



CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS
COORDENAÇÃO DE FORMAÇÃO CIENTÍFICA
COORDENAÇÃO DE MATÉRIA CONDENSADA

Gabriel Andrade de Paula

Estudo da Injeção e Conversão de Correntes de Spin e Orbital em Heteroestruturas

Rio de Janeiro

2025

Gabriel Andrade de Paula

Estudo da Injeção e Conversão de Correntes de Spin e Orbital em Heteroestruturas

Dissertação apresentada ao programa de pós-graduação do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas como parte dos pré-requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física.

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Orientador: Flávio Garcia

Coorientador: Danian Alexandre Dugato

Rio de Janeiro

2025



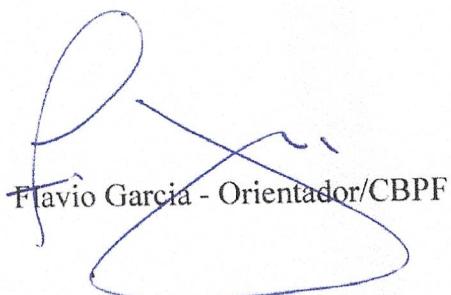
MINISTÉRIO DA
CIÊNCIA, TECNOLOGIA
E INOVAÇÃO

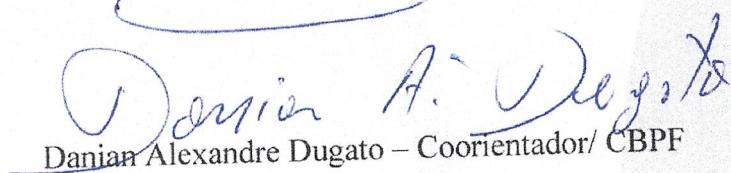
GOVERNO FEDERAL
BRASIL
UNIÃO E RECONSTRUÇÃO

"ESTUDO DE INJEÇÃO E CONVERSÃO DE CORRENTES DE SPIN E ORBITAL
EM HETEROESTRUTURAS"

GABRIEL ANDRADE DE PAULA

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


Flávio Garcia - Orientador/CBPF


Danian Alexandre Dugato - Coorientador/ CBPF


Ângela Burlamaqui Klautau - UFPA


Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo – UFV

Rio de Janeiro, 10 de outubro de 2025.

Agradecimentos

Agradeço, em primeiro lugar, aos meus pais, André Cirne de Paula e Luiza Helena Andrade de Paula, pelo apoio incondicional em todas as minhas decisões e pelas oportunidades que sempre me proporcionaram ao longo da vida.

Em seguida, estendo meus agradecimentos a todos os colegas, amigos e à minha namorada, Maria Carolina, que estiveram ao meu lado e me apoiaram ao longo de toda a minha trajetória acadêmica, oferecendo palavras de incentivo, companhia e compreensão nos momentos mais desafiadores.

Meus agradecimentos especiais vão ao professor e orientador Flávio Garcia, por sua orientação precisa e pelos ensinamentos fundamentais que moldaram minha formação ao longo do mestrado. Sou igualmente grato aos pesquisadores e coorientadores Danian Alexandre Dugato e Luiz Carlos Sampaio Lima, pela constante presença no cotidiano do laboratório e pela generosidade com que sempre compartilharam seus conhecimentos.

Agradeço também aos pesquisadores Vivian, Obed, Nicholas e Carmen, Andreij e aos colegas de pós-graduação Munique, Igor, Naomi, Maria Clara e tantos outros, pelos momentos de descontração, pela colaboração diária e pelas valiosas contribuições que enriqueceram este percurso.

Por fim, expresso meu sincero agradecimento ao pesquisador Ramon Cardias, cuja contribuição teórica foi essencial para a compreensão dos resultados experimentais desenvolvidos neste trabalho.

“Não importa como você gaste sua vida. Sua inteligência o defenderá mais vezes do que uma espada. Mantenha-a afiada.”
(Kvothe; O nome do Vento)

Resumo

A spintrônica e a orbitrônica emergem como áreas promissoras para o desenvolvimento de dispositivos eletrônicos de próxima geração, como memórias magnéticas não voláteis, osciladores de micro-ondas de baixo consumo energético e lógicas baseadas em momento angular, que exploram a conversão eficiente entre correntes de carga, spin e orbital. Nesse contexto, neste trabalho, foram investigadas a injeção e conversão de correntes de spin e orbitais em heteroestruturas ferromagnéticas crescidas por *magnetron sputtering*, utilizando a técnica de ressonância ferromagnética (FMR) com bombeamento de spin. Foram produzidas heteroestruturas de NiFe/Ti, Ni/Ti, NiFe/Ti/Pt e Ni/Ti/Pt com diferentes espessuras de titânio, a fim de avaliar sua influência no coeficiente de amortecimento (α). As amostras de NiFe apresentaram o comportamento esperado: o aumento de α ocorreu apenas na presença de Pt, tornando-se mais evidente para camadas de $t_{\text{Ti}} \geq 1 \text{ nm}$. Já em Ni/Ti/Pt, verificou-se um incremento ainda mais acentuado de α em espessuras ultrafinas, superando inclusive o observado em sistemas Ni/Pt. Medidas angulares de tensão elétrica em amostras de Ni/Ti evidenciaram a presença de correntes orbitais convertidas em carga via efeito Hall orbital inverso (iOHE); contudo, sem impacto relevante no amortecimento, o que sugere que o momento angular orbital não atua diretamente no torque de spin. Também foi observado a redução de M_s^{\parallel} nas amostras de Ni com Ti ultrafino, possivelmente devido à formação de camadas magnéticas mortas ou hibridização interfacial, pode ser apontada como uma das causas para o aumento do amortecimento. Os resultados contribuem para a compreensão da dinâmica angular e efeitos interfaciais em sistemas spintrônicos e orbitrônicos, especialmente no regime de espessuras ultrafinas e na presença de diferentes canais de transporte de momento angular.

Palavras-chave: Spintrônica, Orbitrônica, Bombeamento de spin, Corrente orbital, Ressonância ferromagnética (FMR), Efeito Hall de spin inverso (iSHE), Efeito Hall orbital inverso (iOHE), Amortecimento magnético/amortecimento de Gilbert, *Magnetron sputtering*

Abstract

Spintronics and orbitronics are emerging as promising fields for the development of next-generation electronic devices, such as non-volatile magnetic memories, low-power microwave oscillators, and angular-momentum-based logic, which rely on the efficient conversion between charge, spin, and orbital currents. In this work, the injection and conversion of spin and orbital currents were investigated in ferromagnetic heterostructures grown by *magnetron sputtering*, using ferromagnetic resonance (FMR) with spin pumping. Heterostructures of NiFe/Ti, Ni/Ti, NiFe/Ti/Pt, and Ni/Ti/Pt with different Ti thicknesses were produced to evaluate their influence on the damping coefficient (α). NiFe samples showed the expected behavior: an increase in α was observed only in the presence of Pt, becoming more pronounced for $t_{\text{Ti}} \geq 1 \text{ nm}$. In contrast, Ni/Ti/Pt samples exhibited an even stronger enhancement of α at ultrathin Ti layers, surpassing that of Ni/Pt systems. Angular-dependent voltage measurements in Ni/Ti revealed orbital currents converted into charge via the inverse orbital Hall effect (iOHE); however, without a significant impact on damping, suggesting that orbital angular momentum does not directly contribute to spin torque. A reduction of M_s^{\parallel} was also observed in Ni samples with ultrathin Ti, possibly due to the formation of magnetic dead layers or interfacial hybridization, which may account for the increased damping. These results advance the understanding of angular momentum dynamics and interfacial effects in spintronic and orbitronic systems, particularly in the ultrathin thickness regime and in the presence of multiple angular momentum transport channels.

Keywords: Spintronics, Orbitronics, Spin pumping, Orbital current, Ferromagnetic resonance (FMR), Inverse spin Hall effect (iSHE), Inverse orbital Hall effect (iOHE), Magnetic damping/ Gilbert damping, Magnetron sputtering

Listas de ilustrações

- Figura 2.1. Ilustração das curvas de magnetização em diferentes eixos para cristais de Ni, indicando os eixos de fácil e difícil magnetização. Imagem adaptada do livro *Introduction to Magnetic Materials, 2nd Edition*, Wiley, 2009 [19]. 24
- Figura 2.2. Representação de duas configurações do campo desmagnetizante H_d . Em (a), H_d é perpendicular ao plano do filme (maior energia); (b) H_d é paralelo ao plano (menor energia). Imagem adaptada da tese de C. Dias, 2014 [23]. 25
- Figura 2.3. Dependência de K_{eff} com a espessura da camada de Co em multcamadas Co/Pd. O intercepto vertical fornece $2K_s$ e a inclinação da reta representa K_v . Imagem adaptada de M.T. Johnson *et al*, 1996 [20]. 26
- Figura 2.4. Magnetorresistência de WP₂ medida em campos magnéticos estáticos de até 9 T, para temperaturas entre 2 K e 50 K. Imagem adaptada de N. Kumar *et al*, 2017 [26]. 28
- Figura 2.5. Em (a) Dependência angular da AMR normalizada, evidenciando o comportamento $\cos^2(\theta)$. (b) Curvas típicas de magnetorresistência para campos magnéticos aplicados paralela e perpendicularmente à corrente elétrica, partindo de um estado desmagnetizado. (c) Definição do ângulo θ entre a corrente aplicada e a magnetização. Imagem adaptada de J.B.Sousa *et al*, 2021 [27]. 29
- Figura 2.6. Ilustração da condução dependente de spin em uma válvula de spin. As setas espessas indicam os estados de magnetização das camadas fixas e livres, enquanto as setas com "e" indicam os spins dos elétrons. O espalhamento eletrônico é maior quando as magnetizações estão em configuração antiparalela. Imagem adaptada de S. Bhatti *et al*, 2017 [5]. 30
- Figura 2.7. Representação esquemática da TMR em uma junção magnética túnel (MTJ). Em (a), o caso com magnetizações paralelas, onde a probabilidade de tunelamento para elétrons majoritários é maior, resultando em baixa resistência. Em (b), o caso antiparalelo, no qual a sobreposição das densidades de estados de spin é reduzida, aumentando a resistência elétrica. Imagem adaptada de K. Tanaka *et al*, 2025 [33]. 31

- Figura 2.8. Representação esquemática dos diferentes tipos de corrente. Em (a), corrente de carga convencional, com spins aleatórios. Em (b), corrente parcialmente polarizada, gerando uma pequena corrente de spin. Em (c), corrente de carga totalmente polarizada. Em (d), corrente de spin pura, sem carga líquida. Em (e), corrente orbital pura, sem transporte de carga. Imagem adaptada da tese de doutorado de R. Torrão, 2023 [36]. 33
- Figura 2.9. Ilustração do Efeito Hall Ordinário, mostrando a indução de uma diferença de potencial nas bordas do condutor quando este é submetido a um campo magnético \mathbf{H} perpendicular à sua superfície, enquanto uma corrente elétrica \mathbf{I} flui ao longo do eixo longitudinal. Imagem adaptada de A. Bandyopadhyay *et al*, 2024 [47]. 35
- Figura 2.10. Ilustração do funcionamento do mecanismo intrínseco. Os elétrons com spins opostos tendem a se espalhar para lados diferentes em função da curvatura de Berry e superfície de Fermi quando um campo elétrico é aplicado. Imagem adaptada de Stephen R. Boona *et al*, 2021 [57]. 38
- Figura 2.11. Ilustração do funcionamento do *skew scattering*. Os elétrons apresentam maior probabilidade de espalhamento para uma direção específica dependendo da orientação de seus spins em relação ao SOC e à magnetização. Os ângulos de espalhamento coloridos em vermelho e azul indicam trajetórias distintas, porém a ilustração não representa as probabilidades quantitativas. Imagem adaptada de Stephen R. Boona *et al*, 2021 [57]. 39
- Figura 2.12. Ilustração do mecanismo de *side jump*. Elétrons com spins distintos sofrem deslocamentos laterais opostos durante o espalhamento por impurezas com SOC. Imagem adaptada de Stephen R. Boona *et al*, 2021 [57]. 41
- Figura 2.13. Ilustração do Efeito Hall de Spin (SHE). A aplicação de uma corrente de carga longitudinal gera a separação transversal de spins opostos, induzindo uma corrente pura de spin. Note que os vetores (J_s) , (J_c) e (σ) são mutuamente perpendiculares. Imagem adaptada de Liang Cheng *et al*, 2021 [65]. 43
- Figura 2.14. Ilustração esquemática do Efeito Hall Orbital (OHE). Elétrons com momentos orbitais opostos (sentido horário e anti-horário) se espalham em direções opostas quando um campo elétrico, isto é, uma corrente elétrica, é aplicado ao material. Imagem adaptada de Giacomo Sala e Pietro Gambardella, 2022 [71]. 45

Figura 2.15. Ilustração mostrando como a regra de Hund influencia a orientação relativa entre os momentos de spin e orbital. Para $J = L + S$ (isto é, $\langle \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \rangle > 0$), os momentos estão paralelos; para $J = L - S$ (isto é, $\langle \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \rangle < 0$), estão antiparalelos. Imagem adaptada de Dongjoon Lee <i>et al</i> , 2021 [72].	46
Figura 2.16. Ilustração do Efeito Hall de Spin Inverso (iSHE). A aplicação de uma corrente de spin longitudinal induz uma diferença de potencial transversal. Os vetores (J_s) , (J_c) e (σ) , assim como no SHE, são mutuamente perpendiculares. Imagem adaptada de Liang Cheng <i>et al</i> , 2021 [65].	48
Figura 2.17. Ilustração do Efeito Hall Orbital Inverso (iOHE). A aplicação de uma corrente orbital longitudinal (\vec{J}_L) induz uma corrente de carga transversal (\vec{J}_c). Imagem adaptada de Ping Wang <i>et al</i> , 2023 [13].	49
Figura 2.18. Esquemática da precessão da magnetização ao redor de um campo magnético efetivo H_{eff} . Em (a) está representada a configuração de Landau e Lifshitz, onde \vec{M} precessiona indefinidamente. Em (b) é incluída a modificação de Gilbert, com o termo de amortecimento que faz \vec{M} eventualmente se alinhar a H_{eff} . Imagem adaptada da tese de doutorado de Alexander Makarov, 2014 [78].	50
Figura 2.19. Comparaçao entre curvas Lorentziana e Gaussiana com mesma área e largura total à meia altura. A Lorentziana apresenta caudas mais longas. Imagem adaptada de Kaduk e Reid, 2011 [92].	54
Figura 2.20. Contribuições simétrica (L) e antissimétrica (D) da curva Lorentziana. Imagem adaptada de M. Harder <i>et al</i> , 2016 [90].	55
Figura 2.21. Derivada de uma função Lorentziana, onde é possível obter ΔH_{pp} (e consequentemente ΔH) e o campo de ressonancia H_{res} . No detalhe no canto superior direito a curva original com os mesmos parâmetros. Imagem adaptada da tese de doutorado de R.Torrão, 2023 [36].	56
Figura 2.22. Modelo ilustrando o processo de spin pumping na interface de um material FM e um NM. A frequência externa RF mantém a precessão da magnetização que induz um corrente de spin no NM (I_s^{pump}), causando uma acumulação de spin fora de equilíbrio. Conforme a corrente de spin precessionando adentra no NM ela vai se dissipando, como ilustrado pelo gráfico com linha vermelha na parte inferior do NM. Imagem adaptada do banco de dados do Google.	59
Figura 2.23. Visualização simplificada das correntes de spin na interface FM/NM. Uma corrente é bombeada do FM para o NM (I_s^p), mas parte retorna (I_s^b) devido ao acúmulo de spin μ_s . Imagem adaptada de C. Swindells e D Atkinson, 2022 [107].	62

Figura 2.24. Condutividades intrínsecas (a) de spin Hall (σ_{SH}) e (b) de orbital Hall (σ_{OH}) para metais de transição 3d (círculos vermelhos), 4d (quadrados verdes) e 5d (triângulos azuis) entre os grupos IV e XI. Imagem adaptada de D. Go <i>et al</i> , 2024 [111].	67
Figura 3.1. Esquema representativo do funcionamento da técnica de <i>magnetron sputtering</i> . Uma diferença de potencial é aplicada entre o alvo e o substrato, promovendo a aceleração dos íons de argônio em direção ao alvo. Esses íons colidem com a superfície do material-alvo, causando a ejeção de átomos (processo de sputtering), os quais se deslocam e se depositam sobre o substrato, formando o filme fino. A presença de um campo magnético próximo ao alvo confina os elétrons na região do plasma, aumentando a densidade de ionização do gás e, consequentemente, a taxa de deposição. Imagem adaptada da Tese de doutorado de O.A. Santos, 2018 [113].	69
Figura 3.2. Representação esquemática da ordem de crescimento dos filmes finos utilizados neste trabalho. Em (a), estrutura contendo apenas o material FM; em (b), estrutura FM/Pt; em (c), estrutura FM/Ti (x); e em (d), estrutura FM/Ti (x)/Pt. O material FM corresponde a NiFe ou Ni, dependendo da amostra, enquanto x indica a espessura da camada de Ti. A espessura da camada FM foi fixada em 30 nm e a do Pt em 5 nm.	71
Figura 3.3. Algumas amostras da primeira batelada. A amostra no canto inferior esquerdo, de formato irregular, foi utilizada para o cálculo da taxa de deposição por XRR.	72
Figura 3.4. Dados de XRR obtidos para a amostra de Pt. As oscilações periódicas observadas correspondem às franjas de Kiessig.	73
Figura 3.5. Esquema do sistema experimental de FMR com guia de onda coplanar. (I) Eletroímã; (II) Fonte de corrente contínua; (III) Gerador de RF; (IV) Guia de onda coplanar onde as amostras são posicionadas; (V) Amplificador lock-in utilizado para detecção sensível do sinal modulado; (VI) Bobinas de modulação de campo magnético; (VII) Gerador de função responsável pela modulação; (VIII) Amplificador de potência de RF; (IX) Multímetro para monitoramento de sinais elétricos; e (X) Osciloscópio para visualização em tempo real dos sinais obtidos.	75

Figura 3.6. Diagrama do experimento de FMR. As cores representam os diferentes componentes: em vermelho, o eletroímã e sua fonte de corrente; em laranja, as bobinas de Helmholtz e seus controladores; em verde escuro, a amostra; em verde claro, a guia de onda; em lilás, o gerador de RF; em azul e azul claro, o <i>lock-in</i> e o conversor analógico-digital; e em cinza, o computador que controla o sistema e armazena os dados. Imagem adaptada da tese de doutorado de R. Torrão, 2023 [36].	76
Figura 3.7. Exemplo de sinal de FMR obtido para a amostra de NiFe na frequência de 5 GHz. A curva experimental é ajustada por uma função lorentziana derivada, permitindo a extração dos parâmetros H_{res} e ΔH_{pp} , a partir dos quais se obtém diretamente o valor de ΔH	77
Figura 3.8. Sinais típicos de FMR obtidos para diferentes frequências em (a) uma amostra de NiFe/Pt e em (b) uma amostra de Ni/Pt.	78
Figura 3.9. Variação da largura de linha de ressonância ferromagnética (ΔH) em função da frequência de RF para a amostra de NiFe/Pt. O ajuste linear dos dados permite a extração do parâmetro de amortecimento α	79
Figura 3.10. Ajuste experimental para a obtenção da magnetização de saturação M_s^{\parallel} nas amostras de NiFe/Pt (a) e Ni/Pt (b). O modelo teórico empregado para o ajuste é baseado na Equação 3.6.	80
Figura 3.11. Variação de ΔH em função da frequência para diferentes conjuntos de amostras. a) Amostras de NiFe/Ti (x) com as referências de NiFe puro e NiFe/Pt para comparação. b) Amostras de NiFe/Ti (x)/Pt, também comparadas às referências. c) Amostras de Ni/Ti (x)/Pt com as respectivas referências de Ni puro e Ni/Pt.	81
Figura 3.12. Cavidade ressonante utilizada para as medições, nas laterais estão localizadas as bobinas para geração do campo magnético DC.	82
Figura 3.13. Comparação da variação de ΔH e H_{res} entre as amostras de Ni puro e Ni/Ti (0,5 nm)/Pt.	83
Figura 4.1. Sistema desenvolvido para realizar medições angulares. A estrutura branca (I), impressa em uma impressora 3D, serve para estabilizar o conjunto. O goniômetro (II) acoplado permite a rotação do tubo de vidro (III), o qual transporta os fios de cobre ligados à amostra. Próximo a guia de onda há uma segunda peça, também impressa em uma impressora 3D (IV), que funciona como suporte para a amostra e contatos elétricos.	85

Figura 4.2. Esquema da peça de suporte utilizada para fixação da amostra. Em (a), destacam-se pequenas peças metálicas que atuam como intermediárias, proporcionando maior estabilidade na conexão entre os fios de cobre (em marrom) e fios mais finos (em cinza), posteriormente fixados com fita de <i>teflon</i> . Em (b), apresenta-se a representação da amostra posicionada com a face contendo o filme (e os contatos elétricos) voltada para baixo. Abaixo da amostra encontra-se uma fita de <i>Kapton</i> (região sombreada), que serve de apoio para sua fixação.	86
Figura 4.3. Medidas de tensão elétrica para diferentes ângulos entre o campo e o contato para a amostra de NiFe. Em preto, os dados experimentais; em vermelho, o ajuste total com função lorentziana; em azul, a contribuição simétrica V_{sym} ; e em verde, a contribuição antissimétrica V_{asym} . Nota-se a esperada supressão do sinal em 90° e a inversão de sinal próximo de 90° e 270°	88
Figura 4.4. Comportamento angular da contribuição de V_{sym} extraída das medidas de tensão elétrica para NiFe. Os dados foram ajustados conforme o modelo angular descrito na Equação 4.2.	89
Figura 4.5. Comportamento angular das contribuições V_{sym} extraídas das medidas de tensão elétrica para amostras de NiFe/Pt e NiFe/Ti (2 nm). Os dados foram ajustados conforme o modelo angular descrito na Equação 4.2.	90
Figura 4.6. Representação esquemática do comportamento esperado do ajuste angular para sinais de iSHE e AMR para amostras de NiFe/Pt. Imagem adaptada da dissertação de mestrado de A. Santos, 2010 [120].	91
Figura 5.1. Variação do incremento no coeficiente de amortecimento (α_{SP}) nas amostras de NiFe em função da espessura da camada de Ti, referente ao primeiro conjunto de amostras. O valor de referência corresponde ao α do NiFe puro. As linhas têm caráter meramente indicativo, servindo como guia visual.	93
Figura 5.2. Variação do incremento no coeficiente de amortecimento (α_{SP}) nas amostras de NiFe em função da espessura da camada de Ti, referente ao segundo conjunto de amostras. O valor de referência corresponde ao α do NiFe puro. As linhas têm caráter meramente indicativo, servindo como guia visual.	94
Figura 5.3. Variação de ($M_s^{\parallel\parallel}$) real em função da espessura de Ti. O valor de referência para o NiFe, de acordo com a literatura, é aproximadamente 1 μ_B [110].	95

Figura 5.4. Variação do incremento no coeficiente de amortecimento (α_{SP}) nas amostras de Ni em função da espessura da camada de Ti, referente ao primeiro conjunto de amostras. O valor de referência corresponde ao α do Ni puro. As linhas têm caráter meramente indicativo, servindo como guia visual.	96
Figura 5.5. Variação do incremento no coeficiente de amortecimento (α_{SP}) nas amostras de Ni em função da espessura da camada de Ti, referente ao segundo conjunto de amostras. O valor de referência corresponde ao α do Ni puro. As linhas têm caráter meramente indicativo, servindo como guia visual.	98
Figura 5.6. Medidas de tensão elétrica para diferentes ângulos entre o campo e o contato para a amostra de Ni. Em preto, os dados experimentais; em vermelho, o ajuste total com função lorentziana; em azul, a contribuição simétrica V_{sym} ; e em verde, a contribuição antissimétrica V_{asym} . Nota-se a esperada inversão de sinal em dois pontos distintos.	99
Figura 5.7. Comportamento angular da contribuição simétrica das medidas de tensão elétrica para Ni e Ni/Ti (25 nm). Os dados foram ajustados conforme o modelo descrito na Equação 5.1.	100
Figura 5.8. Variação de M_s^{\parallel} real em função da espessura de Ti. O valor de referência para o Ni, de acordo com a literatura, é aproximadamente $0,6 \mu_B$ [17].	102
Figura 5.9. Cálculo da condutividade associada ao iSHE para os sistemas Ni/Pt (9 camadas cada) e Ni/Ti/Pt (Ni e Pt com 9 camadas cada, intermediados por 2 camadas de Ti), em função da energia. O ponto zero corresponde ao nível de Fermi.	104
Figura A.1. Em (a) a curva de histerese para a amostra de Ni/Pt crescida a 100 mA com uma pressão de 5 mTorr. Em (b) a curva de histerese para a amostra de Ni crescida a 35 mA e 5 mTorr. Em (c) a curva de histerese para a amostra de Ni crescida a 35 mA e pressão de 1,1 mTorr. Em (d) a curva de histerese para a amostra de Ni crescida a 400 mA e pressão de 1,1 mTorr. É possível notar um aumento na coercitividade conforme o aumento da pressão e da corrente.	121
Figura A.2. Curva de histerese para a amostra de Ni crescida a 100 mA com uma pressão de 1,1 mTorr.	122
Figura B.1. Medidas de iSHE para os ângulo de 0° a 80° para amostra de NiFe.	123
Figura B.2. Medidas de iSHE para os ângulo de 90° a 170° para amostra de NiFe.	124
Figura B.3. Medidas de iSHE para os ângulo de 180° a 260° para amostra de NiFe.	125
Figura B.4. Medidas de iSHE para os ângulo de 270° a 350° para amostra de NiFe.	126
Figura B.5. Medidas de iOHE para os ângulo de 0° a 80° para amostra de Ni.	127
Figura B.6. Medidas de iOHE para os ângulo de 90° a 170° para amostra de Ni.	128

Figura B.7. Medidas de iOHE para os ângulo de 180° a 260° para amostra de Ni. . 129
Figura B.8. Medidas de iOHE para os ângulo de 270° a 350° para amostra de Ni. . 130

Lista de tabelas

Tabela 2.1. Comprimentos de difusão de spin e orbital de alguns materiais	34
Tabela 2.2. Amortecimento de Gilbert (α) de alguns materiais	52
Tabela 3.1. Parâmetros de deposição para cada material	70
Tabela 4.1. Resultados do ajuste para as amplitudes simétrica e antissimétrica da tensão medida	88
Tabela 5.1. Aumento percentual do coeficiente de amortecimento das amostras do primeiro conjunto de NiFe com diferentes espessuras de Ti na presença ou ausência de Pt.	93
Tabela 5.2. Aumento percentual do coeficiente de amortecimento das amostras do segundo conjunto de NiFe com diferentes espessuras de Ti na presença ou ausência de Pt.	95
Tabela 5.3. Aumento percentual do coeficiente de amortecimento das amostras do primeiro conjunto de Ni com diferentes espessuras de Ti na presença ou ausência de Pt.	97
Tabela 5.4. Aumento percentual do coeficiente de amortecimento das amostras do segundo conjunto de Ni com diferentes espessuras de Ti na presença ou ausência de Pt.	97
Tabela 5.5. Resultados do ajuste para as amplitudes simétrica e antissimétrica da tensão medida nas amostras de Ni e NI/Ti (25 nm)	100
Tabela 5.6. Variação percentual da magnetização de saturação M_s^{\parallel} das amostras do segundo conjunto de Ni em função da espessura de Ti, com e sem camada de Pt.	103
Tabela A.1. Coercitividades estimadas para amostras de Ni crescidas a diferentes condições	120

Lista de abreviaturas e siglas

MR	Magnetorresistência
GMR	Magnetorresistência Gigante
TMR	Magnetorresistência de Túnel
AMR	Magnetorresistência Anisotrópica
MRAMs	Memórias Magnetorresistivas de Acesso Aleatório
STT	Spin Transfer Torque
SOT	Spin-Orbit Torque
SHE	Efeito Hall de Spin
OHE	Efeito Hall Orbital
iSHE	Efeito Hall de Spin Inverso
iOHE	Efeito Hall Orbital Inverso
FMR	Ressonância ferromagnética
FM	Ferromagnético
NM	Não magnético
SOC	Acoplamento Spin-órbita
LLG	Equação de Landau-Lifshitz-Gilbert
RF	Radiofrequência
YIG	Granada de Ítrio Ferro
Ni	Níquel
NiFe	Permalloy
Ti	Titânio
Pt	Platina

Sumário

1	INTRODUÇÃO	19
1.1	Spintrônica e orbitrônica	19
1.2	Estrutura desta dissertação	21
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	22
2.1	Magnetismo na matéria	22
2.1.1	Magnetização	22
2.1.2	Susceptibilidade magnética	23
2.1.3	Anisotropias Magnéticas	23
2.1.3.1	Anisotropia magnetocristalina	24
2.1.3.2	Anisotropia de forma	25
2.1.3.3	Anisotropia de interface	25
2.2	Spintrônica	27
2.2.1	Magnetoresistências	27
2.2.1.1	Magnetoresistência anisotrópica	27
2.2.1.2	Magnetoresistência gigante	29
2.2.1.3	Magnetoresistência túnel	30
2.2.2	Correntes de carga, spin e momento orbital	32
2.3	Efeitos Hall	34
2.3.1	Efeito Hall ordinário	34
2.3.2	Efeito Hall anômalo	35
2.3.2.1	Mecanismo intrínseco	36
2.3.2.2	<i>Skew scattering</i>	38
2.3.2.3	<i>Side jump</i>	40
2.3.3	Efeito Hall de spin	42
2.3.4	Efeito Hall orbital	44
2.3.5	Efeitos Hall inversos	47
2.3.5.1	Efeito Hall de spin inverso	47
2.3.5.2	Efeito Hall orbital inverso	48
2.4	Ressonância ferromagnética	49
2.5	Bombeamento de spin	57
2.6	Materiais utilizados	63
2.6.1	Ferromagnets	63
2.6.1.1	Níquel	63
2.6.1.2	Permalloy	64

2.6.2	Não Magnéticos	65
2.6.2.1	Platina	65
2.6.2.2	Titânio	66
3	TÉCNICAS EXPERIMENTAIS	68
3.1	Magnetron sputtering	68
3.2	Refletividade de raio X	71
3.3	Ressonância ferromagnética	73
3.3.1	Guia de onda	74
3.3.2	Bombeamento de spin	79
3.4	Ressonância Paramagnética Eletrônica	81
4	MEDIDAS DE CONTATO ELÉTRICO	84
4.1	Instrumentação	84
4.2	Medição de tensão elétrica no Permalloy	87
5	RESULTADOS	92
5.1	Permalloy	92
5.2	Níquel	96
6	CONCLUSÃO	105
	Referências	108
	APÊNDICE A – AJUSTE DOS PARÂMETROS PARA DEPOSI- ÇÃO DO NI	120
A.1		120
	APÊNDICE B – MEDIDAS ELÉTRICAS PARA CADA ÂNGULO .	123
B.1	Permalloy	123
B.2	Níquel	127

1 Introdução

1.1 Spintrônica e orbitrônica

Nos últimos anos, a spintrônica e a orbitrônica vêm se consolidando como áreas de intensa pesquisa e inovação tecnológica, surgindo como alternativas promissoras frente às limitações impostas pela eletrônica tradicional baseada exclusivamente na carga do elétron. Um dos principais entraves dessa eletrônica convencional é o efeito Joule, responsável pelo aquecimento indesejado dos dispositivos devido à dissipação de energia na forma de calor. Tal dissipação impõe severas restrições à miniaturização e à eficiência energética de circuitos eletrônicos, especialmente em aplicações de alta densidade e velocidade. Em contrapartida, a spintrônica e a orbitrônica propõem o uso de graus de liberdade internos do elétron, os momentos angulares de spin e orbital, respectivamente, para transporte e processamento de informação, o que pode levar a dispositivos mais rápidos, com menor consumo energético e maior funcionalidade.

Embora ainda sejam áreas em pleno desenvolvimento, a spintrônica, em particular, já é utilizada comercialmente há alguns anos. Isso só foi possível graças a descobertas fundamentais realizadas na década de 1980, entre as quais se destaca o fenômeno da Magnetoresistência Gigante (GMR) [1, 2], no qual a resistência elétrica depende da orientação relativa da magnetização dos materiais envolvidos. Outro avanço crucial foi a descoberta da Magnetoresistência de Túnel (TMR) à temperatura ambiente [3, 4], que permite a condução de elétrons entre dois materiais ferromagnéticos separados por uma fina barreira isolante, possibilitando a leitura de estados binários de forma mais eficiente.

Uma das aplicações mais relevantes atualmente é a MRAM (*Magnetoresistive Random Access Memory*), um tipo de memória não volátil que codifica a informação binária (0 ou 1) com base na orientação relativa das magnetizações de dois eletrodos ferromagnéticos separados por uma barreira de tunelamento. Quando as magnetizações estão paralelas, a resistência é baixa; quando antiparalelas, a resistência é alta, permitindo a leitura do estado lógico [5]. A escrita desses estados pode ser feita por meio de torques magnéticos gerados a partir da injeção de correntes de spin, o chamado *Spin Transfer Torque* (STT), ou ainda pela ação do *Spin-Orbit Torque* (SOT), que surge da conversão de correntes de carga em correntes de spin (ou orbital), especialmente em materiais com forte acoplamento spin-órbita (SOC) [6, 7].

Complementarmente, para a detecção e compreensão desses mecanismos, exploram-se seus análogos inversos: o Efeito Hall de Spin (SHE) e o Efeito Hall Orbital (OHE). No SHE, uma corrente de carga aplicada em um material com forte SOC dá origem a uma

corrente transversal de spin, enquanto no OHE a separação ocorre para momentos orbitais. Esses efeitos constituem mecanismos essenciais para a geração de correntes puras de spin e orbitais a partir de correntes de carga, sendo amplamente explorados como fontes de torques de spin e orbital em dispositivos spintrônicos e orbitrônicos [8, 9, 10].

