{C, \text{long}}(z)}{J_{CO}} &= 1 + 4 \left( \frac{\lambda_{REE}}{l_{2D}} \right)^2 \left[ \frac{\cosh\left(\frac{z-l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)}{\cosh\left(\frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)} + (1 - m_y^2) \right] \\
&\times \text{Re} \left[ \left\{ \frac{2\lambda_{2D}g_{\uparrow\downarrow} \tanh\left(\frac{l_{2D}}{2\lambda_{2D}}\right)}{\frac{1}{R_{2D}\lambda_{REE}} + 2\lambda_{2D}g_{\uparrow\downarrow} \coth\left(\frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)} \right\} \right. \\
&\times \left. \left\{ \frac{\sinh\left(\frac{z-l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)}{\sinh\left(\frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)} \right\} \right].
\end{aligned} \tag{18}$$

A componente transversal ou componente Rashba-Edelstein é dada por:

$$\begin{aligned}
\frac{J_{C, \text{trans}}(z)}{J_{CO}} &= 4 \left( \frac{\lambda_{REE}}{l_{2D}} \right)^2 [m_x m_y \text{Re} - m_y \text{Im}] \\
&\times \text{Re} \left[ \left\{ \frac{2\lambda_{2D}g_{\uparrow\downarrow} \tanh\left(\frac{l_{2D}}{2\lambda_{2D}}\right)}{\frac{1}{R_{2D}\lambda_{REE}} + 2\lambda_{2D}g_{\uparrow\downarrow} \coth\left(\frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)} \right\} \right. \\
&\times \left. \left\{ \frac{\sinh\left(\frac{z-l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)}{\sinh\left(\frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}}\right)} \right\} \right],
\end{aligned} \tag{19}$$

onde  $J_{CO} = E_x / (R_{2D}\lambda_{REE})$  é a corrente de carga impulsionada pela corrente elétrica externa. Expandindo a resistência longitudinal dada pela corrente na direção  $x$  do campo aplicado para a ordem inicial em  $\lambda_{REE}^2$  e calculando a média das correntes elétricas ao longo da espessura no material 2D, encontramos:

$$\begin{aligned}
(R_{2D})_{\text{long}} &= \left( \frac{\lambda_{REE} E_x}{J_{C, \text{long}}} \right) \approx R_{2D} \\
&+ \Delta R_{2D}^{(0)} + (1 - m_y^2) \Delta R_{2D}^{(1)}
\end{aligned} \tag{20}$$

e

$$\begin{aligned}
(R_{2D})_{\text{trans}} &\approx - \left( \frac{J_{C, \text{trans}}}{E_x} \right) \left( \frac{1}{R_{2D}\lambda_{REE}} \right)^2, \\
&= m_x m_y \Delta R_{2D}^{(1)} + m_z \Delta R_{2D}^{(2)}
\end{aligned} \tag{21}$$

onde

$$\begin{aligned}
\frac{\Delta R_{2D}^{(0)}}{R_{2D}} &= - \left( \frac{2\lambda_{REE}}{l_{2D}} \right)^2 \left( \frac{2\lambda_{2D}}{l_{2D}} \right) \tanh \left( \frac{l_{2D}}{2\lambda_{2D}} \right), \\
\frac{\Delta R_{2D}^{(1)}}{R_{2D}} &= \left( \frac{2\lambda_{REE}}{l_{2D}} \right)^2 \left( \frac{\lambda_{2D}}{l_{2D}} \right) \\
&\quad \times \operatorname{Re} \left[ \frac{2\lambda_{2D}g_{\uparrow\downarrow} \tanh^2 \left( \frac{l_{2D}}{2\lambda_{2D}} \right)}{\frac{1}{R_{2D}\lambda_{REE}} + 2\lambda_{2D}g_{\uparrow\downarrow} \coth \left( \frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}} \right)} \right], \\
\frac{\Delta R_{2D}^{(2)}}{R_{2D}} &= \left( \frac{2\lambda_{REE}}{l_{2D}} \right)^2 \left( \frac{\lambda_{2D}}{l_{2D}} \right) \\
&\quad \times \operatorname{Im} \left[ \frac{2\lambda_{2D}g_{\uparrow\downarrow} \tanh^2 \left( \frac{l_{2D}}{2\lambda_{2D}} \right)}{\frac{1}{R_{2D}\lambda_{REE}} + 2\lambda_{2D}g_{\uparrow\downarrow} \coth \left( \frac{l_{2D}}{\lambda_{2D}} \right)} \right].
\end{aligned} \tag{22}$$

Como  $\Delta R_{2D}^{(0)} < 0$ , isso sugere que a resistência é reduzida pela interação Rashba.