No contexto dessas conversões, surgem dois efeitos fundamentais para a detecção e compreensão dos mecanismos de transporte de momento angular: o Efeito Hall de Spin Inverso (iSHE), que permite a conversão de uma corrente de spin em uma corrente de carga perpendicular à direção de propagação do spin [11, 12]; e o mais recentemente explorado Efeito Hall Orbital Inverso (iOHE), que propõe um mecanismo análogo para correntes orbitais [13]. Ambos são ferramentas importantes para acessar, de maneira indireta, as correntes puramente magnéticas (spin e orbital), e têm sido empregados como base para estudos experimentais em diversas geometrias e combinações de materiais.

Dentre os fenômenos experimentais associados à dinâmica do momento angular, destaca-se o bombeamento de spin, que pode ser interpretado como o processo inverso ao STT. Enquanto o STT consiste na aplicação de uma corrente de spin para induzir a precessão ou reversão da magnetização em um material ferromagnético, o bombeamento de spin ocorre quando um material ferromagnético, quando excitado por uma radiofrequência (RF), transfere momento angular (na forma de uma corrente de spin ou orbital) para um material vizinho não magnético. Esse processo é acompanhado por um aumento no amortecimento da precessão da magnetização no ferromagneto, sendo este um indicativo indireto da eficiência da transferência de momento angular para as camadas adjacentes.

Apesar do avanço da spintrônica, a orbitrônica ainda está em seus estágios iniciais de desenvolvimento, principalmente devido à maior dificuldade de geração, manipulação e detecção de correntes orbitais. No entanto, trabalhos recentes demonstraram que ferromagnéticos como o níquel (Ni) possuem uma eficiência significativamente maior na geração de correntes orbitais em comparação a outros materiais, como o permalloy (NiFe), sugerindo novas oportunidades para estudar os efeitos da orbitrônica em sistemas híbridos [14, 15].

Diante desse cenário, o objetivo principal deste trabalho é estudar as contribuições das correntes de spin e correntes orbitais geradas por bombeamento de spin, utilizando a técnica de FMR. Para isso, foram depositadas amostras de Ni e NiFe acopladas a filmes finos de Pt e Ti com diferentes espessuras. Os sistemas foram crescidos por *magnetron sputtering* em substratos de silício e organizados em dois conjuntos principais, contemplando estruturas do tipo ferromagneto (FM)/Pt, FM/Ti/Pt, e FM/Ti com diferentes espessuras de Ti. Esses sistemas foram escolhidos por apresentarem propriedades contrastantes: enquanto a Pt possui alto SOC e é eficiente para conversão spin-carga, o Ti apresenta baixo SOC e, por isso, é considerado quase "transparente" às correntes puras de spin, mas ainda pode desempenhar um papel relevante na conversão de correntes orbitais via iOHE.

Além da análise da variação do coeficiente de amortecimento magnético (α) obtido

por FMR, que permite inferir a eficiência de injeção e perda de momento angular nos FM, também foram realizadas medidas angulares com contatos elétricos para investigar diretamente os sinais de iSHE e iOHE nas amostras. O estudo experimental contou, ainda, com o desenvolvimento de um sistema de medição com rotação angular de 360°, projetado especificamente para captar variações nos sinais elétricos gerados por bombeamento de spin e efeitos associados, como a Magnetorresistência Anisotrópica (AMR).

Portanto, este trabalho busca aprofundar o entendimento dos mecanismos de transporte de momento angular, fornecendo evidências experimentais sobre o papel das correntes orbitais no aumento (ou não) do amortecimento magnético, e propondo interpretações que consideram a estrutura das interfaces, o acoplamento entre camadas e os mecanismos de conversão presentes em cada material analisado.

1.2 Estrutura desta dissertação

Esta dissertação foi estruturada em 6 capítulos, nos quais:

- **Capítulo 1:** A presente introdução.
- **Capítulo 2:** Será abordado os temas em mais detalhes sobre os efeitos magnéticos e spintrônicos necessários para entender os experimentos e resultados realizados além de detalhes sobre os materiais ferromagnéticos e não magnéticos utilizados.
- **Capítulo 3:** Serão explicados os aparelhos experimentais e os procedimentos empregados.
- **Capítulo 4:** Será abordada a instrumentação desenvolvida para a realização de medidas com contatos elétricos na guia de onda coplanar, bem como os testes preliminares conduzidos para sua validação.
- **Capítulo 5:** Serão apresentados e discutidos os resultados obtidos.
- **Capítulo 6:** Será apresentada a conclusão da tese, juntamente com perspectivas para futuras pesquisas.

2 Revisão bibliográfica

2.1 Magnetismo na matéria

2.1.1 Magnetização

Os átomos que compõem os materiais apresentam propriedades magnéticas que, em nível microscópico, estão associadas a dois tipos fundamentais de momento magnético: o momento magnético orbital (μ_l), decorrente do movimento orbital dos elétrons ao redor do núcleo, e o momento magnético de spin (μ_s), relacionado ao momento angular intrínseco dos elétrons. Eles podem ser expressos por:

$$\mu_s = -g_s \mu_B \mathbf{S} \quad (2.1a)$$

$$\mu_l = -\mu_B \mathbf{L} \quad (2.1b)$$

Aqui g_s representa o fator de spin (cujo valor é aproximadamente $g_s \approx 2$), μ_B o magneton de Bohr, definido como $\frac{e\hbar}{2m_e}$, \mathbf{S} é o operador de momento angular de spin do elétron (com autovalores $\pm \frac{\hbar}{2}$) e \mathbf{L} é o operador momento angular orbital do átomo.

À primeira vista, poderia-se supor que o momento magnético total de um átomo seria simplesmente dado pela soma $\mu = \mu_l + \mu_s$. No entanto, ao substituir as expressões de μ_l e μ_s , obtém-se:

$$\mu = -\mu_B(\mathbf{L} + g_s \mathbf{S}) \approx -\mu_B(\mathbf{L} + 2\mathbf{S}) \quad (2.2)$$

Essa combinação $\mathbf{L} + 2\mathbf{S}$ não é paralela ao momento angular total do sistema $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$, que é o vetor que se conserva no contexto de acoplamento spin-órbita (SOC). Como apenas \mathbf{J} é constante (enquanto \mathbf{L} e \mathbf{S} precessam ao redor de \mathbf{J}), é desejável expressar o momento magnético total como sendo colinear a \mathbf{J} .

Para isso, calcula-se a projeção do vetor μ ao longo de \mathbf{J} . obtendo-se uma forma efetiva do momento magnético total. O fator proporcional que relaciona μ e \mathbf{J} é conhecido como o fator de Landé, denotado por g_j , de forma que:[16]

$$\mu = -g_j \mu_B \mathbf{J} \quad (2.3)$$

A partir da contribuição dos momentos magnéticos individuais de todos os elétrons de um sistema, define-se uma grandeza macroscópica chamada magnetização, dada por:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{V} \sum \boldsymbol{\mu} \quad (2.4)$$

Ou seja, a magnetização \mathbf{M} corresponde à densidade volumétrica de momento magnético, isto é, à soma vetorial dos momentos magnéticos por unidade de volume.

2.1.2 Susceptibilidade magnética

A magnetização \mathbf{M} é uma propriedade intrínseca dos materiais, relacionada à resposta coletiva dos momentos magnéticos ao ambiente local. No entanto, quando um campo magnético externo (\mathbf{H}) é aplicado, essa magnetização pode ser alterada de forma significativa. Para quantificar essa resposta, define-se a susceptibilidade magnética (χ) de um material, dada por:[17]

$$\chi = \frac{\mathbf{M}}{\mathbf{H}} \quad (2.5)$$

Essa relação estabelece o quanto um material se magnetiza na presença de um campo externo. Tanto o sinal quanto o módulo da susceptibilidade são fundamentais para a classificação do comportamento magnético dos materiais. Em termos gerais, temos:

- $\chi < 0 \rightarrow$ O material é diamagnético - a magnetização é oposta ao campo aplicado e os momentos magnéticos estão alinhados entre si.
- $\chi > 0 \rightarrow$ O material é paramagnético - a magnetização é alinhada ao campo, mas fraca e os momentos magnéticos estão de modo geral desalinhados entre si.
- $\chi >> 0 \rightarrow$ O material é ferromagnético - a magnetização é alinhada ao campo fortemente e os momentos magnéticos estão alinhados entre si.

O fenômeno de ferromagnetismo é absolutamente essencial para o entendimento dos processos abordados nessa dissertação.

2.1.3 Anisotropias Magnéticas

A anisotropia magnética descreve a dependência da energia de um sistema magnético com a direção da magnetização. Em outras palavras, a magnetização tende a se alinhar preferencialmente ao longo de certas direções — sejam elas de origem cristalográfica, geométrica ou estrutural — como resultado de interações internas (como interação spin-órbita) ou de influências externas. Essa propriedade define os chamados eixos de fácil e difícil magnetização, influenciando fortemente o comportamento dinâmico, a resposta estática e a estabilidade da magnetização[18].

2.1.3.1 Anisotropia magnetocristalina

A anisotropia magnetocristalina tem origem na interação spin-órbita, que acopla os momentos de spin aos orbitais, resultando em uma dependência da energia magnética com a orientação da magnetização em relação à rede cristalina. Isso define direções preferenciais (os chamados eixos de fácil magnetização). A Figura 2.1 ilustra as curvas de magnetização em diferentes eixos para cristais de Ni.

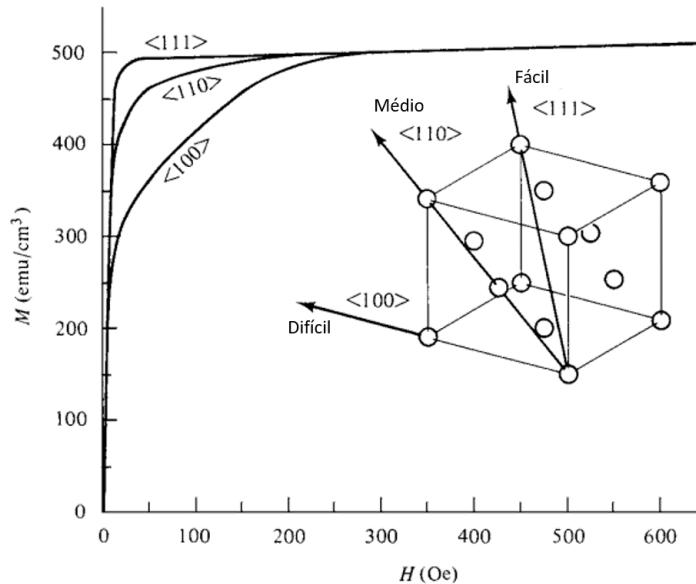


Figura 2.1. Ilustração das curvas de magnetização em diferentes eixos para cristais de Ni, indicando os eixos de fácil e difícil magnetização. Imagem adaptada do livro *Introduction to Magnetic Materials, 2nd Edition*, Wiley, 2009 [19].

A energia associada à anisotropia magnetocristalina, denotada F_a é descrita fenomenologicamente por expansões em séries de funções trigonométricas dos ângulos polares da magnetização. Por exemplo, para sistemas com simetria hexagonal ou tetragonal, têm-se expressões típicas como:

$$F_a = K_1 \sin^2(\theta) + K_2 \sin^4(\theta) + K_3 \sin^6(\theta) + K'_3 \sin^6(\theta) \cos(6\phi) \quad (2.6a)$$

$$F_a = K_1 \sin^2(\theta) + K_2 \sin^4(\theta) + K_3 \sin^4(\theta) \cos(4\phi) \quad (2.6b)$$

Onde θ é o ângulo entre o vetor magnetização e o eixo c , ϕ é o ângulo entre a projeção da magnetização no plano basal e um dos eixos a e K_1 , K_2 , K_3 e K'_3 são constantes de anisotropia características do material [20, 21].

2.1.3.2 Anisotropia de forma

A anisotropia de forma surge da interação de longo alcance entre momentos magnéticos, ou seja, da energia magnetoestática E_d associada à configuração do material. Essa energia é dada por:

$$E_d = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d \, dv \quad (2.7)$$

Onde μ_0 é a permeabilidade do vácuo, V é o volume da amostra, e H_d campo desmagnetizante, que atua no sentido de reduzir a magnetização total. Para uma amostra esférica, H_d é isotrópico e, portanto, não contribui para uma anisotropia direcional. No entanto, para filmes finos, o campo desmagnetizante é fortemente anisotrópico. Isso pode ser visualizado na Figura 2.2, no qual em (a) se encontra o campo desmagnetizante perpendicular ao plano e em (b) paralelo a ele. Além disso, como $E_d \propto \mathbf{M}$ a anisotropia de forma tende a ser dominante em materiais com magnetização elevada ou em sistemas macroscópicos. Já em sistemas de dimensões nanométricas, outros tipos de anisotropia (como interfacial ou cristalina) podem se tornar mais relevantes [22, 23].

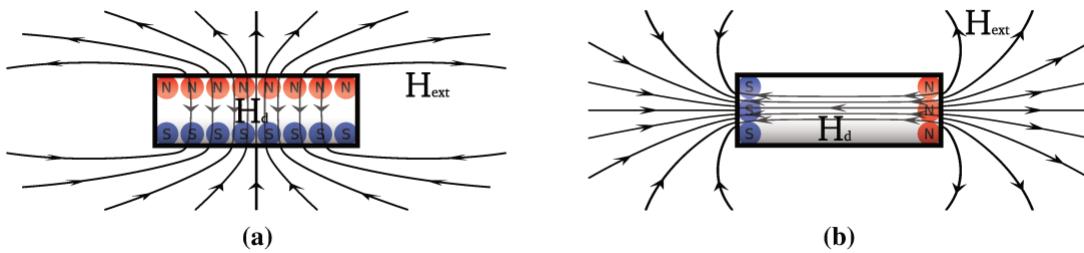


Figura 2.2. Representação de duas configurações do campo desmagnetizante H_d . Em (a), H_d é perpendicular ao plano do filme (maior energia); (b) H_d é paralelo ao plano (menor energia). Imagem adaptada da tese de C. Dias, 2014 [23].

2.1.3.3 Anisotropia de interface

Quando um material ferromagnético (FM) é depositado sobre um material não magnético (NM), como em filmes finos, a quebra de simetria na interface entre eles pode originar a chamada anisotropia de interface (também conhecida como anisotropia perpendicular). Isso ocorre devido à hibridização dos orbitais d entre os materiais, mediada pela interação spin-órbita. Exemplos clássicos incluem estruturas multicamadas de Co/Pt e Co/Pd, nas quais essa anisotropia induz uma orientação preferencial da magnetização perpendicular ao plano do filme [22, 20].

De forma geral, as anisotropias magnéticas podem ser classificadas em dois grandes grupos: **Anisotropia de Volume**, com contribuições volumétricas K_v e **Anisotropias**

de interface ou superfície, com contribuições K_s . Para filmes finos, a contribuição total da anisotropia efetiva pode ser expressa como [20]:

$$K = K_{eff} = \frac{2K_s}{d} + K_v \quad (2.8)$$

Onde d é a espessura do filme. Esta fórmula foi inicialmente proposta a partir de estudos experimentais realizados por Gradmann e Mueller em 1968 [24]. Essa relação permite identificar uma espessura crítica d_{crit} , abaixo da qual a anisotropia interfacial domina sobre a de volume:

$$d_{crit} = \frac{-2K_s}{K_v} \quad (2.9)$$

Para $d < d_{crit}$, sistema favorece uma magnetização fora do plano, mesmo contra a tendência imposta pela anisotropia de forma. Essa transição pode ser analisada experimentalmente por meio de um gráfico de K_{eff} em função da espessura d . Um exemplo típico para multicamadas Co/Pd é mostrado na Figura 2.3. Nesse gráfico, um valor positivo de K_{eff} indica orientação perpendicular, enquanto um valor negativo indica orientação no plane. A inclinação do gráfico está associada ao termo volumétrico K_v enquanto o intercepto no eixo vertical corresponde a $2K_s$.

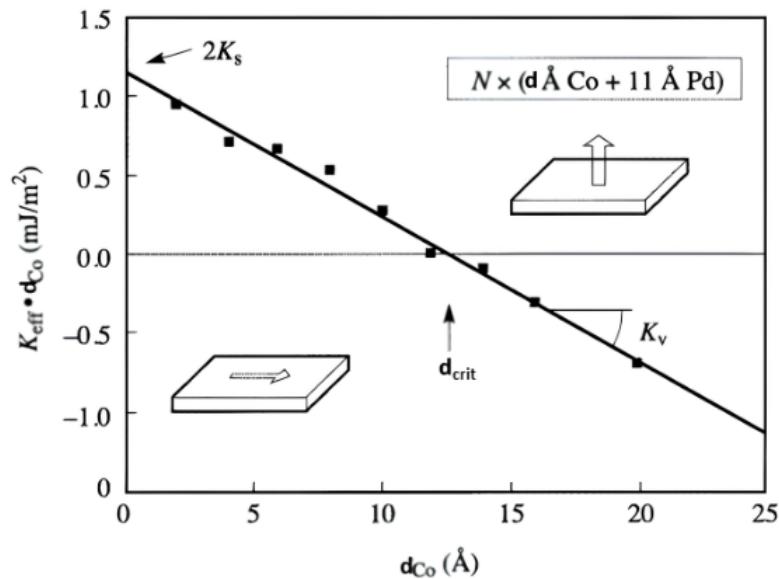


Figura 2.3. Dependência de K_{eff} com a espessura da camada de Co em multicamadas Co/Pd. O intercepto vertical fornece $2K_s$ e a inclinação da reta representa K_v . Imagem adaptada de M.T. Johnson *et al*, 1996 [20].

2.2 Spintrônica

2.2.1 Magnetoresistências

Em 1856, William Thomson (também conhecido como Lord Kelvin) publicou um trabalho pioneiro no qual observou que a resistência elétrica de amostras de Ni e Fe sofria uma pequena variação quando um campo magnético externo era aplicado [25]. Esse fenômeno foi denominado magnetoresistência (MR). A origem desse efeito está associada ao acoplamento spin-órbita, que provoca uma sutil deformação da nuvem eletrônica conforme a orientação da magnetização se altera. Essa deformação modifica a intensidade do espalhamento dos elétrons de condução que atravessam a rede cristalina, resultando em diferentes valores de resistência elétrica dependendo da direção relativa da magnetização em relação ao campo aplicado [5].

Embora Thomson tenha identificado apenas uma variação modesta em seus experimentos originais, avanços subsequentes na ciência dos materiais e nas técnicas de deposição permitiram a observação de aumentos muito mais expressivos na magnetoresistência, inclusive de várias ordens de grandeza em certos compostos modernos. Um exemplo notável é mostrado na Figura 2.4, que apresenta a MR em amostras de WP_2 submetidas a campos magnéticos de até 9 T, na faixa de temperatura entre 2 K e 50 K.

A descoberta da MR abriu caminho para uma série de fenômenos correlatos, que ampliaram e diversificaram as aplicações desse efeito, como a Magnetoresistência Anisotrópica (AMR), a Magnetoresistência Gigante (GMR) e a Magnetoresistência por Tunelamento (TMR). Esses efeitos tornaram-se pilares do desenvolvimento da spintrônica moderna, possibilitando avanços em sensores magnéticos, dispositivos de armazenamento de dados e memórias não voláteis.

2.2.1.1 Magnetoresistência anisotrópica

A magnetoresistência anisotrópica (AMR) não se refere a uma anisotropia magnética intrínseca do sistema, como aquelas discutidas anteriormente, mas sim a uma dependência angular da resistividade elétrica de um material ferromagnético. Especificamente, a resistividade varia de acordo com o ângulo entre a direção da corrente elétrica aplicada e a magnetização vetorial \mathbf{M} do material [27, 28].

Para a maioria dos metais de transição ferromagnéticos, como Ni, Fe e Co, bem como suas ligas (por exemplo, NiFe), a resistividade é maior quando a corrente elétrica é paralela à magnetização ($\theta=0^\circ, 180^\circ; \rho_{||}$) do que quando é perpendicular a ela ($\theta=90^\circ, 270^\circ; \rho_{\perp}$).

A Figura 2.5 ilustra, em (a), a dependência angular normalizada da resistividade, que segue uma relação do tipo $\cos^2(\theta)$. Em (b), são mostradas curvas típicas de mag-

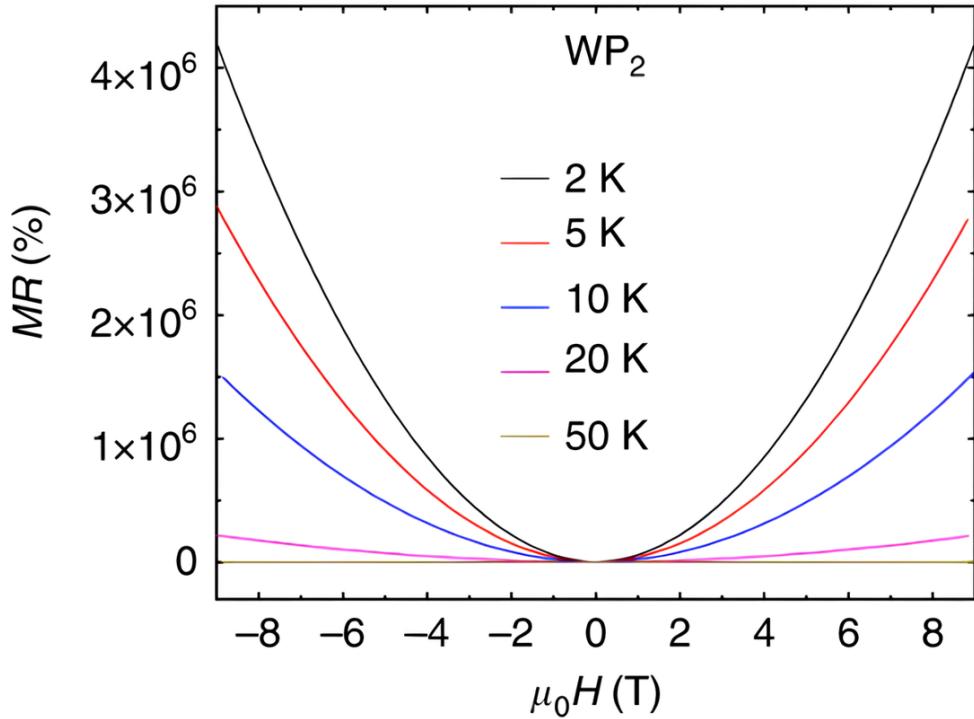


Figura 2.4. Magnetoresistência de WP_2 medida em campos magnéticos estáticos de até 9 T, para temperaturas entre 2 K e 50 K. Imagem adaptada de N. Kumar *et al.*, 2017 [26].

netorresistência em função do campo magnético H , com o campo aplicado paralelo e perpendicular à corrente elétrica, partindo de um estado desmagnetizado. A rápida variação da resistividade em baixos campos é associada à rotação da magnetização, enquanto a variação linear em altos campos se deve ao chamado efeito forçado. Em (c), é representado o ângulo θ entre a corrente aplicada e a magnetização, com os contatos elétricos indicados pelos triângulos amarelos.

O comportamento angular da resistividade elétrica associado ao efeito AMR pode ser descrito, para materiais monocristalinos, pela equação:

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})\cos^2(\theta) \quad (2.10)$$

Em amostras policristalinas, deve-se realizar uma média angular, resultando em:

$$\rho = \rho_{\perp} + \frac{\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}}{3} \quad (2.11)$$

Esse fenômeno será fundamental para a análise dos sinais detectados nas medidas elétricas discutidas na Capítulo 5, especialmente na decomposição das tensões simétrica e antissimétrica em experimentos de FMR com detecção via contatos elétricos.

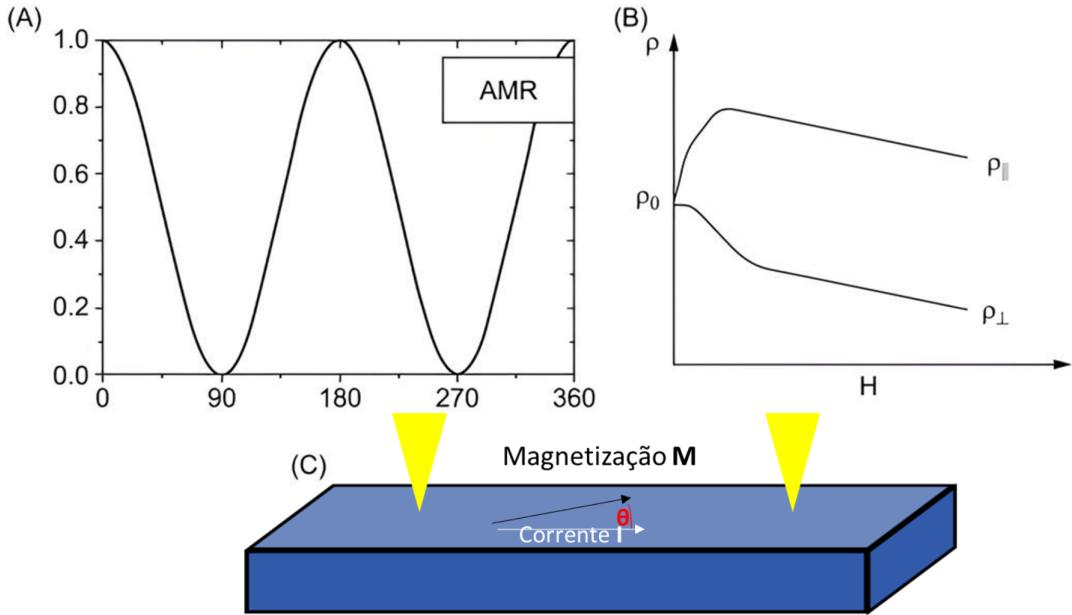


Figura 2.5. Em (a) Dependência angular da AMR normalizada, evidenciando o comportamento $\cos^2(\theta)$. (b) Curvas típicas de magnetoresistência para campos magnéticos aplicados paralela e perpendicularmente à corrente elétrica, partindo de um estado desmagnetizado. (c) Definição do ângulo θ entre a corrente aplicada e a magnetização. Imagem adaptada de J.B.Sousa *et al*, 2021 [27].

2.2.1.2 Magnetoresistência gigante

Em 1988, Albert Fert *et al* [2] e Peter Grünberg [1], de forma independente, reportaram a presença de um aumento significativo da magnetoresistência em sistemas multicamadas. Essa descoberta, denominada magnetoresistência gigante (GMR) por Fert, rendeu a ambos o Prêmio Nobel de Física em 2007. A GMR fundamenta-se no princípio de que, em estruturas do tipo FM–NM–FM (camada ferromagnética – camada não magnética – camada ferromagnética), a resistência elétrica varia em função da orientação relativa das magnetizações nas camadas ferromagnéticas: quando estão paralelas, a resistência é menor; quando estão antiparalelas, a resistência aumenta [29].

Nos dispositivos práticos, essas estruturas frequentemente são projetadas como válvulas de spin, nas quais uma das camadas ferromagnéticas atua como uma camada fixa, tendo sua magnetização fixada por acoplamento de troca com uma camada antiferromagnética adjacente, enquanto a outra camada, chamada camada livre, pode ter sua magnetização livremente orientada sob a ação de um campo externo ou corrente de spin.

Essa diferença na resistência ocorre porque a direção do spin dos elétrons influencia diretamente sua interação com a magnetização do material ferromagnético. Uma interpretação comum desse fenômeno é através do conceito de filtro de spin: elétrons cujo spin está alinhado com a magnetização do ferromagneto apresentam maior probabilidade de transmissão, enquanto aqueles com spin oposto sofrem espalhamento mais intenso [30,

31]. Uma representação esquemática desse efeito é apresentada na Figura 2.6.

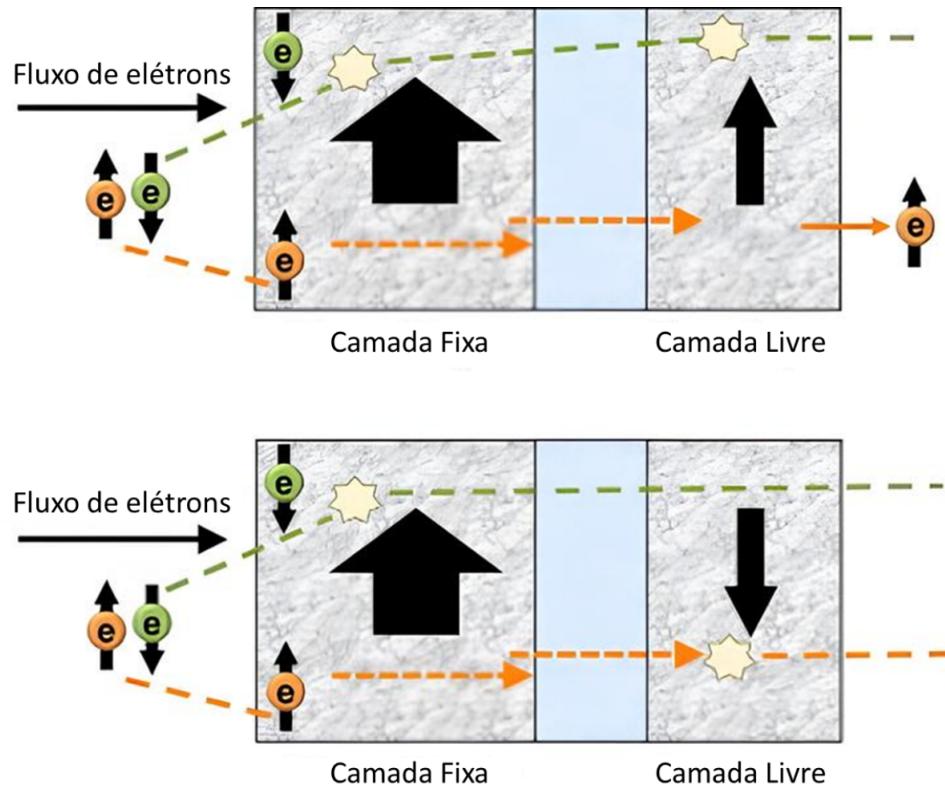


Figura 2.6. Ilustração da condução dependente de spin em uma válvula de spin. As setas espessas indicam os estados de magnetização das camadas fixas e livres, enquanto as setas com "e" indicam os spins dos elétrons. O espalhamento eletrônico é maior quando as magnetizações estão em configuração antiparalela. Imagem adaptada de S. Bhatti *et al.*, 2017 [5].

2.2.1.3 Magnetoresistência túnel

A magnetoresistência túnel (TMR) foi inicialmente prevista teoricamente por M. Jullière em 1975 [32], mas somente em 1995 foi observada experimentalmente à temperatura ambiente, de forma independente, por J. S. Moodera *et al.* [4] e T. Miyazaki *et al.* [3]. Esse fenômeno ocorre em estruturas conhecidas como junções magnéticas túneis (MTJs), constituídas por duas camadas FM separadas por uma fina barreira isolante, tipicamente de óxido. Nessa configuração, a corrente elétrica não flui por condução convencional, mas sim por tunelamento quântico através da barreira.

Embora a TMR seja conceitualmente análoga à GMR, o mecanismo físico que a governa é distinto: na GMR, a diferença de resistência decorre do espalhamento dependente do spin, enquanto na TMR essa diferença surge do tunelamento dependente do spin. Quando as magnetizações das duas camadas estão paralelas, a densidade de estados para elétrons majoritários é semelhante em ambas as camadas, o que aumenta a probabilidade

de tunelamento. Já no estado antiparalelo, os elétrons majoritários de uma camada correspondem aos minoritários da outra, reduzindo significativamente a probabilidade de tunelamento e, portanto, aumentando a resistência elétrica.

As primeiras medições realizadas em 1995 reportaram uma TMR em torno de 16 % à temperatura ambiente, um resultado que, para a época, já representava um avanço significativo. Desde então, progressos tecnológicos, em especial o desenvolvimento de barreiras de MgO com elevada qualidade cristalina, possibilitaram alcançar valores acima de 600 % em condições laboratoriais. Atualmente, dispositivos comerciais, como as memórias de acesso aleatório magnetoresistivas (MRAMs), operam rotineiramente com TMRs na faixa de 100–200 %, oferecendo contraste adequado para distinguir de forma confiável os estados lógicos "0" e "1" [5].

A Figura 2.7 ilustra o mecanismo da TMR em função da orientação relativa das magnetizações. No painel (a), para o estado paralelo, observa-se que os elétrons majoritários (setas vermelhas) atravessam a barreira com maior probabilidade, resultando em baixa resistência. Já no painel (b), no estado antiparalelo, ocorre um descompasso entre as densidades de estados de spin, aumentando o espalhamento efetivo e reduzindo a corrente de tunelamento, resultando em alta resistência.

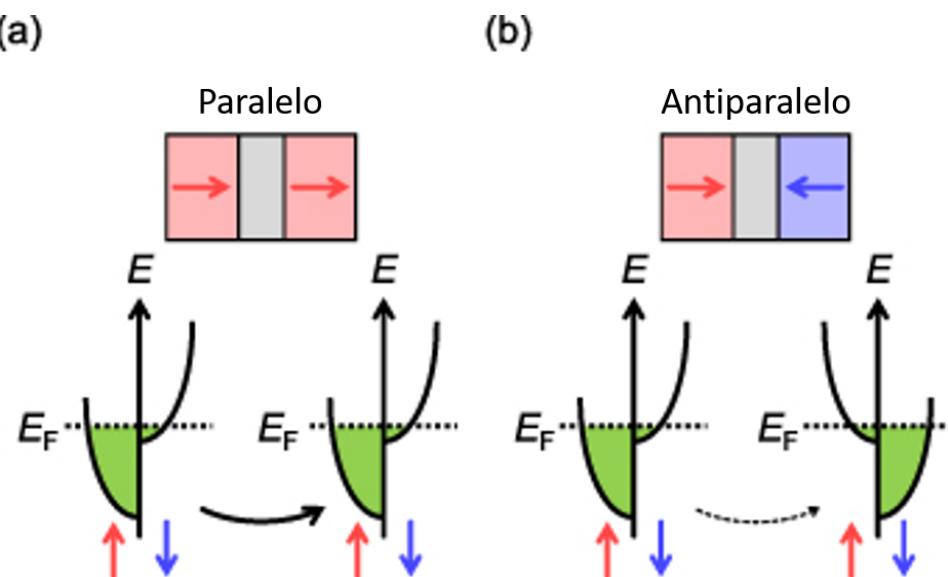


Figura 2.7. Representação esquemática da TMR em uma junção magnética túnel (MTJ). Em (a), o caso com magnetizações paralelas, onde a probabilidade de tunelamento para elétrons majoritários é maior, resultando em baixa resistência. Em (b), o caso antiparalelo, no qual a sobreposição das densidades de estados de spin é reduzida, aumentando a resistência elétrica. Imagem adaptada de K. Tanaka *et al.*, 2025 [33].

2.2.2 Correntes de carga, spin e momento orbital

Até o fim do século XX, os dispositivos eletrônicos exploravam apenas uma das propriedades fundamentais do elétron: sua carga elétrica. Nesse contexto, o transporte eletrônico era descrito pela movimentação dos elétrons sob a ação de uma diferença de potencial (convencionalmente do polo positivo para o negativo). Apesar de essa eletrônica convencional ainda dominar a maior parte das tecnologias atuais, no final da década de 1990, pesquisadores da IBM demonstraram pela primeira vez um dispositivo funcional que explorava outra propriedade intrínseca do elétron: o spin. Com isso, foi possível gerar um novo tipo de corrente, chamada de corrente de spin [34]. O desenvolvimento de tais dispositivos só foi possível devido a descobertas feitas na década anterior, mais especificamente os fenômenos da GMR e da TMR.

Desde essas descobertas, as correntes de spin passaram a ser amplamente exploradas em dispositivos modernos de memória e sensores. Mais recentemente, também surgiram propostas e estudos envolvendo correntes orbitais, associadas ao momento angular orbital dos elétrons. A Figura 2.8 ilustra diferentes tipos de corrente e suas interpretações. Em (a), tem-se uma corrente elétrica convencional, composta por elétrons com spins distribuídos aleatoriamente, ou seja, a corrente de spin líquida é nula. No entanto, se houver polarização de spin, a corrente elétrica passa a carregar também um fluxo de momento de spin. Isso pode ocorrer de forma parcial (b) ou totalmente polarizada (c) [35]. Em (d), observa-se uma corrente pura de spin, sem corrente de carga associada, o que pode ser visualizado como elétrons com spins opostos se movendo em direções opostas, gerando assim uma diferença de spin entre as extremidades do material, análoga a uma "diferença de potencial de spin". Similarmente, pode-se conceber também o transporte de corrente pura orbital (e), onde orbitais com momento angular no sentido horário e anti-horário se movem em direções opostas, resultando em um fluxo líquido de momento angular orbital. Esses dois últimos casos, corrente pura de spin e corrente pura orbital, serão discutidos em maior profundidade nas seções Seção 2.3.3 e Seção 2.3.4 respectivamente.

Embora a ilustração pictórica apresentada na Figura 2.8 seja útil para visualizar os diferentes tipos de corrente, ela é válida apenas para materiais condutores, nos quais há transporte real de elétrons. Em materiais isolantes, elétrons não fluem livremente, o que impede a formação direta de correntes de carga ou de spin no sentido clássico. Nesses casos, é necessário adotar uma descrição quântica do transporte, na qual os spins se propagam por meio de perturbações coletivas na rede magnética, conhecidas como ondas de spin. Essas excitações podem ser tratadas como quasipartículas, análogas aos fôons (que representam vibrações da rede cristalina), e recebem o nome de magnons, cujas frequências para esses casos estão nas faixas de GHz e THz [37].

É importante destacar que, tanto para correntes puras de spin quanto para correntes puras orbitais, a informação é transportada na forma de momento angular (de spin ou

	Corrente de carga	Corrente de magnetização
(a) Corrente de carga não polarizada		0
(b) Corrente elétrica de spin parcialmente polarizado		
(c) Corrente elétrica de spin totalmente polarizado		
(d) Corrente pura de spin	0	
(e) Corrente pura de momento orbital	0	

Figura 2.8. Representação esquemática dos diferentes tipos de corrente. Em (a), corrente de carga convencional, com spins aleatórios. Em (b), corrente parcialmente polarizada, gerando uma pequena corrente de spin. Em (c), corrente de carga totalmente polarizada. Em (d), corrente de spin pura, sem carga líquida. Em (e), corrente orbital pura, sem transporte de carga. Imagem adaptada da tese de doutorado de R. Torrão, 2023 [36].

orbital), o qual, diferentemente da carga elétrica, é uma grandeza vetorial sujeita a variações. Isso significa que processos de espalhamento ao longo do trajeto podem alterar a direção e sentido do momento transportado, dissipando a corrente. A distância média que essas correntes percorrem antes de perderem coerência é conhecida como comprimento de difusão (λ_{SD}). Esse comprimento depende de propriedades intrínsecas do material e pode ser descrito, de forma geral, pela relação [38, 39]:

$$\lambda_{SD} \propto \sqrt{D\tau_{sf}} \quad (2.12)$$

Onde D é a constante de difusão do material (relacionada ao tipo de transporte, seja de spin ou orbital), e τ_{sf} é o tempo médio entre eventos de espalhamento que invertem o spin. A Tabela 2.1 apresenta uma estimativa dos comprimentos de difusão de spin (λ_S) e orbital (λ_L).

É importante observar que esses valores podem variar conforme o material esteja acoplado a diferentes interfaces, o que afeta a difusão de momento angular. Apesar disso, os comprimentos de difusão permanecem, em geral, dentro de faixas características para cada material. Além disso, para a maioria dos materiais, as correntes orbitais tendem a

Tabela 2.1. Comprimentos de difusão de spin e orbital de alguns materiais

Material	Comprimento de difusão de Spin λ_S (nm)	Comprimento de difusão orbital λ_L (nm)	Referência
Ouro	32 - 36	Não definido	[40]
Titânio	13	47 ± 11	[41]
Cobre	200 - 700	3	[39, 42]
Platina	2 - 4	1 - 2	[40, 43]
Tungstênio	1-2	80	[42, 44]

apresentar comprimentos de difusão maiores do que as correntes de spin. Isso ocorre porque os tempos de relaxação do momento orbital costumam estar na ordem de picosegundos, enquanto os tempos de relaxação de spin são geralmente menores, situando-se na faixa dos femtosegundos [45].

2.3 Efeitos Hall

2.3.1 Efeito Hall ordinário

Existem diversos tipos de efeitos Hall, os quais alguns deles serão discutidos ao longo dessa dissertação. O primeiro deles, hoje em dia conhecido como efeito Hall ordinário, foi descoberto por Edwin Herbert Hall em 1879 [46]. Conforme demonstrado por Hall, quando uma corrente elétrica é aplicada ao longo do plano de um condutor (ou, em alguns casos, de um semicondutor) na presença de um campo magnético perpendicular ao plano do material, uma diferença de potencial transversa é gerada — fenômeno ilustrado na Figura 2.9. Esse efeito é resultado da força de Lorentz exercida sobre os portadores de carga (elétrons, no caso de um condutor metálico simples), cuja expressão é dada por:

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.13)$$

Onde q é a carga do portador, \mathbf{E} é o campo elétrico, \mathbf{v} é a velocidade do portador e \mathbf{B} é o campo magnético aplicado. O acúmulo de carga nas bordas pode ser entendido, portanto, pelas multiplicações vetoriais na força de Lorentz. A deflexão lateral dos portadores de carga, causada pela componente $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$, leva ao acúmulo de cargas nas extremidades transversais do material. Como consequência, forma-se um campo elétrico transversal E_H que se opõe à força de Lorentz, caracterizando o efeito Hall.

O efeito Hall ordinário é amplamente utilizado em tecnologias modernas, como nos sensores Hall, presentes em muitos gaussímetros, os quais são empregados para medir a intensidade de campos magnéticos. Ou também nas chamadas barras Hall, comumente utilizadas em experimentos para medir a voltagem induzida por campos magnéticos externos.

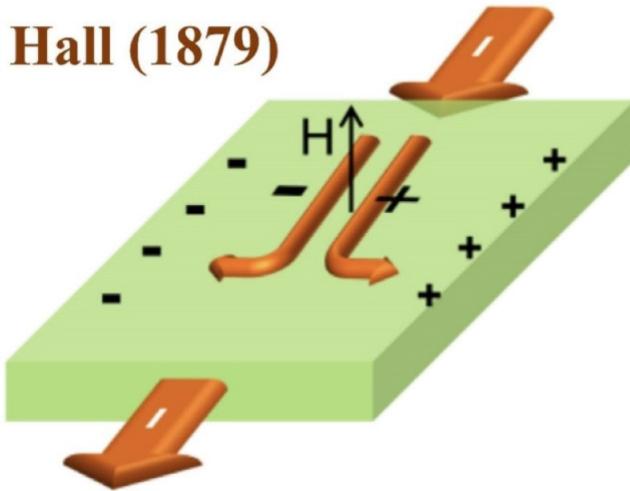


Figura 2.9. Ilustração do Efeito Hall Ordinário, mostrando a indução de uma diferença de potencial nas bordas do condutor quando este é submetido a um campo magnético \mathbf{H} perpendicular à sua superfície, enquanto uma corrente elétrica \mathbf{I} flui ao longo do eixo longitudinal. Imagem adaptada de A. Bandyopadhyay *et al.*, 2024 [47].

2.3.2 Efeito Hall anômalo

Poucos anos após a descoberta do efeito Hall convencional, em 1881, Edwin Hall publicou um novo artigo no qual relatou um fenômeno semelhante em materiais ferromagnéticos, como o níquel e o cobalto, mesmo na ausência de um campo magnético externo [48]. Esse fenômeno ficou conhecido como Efeito Hall Anômalo (AHE), no qual a magnetização espontânea (M) do material ferromagnético, em conjunto com o SOC, desempenha o papel análogo ao de um campo magnético externo na geração de uma tensão Hall transversal. Diferentemente do efeito Hall ordinário, o AHE não pode ser explicado apenas pela força de Lorentz clássica. Trata-se de um efeito de origem quântica, que envolve a interação entre o momento angular dos elétrons (spin e/ou orbital), a estrutura de bandas do material e mecanismos de espalhamento induzidos por desordem.

Em um cristal, os elétrons se movimentam sob um potencial periódico, conhecido como potencial de Bloch, o qual dá origem a estados eletrônicos característicos, chamados de estados de Bloch. Esses estados têm um tempo de vida (ou tempo de relaxação) τ que descreve quanto tempo o elétron consegue manter sua coerência antes de sofrer espalhamento, seja por impurezas, defeitos ou interações térmicas. Esse tempo τ está diretamente relacionado ao grau de desordem do sistema.

Uma maneira mais clássica de entender esse transporte eletrônico é por meio do modelo de Drude [49], em que os elétrons são tratados como partículas que, sob a ação de um campo elétrico, se deslocam até sofrerem colisões com outras partículas ou

irregularidades no material após um tempo médio τ . Nesse modelo, a densidade de corrente elétrica \mathbf{J} é dada por:

$$\mathbf{J} = \frac{ne^2\tau}{m} \mathbf{E} \quad (2.14)$$

Onde n é o número de elétrons, e é a carga dos elétrons, m é a massa do elétron e \mathbf{E} é o campo elétrico. Esse fator que precede o campo elétrico pode ser identificado como σ , denominado *condutividade elétrica* [17, 50].

Aplicando esse modelo ao contexto do AHE, ao se aplicar um campo elétrico na direção x (E_x) a corrente resultante se alinha com essa direção, e temos $\sigma_{xx} \propto \tau$. Este efeito que é dependente de τ^1 (e consequentemente de σ_{xx}) é chamado de ***skew scattering***. Porém, existem outros termos independentes do tempo de relaxação (e de σ_{xx}). A estes termos são dados os nomes de **mecanismo intrínseco** e ***side jump*** que terão suas contribuições a outras componentes σ_{ij} .

Assim, podemos definir um tensor σ_{xy}^{AH} chamado de condutividade Hall anômala que depende das diferentes contribuições σ_{ij} . Além disso, podemos escrever esse tensor como uma soma das contribuições dos efeitos descritos anteriormente, assim [51]:

$$\sigma_{xy}^{AH} = \sigma_{xy}^{AH-skew} + \sigma_{xy}^{AH-int} + \sigma_{xy}^{AH-sj} \quad (2.15)$$

Onde $\sigma_{xy}^{AH-skew}$ representa a contribuição por *skew scattering*, σ_{xy}^{AH-int} a contribuição pelo mecanismo intrínseco e σ_{xy}^{AH-sj} a contribuição por *side jump*. A seguir, serão descritos com um pouco mais de detalhes cada efeito.

2.3.2.1 Mecanismo intrínseco

O mecanismo intrínseco do AHE foi proposto pela primeira vez em 1954 por R. Karplus e J. M. Luttinger [52], a partir de uma perspectiva quântica que considera o movimento de elétrons em bandas em materiais ferromagnéticos, com base em equações de movimento semiclassicas corrigidas. Contudo, foi somente após a introdução dos conceitos de fase de Berry e curvatura de Berry por Michael Berry em 1984 [53] que a natureza do mecanismo intrínseco começou a ser reinterpretada sob uma ótica topológica. Em 2002, T. Jungwirth et al. [54] e M. Onoda e N. Nagaosa [55] estabeleceram, quase simultaneamente, uma conexão direta entre a curvatura de Berry e o mecanismo intrínseco do AHE, fornecendo uma base mais geral e robusta para o fenômeno.

Para entender esse mecanismo, basta considerar primeiramente que:

- A fase de Berry é uma fase geométrica adquirida pela função de onda de um elétron ao se mover no espaço de momentos (recíproco);

- A curvatura de Berry é a "força" associada a essa fase, análoga a um campo magnético no espaço de momento e ela só não é nula caso haja uma quebra de simetria temporal (no caso do AHE causada pela presença de uma magnetização M) [56].

Além disso, a curvatura de Berry é definida como o rotacional da conexão de Berry (\mathbf{A})

$$\boldsymbol{\Omega}(\mathbf{k}) = \boldsymbol{\nabla}_{\mathbf{k}} \times \mathbf{A}(\mathbf{k}) \quad (2.16)$$

Onde a conexão de Berry $\mathbf{A}(\mathbf{k})$ é dada por:

$$\mathbf{A}(\mathbf{k}) = i \langle n, \mathbf{k} | \boldsymbol{\nabla}_{\mathbf{k}} | n, \mathbf{k} \rangle \quad (2.17)$$

Considerando agora a resposta linear de um sistema ideal (sem desordem) à aplicação de um campo elétrico externo, é possível escrever a contribuição intrínseca para a condutividade Hall anômala σ_{ij}^{AH-int} a partir da fórmula de Kubo, que descreve a resposta linear de um observável a uma perturbação externa:

$$\sigma_{ij}^{AH-int} = e^2 \hbar \sum_{n \neq n'} \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^d} [f(\varepsilon_n(\mathbf{k})) - f(\varepsilon_{n'}(\mathbf{k}))] \times \text{Im} \left(\frac{\langle n, \mathbf{k} | v_i(\mathbf{k}) | n', \mathbf{k} \rangle \langle n', \mathbf{k} | v_j(\mathbf{k}) | n, \mathbf{k} \rangle}{[\varepsilon_n(\mathbf{k}) - \varepsilon_{n'}(\mathbf{k})]^2} \right) \quad (2.18)$$

Onde $f(\varepsilon)$ é a função de Fermi-Dirac e $\mathbf{v}(\mathbf{k})$ é o operador de velocidade, definido semiclassicamente por:

$$\mathbf{v}(\mathbf{k}) = \frac{1}{i\hbar} [\mathbf{r}, H(\mathbf{k})] = \frac{1}{\hbar} \nabla_{\mathbf{k}} H(\mathbf{k}) \quad (2.19)$$

A equação acima pode ser reescrita em termos da curvatura de Berry, utilizando a identidade:

$$\frac{\langle n, \mathbf{k} | \boldsymbol{\nabla}_{\mathbf{k}} H(\mathbf{k}) | n', \mathbf{k} \rangle}{\varepsilon_{n'}(\mathbf{k}) - \varepsilon_n(\mathbf{k})} = \langle n, \mathbf{k} | \boldsymbol{\nabla}_{\mathbf{k}} | n', \mathbf{k} \rangle = \mathbf{A}_{nn'}(\mathbf{k}) \quad (2.20)$$

Dessa forma, obtemos uma formulação compacta para a condutividade Hall anômala intrínseca:

$$\sigma^{AH-int} ij = -\varepsilon_{ijk} \frac{e^2}{\hbar} \sum_n \int \frac{d\mathbf{k}}{(2\pi)^d} f(\varepsilon_n(\mathbf{k})) \Omega_n^k(\mathbf{k}) \quad (2.21)$$

Onde $\Omega_n^k(\mathbf{k})$ é a componente k -ésima da curvatura de Berry para a banda n .

Essa formulação mostra que a condutividade Hall anômala intrínseca resulta da integração da curvatura de Berry ocupada sobre a superfície de Fermi, um fenômeno

puramente topológico e dependente da estrutura de bandas do material. A Figura 2.10 é uma representação pictórica do mecanismo intrínseco.

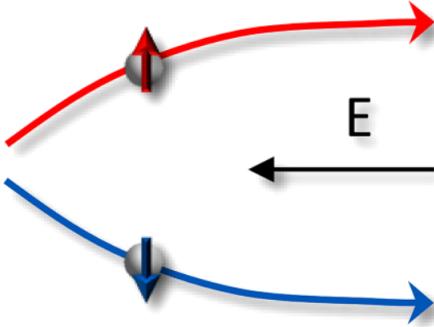


Figura 2.10. Ilustração do funcionamento do mecanismo intrínseco. Os elétrons com spins opostos tendem a se espalhar para lados diferentes em função da curvatura de Berry e superfície de Fermi quando um campo elétrico é aplicado. Imagem adaptada de Stephen R. Boona *et al*, 2021 [57].

Em sistemas com forte SOC, essa contribuição tende a ser dominante em relação aos mecanismos de *skew scattering* e *side jump* [51, 56, 9].

2.3.2.2 *Skew scattering*

A contribuição extrínseca do *skew scattering* foi proposta pela primeira vez em 1958 por J. Smith, ao estudar o transporte de elétrons da banda 3d em metais ferromagnéticos como ferro e níquel [58]. Como mencionado anteriormente, o *skew scattering* é o único mecanismo do AHE cuja contribuição depende linearmente do tempo de relaxação τ dos estados de Bloch. Assim, em cristais próximos do ideal, ou seja, com poucos defeitos e impurezas, onde τ é elevado, essa contribuição tende a dominar sobre os demais mecanismos.

O *skew scattering* é o único mecanismo do AHE que pode ser completamente descrito usando a teoria clássica de transporte de Boltzmann, na sua forma mais simples, aquela que ignora efeitos de coerência quântica entre bandas (ou seja, não leva em conta transições entre bandas de energia distintas que interferem entre si, como acontece no mecanismo intrínseco).

Nos livros de física, a teoria semiclassica muitas vezes assume o chamado princípio do equilíbrio detalhado. Esse princípio diz que a probabilidade de transição de um estado n para um estado m é igual à de voltar do estado m para o n :

$$W_{n \rightarrow m} = W_{m \rightarrow n} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle n | V | m \rangle|^2 \delta(E_n - E_m) \quad (2.22)$$

Essa igualdade é verdadeira quando se utiliza a regra de ouro de Fermi em primeira ordem (lado mais a direita da Equação 2.22), uma aproximação apropriada para descrever a interação de elétrons com impurezas fracas. No entanto, na presença de SOC e magnetização, essa simetria de transição é quebrada: o espalhamento torna-se assimétrico, e a taxa de transição passa a depender da orientação do spin do elétron em relação à direção da magnetização do material. Esse comportamento assimétrico pode ser representado por um termo adicional na taxa de transição:

$$W_{\vec{k},\vec{k}'}^A = -\frac{1}{\tau_A}(\vec{k} \times \vec{k}') \cdot \vec{M}_s \quad (2.23)$$

Onde $\vec{k} \times \vec{k}'$ são os vetores de onda dos elétrons antes e depois do espalhamento, \vec{M}_s é a direção da magnetização e τ_A é o tempo de relaxação associado à assimetria. Esse termo mostra que o espalhamento depende do produto vetorial entre \vec{k} e \vec{k}' alinhado com a magnetização, ou seja, há uma preferência direcional no espalhamento. Ao colocar essa assimetria na equação de transporte de Boltzmann, ela resulta em uma corrente transversal: surge uma corrente elétrica perpendicular tanto ao campo elétrico aplicado \vec{E} quanto à magnetização \vec{M}_s . Isso é justamente o efeito Hall anômalo via *skew scattering* [51, 9].

Do ponto de vista físico, isso pode ser entendido como uma consequência da quiralidade induzida pelo SOC: os elétrons tendem a se desviar mais para um lado do que para o outro, dependendo de seu spin e da orientação magnética local. Esse comportamento é ilustrado na Figura 2.11, onde se observa que a probabilidade de espalhamento é maior para uma direção específica em função do spin.

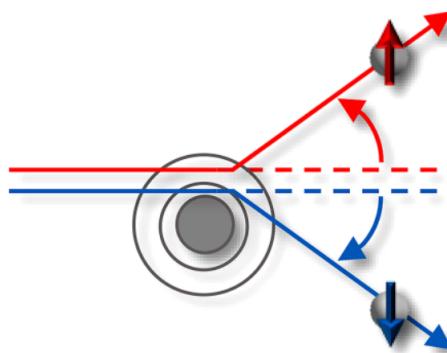


Figura 2.11. Ilustração do funcionamento do *skew scattering*. Os elétrons apresentam maior probabilidade de espalhamento para uma direção específica dependendo da orientação de seus spins em relação ao SOC e à magnetização. Os ângulos de espalhamento coloridos em vermelho e azul indicam trajetórias distintas, porém a ilustração não representa as probabilidades quantitativas. Imagem adaptada de Stephen R. Boona *et al*, 2021 [57].

O cálculo da contribuição $\sigma_{ij}^{AH-skew}$ para a condutividade Hall anômala, diferentemente do mecanismo intrínseco, não possui uma formulação universal. Isso se deve ao fato de que a magnitude do *skew scattering* depende diretamente da natureza das impurezas, do potencial de espalhamento e da intensidade do SOC local. No entanto, modelos específicos podem ser utilizados para estimativas em certos materiais, sempre partindo da solução da equação de Boltzmann levando em conta o espalhamento assimétrico. Por exemplo, no modelo proposto por A. Crépieux e P. Bruno [59], a contribuição do *skew scattering* à condutividade Hall anômala foi estimada para semicondutores como o GaAs (mas que pode ser generalizado para diversos metais), resultando na seguinte expressão:

$$\sigma^{AH-skew} = \frac{4\pi}{3} k_F^2 \lambda_{e-so} N_e V \quad (2.24)$$

Onde k_F é o vetor de Fermi, λ_{e-so} é conhecido como parâmetro efetivo de acoplamento spin-órbita, N_e é o número de elétrons condutores e V é o volume do sistema.

2.3.2.3 Side jump

O fenômeno de *side jump* foi o último dos mecanismos clássicos do AHE a ser descrito. Sua formulação surgiu apenas em 1964, quando L. Berger destacou a importância de um termo previamente negligenciado por J. Smith ao descrever o *skew scattering* [60]. A ideia foi posteriormente consolidada pelo próprio Berger em 1970, tornando-se, então, amplamente difundida [61]. Historicamente, a contribuição do *side jump* era obtida de forma indireta, por meio da subtração das contribuições dos outros dois mecanismos (*skew scattering* e mecanismo intrínseco) da condutividade Hall anômala total:

$$\sigma_{xy}^{AH-sj} = \sigma_{xy}^{AH} - \sigma_{xy}^{AH-skew} - \sigma_{xy}^{AH-int} \quad (2.25)$$

No entanto, a definição direta e rigorosa desse termo permaneceu controversa por décadas. Somente nas últimas duas décadas é que se estabeleceu uma descrição formal mais aceita: o *side jump* é interpretado como um deslocamento lateral do centro do pacote de onda do elétron ao sofrer espalhamento por uma impureza, em presença de SOC. Ainda que o elétron seja espalhado predominantemente para frente, ele sofre um pequeno "empurra lateral", cuja direção e magnitude dependem do seu spin, o que gera uma corrente transversal. Esse fenômeno é ilustrado na Figura 2.12.

O argumento semiclássico mais direto considera um pacote de onda gaussiano se aproximando de uma impureza esférica sujeita a um potencial com SOC. Tal interação é descrita por:

$$H_{so} = \left(\frac{1}{2m^2c^2} \right) \left(\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \right) S_z L_z \quad (2.26)$$

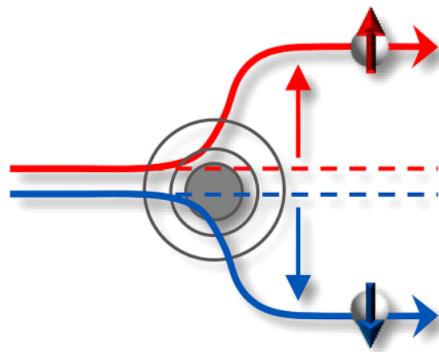


Figura 2.12. Ilustração do mecanismo de *side jump*. Elétrons com spins distintos sofrem deslocamentos laterais opostos durante o espalhamento por impurezas com SOC. Imagem adaptada de Stephen R. Boona *et al.*, 2021 [57].

Onde m é a massa do elétron, c é a velocidade da luz, r é a distância radial entre o elétron e o centro do potencial, V é o potencial elétrico central sentido pelo elétron, S_z é a componente do spin do elétron no eixo z e L_z é a componente do momento angular orbital do elétron em relação ao eixo z .

Nessa situação, mesmo quando o espalhamento ocorre na direção longitudinal, o elétron sofre um deslocamento lateral perpendicular à sua velocidade inicial \vec{k} . Esse deslocamento é estimado por:

$$\Delta y \sim \frac{1}{6} \cdot \frac{k\hbar^2}{m^2 c^2} \quad (2.27)$$

Que é o termo que Berger argumentou ser uma contribuição fundamental para o efeito Hall anômalo.

Inicialmente, os modelos teóricos consideravam apenas o SOC proveniente das impurezas, o que é adequado para materiais com SOC fraco, como o n-GaAs. Um exemplo disso é o modelo de Crépieux-Bruno (2001) [59], no qual o *side jump* é tratado apenas como resultado da perturbação do potencial de espalhamento. Contudo, em materiais com SOC forte, como metais pesados, é necessário distinguir duas contribuições independentes para o *side jump*:

- ***Side jump* extrínseco:**

Acontece quando o elétron (sem SOC) interage com uma impureza que tem SOC. Forma clássica, semelhante a proposta por Crépieux-Bruno.

- ***Side jump* intrínseco:**

Acontece quando o elétron já tem SOC (vindo do próprio cristal) e a impureza é escalar (sem SOC). Esse efeito vem do fato de que os elétrons de Bloch (que têm

estrutura de spin e orbital misturados pela banda) respondem ao potencial mesmo sem SOC nele.

Essas duas contribuições podem coexistir e sua importância relativa depende do material e do tipo de desordem presente. Em metais pesados e sistemas com forte SOC cristalino, a componente intrínseca do *side jump* tende a ser dominante. Além disso, em ferromagnéticos, o mecanismo de *side jump* pode ter contribuição significativa para a condutividade Hall anômala total σ_{xy}^{AH} .

Por fim, é importante ressaltar que, embora o *side jump* envolva um processo de espalhamento (assim como o *skew scattering*), ele é independente do tempo de relaxação τ dos estados eletrônicos. Essa distinção é crucial para diferenciar os mecanismos e entender suas contribuições relativas ao AHE[51, 9].

A partir de todos esses mecanismos discutidos anteriormente - mecanismo intrínseco, *skew scattering* e *side jump* - é possível definir um novo conceito fundamental: o ângulo Hall anômalo, denotado por θ_{AHE} . Esse ângulo representa a eficiência de conversão de uma corrente de carga longitudinal em uma corrente transversal (devido ao AHE) em materiais ferromagnéticos. Ele é definido como a razão entre a condutividade Hall anômala transversal e a condutividade longitudinal do sistema:

$$\theta_{AHE} = \frac{\sigma_{xy}^{AH}}{\sigma_{xx}} \quad (2.28)$$

Esse parâmetro é particularmente útil em experimentos e aplicações, pois resume em uma única quantidade adimensional a intensidade relativa do AHE em diferentes materiais ou estruturas. Valores maiores de θ_{AHE} indicam que o material é mais eficiente na geração de uma corrente transversal a partir de uma corrente aplicada.

2.3.3 Efeito Hall de spin

Em 1971, Dyakonov e Perel previram que uma corrente elétrica poderia induzir uma corrente pura de spin na direção transversal à corrente aplicada, em materiais com forte SOC [62]. No entanto, esse fenômeno só foi formalmente nomeado em 1999 por Jorge Hirsch, que propôs que uma corrente de carga em um material paramagnético poderia gerar uma voltagem transversal associada ao spin, fenômeno que ele denominou de Efeito Hall de Spin (SHE) [8]. Desde então, o SHE foi estendido para materiais condutores e semicondutores, sendo finalmente verificado experimentalmente em dois trabalhos quase simultâneos: por Kato et al. (2004) [63] e Wunderlich et al. (2005) [64].

O princípio físico responsável pelo SHE é análogo ao do AHE, envolvendo mecanismos de espalhamento assimétrico induzidos pelo SOC. No entanto, existem duas diferenças cruciais:

- Enquanto o AHE requer a quebra de simetria de inversão temporal (devido à presença de magnetização), o SHE pode ocorrer em sistemas que preservam a simetria temporal, ou seja, em sistemas sem magnetização. Isso permite sua observação em uma gama muito mais ampla de materiais, como metais não magnéticos.
- Diferentemente do AHE, o SHE não gera uma diferença de potencial entre as bordas do material, uma vez que a corrente gerada é puramente de spin. Portanto, no SHE não há acúmulo líquido de carga, apenas acúmulo de momento angular associado ao spin.

Como ilustrado na Figura 2.13, a aplicação de uma corrente de carga \mathbf{J}_c ao longo do eixo longitudinal induz a separação transversal de spins opostos (spins para cima e para baixo são defletidos para bordas opostas). Essa separação dá origem a uma corrente pura de spin \mathbf{J}_s sem fluxo líquido de carga. É importante destacar que os vetores envolvidos obedecem à relação de perpendicularidade: corrente de carga (J_s) \perp corrente de spin (J_s) \perp direção dos spins (σ)

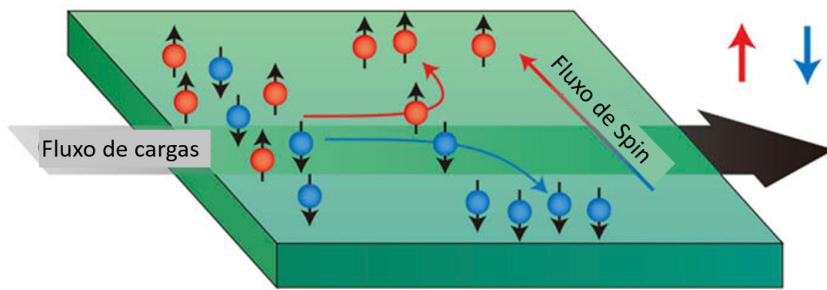


Figura 2.13. Ilustração do Efeito Hall de Spin (SHE). A aplicação de uma corrente de carga longitudinal gera a separação transversal de spins opostos, induzindo uma corrente pura de spin. Note que os vetores (J_s), (J_c) e (σ) são mutuamente perpendiculares. Imagem adaptada de Liang Cheng *et al*, 2021 [65].

Como os mecanismos de geração de corrente transversal no SHE (mecanismo intrínseco, *skew scattering* e *side jump*) são formalmente equivalentes aos do AHE, também é possível definir um ângulo Hall de spin (θ_{SHE}) que quantifica a eficiência de conversão da corrente de carga em corrente de spin (\vec{J}_s) [9, 65]:

$$\theta_{SHE} = \frac{\sigma_{xy}^s}{\sigma_{xx}} = \frac{J_s}{J_c} \quad (2.29)$$

Com isso, levando em conta que o vetor de spin define a direção da corrente de spin no espaço, é possível escrever a expressão vetorial para a corrente gerada via SHE como:

$$\vec{J}_s = \frac{\hbar}{2e} \theta_{SHE} (\vec{\sigma} \times \vec{J}_c) \quad (2.30)$$

Neste caso, a constante $\frac{\hbar}{2e}$ é apenas um fator de conversão, uma vez que elétrons possuem spin $\frac{\hbar}{2}$ e carga e .

2.3.4 Efeito Hall orbital

O momento angular total dos átomos é composto por duas componentes: **L** e **S**, que representam o momento angular orbital e o momento angular de spin, respectivamente. Como o SHE é inteiramente associado à componente de spin dos elétrons, é natural questionar se a componente orbital do momento angular também poderia dar origem a um efeito análogo.

A possibilidade da existência de uma contraparte orbital ao SHE foi inicialmente sugerida teoricamente por S. Zhang e Z. Yang, em 2005, ao argumentarem que o SOC afeta não apenas os momentos de spin, mas também os orbitais [10]. No entanto, a formulação explícita e detalhada do Efeito Hall Orbital (OHE), incluindo a definição da condutividade Hall orbital e a separação clara entre os efeitos orbitais e de spin, só foi apresentada posteriormente, em 2008, por T. Tanaka et al. [66]. Nesse trabalho seminal, os autores calcularam o OHE em metais de transição e demonstraram que o efeito pode ocorrer mesmo na ausência de SOC, distinguindo-se, portanto, do SHE.

Apesar das previsões teóricas, a detecção experimental de correntes puramente orbitais permaneceu um desafio por muitos anos. O OHE só foi confirmado experimentalmente em 2023, em três trabalhos independentes utilizando metais de transição 3d distintos - Mn [67], Cr [68] e Ti [69] - embora não haja consenso sobre qual grupo obteve a primeira demonstração inequívoca do efeito.

Esses trabalhos foram inspirados por um artigo teórico de D. Jo et al., no qual os autores previram condutividades Hall orbitais gigantes para materiais com baixo SOC, como metais de transição, semicondutores e materiais bidimensionais [70]. Nesse estudo, foi demonstrado que, mesmo em situações em que o momento orbital está fortemente suprimido pelo campo cristalino (*quenching*), a presença de uma textura não trivial do momento orbital no espaço de momentos, associada à curvatura de Berry orbital, pode gerar uma corrente Hall orbital significativa. Além disso, os autores mostraram que, quando o SOC torna-se relevante, o OHE pode ser convertido em SHE. Dessa forma, eles propõem que o OHE é mais fundamental que o SHE, com o momento orbital atuando como mediador da conversão entre carga e spin. É importante destacar que, embora já existissem antes de 2023 trabalhos explorando correntes orbitais, estes não estabeleceram a geração de correntes puramente orbitais, o que só foi efetivamente demonstrado com os experimentos mencionados.

Os princípios do mecanismo de espalhamento das correntes orbitais ainda não são completamente compreendidos, porém, sabe-se que o mecanismo intrínseco, semelhante

ao encontrado no SHE é crucial para o surgimento do OHE, no qual a contribuição dele para correntes orbitais e de spin, como citado acima, é dependente da intensidade do SOC. Assim, o OHE pode ser compreendido de forma análoga ao SHE: quando uma corrente elétrica é aplicada longitudinalmente em um metal, os elétrons com momentos orbitais opostos se espalham transversalmente em sentidos contrários, resultando na formação de uma corrente puramente orbital. Esse fenômeno está ilustrado na Figura 2.14.

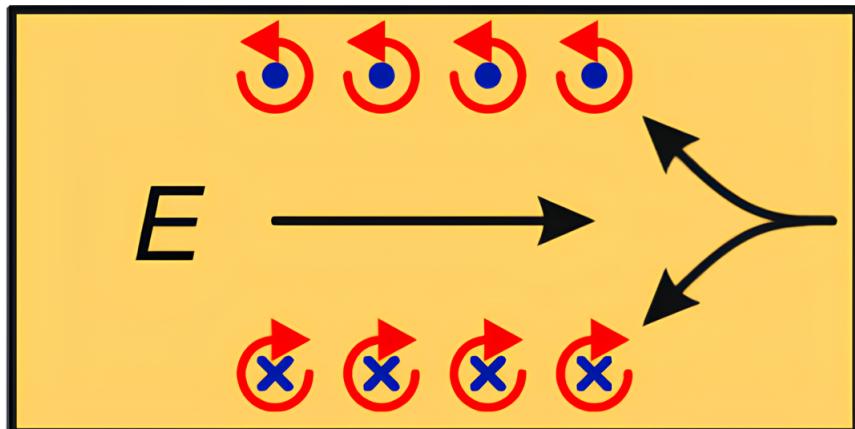


Figura 2.14. Ilustração esquemática do Efeito Hall Orbital (OHE). Elétrons com momentos orbitais opostos (sentido horário e anti-horário) se espalham em direções opostas quando um campo elétrico, isto é, uma corrente elétrica, é aplicado ao material. Imagem adaptada de Giacomo Sala e Pietro Gambardella, 2022 [71].

A configuração eletrônica dos átomos obedece ao princípio de exclusão de Pauli, que afirma que dois elétrons não podem ter todos os seus números quânticos iguais. Além disso, os elétrons também seguem as regras de Hund, que determinam a configuração mais estável para elétrons em orbitais degenerados [17]:

- Para uma dada configuração eletrônica, o termo com maior multiplicidade tem a menor energia. A multiplicidade é igual a $2S + 1$, onde S é o momento angular de spin total. Portanto, a configuração mais estável tende a ter o maior número possível de elétrons desemparelhados (com spins paralelos).
- Para uma dada multiplicidade, o termo com maior valor de momento angular orbital total L tem menor energia.
- Quando a camada eletrônica está menos da metade preenchida, a menor energia ocorre para acoplamento antiparalelo entre spin e momento orbital, isto é, $J = L - S$. Por outro lado, se a camada estiver mais da metade preenchida, a energia mínima ocorre quando L e S são paralelos, ou seja, $J = L + S$.

A terceira regra, em especial, leva a uma discussão relevante no contexto do transporte orbital e de spin. Como a orientação relativa entre \mathbf{L} e \mathbf{S} depende do preenchimento da camada externa, diferentes materiais podem exibir alinhamentos paralelos ou antiparalelos entre os momentos de spin e orbital. Isso implica que a corrente de spin e a corrente orbital podem contribuir com sinais iguais ou opostos.

Uma forma alternativa de quantificar essa relação é através do valor esperado do produto escalar entre os momentos angular orbital e de spin, definido como [72]:

$$R_{NM} = \langle \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \rangle \quad (2.31)$$

Se $R_{NM} > 0$, os momentos orbitais e de spin estão alinhados paralelamente; se $R_{NM} < 0$, estão alinhados antiparalelamente. Isso é ilustrado na Figura 2.15.

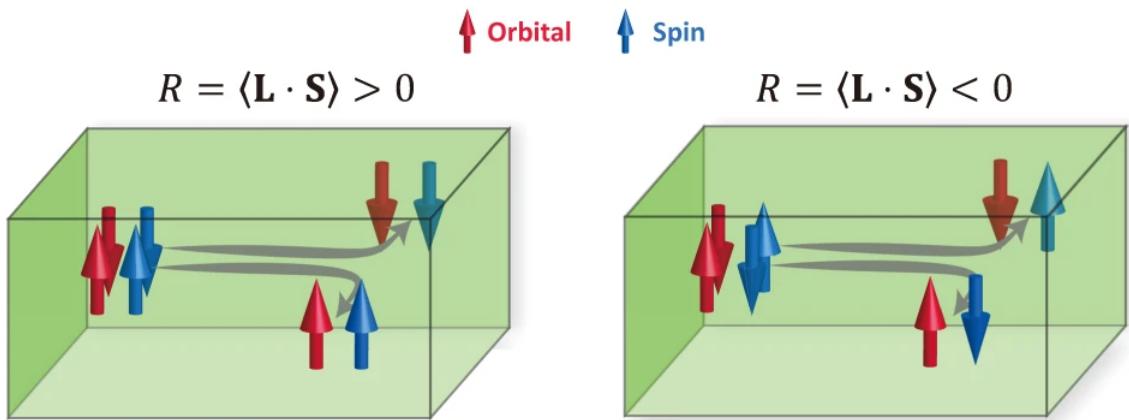


Figura 2.15. Ilustração mostrando como a regra de Hund influencia a orientação relativa entre os momentos de spin e orbital. Para $J = L + S$ (isto é, $\langle \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \rangle > 0$), os momentos estão paralelos; para $J = L - S$ (isto é, $\langle \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \rangle < 0$), estão antiparalelos. Imagem adaptada de Dongjoon Lee *et al*, 2021 [72].

Seguindo a analogia com o SHE, podemos definir a corrente orbital \vec{J}_L gerada pela aplicação de uma corrente de carga longitudinal \vec{J}_c da seguinte forma:

$$\vec{J}_L \sim \theta_{OH} (\vec{\sigma}_{OH} \times \vec{J}_c) \quad (2.32)$$

Aqui, θ_{OH} é o ângulo Hall orbital, que caracteriza a eficiência com que a corrente de carga é convertida em corrente orbital, e $\vec{\sigma}_{OH}$ representa a polarização orbital (isto é, a direção do momento orbital transportado).

2.3.5 Efeitos Hall inversos

2.3.5.1 Efeito Hall de spin inverso

Em 1931, Lars Onsager discutiu casos em que dois ou mais processos de transporte irreversíveis ocorrem simultaneamente, como no caso do transporte de calor e eletricidade [73]. Ele estabeleceu uma relação entre forças generalizadas e fluxos associados, a partir da qual é possível interpretar que: se uma força aplicada em um ponto do sistema gera um determinado fluxo, então esse mesmo fluxo, aplicado de forma inversa, deve produzir uma força equivalente, mas com sinal oposto [74]. Essa simetria é conhecida como reciprocidade de Onsager. Esse princípio é amplamente utilizado para descrever fenômenos físicos pareados. Alguns exemplos são [75, 76]:

Efeito Seebeck

Um gradiente de temperatura gera uma diferença de potencial elétrico;



Uma corrente elétrica causa um gradiente de temperatura;

Efeito Peltier

Efeito Nernst

Um gradiente de temperatura, sob a presença de um campo magnético, gera uma corrente elétrica transversal;



Uma corrente elétrica, sob campo magnético, induz um gradiente de temperatura transversal;

Efeito Ettingshausen

Efeito Piezoelétrico direto

Uma força mecânica gera um campo elétrico;



Uma diferença de potencial gera deformação mecânica.

Efeito Piezoelétrico inverso

O SHE também se enquadra nesse grupo de fenômenos recíprocos. Nele, uma corrente de carga pode ser interpretada como uma força generalizada que gera um fluxo transversal de spins, uma corrente pura de spin. Assim, espera-se que o processo inverso também ocorra: uma corrente de spin aplicada deve gerar uma corrente de carga transversal. Curiosamente, antes mesmo do SHE ser amplamente reconhecido e nomeado, esse processo recíproco foi observado experimentalmente em 2004 por A. Azevedo et al[11]. Embora o grupo não tenha identificado e nomeado formalmente o fenômeno, como denota o ponto de

interrogação no título do artigo. Somente um ano depois, o efeito foi corretamente descrito e nomeado por E. Saitoh et al. em 2005 [12].

O fenômeno ficou então conhecido como Efeito Hall de Spin Inverso (iSHE) e pode ser descrito como: Uma corrente pura de spin aplicada a um material com alto SOC induz uma corrente elétrica transversal. Esse processo está ilustrado na Figura 2.16, onde, assim como no SHE, os vetores da corrente de spin \vec{J}_s corrente de carga gerada \vec{J}_c e direção do spin $\vec{\sigma}$ são mutuamente perpendiculares.

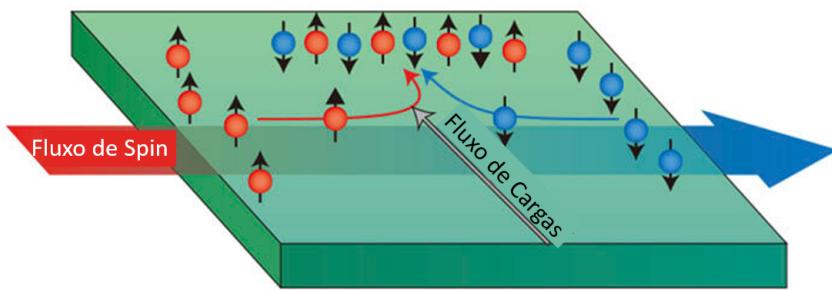


Figura 2.16. Ilustração do Efeito Hall de Spin Inverso (iSHE). A aplicação de uma corrente de spin longitudinal induz uma diferença de potencial transversal. Os vetores (J_s), (J_c) e (σ), assim como no SHE, são mutuamente perpendiculares. Imagem adaptada de Liang Cheng et al, 2021 [65].

De forma análoga ao SHE, é possível expressar vetorialmente a corrente de carga \vec{J}_c gerada por uma corrente de spin:

$$\vec{J}_c = \frac{2e}{\hbar} \theta_{SHE} (\vec{J}_s \times \vec{\sigma}) \quad (2.33)$$

Como a detecção direta de correntes puras de spin é extremamente desafiadora, o iSHE se torna uma ferramenta fundamental em spintrônica. Isso porque ele permite converter corrente de spin em sinal elétrico mensurável, viabilizando uma vasta gama de experimentos por meio de técnicas de medida convencionais.

2.3.5.2 Efeito Hall orbital inverso

Com base nos mesmos princípios de reciprocidade de Onsager discutidos anteriormente, o OHE também possui uma contraparte inversa. Nesse caso, correntes puramente orbitais (\vec{J}_L), aplicadas longitudinalmente em um determinado material, geram uma corrente elétrica transversal (\vec{J}_c), como ilustrado na Figura 2.17.

Este fenômeno, conhecido como Efeito Hall Orbital Inverso (iOHE), foi observado experimentalmente pela primeira vez quase simultaneamente à detecção direta do OHE, no ano de 2023. A comprovação foi realizada por P. Wang et al. [13], por meio de técnicas de emissão de ondas em terahertz, utilizando metais com fraco SOC, como o Ti e o Mn.

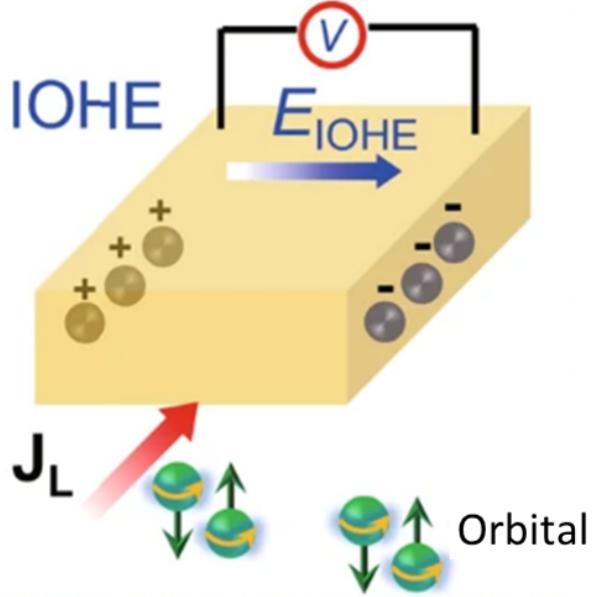


Figura 2.17. Ilustração do Efeito Hall Orbital Inverso (iOHE). A aplicação de uma corrente orbital longitudinal (\vec{J}_L) induz uma corrente de carga transversal (\vec{J}_c). Imagem adaptada de Ping Wang *et al*, 2023 [13].

De maneira análoga ao iSHE, podemos expressar a corrente de carga gerada a partir de uma corrente orbital por:

$$\vec{J}_c \sim \theta_{OH} (\vec{J}_L \times \vec{\sigma}_{OH}) \quad (2.34)$$

Como no SHE e iSHE, os vetores envolvidos (\vec{J}_L , $\vec{\sigma}_{OH}$ e \vec{J}_c) são mutuamente perpendiculares.

A geração e detecção de correntes puras de spin e orbitais constituem desafios significativos, mas atualmente há uma variedade de métodos capazes de realizá-las. Entre as abordagens utilizadas destacam-se técnicas de emissão de radiação em THz, a injeção de corrente via SHE ou OHE, e o uso de interfaces com forte SOC para conversão de momento angular. Nesta dissertação, será enfatizado um outro método relevante: o bombeamento de spin induzido por Ressonância Ferromagnética (FMR), que permite a geração controlada de correntes de spin e orbitais sem a aplicação direta de correntes elétricas.

2.4 Ressonância ferromagnética

Considere um material ferromagnético com magnetização \mathbf{M} . Quando um campo magnético DC H_0 é aplicado sobre esse material, \mathbf{M} sofrerá um torque e tentará se alinhar a esse campo, precessionando ao redor dele, como ilustrado na parte (a) da Figura 2.18. Devido à interação de troca, que busca manter os spins alinhados paralelamente, essa

precessão ocorre de forma coerente. Assim, pode-se considerar que todos os momentos magnéticos individuais dos elétrons contribuem para um único momento magnético coletivo e intenso, conhecido como macrospin [77]. Essa magnetização é chamada de magnetização de saturação, \mathbf{M}_s

Em todos os sistemas, o campo magnético aplicado é melhor descrito por um campo efetivo H_{eff} , que incorpora diferentes contribuições, como o campo externo, a anisotropia do material, os efeitos magnetoestáticos (campo desmagnetizante), e a própria interação de troca entre os elétrons, entre outros. Embora o termo H_0 seja geralmente o maior contribuinte, o campo total é uma soma desses efeitos [78].

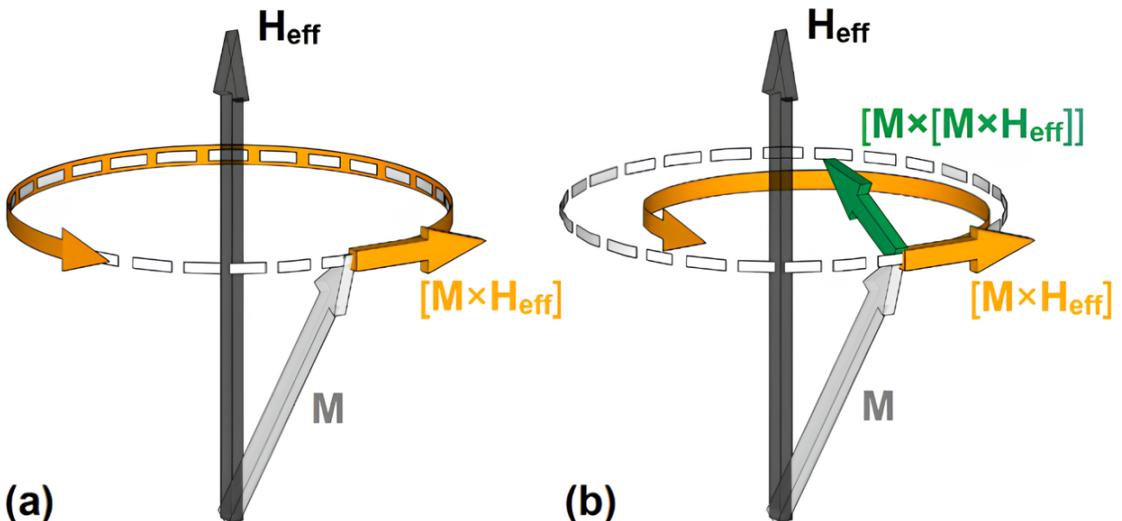


Figura 2.18. Esquemática da precessão da magnetização ao redor de um campo magnético efetivo H_{eff} . Em (a) está representada a configuração de Landau e Lifshitz, onde \vec{M} precessa indefinidamente. Em (b) é incluída a modificação de Gilbert, com o termo de amortecimento que faz \vec{M} eventualmente se alinhar a H_{eff} . Imagem adaptada da tese de doutorado de Alexander Makarov, 2014 [78].

Como em toda precessão, a magnetização oscila com uma certa frequência. Essa frequência é conhecida como frequência de Larmor, ω_0 , e é dada por:

$$\omega_0 = \gamma H_{eff} \quad (2.35)$$

Aqui, γ é o fator giromagnético do elétron, definido como:

$$\gamma = -\frac{g_s q_e}{2m_e} \quad (2.36)$$

Onde g_s é o fator giromagnético de spin (definido na seção 2.1), q_e é a carga do elétron e m_e sua massa. O movimento de precessão da magnetização \vec{M}_s foi inicialmente

descrito por Lev Landau e Evgeny Lifshitz, em 1935 [79]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} \quad (2.37)$$

O produto vetorial acima representa o torque sentido pela magnetização devido ao campo aplicado. Contudo, essa equação prevê que \vec{M}_s continuará a precessionar indefinidamente, o que contradiz observações experimentais, que mostram que \vec{M}_s se alinha a H_0 . Esse tempo é conhecido como tempo de relaxação, que depende do material. Para corrigir essa discrepância, Gilbert propôs, em 1955, uma modificação à equação de Landau e Lifshitz, que ficou conhecida como equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) [80]:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \quad (2.38)$$

O termo $\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$ aponta na direção de H_{eff} , e representa um mecanismo dissipativo que força a magnetização a se alinhar com o campo efetivo. Esse comportamento é ilustrado na parte (b) da Figura 2.18. Já o parâmetro α é um termo adimensional conhecido como amortecimento de Gilbert. Ele quantifica a taxa com que a magnetização se alinha ao campo efetivo e é (até este ponto da discussão) uma propriedade intrínseca de cada material.

No caso de ferromagnetos metálicos, que são o foco desta dissertação, entende-se que o principal mecanismo de amortecimento é a interação entre elétrons de condução e ondas de spin, resultando na transferência de energia e consequente dissipação. Esse mecanismo é mais pronunciado em metais do que em isolantes, devido à maior densidade de elétrons livres [81]. Contudo, efeitos extrínsecos também podem alterar o amortecimento sob certas condições. Um exemplo é o caso de filmes finos multicamadas, nos quais efeitos de interface podem amplificar o amortecimento. Esses efeitos incluem, por exemplo, o espalhamento de dois magnons devido à rugosidade da interface [82] e o bombeamento de spin (*spin pumping*): ondas de spin podem gerar uma corrente de spin que é injetada no material adjacente, o que contribui para aumento no amortecimento [83]. Esse efeito em particular será abordado na próxima seção.

Como α é uma propriedade que ocorre naturalmente em cada material, é intuitivo pensar que diferentes materiais possuem diferentes valores para esse parâmetro. A Tabela 2.2 mostra uma comparação entre os valores de amortecimento de diferentes filmes finos comumente utilizados. Nota-se que a Granada de Ítrio-ferro (YIG) apresenta valores de amortecimento várias ordens de magnitude menores em relação aos demais materiais. Embora outros materiais também possam apresentar amortecimento reduzido, o YIG detém, entre os materiais conhecidos, o menor α [84]. Esse comportamento é atribuído ao fato de o YIG ser um isolante magnético, o que elimina o espalhamento spin-elétron

associado à condução elétrica. Além disso, o material pode ser sintetizado com baixíssimos níveis de defeitos estruturais e possui um acoplamento spin-rede muito fraco, fatores que reduzem drasticamente o amortecimento intrínseco.

Tabela 2.2. Amortecimento de Gilbert (α) de alguns materiais

Material	Amortecimento de Gilbert α	Referência
NiFe	$(4 - 13) \cdot 10^{-3}$	[85]
Ni	$(10 - 45) \cdot 10^{-3}$	[86, 87]
Fe	$(2-20) \cdot 10^{-3}$	[86, 88]
Co	$(2 - 7) \cdot 10^{-3}$	[86]
YIG	$(1-2) \cdot 10^{-4}$	[84]

Considere que o campo H_0 está sendo aplicado na direção z . Sobre esse sistema, aplica-se agora um segundo campo, desta vez alternado (AC), com componentes nas direções x e y . Dessa forma, tanto a magnetização \vec{M} quanto o campo \vec{H} podem ser descritos como:

$$\vec{M}(t) = m_x(t)\hat{x} + m_y(t)\hat{y} + M_s\hat{z} \quad (2.39)$$

$$\vec{H}(t) = h_x(t)\hat{x} + h_y(t)\hat{y} + H_0\hat{z} \quad (2.40)$$

Como o campo aplicado é alternado, as componentes dinâmicas podem ser convenientemente expressas no domínio da frequência, resultando em:

$$\vec{M}(t) = m_x e^{-i\omega t} \hat{x} + m_y e^{-i\omega t} \hat{y} + M_s \hat{z} \quad (2.41)$$

$$\vec{H}(t) = h_x e^{-i\omega t} \hat{x} + h_y e^{-i\omega t} \hat{y} + H_0 \hat{z} \quad (2.42)$$

Onde $h_i \ll H_0$, o que implica que as magnetizações induzidas m_i também serão muito menores que \mathbf{M}_s a magnetização de saturação.

Como discutido anteriormente, o campo aplicado H_0 não é o único responsável pelo campo efetivo H_{eff} . Contribuições adicionais (nem sempre reforçando o campo aplicado) podem surgir, como o campo desmagnetizante, que atua em sentido oposto a H_0 e aos campos dinâmicos h_i . Assim, as componentes efetivas podem ser reescritas como:

$$H_{0ik} = H_k - N_k M_{sk} \quad e \quad h_{ik} = h_k - N_k m_k \quad (2.43)$$

Onde $k \in \{x, y, z\}$ e N_k é o fator de desmagnetização na direção k .

Se o campo AC aplicado estiver na mesma frequência que a precessão da magnetização, ele poderá excitar a ressonância do sistema, suprindo as perdas associadas ao

fator de amortecimento α , prolongando a precessão. Para campos magnéticos usuais de laboratório (até poucos Tesla), o fator giromagnético γ pode ser aproximado ao de um elétron livre. No SI, $\gamma \approx 2\pi \times 28,02 \text{ GHz T}^{-1}$ e no sistema CGS, $\gamma \approx 2\pi \times 2,802 \text{ GHz kOe}^{-1}$ [36]. Logo, o campo AC aplicado estará tipicamente na faixa de rádio-frequência (RF) ou micro-ondas, caracterizando a ressonância ferromagnética (FMR).

Conforme introduzido na seção 2.1, a resposta do material a um campo externo é descrita pela suscetibilidade magnética χ . No entanto, efeitos de anisotropia magnética, como a preferência direcional dos momentos magnéticos, não foram inicialmente considerados. Em materiais anisotrópicos, a resposta depende da direção do campo aplicado, e a matriz de suscetibilidade pode ser não simétrica, i.e., $\chi_{xy} \neq \chi_{yx}$. Levando em conta tais anisotropias, D. Polder, em 1948, propôs um modelo teórico para a FMR que resultou no chamado tensor de Polder [89], válido para campos aplicados na direção z .

$$\chi = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & i\chi_{xy} & 0 \\ -i\chi_{xy} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.44)$$

Sob excitação AC, esse tensor assume a forma complexa [90]:

$$\chi = \begin{pmatrix} |\chi_{xx}| & |\chi_{xy}|e^{i\pi/2} & 0 \\ |\chi_{xy}|e^{-i\pi/2} & |\chi_{yy}| & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} e^{i\Theta} \quad (2.45)$$

Onde Θ é a fase de ressonância de spin, a qual descreve o desfasamento entre a força de excitação por RF e a resposta da magnetização dinâmica. Ademais, se define:

$$(\chi_{xx}, \chi_{xy}, \chi_{yy}) = (D + iL)(A_{xx}, A_{xy}, A_{yy}) \quad (2.46)$$

Com os coeficientes A_{ij} dados por:

$$A_{xx} = \frac{\gamma M_s [M_s N_y + (H - N_z M_s)]}{\alpha \omega [2(H - N_z M_s) + M_s (N_z + N_y)]} \quad (2.47a)$$

$$A_{xy} = -\frac{M_s}{\alpha [2(H - N_z M_s) + M_s (N_z + N_y)]} \quad (2.47b)$$

$$A_{yy} = \frac{\gamma M_s [M_s N_x + (H - N_z M_s)]}{\alpha \omega [2(H - N_z M_s) + M_s (N_z + N_y)]} \quad (2.47c)$$

No qual esses termos representam as amplitudes das componentes $\chi_{xx}, \chi_{xy}, \chi_{yy}$, respectivamente [91]. Deste ponto em diante H passará a representar o campo H_{eff} , para simplificação.

A forma funcional da resposta de $\chi(H)$ é uma Lorentziana complexa, dada por:

$$\chi(H) = \frac{\Delta H^2 + (\Delta H \cdot (H - H_{res}))}{((H - H_{res})^2 + \Delta H^2)} = \frac{\Delta\omega^2 + (\Delta\omega \cdot (\omega - \omega_{res}))}{((\omega - \omega_{res})^2 + \Delta\omega^2)} \quad (2.48)$$

A curva é ilustrada na Figura Figura 2.19, onde se observa a diferença entre uma distribuição Lorentziana e uma Gaussiana, ambas com a mesma largura total à meia altura.

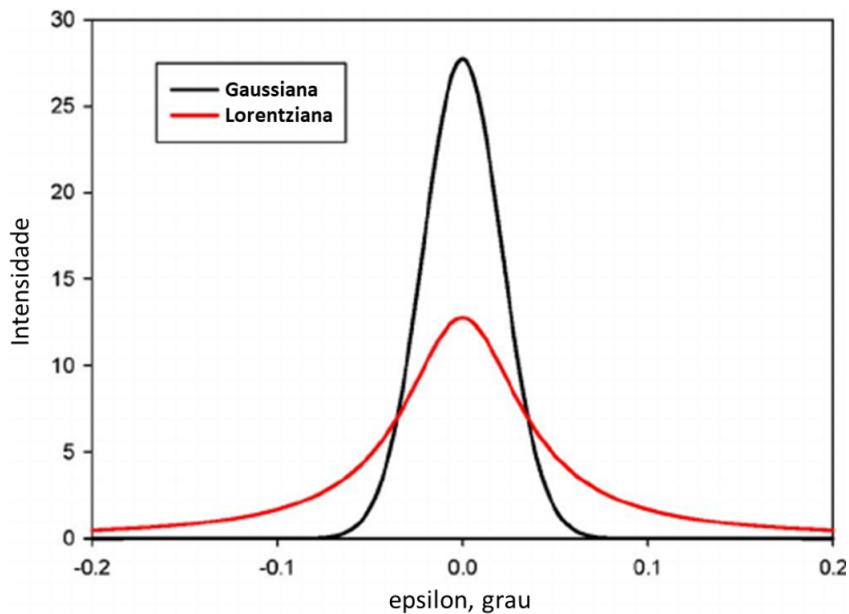


Figura 2.19. Comparação entre curvas Lorentziana e Gaussiana com mesma área e largura total à meia altura. A Lorentziana apresenta caudas mais longas. Imagem adaptada de Kaduk e Reid, 2011 [92].

Note que ambas expressões são formalmente equivalentes: uma escrita em função do campo magnético H , outra da frequência ω . Como experimentalmente é mais prático manter a frequência fixa e varrer o campo, será adotada a forma dependente de H neste trabalho.

Os termos D e L da Equação 2.46 representam, respectivamente, a parte antissimétrica (dispersiva, real) e a parte simétrica (absortiva, imaginária) da função Lorentziana:

$$L = \frac{\Delta H^2}{(H - H_{res})^2 + \Delta H^2} \quad (2.49a)$$

$$D = \frac{\Delta H(H - H_{res})}{(H - H_{res})^2 + \Delta H^2} \quad (2.49b)$$

Onde H_{res} é o campo de ressonância para determinada frequência ω e ΔH representa a largura à meia altura. O mesmo seria equivalente para o caso da Lorentziana com H fixo. A decomposição de χ em suas partes simétrica e antissimétrica é ilustrada na Figura 2.20.

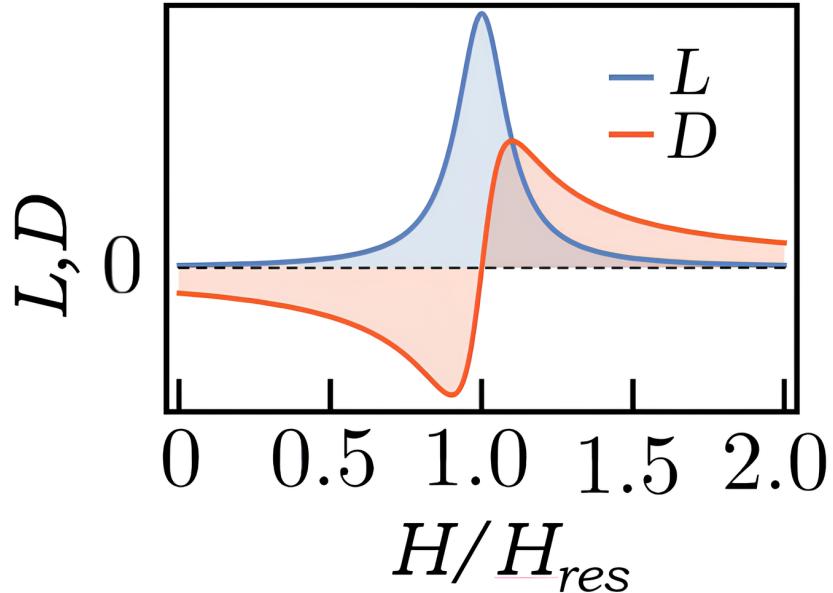


Figura 2.20. Contribuições simétrica (L) e antissimétrica (D) da curva Lorentziana. Imagem adaptada de M. Harder *et al*, 2016 [90].

Em experimentos de FMR, é comum detectar a derivada da curva Lorentziana (Figura 2.21). A largura à meia altura pode ser definida portanto, como $\Delta H = \frac{\sqrt{3}}{2} \Delta H_{pp}$, onde ΔH_{pp} é a distância entre os dois picos da derivada.

Observe que os parâmetros extraídos do ajuste do sinal de FMR por uma função do tipo Lorentziana não fornecem diretamente o valor do coeficiente de amortecimento intrínseco α do material. No entanto, é possível estabelecer uma relação entre α e a largura de linha à meia altura, assumindo que, nas proximidades da ressonância, a largura de linha seja aproximadamente proporcional à frequência de excitação, segundo: $\Delta H \approx \alpha\omega/\gamma$.

Contudo, essa relação é apenas uma aproximação. Experimentalmente, observa-se que a largura de linha apresenta um valor não nulo mesmo no limite $\omega \rightarrow 0$, indicando a

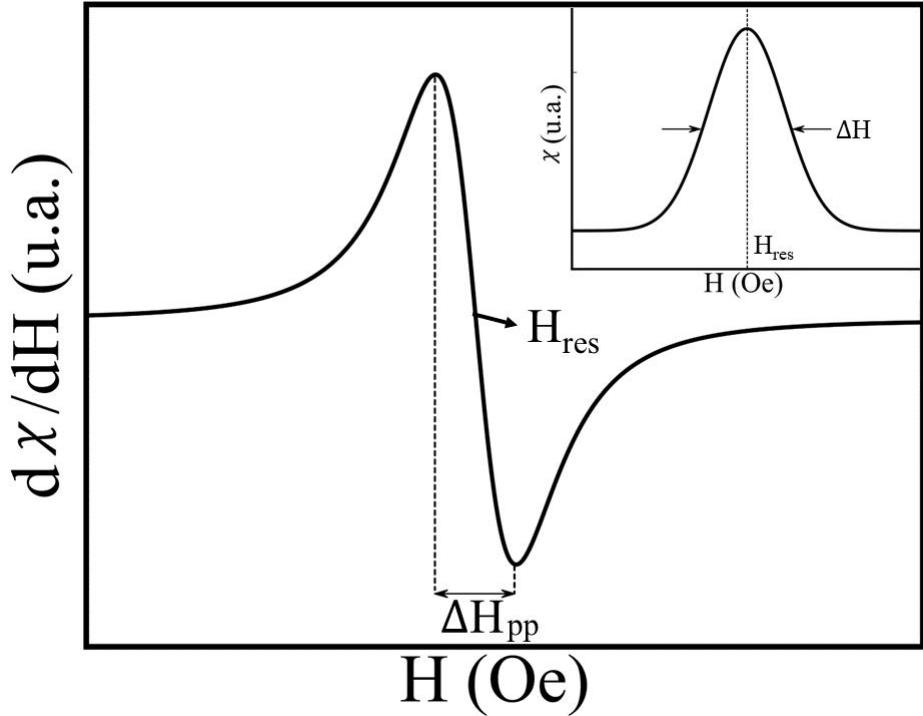


Figura 2.21. Derivada de uma função Lorentziana, onde é possível obter ΔH_{pp} (e consequentemente ΔH) e o campo de ressonância H_{res} . No detalhe no canto superior direito a curva original com os mesmo parâmetros. Imagem adaptada da tese de doutorado de R.Torrão, 2023 [36].

presença de um alargamento adicional, independente da frequência. Esse termo adicional é denominado alargamento inhomogêneo e representado por ΔH_k [90]. Assim, a expressão completa para a largura de linha é dada por:

$$\Delta H = \frac{\alpha\omega}{\gamma} + \Delta H_k \quad (2.50)$$

Esse alargamento inhomogêneo reflete variações locais no campo magnético efetivo experimentado pela magnetização ao longo da amostra, mesmo quando o campo externo aplicado é nominalmente uniforme. Essas flutuações podem surgir de diversas fontes, como: imperfeições nas bobinas ou na homogeneidade do campo externo, desordens estruturais locais na amostra, alargamento por mosaicidade (referente à presença de domínios cristalinos orientados de maneira ligeiramente diferente dentro de uma amostra), ou ainda mecanismos de relaxação adicionais, como o espalhamento de dois magnons, no qual o modo uniforme de precessão da magnetização ($k = 0$) acopla-se a modos não uniformes ($k \neq 0$) devido a imperfeições ou desordem na amostra. Em heteroestruturas, outros processos extrínsecos podem intensificar esses efeitos e contribuir significativamente para o valor de ΔH_k [93].

Por fim, é possível obter uma expressão que relaciona diretamente a frequência de

ressonância ω com o campo aplicado H e a magnetização de saturação M_s a partir da equação de movimento de Landau-Lifshitz (sem o termo de Gilbert), e considerando os campos efetivos H_{0ik} da Equação 2.43. Isso leva à conhecida equação de Kittel [90, 94]:

$$\omega = \gamma \sqrt{[H + M_s(N_y - N_z)][H + M_s(N_x - N_z)]} \quad (2.51)$$

Essa expressão descreve a frequência de precessão da magnetização em função das componentes do tensor de desmagnetização N_i , que dependem da geometria da amostra. No caso específico de filmes finos com o campo aplicado no plano do filme (como realizado nesse trabalho), adota-se normalmente $N_x = N_z = 0$; $N_y = 4\pi$, o que simplifica a equação de Kittel para:

$$\omega = \gamma \sqrt{H(H + 4\pi M_s)} \quad (2.52)$$

2.5 Bombeamento de spin

O fenômeno de bombeamento de spin (*spin pumping*) baseia-se na transferência de momento angular de um FM para um material NM adjacente, quando o FM encontra-se em precessão. Esse conceito foi inicialmente proposto por R. H. Silsbee e colaboradores em 1979 [95] e posteriormente expandido em 1988 [96]. No entanto, a formulação teórica moderna e quantitativa só foi estabelecida em 2002, com os trabalhos fundamentais de Y. Tserkovnyak et al. [97, 98]. Ainda em 2002, o fenômeno foi observado experimentalmente por S. Mizukami et al. [99], embora o termo "spin pumping" ainda não fosse utilizado explicitamente.

A teoria desenvolvida por Tserkovnyak descreve o bombeamento de spin como a injeção de uma corrente de spin do FM para o NM devido ao torque associado à precessão da magnetização. Essa transferência ocorre principalmente sob excitação por FMR, onde a magnetização do FM precessiona continuamente, fornecendo momento angular ao NM. Pela reciprocidade de Onsager [73], deve existir um processo inverso: o *spin-transfer torque* (STT), proposto anteriormente em 1996 de forma independente por J. C. Slonczewski [100] e L. Berger [101]. Nesse processo, uma corrente de spin que entra em um FM exerce um torque sobre sua magnetização, podendo induzir precessão ou até mesmo inversão do momento magnético. Como mencionado na introdução deste trabalho, o efeito de STT foi amplamente explorado pela indústria de dispositivos voltados ao armazenamento de dados, impulsionando avanços significativos em tecnologias como STT-MRAM.

A partir deste ponto, o foco retorna à compreensão dos mecanismos associados ao bombeamento de spin. No entanto, compreender esse fenômeno implica também entender os princípios fundamentais que regem o funcionamento do STT,

O bombeamento de spin pode ocorrer em qualquer situação em que a magnetização da interface varie no tempo, mas é maximizado em regime de FMR, onde a precessão é sustentada continuamente. Do ponto de vista da conservação do momento angular, a injeção de corrente de spin no NM representa uma perda de momento angular no FM. Esse processo equivale a um mecanismo extrínseco de amortecimento, contribuindo para o termo de Gilbert α .

A Figura 2.22 ilustra o mecanismo de bombeamento de spin: a magnetização precessionante do FM injeta uma corrente de spin no NM na direção \hat{y} que decai ao longo da profundidade do NM devido à relaxação de spin. A corrente de spin bombeada, \vec{I}_s^{pump} (com dimensão de 1/área) foi definida por Tserkovnyak como [97, 98]:

$$\vec{I}_s^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi} \left[A_r \left(\hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right) - A_i \frac{d\hat{m}}{dt} \right] \quad (2.53)$$

Onde \hat{m} é o vetor unitário da magnetização, e A_r e A_i são os coeficientes relacionados aos processos de espalhamento na interface, dados por:

$$A_r = \frac{1}{2} \sum_{mn} [|r_{mn}^{\uparrow} - r_{mn}^{\downarrow}|^2 + |t_{mn}^{\uparrow} - t_{mn}^{\downarrow}|^2] \quad (2.54a)$$

$$A_i = \text{Im} \sum_{mn} [r_{mn}^{\uparrow} (r_{mn}^{\downarrow})^* + t_{mn}^{\uparrow} (t_{mn}^{\downarrow})^*] \quad (2.54b)$$

Onde r_{mn}^{\uparrow} , (r_{mn}^{\downarrow}) , t_{mn}^{\uparrow} e (t_{mn}^{\downarrow}) são os coeficientes de reflexão e transmissão da matriz de transmissão para os elétrons de spin para cima (para baixo) na interface e, m e n denotam os modos transversais da energia de Fermi. Esses dois termos podem ser somados:

$$A_r + A_i = g^{\uparrow\downarrow} - t^{\uparrow\downarrow} = \sum_{mn} [\delta_{mn} - r_{mn}^{\uparrow} (r_{mn}^{\downarrow})^*] - \sum_{mn} [t_{mn}^{\uparrow} (t_{mn}^{\downarrow})^*] \quad (2.55)$$

Onde $g^{\uparrow\downarrow}$ é a condutância mista de spins e $t^{\uparrow\downarrow}$ é o coeficiente de transmissão

Porém, o termo de transmissão associado $t^{\uparrow\downarrow}$ pode ser desprezado para filmes ferromagnéticos mais espessos que o comprimento de coerência de spin $\lambda_{fc} = \pi/(k_{\uparrow} - k_{\downarrow})$, onde $k_{\uparrow,\downarrow}$ são os vetores de onda de Fermi para spins opostos. Nessas condições, os elétrons transmitidos perdem coerência entre as interfaces, e a condutância mista passa a ser dominada pelos coeficientes de reflexão. Assim, é justificável omitir $t^{\uparrow\downarrow}$ e a parte imaginária A_i , conhecida como *field-like torque*.

O primeiro termo em Equação 2.53, proporcional a $\hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt}$, atua como um torque dissipativo, o chamado *damping-like torque*, análogo ao termo de amortecimento de Gilbert. Em contraste, o segundo termo, proporcional a $\frac{d\hat{m}}{dt}$, representa um torque fora do plano

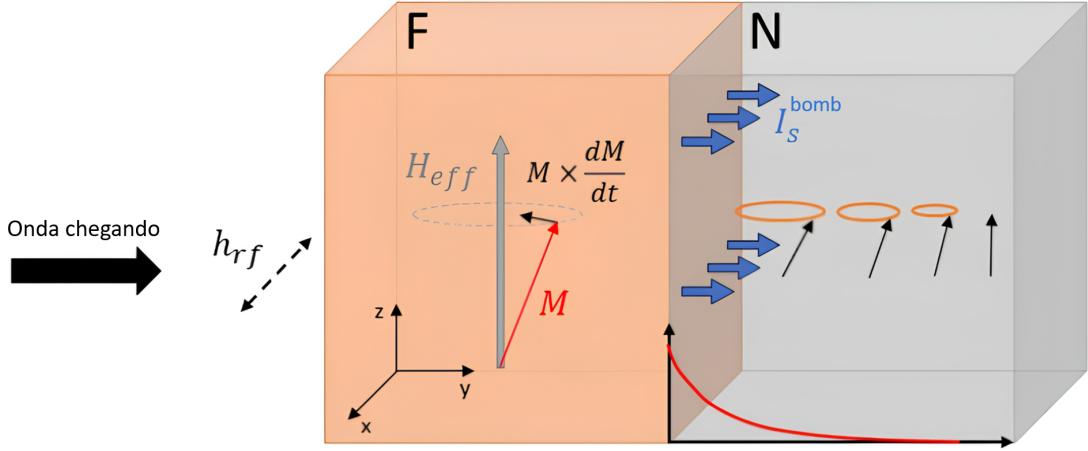


Figura 2.22. Modelo ilustrando o processo de spin pumping na interface de um material FM e um NM. A frequência externa RF mantém a precessão da magnetização que induz um corrente de spin no NM (I_s^{pump}), causando uma acumulação de spin fora de equilíbrio. Conforme a corrente de spin precessionando adentra no NM ela vai se dissipando, como ilustrado pelo gráfico com linha vermelha na parte inferior do NM. Imagem adaptada do banco de dados do Google.

da precessão, o *field-like torque*, que pode alterar a direção do torque dependendo da polarização da corrente [6, 7, 102]. Embora relevante em alguns sistemas, esse termo é normalmente desprezível em filmes ferromagnéticos espessos [103] e será desconsiderado ao longo desta dissertação.

Além disso, em grande parte das interfaces, o parâmetro de condutância de mistura de spin $g_r^{\uparrow\downarrow}$ pode ser decomposto em uma parte real, $g_r^{\uparrow\downarrow}$ e uma imaginária $g_i^{\uparrow\downarrow}$. No entanto, a componente imaginária é altamente sensível a processos de espalhamento balístico, o que a torna geralmente desprezível. Dessa forma, a Equação 2.53 pode ser reescrita como:

$$\vec{I}_s^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \left(\hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right) \quad (2.56)$$

Considerando a variação temporal da magnetização em um volume V do FM, e que essa variação é transmitida para a superfície de contato A com o NM, temos:

$$\frac{d}{dt} \int_V \left(\frac{M_z}{\gamma} \right) dV = \int_A I_s(0) dA \quad (2.57)$$

Onde $I_s(0)$ é a corrente de spin emitida através da interface. Essa corrente pode ser expressa como:

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{\gamma\hbar}{4\pi t_{FM}} g_r^{\uparrow\downarrow} \left(\hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right) \quad (2.58)$$

E, reescrevendo em termos do vetor de magnetização \vec{M} , temos:

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{\gamma\hbar}{4\pi t_{\text{FM}} M^2} g_r^{\uparrow\downarrow} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (2.59)$$

Dessa forma, a equação de LLG modificada para incluir o efeito de bombeamento de spin se torna:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H} + \frac{\alpha_0}{M} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) + \frac{\gamma\hbar}{4\pi t_{\text{FM}} M^2} g_r^{\uparrow\downarrow} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (2.60)$$

Onde α_0 representa o amortecimento de Gilbert usual, dado pelos mecanismos intrínsecos, enquanto que o termo adicional na equação reflete a dissipação de momento angular na interface FM/NM devido à emissão de corrente de spin, um efeito puramente interfacial [97, 98, 104]. Esse aumento na dissipação se traduz, experimentalmente, em um aumento da largura de linha da FMR. Como demonstrado por Tserkovnyak et al., o amortecimento adicional associado ao bombeamento de spin (α_{SP}) varia inversamente com a espessura da camada ferromagnética t_{FM} e de M , segundo:

$$\alpha_{SP} = \frac{\gamma\hbar g^{\uparrow\downarrow}}{4\pi t_{\text{FM}} M} \quad (2.61)$$

Assim, o amortecimento efetivo é dado por:

$$\alpha_{eff} = \alpha_0 + \alpha_{SP} \quad (2.62)$$

E a largura de linha da FMR pode ser expressa como:

$$\Delta H_{SP} = \frac{\alpha_{SP}\omega_0}{\gamma} = \frac{\hbar\omega_0}{4\pi t_{\text{FM}} M} g_r^{\uparrow\downarrow} \quad (2.63)$$

Em muitos trabalhos na literatura, primeiramente obtém-se o amortecimento intrínseco do FM isolado. Posteriormente, analisa-se o amortecimento na presença da interface FM/NM. Dessa forma, é conveniente expressar:

$$\alpha_{SP} = \alpha_{FM/NM} - \alpha_{FM} \quad (2.64)$$

Para entender melhor os mecanismos envolvidos no bombeamento de spin, Tserkovnyak e colaboradores consideraram dois casos-limite: um em que toda a corrente de spin bombeada é absorvida pelo NM (sumidouro perfeito), e outro em que toda a corrente retorna ao FM (reservatório ideal). No primeiro caso, $I_s = I_s^{bom}$, não há corrente de

retorno. Isso ocorre em materiais com alto SOC, nos quais os spins bombeados relaxam eficientemente. No segundo caso, devido à conservação adiabática, temos $I_s = I_s^{volta}$, e nenhuma corrente líquida de spin é transferida para o NM. Na prática, o comportamento real se encontra entre esses dois extremos, existindo, portanto, uma corrente bombeada e uma de volta conforme ilustra a Figura 2.23. A corrente líquida de spin é dada pela diferença entre as correntes bombeada e de retorno:

$$\vec{I}_s = \vec{I}_s^{bomb} - \vec{I}_s^{volta} \quad (2.65)$$

E pode ser expressa como:

$$\vec{I}_s = \frac{\hbar}{4\pi M_s^2} g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (2.66)$$

Onde $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ leva em conta a eficiência do NM em absorver spins, e depende da espessura da camada não magnética t_{NM} do número de onda κ :

$$g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \approx \frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{1 + \left(\frac{2\sqrt{\varepsilon}}{3tanh(\kappa t_{NM})} \right)^{-1}} \quad (2.67)$$

Na qual a probabilidade de inversão de spin ε é dada por:

$$\varepsilon = \frac{\tau_{el}}{\tau_{sf}} \quad (2.68)$$

Aqui, τ_{el} é o tempo médio entre espalhamentos elásticos e τ_{sf} é o tempo médio entre inversões de spin, os quais são fortemente governados pela intensidade do SOC. Metais com baixo SOC (como Cu, Al, Ag, Au) possuem baixa eficiência de absorção de spin ($\varepsilon \sim 10^{-2}$) enquanto metais pesados com elétrons em orbitais d ou p (como Pt e Pd) são excelentes sumidouros ($\varepsilon \sim 10^{-1}$)[105, 106].

Outra forma de interpretar isso é: Em condutores reais, é necessário considerar o transporte de spin difusivo e o acúmulo de spin na interface, representado por $\vec{\mu}_s$ o qual gera uma corrente de retorno que se opõe à corrente bombeada. Essa corrente de retorno é ortogonal à magnetização e reduz o fluxo líquido de spin injetado. Assim, a corrente total de spin na interface, considerando o acúmulo de spin, é dada por[107]:

$$\vec{I}_s = \frac{\hbar}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) - \frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi} \left[\vec{M} \times (\vec{\mu}_s \times \vec{M}) \right] \quad (2.69)$$

Onde o segundo termo representa a supressão do bombeamento devido ao acúmulo de spin. Esse termo é crucial para descrever com precisão o comportamento da corrente de

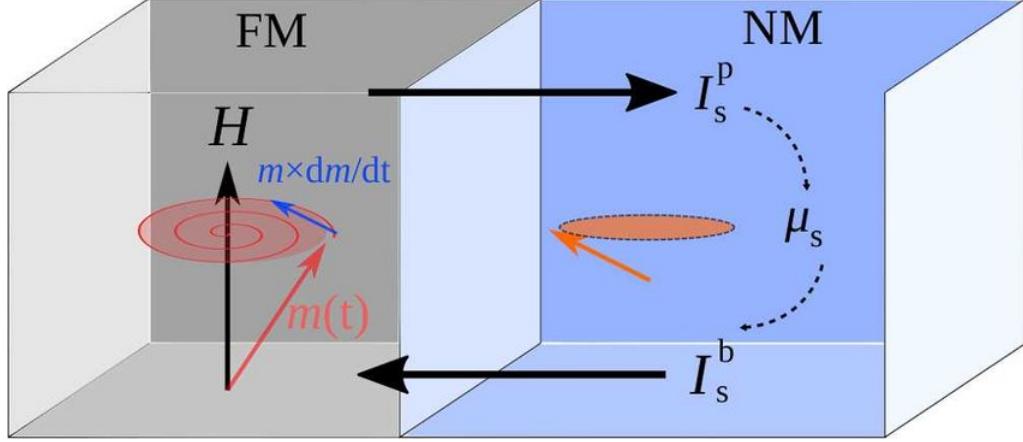


Figura 2.23. Visualização simplificada das correntes de spin na interface FM/NM. Uma corrente é bombeada do FM para o NM (I_s^p), mas parte retorna (I_s^b) devido ao acúmulo de spin μ_s . Imagem adaptada de C. Swindells e D Atkinson, 2022 [107].

spin em interfaces FM/NM com transporte difusivo, sendo fundamental para o cálculo de $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$. No regime intermediário, o NM absorve e reflete corrente de spin, gerando uma acumulação de momento angular na interface FM/NM. Esse acúmulo, com polarização paralela ao campo aplicado, difunde-se perpendicularmente à interface e obedece à equação:

$$\frac{\partial \vec{\mu}_s(y)}{\partial t} = D \nabla^2 \vec{\mu}_s(y) - \frac{\vec{\mu}_s(y)}{\tau_{sf}}, \quad (2.70)$$

Aonde y é a direção da espessura do material. Para $\omega \ll 1/\tau_{sf}$, a solução é:

$$\vec{\mu}_s(y) = \frac{2\lambda_{SD}\hbar}{ND} \frac{\cosh[(t_{NM} - y)/\lambda_{SD}]}{\sinh(t_{NM}/\lambda_{SD})} \vec{J}_s(0), \quad (2.71)$$

Com $\lambda_{SD} = \sqrt{D\tau_{sf}}$. Assim, a corrente de spin como função da profundidade y no NM é:

$$\vec{I}_s(y) = \frac{\hbar}{4\pi} g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \left(\hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right) \frac{\sinh[(t_{NM} - y)/\lambda_{SD}]}{\sinh(t_{NM}/\lambda_{SD})}, \quad (2.72)$$

Essa distribuição é ilustrada na Figura 2.22, pela curva vermelha na base do NM.

Portanto, a dissipação adicional observada em FMR devido ao bombeamento de spin é resultado da transferência de momento angular do FM para o NM, sendo fortemente influenciada pelas propriedades interfaciais e pela dinâmica de transporte de spin no NM.

Por fim, como discutido anteriormente, a injeção de corrente de spin em materiais não magnéticos pode induzir uma corrente de carga por meio dos efeitos Hall inversos. Do ponto de vista experimental, medir uma corrente de carga é significativamente mais simples

do que detectar diretamente uma corrente de spin. Nesse contexto, o bombeamento de spin atua como uma fonte eficiente de corrente de spin, cuja intensidade pode ser amplificada em materiais com elevado iSHE. Quanto maior o iSHE do material não magnético, maior será a eficiência de conversão da corrente de spin em corrente de carga, resultando em um sinal elétrico mais intenso e, portanto, em um bombeamento de spin mais eficaz para fins de detecção. Em ambos os trabalhos experimentais precursores em que o fenômeno do iSHE foi observado, por A. Azevedo [11] e E. Saitoh [12], a técnica de bombeamento de spin foi utilizada para gerar uma corrente de spin pura.

Devido ao período em que a teoria do bombeamento de spin foi formulada e os primeiros experimentos foram conduzidos, as discussões inicialmente se concentraram exclusivamente na geração e detecção de correntes de spin. No entanto, os mesmos fundamentos físicos podem ser estendidos a outros tipos de correntes, como a corrente orbital, tema também explorado neste trabalho. Estudos recentes indicam que o bombeamento orbital é um efeito concomitante ao bombeamento de spin, mediado pelo SOC, apresentando um comportamento análogo à regra de Hund. Nesse contexto, a corrente orbital evolui de valores negativos para positivos à medida que aumenta o número de ocupação da camada d [14].

2.6 Materiais utilizados

Dado que os estudos experimentais deste trabalho se baseiam em medidas de bombeamento de spin, conforme discutido na seção anterior, é fundamental a existência de uma interface entre um material FM e um material NM para a realização dessa técnica. Neste contexto, foram selecionados como materiais ferromagnéticos o permalloy (NiFe) e o níquel (Ni), enquanto a platina (Pt) e o titânio (Ti) foram escolhidos como materiais não magnéticos. Nas subseções a seguir, serão apresentadas as principais propriedades desses materiais que motivaram sua escolha para os experimentos realizados.

2.6.1 Ferromagnets

2.6.1.1 Níquel

O Ni tem despertado crescente interesse na comunidade científica nos últimos anos, especialmente em estudos envolvendo transporte angular orbital. Tradicionalmente conhecido como um dos três ferromagnets elementares com ordenamento magnético estável à temperatura ambiente, juntamente com Fe e o Co, o Ni vem se destacando por sua capacidade relativamente alta de injetar correntes orbitais em sistemas híbridos, quando comparado a outros ferromagnets.

No estudo teórico realizado por D. Go et al. [14], foi feita uma análise comparativa

do bombeamento de momento angular orbital por Fe, Co e Ni. O trabalho investigou a razão entre a corrente orbital bombeada e a corrente de spin correspondente, uma métrica que fornece uma visão direta da eficiência relativa da injeção orbital. Os resultados revelaram que, enquanto o Fe apresenta uma razão orbital/spin da ordem de $\sim 5\%$, e o Co da ordem de $\sim 9\%$, o Ni alcança valores significativamente mais elevados, chegando a $\sim 15\%$. Essa diferença foi atribuída principalmente aos efeitos do SOC nos estados eletrônicos d do Ni, que favorecem a transferência de momento angular orbital para o material não magnético adjacente.

Complementando esses achados teóricos, trabalhos experimentais recentes [41, 108] comprovaram a capacidade do Ni de gerar correntes orbitais detectáveis, além das correntes de spin tradicionalmente investigadas em sistemas FM/NM. Tais evidências consolidam o papel do níquel como um dos principais candidatos à investigação dos fenômenos orbitais na spintrônica moderna, particularmente no que diz respeito ao bombeamento orbital induzido pela dinâmica da magnetização.

Além de seu papel no transporte orbital, o Ni apresenta outras características relevantes do ponto de vista experimental. Trata-se de um material com anisotropia magnetocrystalina relativamente baixa [19], o que facilita o alinhamento da magnetização com campos externos e contribui para a obtenção de curvas de ressonância ferromagnética bem definidas. Outro aspecto prático importante é sua boa compatibilidade com técnicas de crescimento de filmes finos, como o *sputtering*, permitindo a deposição de amostras homogêneas e com controle preciso de espessura.

2.6.1.2 Permalloy

O NiFe é uma liga metálica composta por Ni e Fe, geralmente expressa como $\text{Ni}_x\text{Fe}_{1-x}$, sendo o valor de x ajustado conforme a aplicação desejada. No presente trabalho, foi utilizada a composição mais comum na literatura, $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, amplamente reconhecida por suas propriedades magnéticas otimizadas. Esta composição foi escolhida principalmente por seu papel consolidado como material de referência em estudos experimentais envolvendo dinâmica da magnetização, como aqueles baseados em medidas de bombeamento de spin e FMR. O que permite comparações diretas com uma vasta base de dados experimental disponível na literatura [11, 12, 77, 104, 109, 110].

Entre suas principais qualidades destacam-se a elevada resposta de sinal nas medidas de FMR, a baixa largura de linha de ressonância (ΔH), e um valor de amortecimento relativamente pequeno e pouco disperso quando comparado a outros materiais ferromagnéticos, conforme discutido na Tabela 2.2. Tais características indicam baixa perda de energia durante a precessão da magnetização, o que é essencial para maximizar o bombeamento de spin.

Adicionalmente, o NiFe apresenta baixa anisotropia magnetocrystalina e baixa

coercitividade, o que facilita o alinhamento da magnetização com campos externos e a reprodutibilidade das medidas experimentais. Outro fator relevante é (assim como o Ni) sua boa compatibilidade com diversos métodos de deposição, como o *sputtering*, o que permite a obtenção de filmes finos com alta qualidade estrutural. Por fim, o NiFe é reconhecido como um eficiente injetor de corrente de spin, sendo capaz de transferir momento angular para materiais não magnéticos adjacentes de maneira eficaz, uma característica essencial em experimentos de bombeamento de spin [19, 110].

Além disso, um outro estudo recente indica que a razão de injeção de correntes orbitais e de spin para o NiFe é da ordem de $\approx 6\%$ devido à adição de Fe [14, 15].

Dessa forma, neste trabalho, o Ni foi escolhido para investigar o impacto do bombeamento orbital sobre o amortecimento magnético, sendo comparado diretamente ao NiFe, que atua como um eficiente injetor de correntes de spin, mas apresenta baixa eficiência na injeção de correntes orbitais. Essa comparação possibilita analisar experimentalmente a contribuição relativa de correntes de spin e orbitais no processo de dissipação de energia magnética, explorando um regime ainda pouco compreendido na literatura.

2.6.2 Não Magnéticos

2.6.2.1 Platina

A Pt, assim como o NiFe, é amplamente utilizada em estudos experimentais envolvendo o bombeamento de spin. Sua popularidade nesses sistemas se deve principalmente à presença de um forte SOC intrínseco, característica que favorece significativamente a conversão de corrente de spin em corrente de carga via iSHE. Isso ocorre porque o alto SOC da Pt induz uma elevada condutividade de spin Hall (σ_{SH}), tornando-a um material de referência na detecção de correntes de spin.

Além disso, estudos recentes baseados em cálculos de primeiros princípios, como o conduzido por Go et al [111], também revelam que a Pt apresenta uma condutividade orbital Hall (σ_{OH}) extremamente baixa. Esse comportamento a posiciona como um excelente candidato para funcionar como “detector seletivo” de correntes de spin em experimentos voltados à diferenciação entre bombeamento de spin e bombeamento orbital. A Figura 2.24 mostra os resultados obtidos nesse estudo, o qual foi baseado na interpolação via funções de Wannier, e compara os valores de σ_{SH} e σ_{OH} para diversos metais de transição das famílias 3d, 4d e 5d.

Observa-se que, entre todos os materiais analisados, a Pt possui a maior σ_{SH} em módulo, enquanto sua σ_{OH} é praticamente nula. Essa distinção é de extrema importância no contexto deste trabalho, que visa compreender as contribuições relativas das correntes de spin e orbitais para o amortecimento de Gilbert em heteroestruturas magnéticas. A presença de um material como a Pt, cuja resposta é praticamente insensível a correntes

orbitais, permite isolar e quantificar com maior precisão os efeitos do bombeamento de spin.

Portanto, ao utilizar a Pt como camada detectora, devido à sua alta σ_{SH} e σ_{OH} essencialmente nula, as correntes orbitais não são convertidas eficientemente, e a resposta elétrica é dominada pelas correntes de spin, via iSHE.

2.6.2.2 Titânio

Em contraste com a Pt, o Ti foi selecionado neste trabalho por apresentar propriedades eletrônicas e de transporte radicalmente distintas. Como ilustrado na Figura 2.24, o Ti exibe uma σ_{OH} relativamente elevada, embora não seja a maior entre os metais analisados. Além disso, conforme demonstrado por D. Go et al., o efeito de orbital pumping tende a ser mais eficiente em sistemas com forte SOC [112]. No entanto, o aspecto mais relevante no caso do Ti é o fato de sua σ_{SH} ser praticamente nula. Esse comportamento está associado ao seu SOC intrinsecamente fraco, característico de metais leves do bloco 3d da tabela periódica.

Essa distinção é crucial para os objetivos deste estudo, pois permite utilizar o Ti como um detector seletivo de correntes orbitais. Ao acoplar camadas de Ti a um FM, espera-se que as correntes de spin bombeadas pelo FM sejam praticamente "invisíveis" ao detector, dada a baixa σ_{SH} do Ti. No entanto, se houver bombeamento de momento angular orbital, ele poderá ser convertido em uma corrente de carga detectável via o iOHE, graças à alta σ_{OH} do Ti. Assim, sinais elétricos detectados em estruturas FM/Ti podem ser atribuídos predominantemente à presença de corrente orbital.

Essa abordagem complementar, empregando detectores com seletividades distintas (Pt para corrente de spin e Ti para corrente orbital), permite a separação experimental das duas contribuições ao momento angular transportado pelo bombeamento dinâmico do ferromagneto. A eficácia desse método é ainda ampliada pela escolha estratégica de diferentes ferromagnets emissores, como o NiFe e o Ni, que apresentam distintas capacidades de injeção de correntes de spin e orbitais devido às suas estruturas eletrônicas e intensidades relativas de SOC.

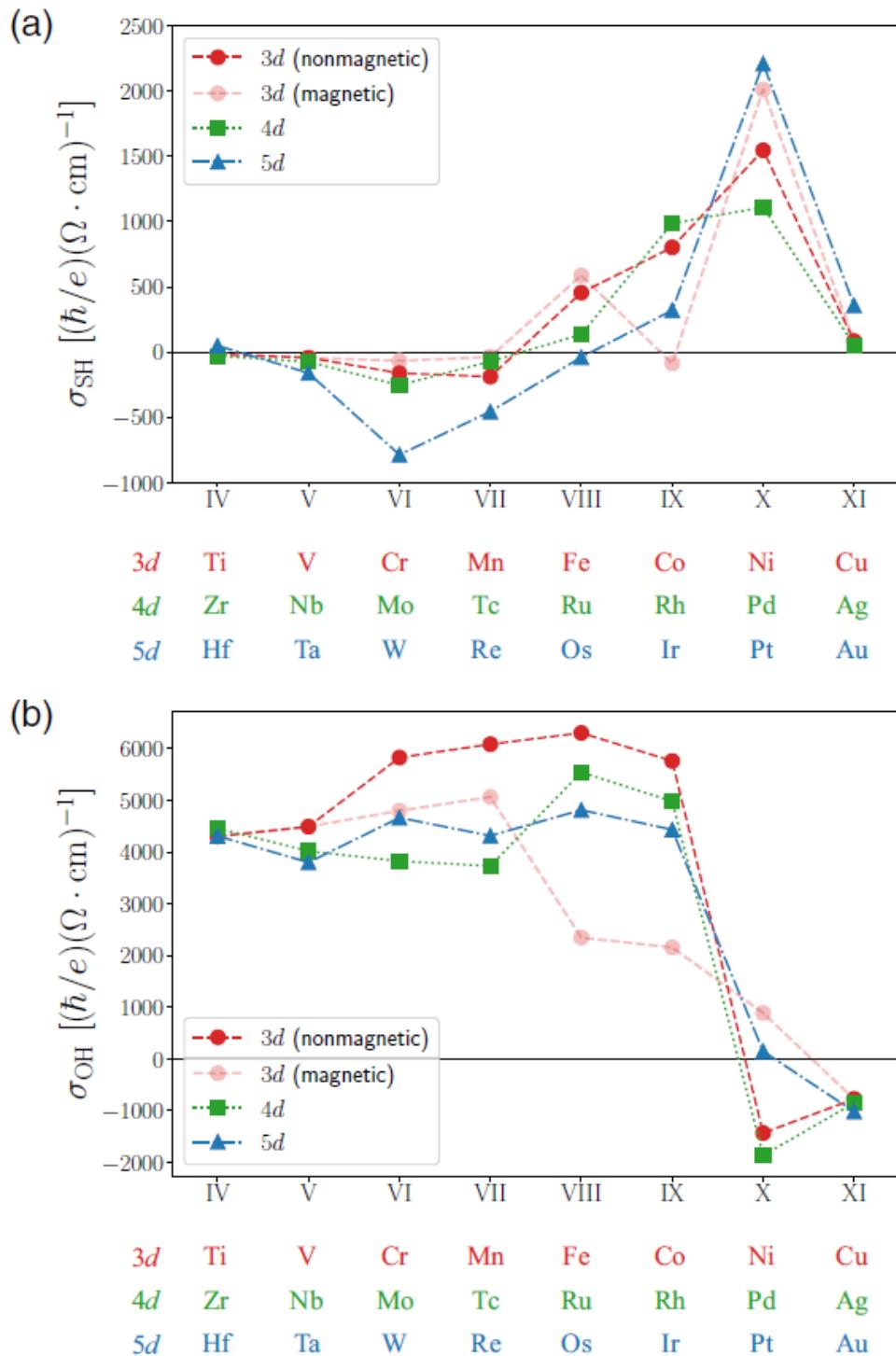


Figura 2.24. Condutividades intrínsecas (a) de spin Hall (σ_{SH}) e (b) de orbital Hall (σ_{OH}) para metais de transição 3d (círculos vermelhos), 4d (quadrados verdes) e 5d (triângulos azuis) entre os grupos IV e XI. Imagem adaptada de D. Go *et al.*, 2024 [111].

3 Técnicas Experimentais

3.1 Magnetron sputtering

Todos os filmes finos utilizados neste trabalho foram depositados por meio da técnica de *magnetron sputtering*, um método de deposição física na fase vapor (*Physical Vapor Deposition*, PVD), baseado na geração de plasma. Inicialmente, tem-se uma pressão de base (entre 10^{-7} - 10^{-10} Torr, a depender do equipamento). Após isso, a câmara é preenchida com um gás inerte (nesse caso, argônio) até atingir a pressão de trabalho. Nesse processo, os íons de argônio são acelerados em direção ao alvo dentro da câmara. Ao se aplicar uma tensão negativa ao material-alvo, os íons de argônio são atraídos para sua superfície, promovendo a ejeção de átomos do alvo por meio do bombardeamento iônico. Esses átomos ejetados então se dirigem ao substrato, onde se depositam, formando o filme fino.

O diferencial do *magnetron sputtering* em relação ao *sputtering* convencional está na introdução de um campo magnético na região do cátodo (ou seja, no próprio alvo), o que confina as partículas carregadas próximas à superfície do alvo, aumentando a densidade de plasma local. Esse confinamento magnético eleva significativamente a eficiência do processo de deposição, permitindo maiores taxas de *sputtering* com menor consumo de energia. A Figura 3.1 apresenta um esquema ilustrativo da técnica de *magnetron sputtering*.

Existem principalmente dois tipos de *magnetron sputtering*: com corrente contínua (DC) e com radiofrequência (RF), sendo cada um mais adequado para diferentes tipos de materiais e aplicações. Além disso, outras formas de onda periódicas também podem ser utilizadas, a depender das características desejadas para o filme.

No caso do *DC sputtering*, utiliza-se uma tensão contínua, com pressões de operação na faixa de 1 a 10 mTorr. O argônio ionizado atua como meio de bombardeamento, sendo os íons acelerados contra o alvo condutor. A colisão provoca a ejeção de átomos do alvo, que então viajam até o substrato, onde se depositam formando o filme fino. Esse método é eficiente para materiais condutores, mas inadequado para alvos isolantes, uma vez que a carga positiva acumulada na superfície impede a continuidade do processo.

Por outro lado, o *RF sputtering* é adequado tanto para materiais condutores quanto isolantes. Nesse caso, uma fonte de radiofrequência (tipicamente entre 0,5 e 3,0 MHz) gera um campo oscilante que ioniza o gás dentro da câmara. Durante o primeiro semiciclo da onda alternada, o alvo adquire carga negativa, atraindo os íons positivos e promovendo o *sputtering*. No semiciclo seguinte, a polaridade se inverte, evitando o acúmulo de cargas na superfície do target, o que é essencial para a deposição de materiais isolantes, como

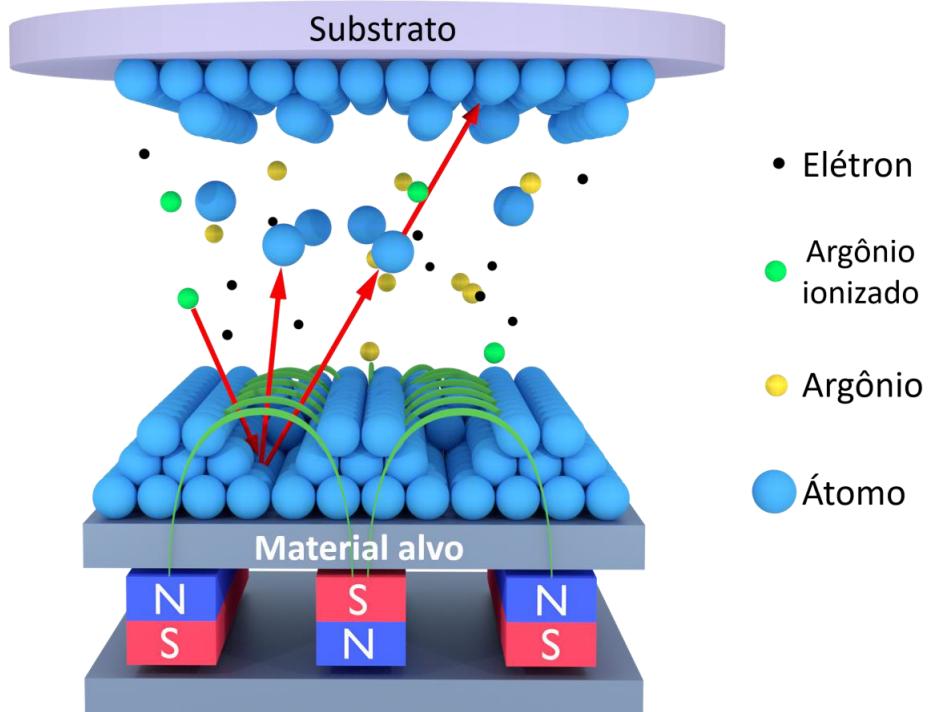


Figura 3.1. Esquema representativo do funcionamento da técnica de *magnetron sputtering*. Uma diferença de potencial é aplicada entre o alvo e o substrato, promovendo a aceleração dos íons de argônio em direção ao alvo. Esses íons colidem com a superfície do material-alvo, causando a ejeção de átomos (processo de sputtering), os quais se deslocam e se depositam sobre o substrato, formando o filme fino. A presença de um campo magnético próximo ao alvo confina os elétrons na região do plasma, aumentando a densidade de ionização do gás e, consequentemente, a taxa de deposição. Imagem adaptada da Tese de doutorado de O.A. Santos, 2018 [113].

cerâmicas. [113, 114].

As amostras utilizadas neste trabalho foram preparadas em um sistema *ATC Flagship Series Sputtering System*, fabricado pela *AJA International Inc*. Antes de cada processo de deposição, foi realizado o procedimento de pré-*sputtering* em todos os alvos, no qual o plasma é aceso sem abertura do obturador por um intervalo de tempo, a fim de remover impurezas superficiais dos alvos metálicos. A pressão de base da câmara de deposição foi mantida inferior a 5×10^{-7} Torr. Após atingir esse valor, o ambiente foi estabilizado com gás argônio introduzido a um fluxo constante de 50 sccm. Os alvos foram posicionados a uma distância de 10 cm dos substratos e, como todos os materiais depositados são condutores metálicos, utilizou-se exclusivamente fontes de tensão DC.

As condições específicas de deposição - incluindo pressão de trabalho, potência aplicada e taxa de deposição - para cada material utilizado estão resumidas na Tabela 3.1.

O Ni foi o único material depositado sob pressão mais baixa (Tabela 3.1), devido à

Tabela 3.1. Parâmetros de deposição para cada material.

Material	Pressão de trabalho (mTorr)	Potência (W)	Taxa de deposição (Å/s)
NiFe	5	29	0,7
Ni	1,1	38	1,2
Pt	5	10	0,6
Ti	5	12	0,1

ausência de sinal de FMR nas primeiras amostras produzidas na pressão de 5 mTorr. Um breve estudo experimental foi então conduzido para otimizar as condições de deposição até alcançar o comportamento magnético esperado. Detalhes adicionais sobre esse processo podem ser encontrados na seção A.1.

As taxas de deposição foram determinadas experimentalmente por meio da técnica de Refletividade de Raios X (XRR), cuja descrição completa será apresentada na próxima seção.

Inicialmente, foram sintetizadas as seguintes séries de amostras:

- Ni/Ti (x)/Pt
- NiFe/Ti (x) e NiFe/Ti (x)/Pt
- Ni e Ni/Pt (referência)
- NiFe e NiFe/Pt (referência)

Em que $x = 0,5; 1; 3; 10$ e 30 nm. As espessuras de Ni e NiFe foram constantes, com 30 nm de espessura, assim como a de Pt, com 5 nm.

Com base nos resultados experimentais obtidos (detalhados no Capítulo 5), uma segunda série de amostras foi preparada com maior resolução em relação à espessura da camada de titânio. Nessa nova batelada, manteve-se fixo o espessamento das camadas de Ni, NiFe e Pt, enquanto a espessura de Ti foi variada entre $x = 0,5; 0,75; 1; 3; 6; 10; 15; 20; 25$ e 30 nm. Além disso, foi adicionada a série Ni/Ti (x).

O preparo dos substratos foi realizado com discos de SiO_2 (100) que, inicialmente, foram cortados em retângulos com área aproximada de 25 mm^2 . Em seguida, os substratos passaram por uma limpeza em banho ultrassônico utilizando acetona por 15 minutos, seguida de lavagem com álcool isopropílico por mais 10 minutos, com o objetivo de remover resíduos da acetona. Ao final do processo de limpeza, os substratos foram secos com jato de ar comprimido para evitar manchas e deposição de contaminantes residuais. Após a secagem, os substratos foram imediatamente introduzidos no sistema de *sputtering* para o processo de deposição.

A Figura 3.2 apresenta, de forma esquemática, a ordem de deposição das diferentes estruturas de filmes finos com suas respectivas espessuras. A figura mostra: em (a), uma amostra contendo apenas a camada FM; em (b), a estrutura FM/Pt; em (c), a estrutura FM/Ti (x); e em (d), a estrutura FM/Ti (x)/Pt. O termo FM, refere-se ao material ferromagnético utilizado (NiFe ou Ni, conforme o caso), enquanto x representa as diversas espessuras assumidas pela camada de Ti. Em todas as amostras, a espessura da camada FM foi mantida constante em 30 nm, e a de Pt em 5 nm. A Figura 3.3 mostra uma caixa contendo algumas das amostras da primeira série produzida, incluindo uma amostra com geometria irregular utilizada especificamente para a determinação das taxas de deposição.

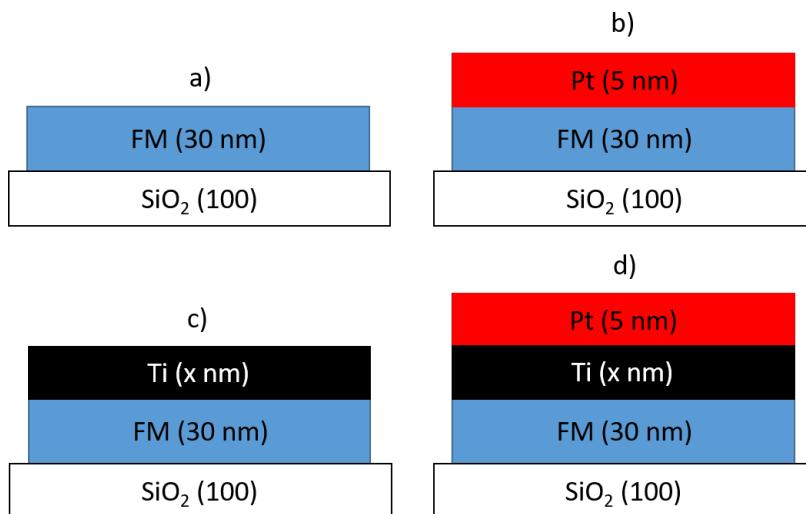


Figura 3.2. Representação esquemática da ordem de crescimento dos filmes finos utilizados neste trabalho. Em (a), estrutura contendo apenas o material FM; em (b), estrutura FM/Pt; em (c), estrutura FM/Ti (x); e em (d), estrutura FM/Ti (x)/Pt. O material FM corresponde a NiFe ou Ni, dependendo da amostra, enquanto x indica a espessura da camada de Ti. A espessura da camada FM foi fixada em 30 nm e a do Pt em 5 nm.

3.2 Refletividade de raio X

A técnica de Refletividade de Raios X (XRR) foi empregada neste trabalho com o objetivo de determinar as taxas de deposição das amostras crescidas por *sputtering*. Trata-se de uma técnica não destrutiva e sem contato, que se baseia na incidência controlada de raios X sobre a amostra em diferentes ângulos rasantes. A análise da intensidade do feixe refletido como função do ângulo de incidência permite a extração de informações importantes, como a espessura do filme, sua densidade e a rugosidade interfacial.

Essas propriedades físicas são relevantes pois influenciam diretamente o comportamento da radiação ao interagir com o material. Quando os raios X incidem sobre a



Figura 3.3. Algumas amostras da primeira batelada. A amostra no canto inferior esquerdo, de formato irregular, foi utilizada para o cálculo da taxa de deposição por XRR.

superfície da amostra, parte do feixe é refletida na interface ar/filme, enquanto outra parte penetra no material, sofrendo refração de acordo com a diferença entre os índices de refração n do meio incidente e do filme. Ao atingir a interface filme/substrato, o feixe refratado sofre uma nova reflexão, e as interferências construtivas e destrutivas entre os feixes refletidos nas diferentes interfaces originam um padrão de oscilações conhecido como franjas de Kiessig [115, 116].

Essas franjas são sensíveis à espessura do filme e podem ser utilizadas para determiná-la com alta precisão. Além disso, pequenas variações no índice de refração n dentro do próprio material, devido a mudanças na densidade eletrônica ao longo da profundidade, também contribuem para o padrão observado. A Figura 3.4 ilustra, como exemplo, o padrão de franjas de Kiessig obtido para uma amostra de Pt crescida via *sputtering* para obtenção da taxa de deposição.

A partir da posição angular $2\theta_n$ das franjas de interferência, é possível estimar, em primeira ordem, a espessura d do filme por meio da seguinte relação [116]:

$$2d \cdot (\sin(\theta_{n+1}) - \sin(\theta_n)) = \lambda \quad (3.1)$$

Onde θ_n é o ângulo associado à n -ésima franja e λ é o comprimento de onda da radiação incidente. Nas medições realizadas, utilizou-se radiação característica proveniente de um tubo com ânodo de Cu, com comprimento de onda $\lambda \approx 1,5406 \text{ \AA}$.

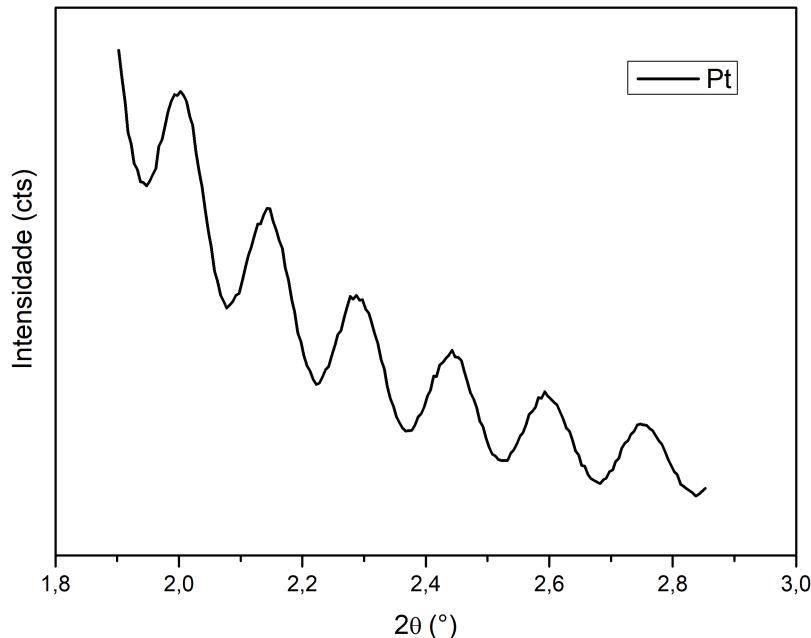


Figura 3.4. Dados de XRR obtidos para a amostra de Pt. As oscilações periódicas observadas correspondem às franjas de Kiessig.

O equipamento utilizado foi um *X’Pert PRO* da marca *PANalytical*. O tubo emissor de raios X operou sob uma corrente de 40 mA e uma diferença de potencial de 40 kV. As medições foram conduzidas no modo de varredura goniométrica ("Gônio"), com passo angular de 0,01° e tempo de coleta de 5 segundos por ponto. Os intervalos de varredura variaram conforme a amostra, mas, em todos os casos, estiveram na faixa de 1° a 3°.

Com as espessuras determinadas por XRR, foi possível estimar as taxas de deposição dos filmes metálicos. Essa taxa é calculada a partir da razão entre a espessura d e tempo de deposição t , conforme expressa a equação:

$$\text{Taxa de deposição} = \frac{d}{t} \quad (3.2)$$

As taxas obtidas para cada amostra estão ilustradas na Tabela 3.1.

3.3 Ressonância ferromagnética

Como foi visto com mais detalhes na seção 2.4, a Ressonância Ferromagnética (FMR) é uma técnica espectroscópica amplamente utilizada para investigar a dinâmica de magnetização em materiais ferromagnéticos regida pela equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG). Quando um campo magnético externo variável é aplicado ao material juntamente

com um campo de radiofrequência (RF) perpendicular, a precessão dos momentos magnéticos pode entrar em ressonância, absorvendo energia da onda eletromagnética. O sinal de absorção da RF é observado como uma variação na potência transmitida ou refletida em função do campo magnético externo, sendo caracterizado por um pico centrado no campo de ressonância. Para melhorar a relação sinal-ruído, esse sinal é geralmente detectado de forma indireta, via modulação do campo e detecção *lock-in*, fornecendo uma derivada do perfil de absorção.

O sinal de ressonância pode ser analisado por duas abordagens distintas: variando-se o campo magnético externo DC enquanto a RF é mantida constante, ou, alternativamente, mantendo-se o campo magnético DC fixo e varrendo a frequência da RF. Para a configuração experimental adotada neste trabalho, optou-se pela segunda abordagem. Essa escolha se justifica não apenas pela maior simplicidade na implementação prática, mas também pela obtenção de uma melhor relação sinal-ruído.

3.3.1 Guia de onda

A maioria das medidas realizadas neste trabalho utilizou um sistema de FMR baseado em uma guia de onda coplanar para a injeção da RF. Todo o equipamento foi montado no próprio laboratório, conforme ilustrado na Figura 3.5. A figura apresenta os componentes numerados, descritos a seguir:

I: O campo magnético DC é gerado por um eletroímã modelo *5403AC* da empresa *GMW Associates*, que oferece boa homogeneidade na região onde a amostra é posicionada.

II: O eletroímã é alimentado por uma fonte de corrente *DC Kepco BOP 40-50M*, que permite a aplicação de correntes entre -50 A e 50 A. Com esse equipamento, é possível gerar campos magnéticos de até 8,5 kOe, com uma resolução mínima de 0,38 Oe. A medição do campo é realizada por uma sonda Hall modelo *TMAG v.2* da *GlobalMag*.

III: A geração do sinal de RF é feita por um gerador *Anritsu MG3692C*, capaz de operar na faixa de 1 a 20 GHz, com potência máxima de 18 dBm. Para detectar o sinal absorvido (na condição de ressonância), utiliza-se um diodo retificador modelo *8474B Planar-Doped Barrier Diode* da *Keysight Technologies*, operando entre 0,01 e 18 GHz.

IV: A RF é transmitida através de uma guia de onda coplanar, na qual o sinal propaga-se entre dois condutores de aterramento laterais com cerca de 0,7 mm de largura. Como a largura das amostras utilizadas excede esse valor, apenas parte da amostra fica efetivamente exposta ao campo de RF, o que limita a área excitada.

V: Os sinais obtidos nas medidas de FMR são, em geral, bastante fracos, muitas vezes inferiores ao nível de ruído experimental. Para melhorar a relação sinal-ruído, utilizou-se um amplificador *lock-in SR124* (*Stanford Research Systems*), que opera com base em uma frequência de referência e rejeita ruídos de frequências distintas.

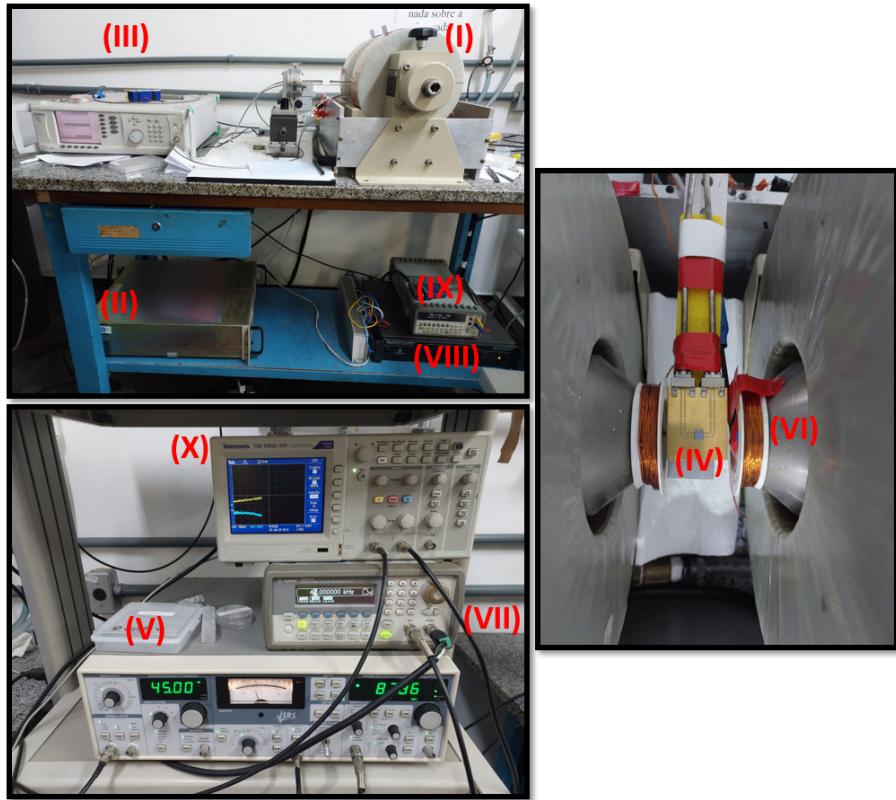


Figura 3.5. Esquema do sistema experimental de FMR com guia de onda coplanar. (I) Eletroímã; (II) Fonte de corrente contínua; (III) Gerador de RF; (IV) Guia de onda coplanar onde as amostras são posicionadas; (V) Amplificador lock-in utilizado para detecção sensível do sinal modulado; (VI) Bobinas de modulação de campo magnético; (VII) Gerador de função responsável pela modulação; (VIII) Amplificador de potência de RF; (IX) Multímetro para monitoramento de sinais elétricos; e (X) Osciloscópio para visualização em tempo real dos sinais obtidos.

VI A frequência de referência do *lock-in* corresponde à frequência de modulação de um campo magnético AC. Este campo é gerado por um par de bobinas de Helmholtz de 2 cm de diâmetro.

VII: Essas bobinas são alimentadas por um gerador de função *Function Synthesizer 3910 (Keithley Instruments)*. A modulação magnética contribui significativamente para a melhoria da relação sinal-ruído, embora altere o perfil do sinal medido, de uma curva lorentziana para sua derivada [117].

VIII: O sinal de modulação gerado é amplificado por um amplificador de potência *EP4000 (Behringer)*.

IV: A tensão aplicada é monitorada por um multímetro digital modelo *MDM-8165A* da *Minipa*. A tensão aplicada nas bobinas varia de acordo com o tipo de amostra: 0,86 V para amostras de NiFe e 2,6 V para amostras de Ni, em razão da menor intensidade de

sinal nas amostras de Ni e com o objetivo de otimizar a relação sinal-ruído.

X: O sinal retificado é então enviado ao osciloscópio modelo *TDS1002C-EDU* (*Tektronix*), que também exibe o sinal aplicado à fonte de corrente DC.

XI: Em seguida, o sinal é convertido de analógico para digital por um conversor *USB-HN* da *National Instruments* e, por fim, é armazenado e processado no computador que também realiza o controle de todo o sistema.

O arranjo completo do sistema está representado esquematicamente na Figura 3.6.

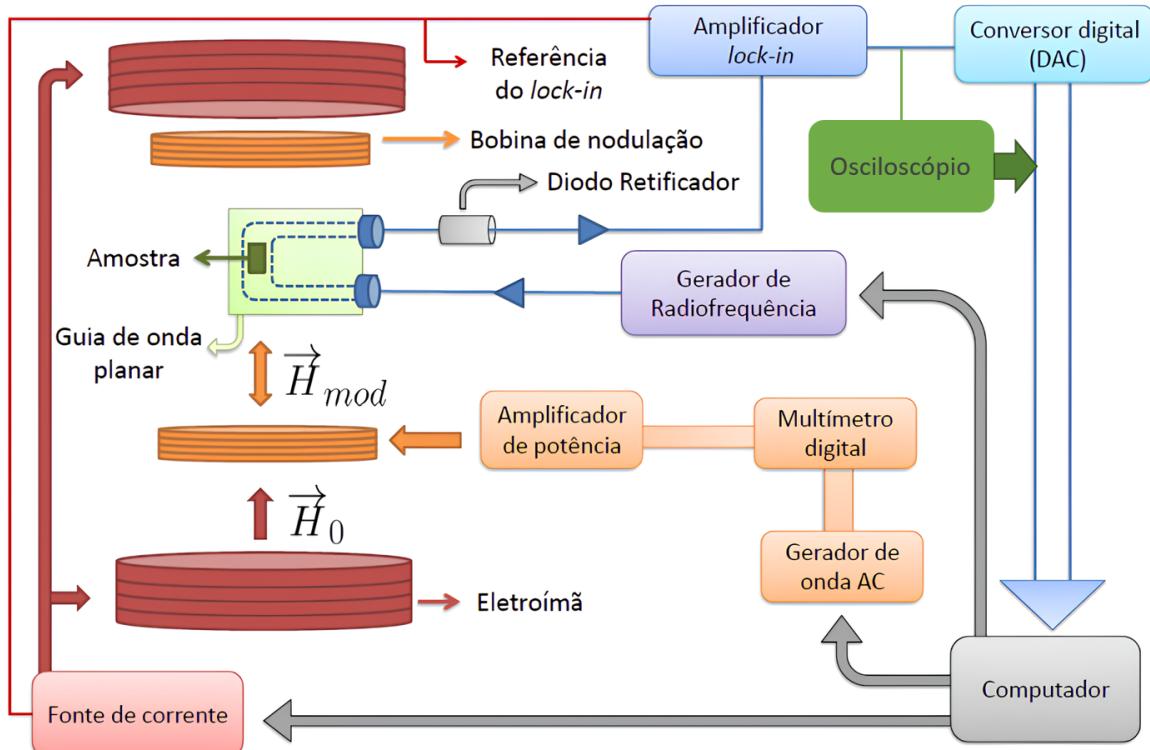


Figura 3.6. Diagrama do experimento de FMR. As cores representam os diferentes componentes: em vermelho, o eletroímã e sua fonte de corrente; em laranja, as bobinas de Helmholtz e seus controladores; em verde escuro, a amostra; em verde claro, a guia de onda; em lilás, o gerador de RF; em azul e azul claro, o *lock-in* e o conversor analógico-digital; e em cinza, o computador que controla o sistema e armazena os dados. Imagem adaptada da tese de doutorado de R. Torrão, 2023 [36].

Conforme descrito na seção 2.4, o espectro obtido por FMR com modulação em campo magnético pode ser ajustado pela seguinte equação:

$$V = \frac{[V_{sym} \cdot \Delta H^2] + [V_{asym}(\Delta H \cdot (H - H_{res}))]}{((H - H_{res})^2 + \Delta H^2)} \quad (3.3)$$

Onde V é a voltagem medida como resposta de absorção da RF, V_{sym} e V_{asym} são as amplitudes das funções antissimétrica e simétrica, respectivamente. H é o campo magnético externo aplicado, H_{res} é o campo de ressonância e ΔH é a largura de linha, que pode ser escrita como:

$$\Delta H = \frac{\alpha\omega}{\gamma} = \frac{\sqrt{3}}{2} \Delta H_{pp} \quad (3.4)$$

Sendo α o fator de amortecimento de Gilbert, ω frequência angular da RF, $\gamma = 2,802 MHz Oe^{-1}$ é o fator giromagnético do elétron e ΔH_{pp} é a distância entre os picos de máximo e mínimo da derivada da lorentziana. A Figura 3.7 ilustra como exemplo um sinal obtido para a amostra de NiFe, com os devidos parâmetros ilustrados. Para as amostras de NiFe, as medições foram realizadas no intervalo de frequência de 3 GHz a 12 GHz. Para as amostras de Ni, foram utilizadas frequências de RF na faixa de 4 GHz a 10 GHz. Acima desse intervalo, o sinal de FMR tornava-se excessivamente fraco, e a relação sinal-ruído muito alta, dificultando uma detecção confiável. Em ambos os casos, as medidas foram realizadas com um passo de 1 GHz entre as frequências.

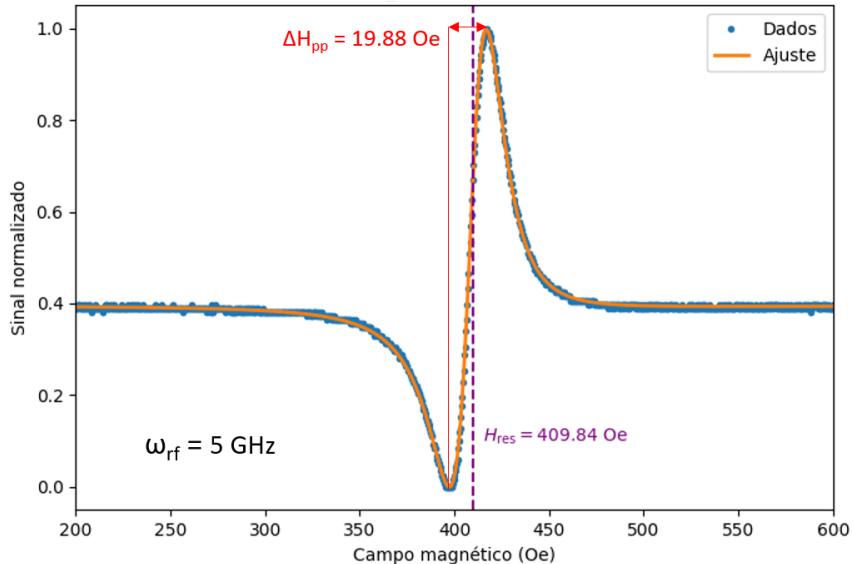


Figura 3.7. Exemplo de sinal de FMR obtido para a amostra de NiFe na frequência de 5 GHz. A curva experimental é ajustada por uma função lorentziana derivada, permitindo a extração dos parâmetros H_{res} e ΔH_{pp} , a partir dos quais se obtém diretamente o valor de ΔH .

A Figura 3.8 ilustra os sinais para diferentes frequências de NiFe/Pt e Ni/Pt.

A partir da dependência de ΔH com a frequência, é possível extrair o valor de α pela equação:

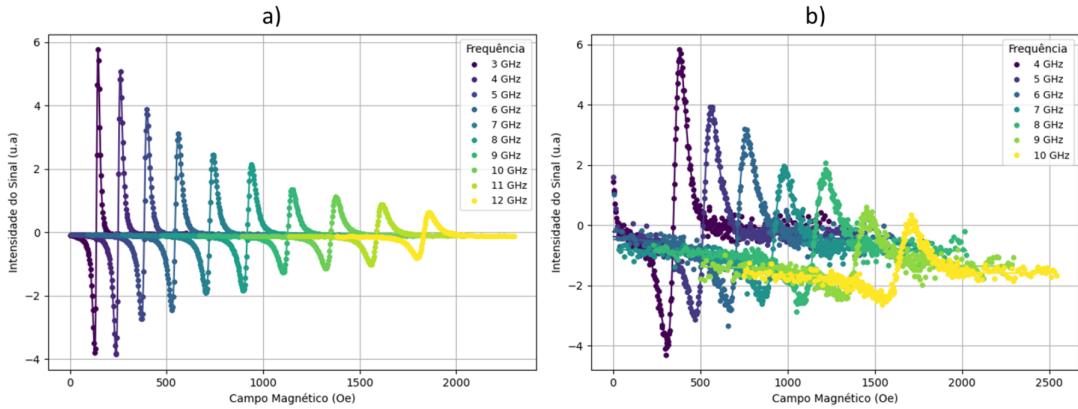


Figura 3.8. Sinais típicos de FMR obtidos para diferentes frequências em (a) uma amostra de NiFe/Pt e em (b) uma amostra de Ni/Pt.

$$\Delta H = \frac{\alpha}{|\gamma|} \omega_{RF} + \Delta H_k \quad (3.5)$$

Onde ΔH_k representa a contribuição de anisotropias e do acoplamento entre o filme e a guia de onda [36, 90, 91]. A Figura 3.9 mostra o ajuste de ΔH em função da frequência para determinação do amortecimento para a mesma amostra de NiFe/Pt e Ni/Pt.

Para automatizar o processo, foi desenvolvido um código em Python, que realiza as medições em diferentes frequências de RF. O código estima o campo de ressonância para cada frequência usando a fórmula de Kittel:

$$\omega_{RF} = |\gamma| \sqrt{H_{res}(H_{res} + 4\pi M_s)} \quad (3.6)$$

Onde M_s é a magnetização de saturação da amostra. Essa magnetização é inicialmente estimada com base na literatura, $M_s = 1 \mu_B$ (852 emu/cm³) para NiFe [110] e $M_s = 1 \mu_B$ (485 emu/cm³) para Ni [17]. A corrente DC gerada pela fonte varia em forma de dente de serra e cobre uma faixa em torno de H_{res} , garantindo que o campo de ressonância esteja centrado na região de aquisição do sinal.

Após a aquisição dos valores experimentais de H_{res} , torna-se possível refinar a estimativa da magnetização de saturação M_s paralela ao plano do filme para cada amostra. Vale destacar que a M_s extraída por meio da análise de FMR representa apenas a componente da magnetização que está alinhada ao campo externo aplicado no plano. Devido à presença de anisotropias magnéticas, uma fração da magnetização total pode possuir componentes fora do plano, as quais são pouco influenciadas pelo campo aplicado paralelamente. Portanto, a partir deste ponto, essa magnetização extraída do sinal de FMR será chamada de M_s^{\parallel} . A Figura 3.10 apresenta o ajuste das curvas de magnetização

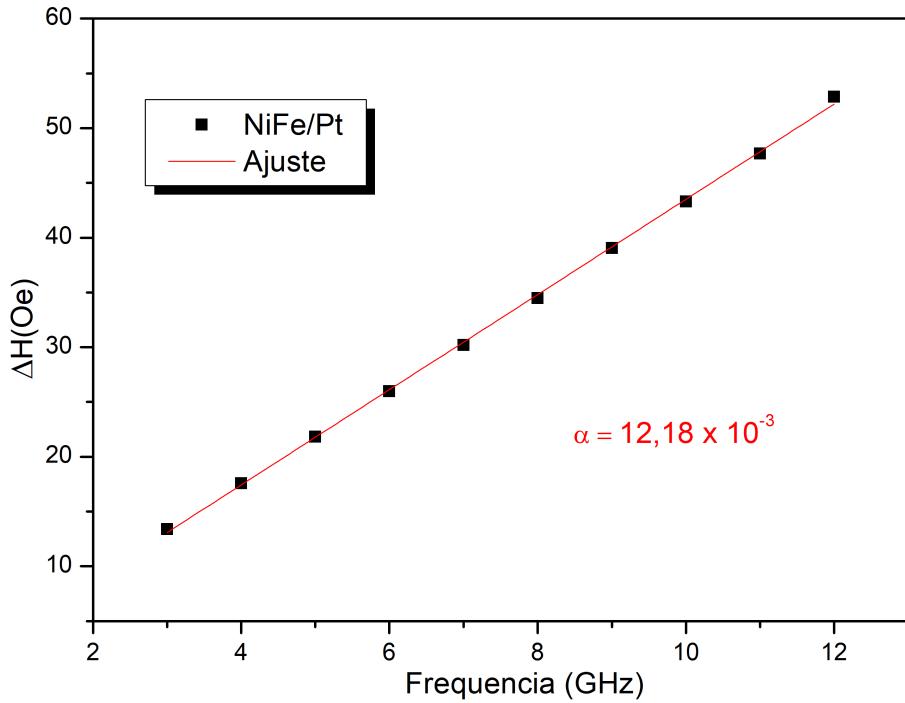


Figura 3.9. Variação da largura de linha de ressonância ferromagnética (ΔH) em função da frequência de RF para a amostra de NiFe/Pt. O ajuste linear dos dados permite a extração do parâmetro de amortecimento α .

para as amostras de NiFe/Pt e Ni/Pt, utilizando a Equação 3.6 como base para o modelo teórico.

3.3.2 Bombeamento de spin

Como discutido na seção 2.5, a técnica de bombeamento de spin baseia-se na comparação entre os valores do amortecimento de Gilbert obtidos por medidas de FMR antes e após o acoplamento entre um material FM, como NiFe ou Ni, e um material NM, tal como Pt ou Ti, que atuará como receptor da corrente de spin. O amortecimento de Gilbert, α , representa a taxa de dissipação da energia associada à precessão da magnetização no FM. Ao se acoplar o FM a um NM com forte interação spin-órbita ou características específicas de difusão de spin, ocorre uma transferência adicional de momento angular para o NM, processo este conhecido como bombeamento de spin. Esse fenômeno resulta no aumento do amortecimento total do sistema, dado que o FM passa a perder momento angular não apenas para seus próprios mecanismos internos, mas também por meio da injeção de corrente de spin no NM adjacente.

A quantificação do bombeamento de spin é comumente feita por meio da diferença

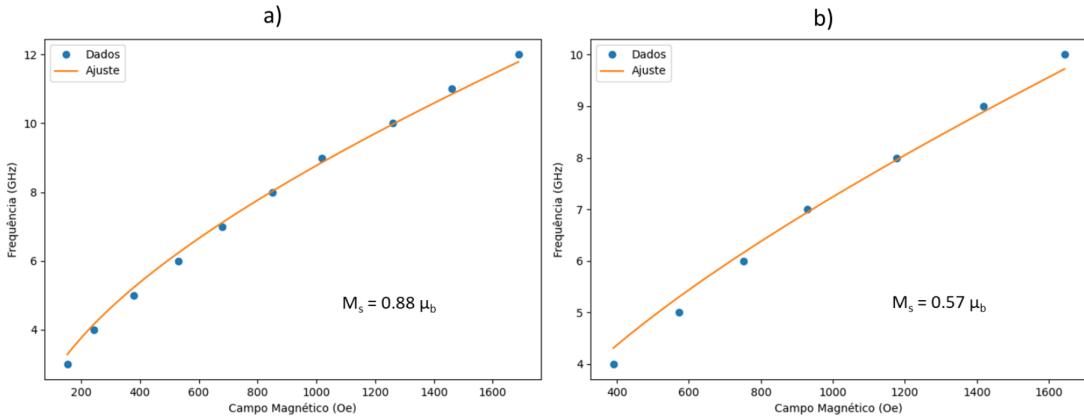


Figura 3.10. Ajuste experimental para a obtenção da magnetização de saturação M_s^{\parallel} nas amostras de NiFe/Pt (a) e Ni/Pt (b). O modelo teórico empregado para o ajuste é baseado na Equação 3.6.

no amortecimento efetivo antes e depois do acoplamento FM/NM:

$$\alpha_{SP} = \alpha_{FM/NM} - \alpha_{FM} \quad (3.7)$$

Onde α_{FM} é o amortecimento do FM isolado e $\alpha_{FM/NM}$ é o valor observado após a deposição do NM.

Na Figura 3.11, são apresentados exemplos de resultados experimentais do primeiro conjunto de amostras, nos quais se observa um aumento na inclinação da curva ΔH em função da frequência, em comparação com as amostras puras de NiFe e Ni. Esse aumento reflete diretamente o crescimento do coeficiente de amortecimento, caracterizando a presença de bombeamento de spin. Por exemplo, o valor de α obtido para NiFe puro foi de $9,7 \cdot 10^{-3}$, enquanto que, para a amostra de NiFe/Pt, esse valor aumentou para $12,18 \cdot 10^{-3}$, resultando em um acréscimo $\alpha_{SP} = 2,48 \cdot 10^{-3}$.

É importante destacar que o método de bombeamento de spin se diferencia significativamente de outras técnicas indiretas baseadas nos efeitos Hall (como iSHE ou iOHE), uma vez que não depende da detecção elétrica da corrente de spin ou da polarização de spin injetada. Por consequência, o bombeamento de spin fornece uma medida integrada da transferência de momento angular, sem distinguir a orientação da polarização de spin. Isso implica que o valor de α_{SP} será sempre positivo, refletindo unicamente a magnitude da dissipação adicional induzida pelo acoplamento com o material não magnético.

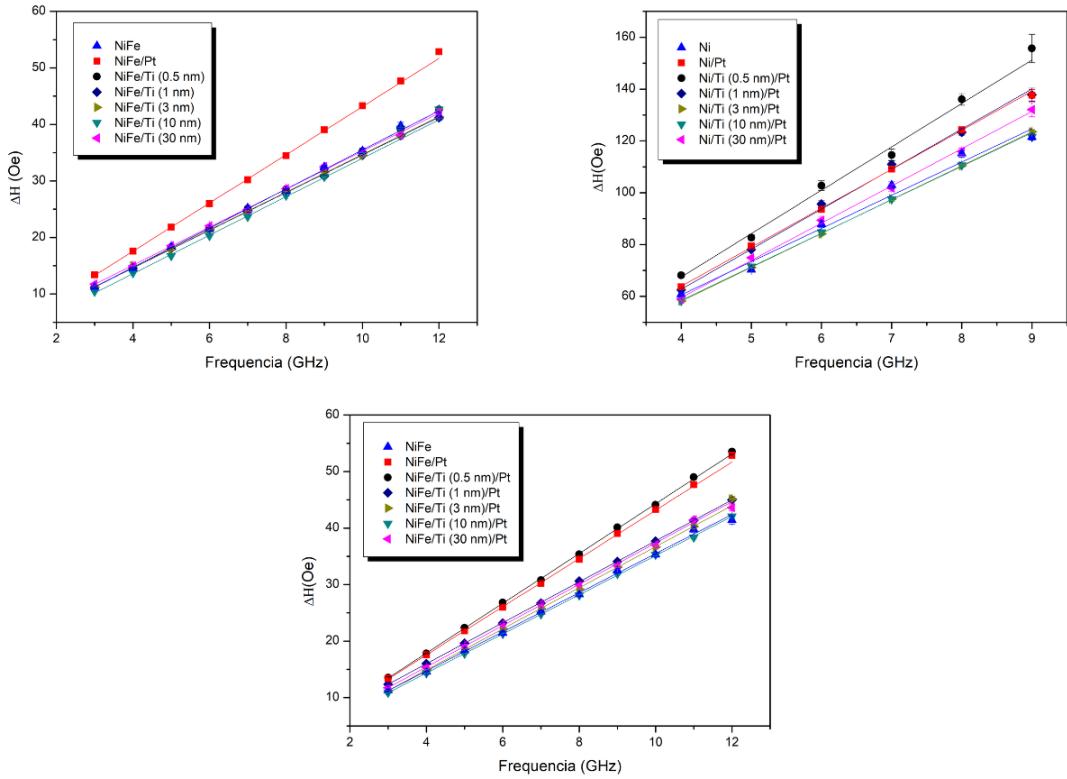


Figura 3.11. Variação de ΔH em função da frequência para diferentes conjuntos de amostras. a) Amostras de NiFe/Ti (x) com as referências de NiFe puro e NiFe/Pt para comparação. b) Amostras de NiFe/Ti (x)/Pt, também comparadas às referências. c) Amostras de Ni/Ti (x)/Pt com as respectivas referências de Ni puro e Ni/Pt.

3.4 Ressonância Paramagnética Eletrônica

A Ressonância Paramagnética Eletrônica (EPR), também conhecida como Ressonância de Spin Eletrônico (ESR), é uma técnica espectroscópica amplamente utilizada em diversas áreas do conhecimento, como química de polímeros, bioquímica, biologia molecular e física de materiais. Seu princípio de funcionamento baseia-se na excitação de momentos magnéticos de elétrons desemparelhados sob a ação de um campo magnético externo e um campo de RF, sendo particularmente eficaz na detecção de radicais livres, centros paramagnéticos e íons metálicos com momento magnético não nulo. Aplicações comuns incluem a investigação de processos oxidativos, danos estruturais em proteínas e a detecção de materiais magnéticos em organismos vivos, como é o caso da identificação de partículas magnéticas em formigas [118, 119]. No contexto deste trabalho, a técnica foi utilizada com o objetivo de investigar a dinâmica de magnetização em materiais ferromagnéticos.

Fisicamente, o princípio de detecção da EPR é análogo ao da FMR realizada via guia de onda coplanar. Em ambos os casos, ocorre a excitação de precessão dos momentos

magnéticos por meio da aplicação simultânea de um campo magnético externo DC e um campo de RF. No entanto, a principal diferença entre as duas técnicas está na forma como a RF é acoplada ao sistema: enquanto na FMR por guia de onda coplanar a excitação ocorre em uma geometria plana e localizada, na EPR a RF é acoplada por meio de uma cavidade ressonante. Essa diferença tem implicações experimentais significativas. A cavidade ressonante, mostrada na Figura 3.12, possui um volume da ordem de poucos centímetros cúbicos, e toda essa região é preenchida por RF com máxima eficiência de acoplamento, o que permite a excitação uniforme de toda a amostra. Devido à ressonância da cavidade, tanto a potência do campo de RF quanto a sensibilidade do sistema são amplificadas, proporcionando uma relação sinal-ruído consideravelmente superior à obtida por outros métodos [36].



Figura 3.12. Cavidade ressonante utilizada para as medições, nas laterais estão localizadas as bobinas para geração do campo magnético DC.

As medidas foram realizadas em um equipamento comercial modelo EPR ESP 300E da Bruker. Neste sistema, a RF é transmitida por meio de uma guia de onda de seção retangular até uma cavidade ressonante que opera em frequência fixa, na banda X, com valor aproximado de 9,8 GHz. Uma limitação importante desse tipo de aparato é a impossibilidade de varrer a frequência de excitação. Dessa forma, a condição de ressonância só pode ser atingida pela variação do campo magnético externo. Essa característica

restringe a extração de parâmetros relacionados à dinâmica da magnetização, como o fator giromagnético, a constante de amortecimento de Gilbert e a anisotropia magnética, dificultando uma caracterização completa com base em uma única curva de FMR.

Por outro lado, a técnica apresenta vantagens notáveis na análise comparativa de ΔH e H_{res} , sendo ideal para detectar variações sutis associadas à presença de interfaces, impurezas ou camadas adicionais. Isso ocorre porque, além da elevada intensidade do sinal, toda a amostra é sondada simultaneamente, o que elimina efeitos locais e melhora a representatividade estatística da medida. Como exemplo, a Figura 3.13 ilustra a variação da largura de linha e do campo de ressonância observados entre uma amostra de Ni puro e outra de Ni/Ti (0,5 nm)/Pt, evidenciando o efeito do bombeamento de spin na resposta magnética do sistema.

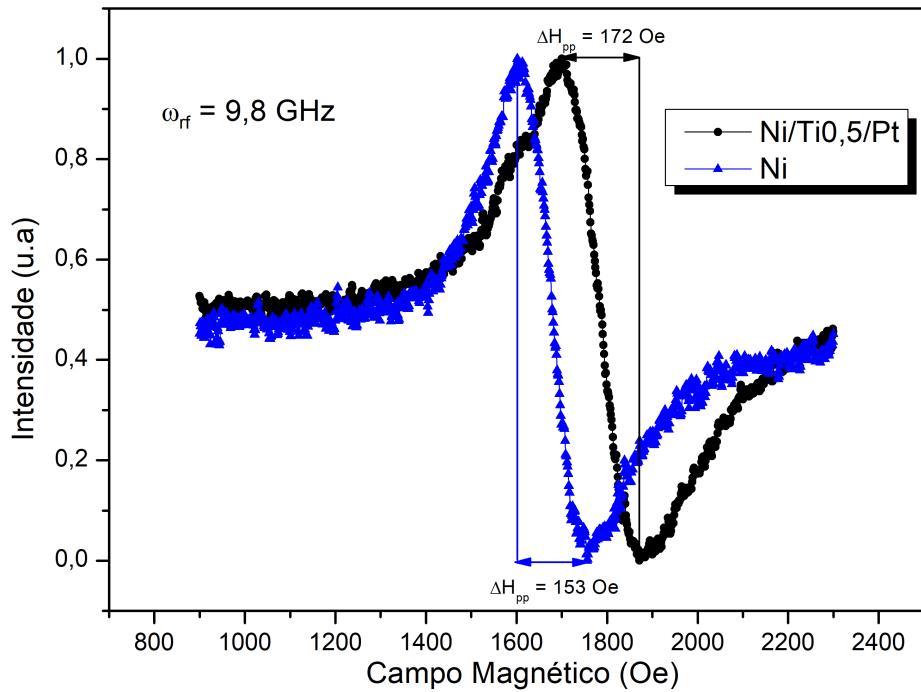


Figura 3.13. Comparação da variação de ΔH e H_{res} entre as amostras de Ni puro e Ni/Ti (0,5 nm)/Pt.

4 Medidas de contato elétrico

4.1 Instrumentação

Como discutido anteriormente na seção 2.5, a geração de correntes puras de spin e/ou orbitais em heteroestruturas FM/NM pode induzir uma diferença de potencial elétrico perpendicular tanto à direção da corrente injetada quanto ao campo magnético externo aplicado, por meio dos efeitos de iSHE e/ou iOHE.

Desde os experimentos pioneiros envolvendo o iSHE, a bicamada formada por uma camada ferromagnética de NiFe acoplada a uma de Pt tem sido amplamente utilizada, apresentando sinais elétricos mensuráveis decorrentes da conversão spin-carga via iSHE [11, 12]. Mais recentemente, trabalhos experimentais têm indicado a possibilidade de ocorrência do iOHE em sistemas como Ni/Ti, nos quais a corrente de momento angular está associada ao grau de liberdade orbital, e não ao spin, do elétron [41, 108].

Neste contexto, além do estudo do amortecimento de Gilbert induzido por camadas de Ti e Pt, desenvolveu-se, e aprimorou-se, durante este trabalho de mestrado, um sistema experimental projetado especificamente para a detecção e análise dos sinais elétricos associados ao iSHE e ao iOHE com variações angulares. O sistema anteriormente disponível no laboratório permitia medições em apenas um ângulo, por meio de contatos elétricos fixos. No entanto, para realizar uma caracterização completa dos efeitos de transporte, é essencial que se explore a dependência angular do sinal elétrico em relação à orientação entre o campo magnético externo e a direção do acúmulo de carga.

Inicialmente, considerou-se utilizar a cavidade de EPR, motivados pela sua elevada sensibilidade e capacidade de excitar toda a amostra. Contudo, essa abordagem revelou-se impraticável. A direção da onda de RF na cavidade ressoa no plano do filme fino. Como o sinal elétrico gerado por iSHE ou iOHE surge perpendicular a ambos RF e ao campo magnético externo, a diferença de potencial seria desenvolvida ao longo do eixo de espessura da amostra, impossibilitando o contato elétrico convencional para detecção do sinal.

Diante dessa limitação, voltou-se a atenção para o sistema de FMR baseado em guia de onda coplanar. Apesar de esse método apresentar limitações como menor intensidade de sinal e não homogeneidade da excitação ao longo da amostra, ele permite medições angulares com relativa facilidade. Assim, um novo sistema mecânico de rotação angular foi concebido e construído integralmente ao longo do desenvolvimento deste mestrado, com o objetivo de viabilizar a análise angular dos sinais de iSHE e iOHE. A Figura 4.1 ilustra o sistema final montado.

O sistema é montado sobre uma base impressa em uma impressora 3D, que mantém

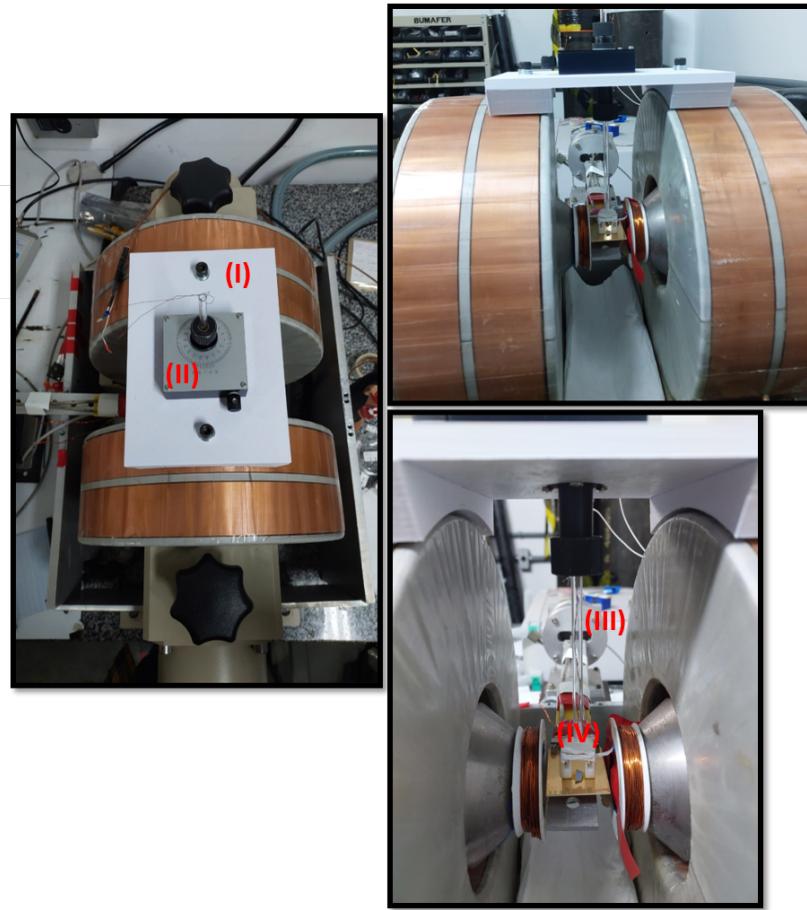


Figura 4.1. Sistema desenvolvido para realizar medições angulares. A estrutura branca (I), impressa em uma impressora 3D, serve para estabilizar o conjunto. O goniômetro (II) acoplado permite a rotação manual de um tubo de acrílico (III) (fixado por um *O-ring*) pelo qual passam os fios de cobre responsáveis por conduzir o sinal elétrico. Esses fios estão conectados a pequenas peças metálicas (a) soldadas a outros fios, mais finos, os quais fazem contato direto com a amostra (b). A estrutura é fixada a outro suporte, também impresso em uma impressora 3D (IV) que acomoda a amostra. Uma fita de *Kapton* é posicionada sob a amostra para evitar tensões nos fios, minimizar riscos de curto-círcuito com a guia de onda coplanar e apoiar a amostra.

a geometria plana e fixa (I). Um goniômetro (II) permite a rotação manual de um tubo de acrílico (III) (fixado por um *O-ring*) pelo qual passam os fios de cobre responsáveis por conduzir o sinal elétrico. Esses fios estão conectados a pequenas peças metálicas (a) soldadas a outros fios, mais finos, os quais fazem contato direto com a amostra (b). A estrutura é fixada a outro suporte, também impresso em uma impressora 3D (IV) que acomoda a amostra. Uma fita de *Kapton* é posicionada sob a amostra para evitar tensões nos fios, minimizar riscos de curto-círcuito com a guia de onda coplanar e apoiar a amostra. A Figura 4.2 ilustra o esquema em detalhes da estrutura IV e suas finalidades.

O circuito de medição elétrica usado nesse sistema é essencialmente o mesmo descrito na seção 3.3, com algumas exceções. O amplificador de potência, o multímetro e o gerador de função não são utilizados, uma vez que a frequência de modulação é fornecida diretamente pelo próprio gerador de RF, sendo de 1 GHz. Como observação adicional, é

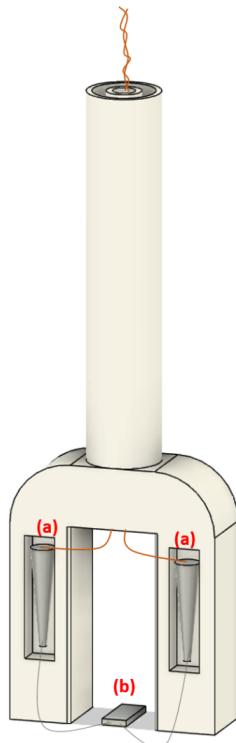


Figura 4.2. Esquema da peça de suporte utilizada para fixação da amostra. Em (a), destacam-se pequenas peças metálicas que atuam como intermediárias, proporcionando maior estabilidade na conexão entre os fios de cobre (em marrom) e fios mais finos (em cinza), posteriormente fixados com fita de *teflon*. Em (b), apresenta-se a representação da amostra posicionada com a face contendo o filme (e os contatos elétricos) voltada para baixo. Abaixo da amostra encontra-se uma fita de *Kapton* (região sombreada), que serve de apoio para sua fixação.

importante destacar que a rotação da amostra não é, em princípio, o único método viável para realizar medições angulares. Alternativamente, seria possível rotacionar o campo magnético externo enquanto a amostra permanece fixa. Do ponto de vista físico, ambas as abordagens são equivalentes, já que o fator determinante para a excitação ressonante e a geração de correntes de spin ou orbitais é o vetor resultante de $\vec{M} \times \vec{H}$. Porém, no sistema montado no laboratório do CBPF isso não é possível.

A análise angular é essencial, pois o sinal elétrico detectado pode conter diversas contribuições, como anisotropias do ferromagneto, efeitos intrínsecos da interface e o próprio sinal proveniente de iSHE/iOHE. Para separar essas componentes, o sinal medido é ajustado à combinação de uma função de Lorentz simétrica e uma antissimétrica, conforme discutido na seção 2.4. A expressão total do sinal é descrita por:

$$L = \frac{V_{sym} \cdot \Delta H^2}{(H - H_{res})^2 + \Delta H^2} \quad (4.1a)$$

$$D = \frac{V_{asym} \cdot [\Delta H(H - H_{res})]}{(H - H_{res})^2 + \Delta H^2} \quad (4.1b)$$

Onde V_{sym} e V_{asym} representam, respectivamente, as contribuições simétrica e antissimétrica da curva de ressonância. Esses parâmetros são extraídos para cada ângulo de medição, possibilitando uma análise detalhada da evolução angular do sinal elétrico e, consequentemente, da origem dos mecanismos de conversão envolvidos.

4.2 Medição de tensão elétrica no Permalloy

Para averiguar a eficiência do sistema montado, foram realizadas medidas de contato elétrico para a amostra de NiFe (30 nm), com a rotação da amostra de 0° a 360° em passos de 10° . O ângulo de 0° foi definido como a configuração em que os contatos elétricos estão perpendiculares ao campo magnético externo aplicado.¹ A Figura 4.3 apresenta os resultados obtidos para alguns ângulos selecionados², destacando-se as contribuições simétrica (V_{sym} , em azul) e antissimétrica (V_{asym} , em verde) extraídas por ajuste do sinal total.

Nota-se que, para a orientação angular de 90° , a intensidade decai a zero. Esse comportamento está em conformidade com a expectativa teórica, visto que, nessa configuração, a corrente de spin gerada pela precessão da magnetização é dirigida paralelamente ao campo magnético externo, enquanto a corrente elétrica gerada via iSHE é gerada com o vetor spin perpendicular tanto ao campo externo quanto ao campo de RF, como explicado na subseção 2.3.5.1. Além disso, observa-se uma inversão de sinal próximo de 90° e 270° , o que também é esperado, pois, nesses ângulos, há troca na orientação relativa dos polos positivos e negativos do contato de detecção.

Com os valores nominais de V_{sym} e V_{asym} extraídos para cada ângulo, é possível modelar o comportamento angular dessas contribuições por meio das expressões analíticas [104, 120]:

$$V_{sym} = I_{AMR}^{\parallel}[\sin(2\theta)\sin(\theta)] + I_{ISHE}[\cos(\theta)] \quad (4.2a)$$

$$V_{asym} = I_{AMR}^{\perp}[\sin(2\theta)\sin(\theta)] \quad (4.2b)$$

¹ Devido a forma como a amostra é posicionada na guia de onda (de cabeça para baixo) não é possível se ter certeza da direção dos contatos, portanto, esse ângulo é uma estimativa.

² Todas as medidas estão disponíveis no Apêndice B.

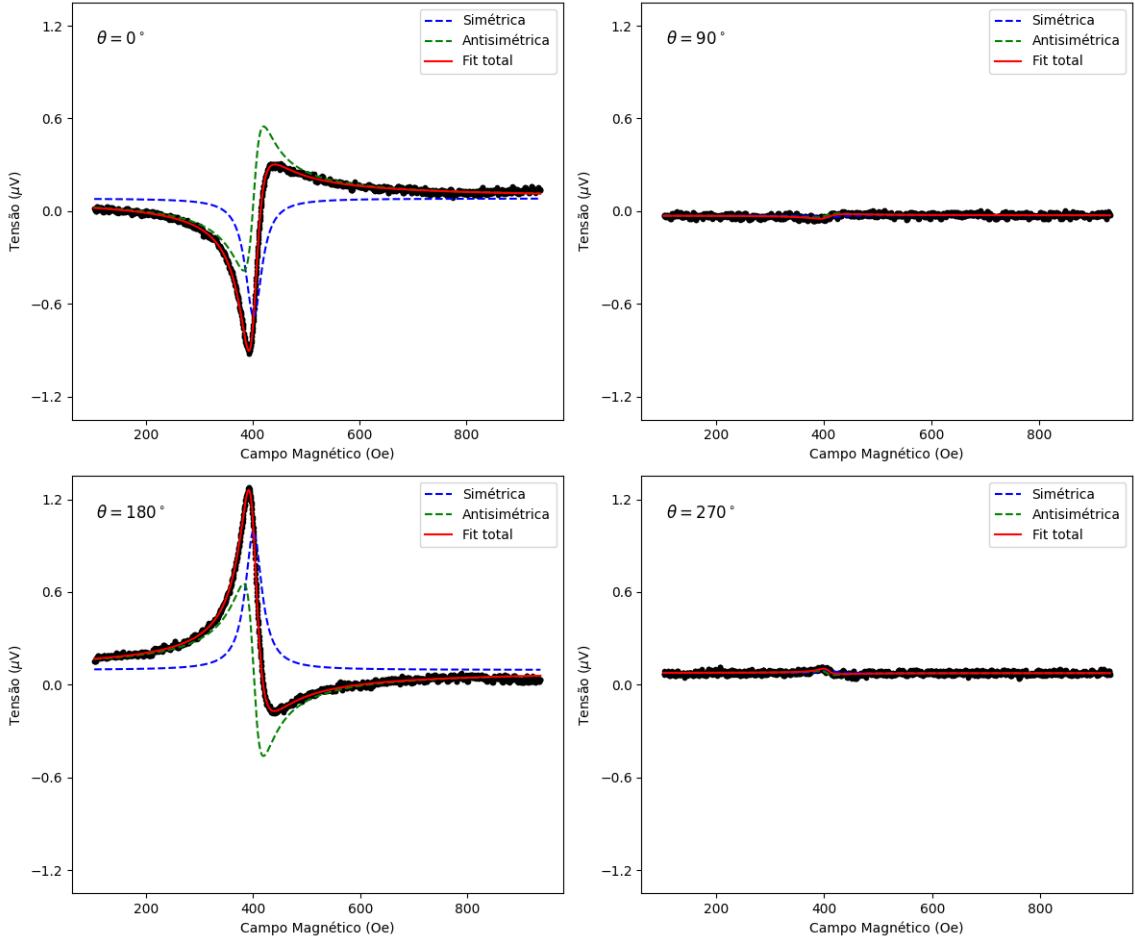


Figura 4.3. Medidas de tensão elétrica para diferentes ângulos entre o campo e o contato para a amostra de NiFe. Em preto, os dados experimentais; em vermelho, o ajuste total com função lorentziana; em azul, a contribuição simétrica V_{sym} ; e em verde, a contribuição antissimétrica V_{asym} . Nota-se a esperada supressão do sinal em 90° e a inversão de sinal próximo de 90° e 270° .

Nessas equações, os termos associados à AMR representam a contribuição elétrica variável com o ângulo entre o campo magnético externo aplicado a e a magnetização inerente a qualquer material ferromagnético, conforme discutido na subseção 2.2.1.1. O termo V_{sym} contém tanto a contribuição do iSHE, quanto da AMR, o que torna necessária a varredura angular para que os parâmetros possam ser isolados com precisão. A Figura 4.4 mostra o comportamento angular de V_{sym} , enquanto os valores extraídos para os parâmetros I_{AMR}^{\parallel} e I_{ISHE} estão listados na Tabela 4.1.

Tabela 4.1. Resultados do ajuste para as amplitudes simétrica e antissimétrica da tensão medida

Amostra	I_{AMR}^{\parallel} (μV)	I_{ISHE} (μV)
NiFe	$-2,2 \times 10^{-2}$	$-8,4 \times 10^{-1}$
NiFe/Ti (2 nm)	$2,1 \times 10^{-1}$	$-7,2 \times 10^{-1}$
NiFe/Pt	$3,0 \times 10^{-2}$	$-2,0 \times 10^{-1}$

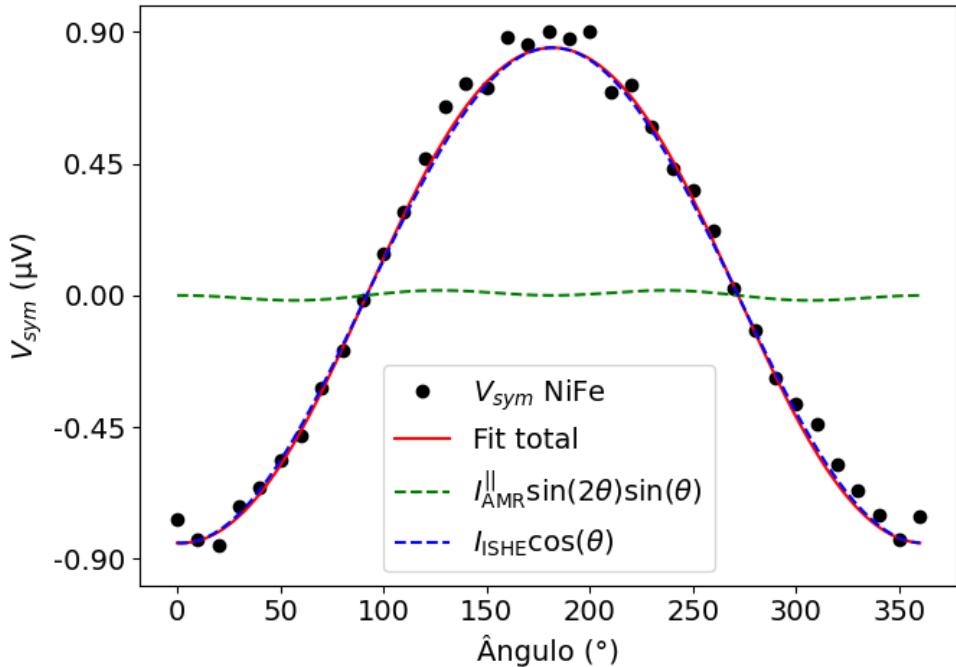


Figura 4.4. Comportamento angular da contribuição de V_{sym} extraída das medidas de tensão elétrica para NiFe. Os dados foram ajustados conforme o modelo angular descrito na Equação 4.2.

Inicialmente, era de se esperar que uma amostra de NiFe pura não deveria apresentar uma contribuição simétrica significativa proveniente de iSHE, uma vez que não há outro material para converter correntes de spin em carga. Porém, apesar desse efeito não poder ser bem explicado, ele já foi observado em outros trabalhos, como o realizado por O. A. Santos [121]. Algumas possíveis explicações podem estar relacionadas à formação de óxidos na superfície da amostra, que poderiam atuar como conversores de momento orbital ou, principalmente (no caso do NiFe) momentos de spin em carga. Outra hipótese seria a influência de limitações inerentes ao aparato experimental empregado.

Com o objetivo de verificar a reproduzibilidade dos resultados e avaliar de forma mais criteriosa o desempenho do aparato experimental desenvolvido, foram realizadas novas medições utilizando outras amostras: NiFe (30 nm)/Pt (5 nm) e NiFe (30 nm)/Ti (2 nm). Os resultados das variações angulares estão apresentados na Figura 4.5, enquanto os valores extraídos do ajuste correspondente encontram-se novamente na Tabela 4.1. Observa-se que os resultados obtidos apresentam forte concordância com aqueles obtidos para a amostra de NiFe, reforçando a discussão anteriormente levantada, acerca das limitações experimentais e da consistência dos valores encontrados.

É nítido que os ajustes realizados não reproduzem perfeitamente os dados experimentais. Essas discrepâncias podem ser atribuídas à própria metodologia de medição utilizando guia de onda coplanar. Como discutido na subseção anterior, esse método está

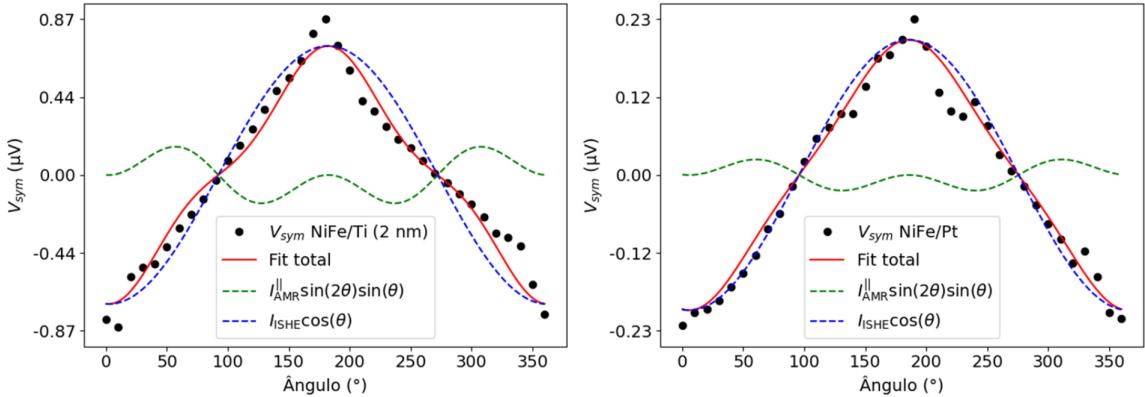


Figura 4.5. Comportamento angular das contribuições V_{sym} extraídas das medidas de tensão elétrica para amostras de NiFe/Pt e NiFe/Ti (2 nm). Os dados foram ajustados conforme o modelo angular descrito na Equação 4.2.

sujeito a variações não controladas, uma vez que, ao rotacionar o tubo, não ocorre uma rotação puramente axial, mas também uma leve precessão do conjunto. Assim, como a intensidade dos campos de RF e do campo magnético externo varia com a posição ao longo da guia de onda, essas não uniformidades espaciais podem afetar diretamente a intensidade do sinal detectado em cada ângulo.

A título de comparação, a Figura 4.6 mostra um exemplo do comportamento angular esperado, obtido por A. Santos em sua dissertação de mestrado [120]:

Nota-se que, no trabalho de A. Santos, a contribuição associada à AMR desempenha um papel significativamente mais relevante para o ajuste final dos dados. Essa diferença, no entanto, não compromete a validade dos resultados obtidos neste trabalho. Pelo contrário, ela possivelmente reflete as particularidades do aparato experimental empregado aqui. Assim, ainda que os ajustes não reproduzam integralmente o comportamento esperado, os resultados obtidos permanecem consistentes com os mecanismos físicos discutidos e fornecem evidências da presença simultânea de contribuições de iSHE e AMR, confirmando a conversão de corrente de spin, gerada por bombeamento de spin, em corrente elétrica detectável, como previsto teoricamente e demonstrado em trabalhos anteriores [11, 12, 104, 109, 120].

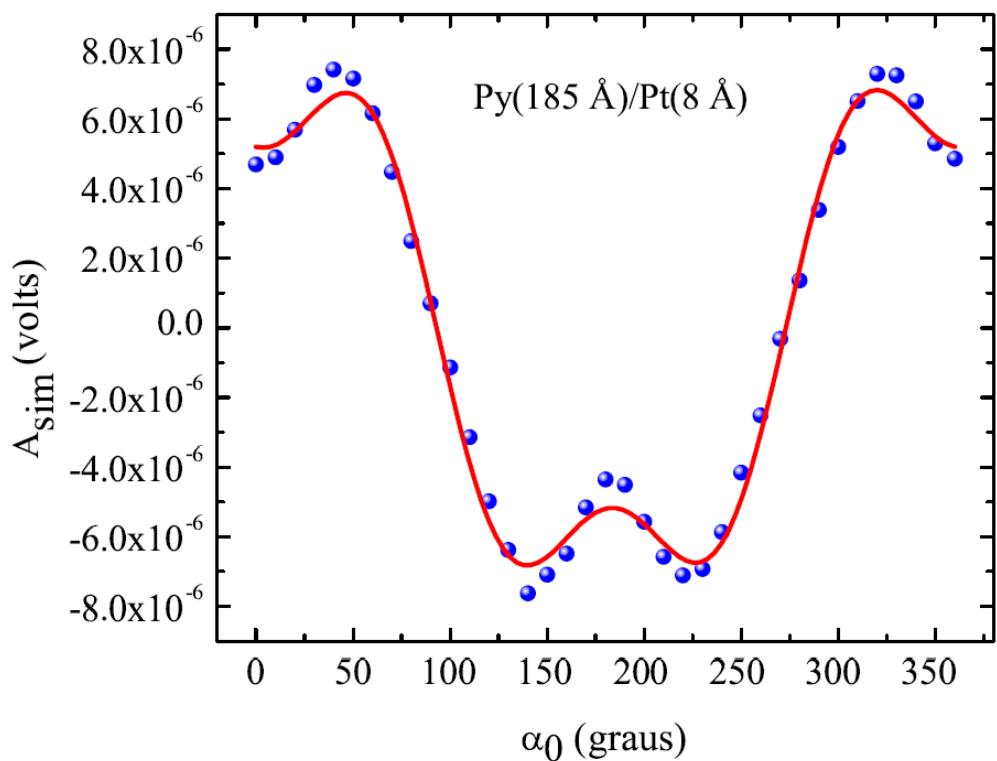


Figura 4.6. Representação esquemática do comportamento esperado do ajuste angular para sinais de iSHE e AMR para amostras de NiFe/Pt. Imagem adaptada da dissertação de mestrado de A. Santos, 2010 [120].

5 Resultados

5.1 Permalloy

Primeiramente, conforme discutido na subseção 2.6.1.2, a razão entre a injeção de correntes orbitais e de spin no NiFe é da ordem de aproximadamente 6 %, indicando que a contribuição orbital é bastante reduzida em comparação com a de spin. Portanto, para as discussões nesta subseção, foi considerada apenas a contribuição de injeção de spin.

Com o objetivo de verificar a reproduzibilidade dos resultados e assegurar a confiabilidade das medidas, foram preparados dois conjuntos independentes de amostras, depositados em momentos distintos. Para o primeiro conjunto, foram depositadas amostras de NiFe puro e NiFe/Pt como referências, além de amostras de NiFe/Ti (x) e NiFe/Ti (x)/Pt, onde $x = 0,5, 1, 3, 10$ e 30 nm. Todos os filmes de NiFe e Pt possuem espessura de 30 nm e 5 nm, respectivamente. Para todas essas amostras, foram realizadas medidas de FMR e extraídos os respectivos valores do parâmetro de amortecimento α . O valor de α obtido para a amostra de NiFe puro foi de $(9,70 \pm 0,08) \times 10^{-3}$. A partir desse valor de referência e utilizando a equação apresentada na Equação 3.7, foi possível calcular o incremento do amortecimento devido ao bombeamento de spin (α_{SP}) em função da espessura da camada de Ti. Os resultados obtidos para esse primeiro conjunto de amostras estão representados na Figura 5.1.

Observa-se um aumento claro de α para a amostra NiFe/Pt em comparação ao NiFe puro, com um acréscimo de aproximadamente 26 %. Ao se inserir uma camada fina de Ti ($0,5$ nm) entre NiFe e Pt, o valor de α permanece essencialmente inalterado em relação ao de NiFe/Pt. Esse comportamento pode ser atribuído à baixa interação do Ti com correntes de spin, devido ao seu fraco SOC, tornando-o "invisível" para o processo de conversão via iSHE e, portanto, sem impacto significativo no amortecimento observado por bombeamento de spin [111, 112].

Contudo, para espessuras de Ti iguais ou superiores a 1 nm, o valor de α apresenta uma redução significativa e se estabiliza em um patamar constante. Esse comportamento pode ser explicado pela atenuação da corrente de spin ao longo da camada de Ti, de forma que ela não atinge eficientemente a Pt. Essa dissipação está relacionada ao comprimento de difusão de spin (λ_S) no Ti, que, embora seja da ordem de 13 nm segundo estimativas da literatura [41], pode ser reduzido em nossos dispositivos devido a diversos fatores, como, por exemplo, a espessura de NiFe utilizada ou possíveis efeitos de interfacialidade com o NiFe e/ou a Pt [39, 122].

Além disso, nota-se um leve aumento de α (cerca de 5 %) em relação ao NiFe puro

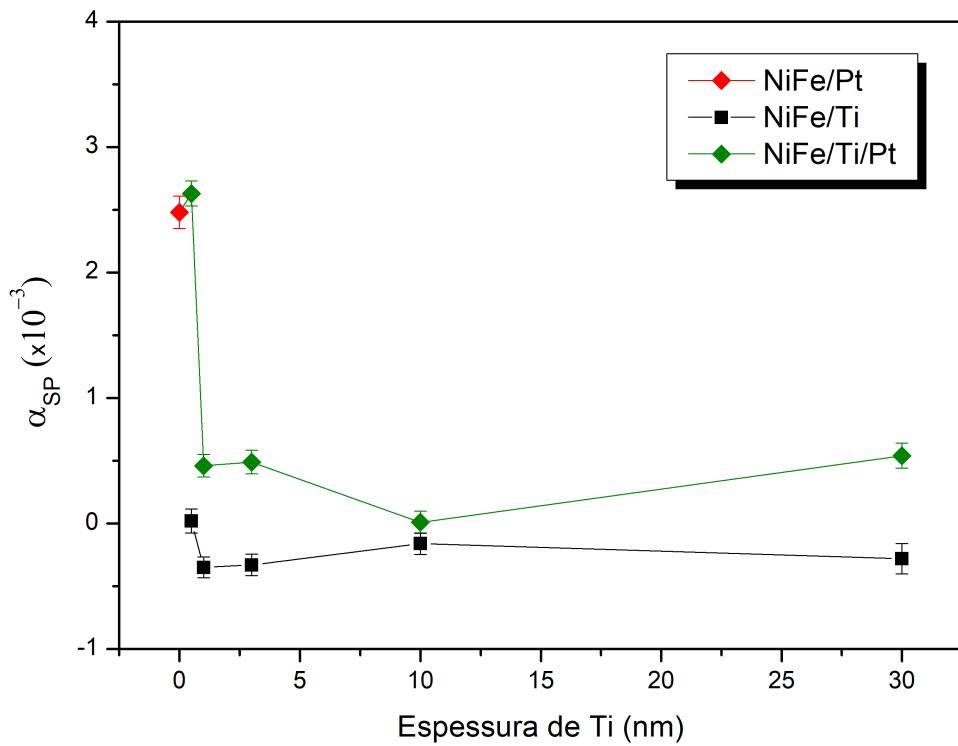


Figura 5.1. Variação do incremento no coeficiente de amortecimento (α_{SP}) nas amostras de NiFe em função da espessura da camada de Ti, referente ao primeiro conjunto de amostras. O valor de referência corresponde ao α do NiFe puro. As linhas têm caráter meramente indicativo, servindo como guia visual.

nas amostras contendo apenas Ti ($x = 1, 3$ e 30 nm). Esse acréscimo pode estar associado a processos de oxidação da interface ou a processos de *intermixing* interfacial, os quais são conhecidos por impactar o amortecimento magnético de forma dependente do sistema analisado [123, 124, 125].

A Tabela 5.1 resume o aumento percentual de α para cada amostra do primeiro conjunto.

Tabela 5.1. Aumento percentual do coeficiente de amortecimento das amostras do primeiro conjunto de NiFe com diferentes espessuras de Ti na presença ou ausência de Pt.

	Espessura Ti (nm)					
	0	0,5	1	3	10	30
Sem Pt	+0 %	+0,2 %	-3,6 %	-3,4 %	-1,6 %	-2,9 %
Com Pt	+25,6 %	+27,1 %	+4,7 %	+5,0 %	+0,1 %	+5,6 %

Nas amostras NiFe/Ti (x) (sem Pt), o valor de α permanece praticamente constante,

como esperado, dada a baixa sensibilidade do Ti às correntes de spin.

No segundo conjunto foram depositadas novas amostras de NiFe puro, NiFe/Pt, NiFe/Ti (x) e NiFe/Ti (x)/Pt, desta vez com $x = 0,5; 0,75; 1; 3; 6; 10; 15; 20; 25$ e 30 nm. As espessuras dos filmes de NiFe e Pt foram mantidas. Os valores obtidos de α_{SP} em relação ao α tomado como referência o valor obtido para o NiFe puro, que neste conjunto foi de $(9,09 \pm 0,06) \times 10^{-3}$, estão apresentados na Figura 5.2.

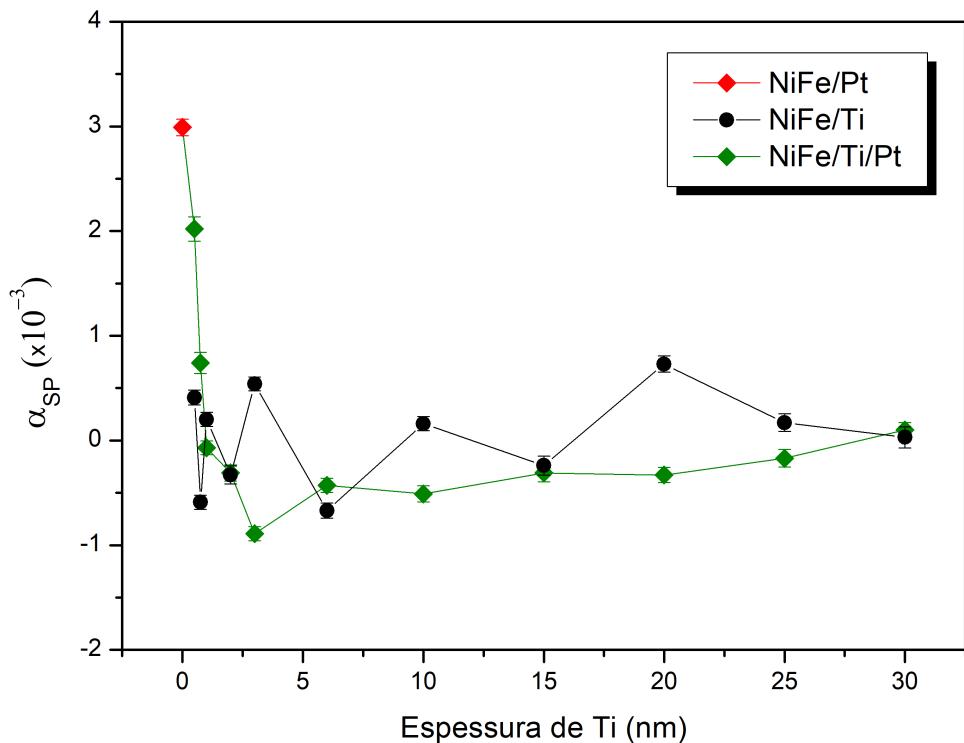


Figura 5.2. Variação do incremento no coeficiente de amortecimento (α_{SP}) nas amostras de NiFe em função da espessura da camada de Ti, referente ao segundo conjunto de amostras. O valor de referência corresponde ao α do NiFe puro. As linhas têm caráter meramente indicativo, servindo como guia visual.

Para as amostras NiFe/Ti (x) (sem Pt), o parâmetro α manteve-se essencialmente constante, apesar de pequenas oscilações, novamente atribuídas a possíveis efeitos de oxidação.

Nessa segunda série, o aumento de α do NiFe puro para NiFe/Pt foi de aproximadamente 33 %. Nota-se ainda que, com a introdução de Ti entre NiFe e Pt, há uma clara dependência do valor de α com a espessura do espaçador. A amostra NiFe/Ti (0,5 nm)/Pt apresentou um aumento de $\sim 22\%$, ligeiramente inferior ao observado na amostra NiFe/Pt. Para a amostra NiFe/Ti (0,75 nm)/Pt, o acréscimo foi ainda menor ($\sim 8\%$), e, novamente,

para espessuras a partir de 1 nm o amortecimento retornou a valores comparáveis ao de NiFe puro. Esse comportamento reforça a hipótese de que a corrente de spin não está atingindo a Pt de maneira eficiente quando a espessura de Ti ultrapassa um certo limite (neste caso, 1 nm).

A Tabela 5.2 apresenta o aumento percentual de α para todas as amostras desse segundo conjunto.

Tabela 5.2. Aumento percentual do coeficiente de amortecimento das amostras do segundo conjunto de NiFe com diferentes espessuras de Ti na presença ou ausência de Pt.

	Espessura Ti (nm)											
	0	0,5	0,75	1	2	3	6	10	15	20	25	30
Sem Pt	+0 %	+4,5 %	-6,5 %	+2,2 %	-3,6 %	+5,9 %	-7,4 %	+1,8 %	-2,6 %	+8,0 %	+1,9 %	+0,3 %
Com Pt	+32,9 %	+22,2 %	+8,1 %	-0,8 %	-3,4 %	-9,8 %	-4,7 %	-5,6 %	-3,4 %	-3,6 %	-1,9 %	+1,1 %

Conforme descrito na subseção 3.3.1, os valores de magnetização de saturação (M_s) inicialmente foram estimados a partir da literatura, mas posteriormente reavaliados com base nos dados experimentais. A Figura 5.3 mostra a variação de M_s^{\parallel} em função da espessura de Ti para a segunda série de amostras. Como se observa, não há variações significativas de magnetização entre as amostras.

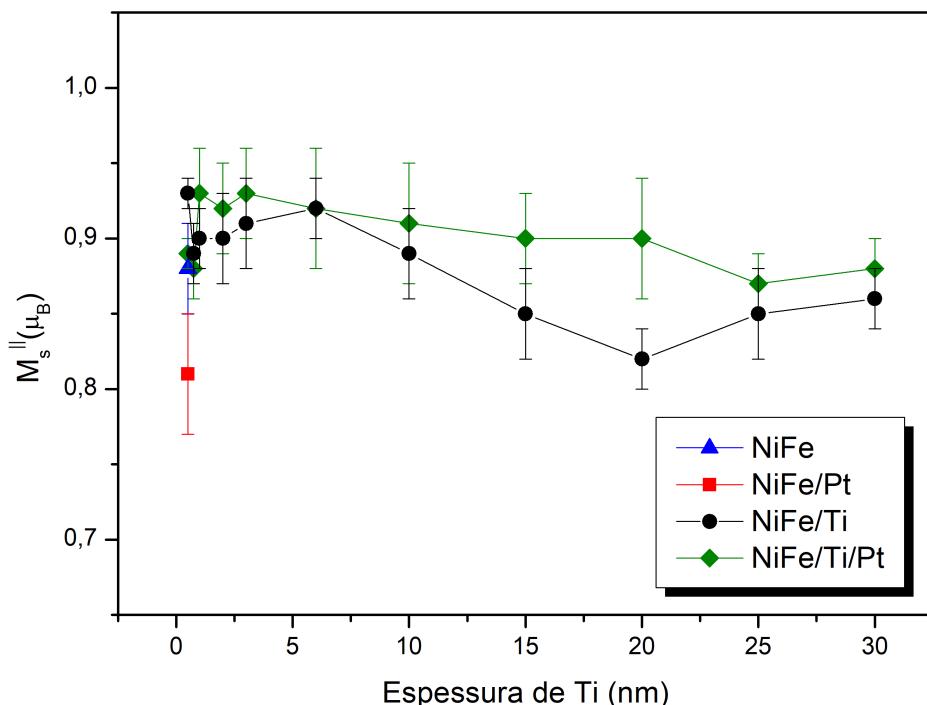


Figura 5.3. Variação de (M_s^{\parallel}) real em função da espessura de Ti. O valor de referência para o NiFe, de acordo com a literatura, é aproximadamente 1 μ_B [110].

5.2 Niquel

Similarmente ao procedimento adotado com as amostras de NiFe, foi inicialmente preparada um primeiro conjunto contendo amostras de Ni puro e Ni/Pt como referências, além de amostras de Ni/Ti (x)/Pt com $x = 0,5; 1; 3; 10$ e 30 nm. Assim como para NiFe, os filmes de Ni e Pt possuem espessura de 30 nm e 5 nm, respectivamente. Nessa etapa, não foram incluídas amostras da série Ni/Ti (x) (sem Pt). A Figura 5.4 apresenta a variação do (α_{SP}) em função da espessura da camada de Ti para esse primeiro conjunto em relação ao valor de referência do Ni puro ($(35, 92 \pm 0, 62 \times 10^{-3})$).

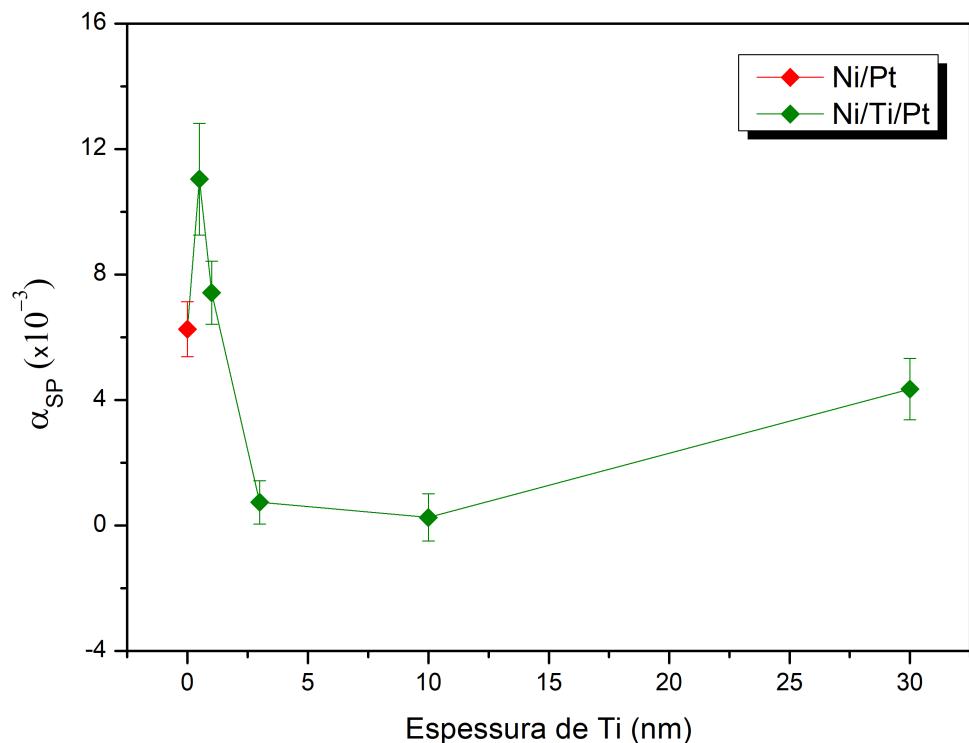


Figura 5.4. Variação do incremento no coeficiente de amortecimento (α_{SP}) nas amostras de Ni em função da espessura da camada de Ti, referente ao primeiro conjunto de amostras. O valor de referência corresponde ao α do Ni puro. As linhas têm caráter meramente indicativo, servindo como guia visual.

Como esperado, observa-se um aumento significativo de α ao se comparar Ni/Pt com Ni puro, devido ao intenso SOC da Pt, que facilita a conversão de corrente de spin (orbital), oriunda do bombeamento de spin (orbital) pelo Ni, em corrente de carga via iSHE (iOHE), levando à dissipação adicional de momento angular e, portanto, a um aumento no amortecimento. O incremento observado foi de aproximadamente 17 %.

Entretanto, de forma surpreendente, ao intercalar uma camada ultrafina de Ti (0,5

nm) entre o Ni e a Pt, observou-se um aumento ainda mais pronunciado de α , alcançando cerca de 31 % em relação ao Ni puro. Para a amostra com 1 nm de Ti, o valor de α ainda se manteve superior ao de Ni/Pt sem Ti, o que contrasta com o comportamento observado para o sistema com NiFe, onde, a partir de 1 nm, o amortecimento tende a retornar a valores similares ao do material puro. Para espessuras maiores ($Ti \geq 3$ nm), o coeficiente de amortecimento decai para valores próximos aos do Ni puro, o que é coerente com o fato de que correntes de spin não alcançam mais a camada de Pt, sendo dispersadas ou relaxadas no Ti. Eventuais flutuações nesses valores podem ser atribuídas a efeitos de oxidação ou *intermixing* interfacial, como discutido anteriormente [123, 124, 125]. A Tabela 5.3 ilustra o aumento percentual de α para cada uma das amostras do primeiro conjunto.

Tabela 5.3. Aumento percentual do coeficiente de amortecimento das amostras do primeiro conjunto de Ni com diferentes espessuras de Ti na presença ou ausência de Pt.

	Espessura Ti (nm)					
	0	0,5	1	3	10	30
Com Pt	+17,4 %	+30,7 %	+20,7 %	+2,1 %	+0,7 %	+12,11 %

Esse aumento abrupto de α para camadas ultrafinas de Ti motivou a produção de um segundo conjunto de amostras, agora incluindo tanto a variação Ni/Ti (x), além das anteriores. Porém, aqui $x = 0,5; 0,75; 1; 3; 6; 10; 15; 20; 25$ e 30 nm. As espessuras dos filmes de Ni e Pt foram mantidas as mesmas. Os resultados para α_{SP} estão apresentados na Figura 5.5. O valor de α obtido para o Ni puro nesse conjunto foi de $(30,9 \pm 0,7 \times 10^{-3})$.

Esse segundo conjunto evidenciou com mais clareza a dependência do α com a espessura da camada de Ti. Para $Ti = 0,5$ nm, o aumento de α atingiu cerca de 39 % em relação ao Ni puro, um valor significativamente superior ao da amostra Ni/Pt (9 %). A amostra com 0,75 nm de Ti apresentou aumento de aproximadamente 23 %, posicionando-se entre os dois casos anteriores. A partir de 3 nm, o amortecimento novamente retornou a valores comparáveis ao Ni puro. Os dados consolidados estão resumidos na Tabela 5.4.

Tabela 5.4. Aumento percentual do coeficiente de amortecimento das amostras do segundo conjunto de Ni com diferentes espessuras de Ti na presença ou ausência de Pt.

	Espessura Ti (nm)											
	0	0,5	0,75	1	2	3	6	10	15	20	25	30
Sem Pt	+0 %	-2,3 %	+1,1 %	+1,3 %	-1,8 %	-0,6 %	-7,4 %	-3,9 %	-3,6 %	-3,4 %	+0,3 %	-1,4 %
Com Pt	+9,4 %	+39,0 %	+22,8 %	+10,7 %	+0,6 %	+0 %	+5,2 %	+0,6 %	+1,0 %	+2,3 %	+1,9 %	-2,3 %

No caso das amostras Ni/Ti sem Pt, o valor de α permaneceu essencialmente constante, como também observado na série NiFe/Ti. Isso reforça a ideia de que o Ti, devido ao seu fraco acoplamento spin-órbita, é praticamente “transparente” às correntes de spin, não sendo capaz de convertê-las via iSHE. No entanto, esse comportamento levanta uma nova questão: diferentemente do NiFe, que injeta uma componente de corrente orbital

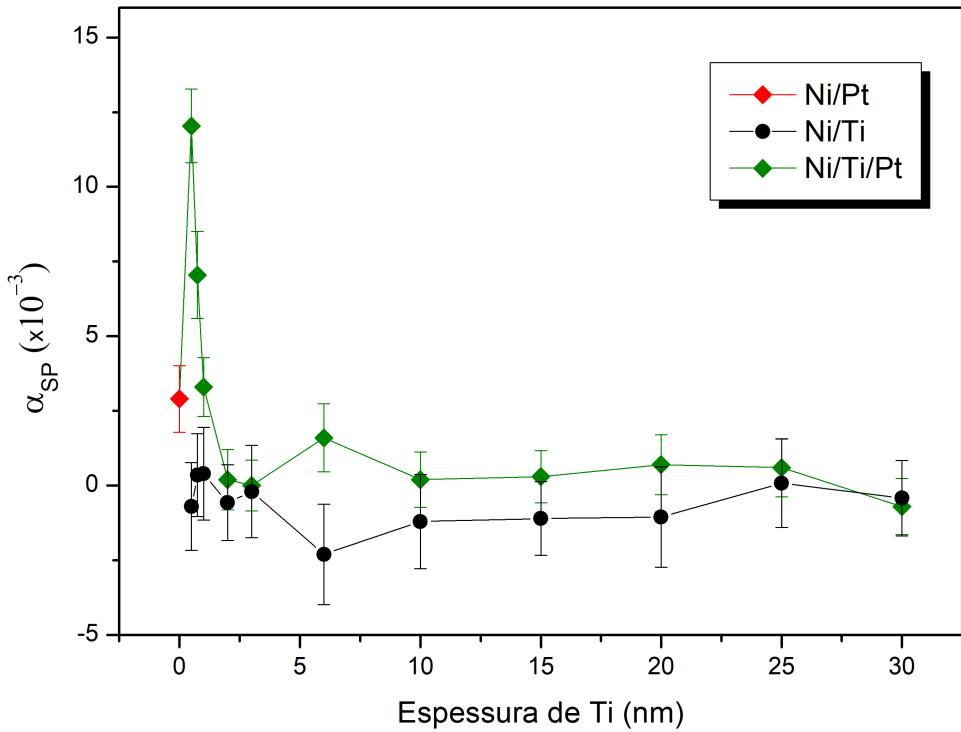


Figura 5.5. Variação do incremento no coeficiente de amortecimento (α_{SP}) nas amostras de Ni em função da espessura da camada de Ti, referente ao segundo conjunto de amostras. O valor de referência corresponde ao α do Ni puro. As linhas têm caráter meramente indicativo, servindo como guia visual.

em uma proporção de aproximadamente 6 % em relação à corrente de spin, o Ni apresenta uma razão significativamente maior, em torno de 15 % [14, 15].

Esse maior índice de injeção de corrente orbital poderia, em princípio, levar a um aumento adicional no amortecimento, caso haja conversão de corrente orbital em corrente de carga via iOHE. Tal conversão implicaria na perda de momento angular, assim como ocorre com o iSHE. No entanto, os resultados experimentais não apontam para um aumento expressivo de α nas amostras Ni/Ti, para justificar isso, há duas possibilidades principais: (i) a camada de Ti não está convertendo correntes orbitais em correntes de carga de maneira eficaz, diferindo do que foi relatado em outros estudos [41, 108], ou (ii) mesmo que ocorra tal conversão, ela não resulta em uma perda de momento angular suficientemente grande para provocar um aumento detectável no amortecimento do Ni.

Para investigar se de fato ocorre a conversão de corrente orbital em corrente de carga por meio do iOHE, foram realizadas medidas de variação angular com detecção por contatos elétricos nas amostras de Ni e Ni/Ti (25 nm). Essa espessura de Ti foi escolhida

com base nos resultados de Hayashi et al. [108], que indicam que camadas de Ti nessa faixa já atingem o regime de saturação da eficiência de conversão orbital-carga. A Figura 5.6 mostra os sinais obtidos para alguns ângulos no intervalo de 0° a 360° , com passo de 10° . Assim como nas medidas anteriores realizadas para NiFe, o ângulo de 0° foi definido como a configuração na qual os contatos elétricos estão perpendiculares ao campo magnético externo aplicado.¹ Nos gráficos, apresentam-se as contribuições simétrica (V_{sym} , em azul) e antissimétrica (V_{asym} , em verde), extraídas por ajuste da linha de base do sinal total (em preto) com uma função lorentziana (em vermelho).

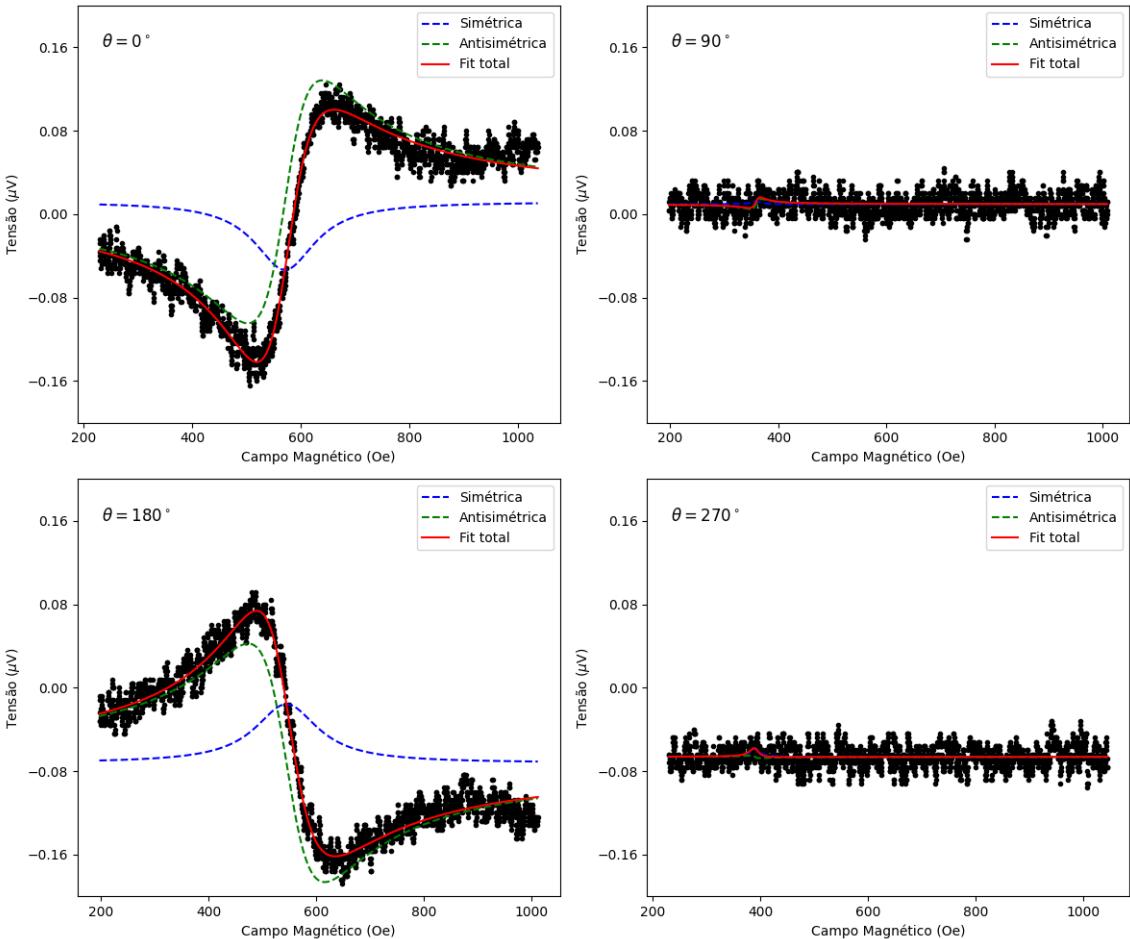


Figura 5.6. Medidas de tensão elétrica para diferentes ângulos entre o campo e o contato para a amostra de Ni. Em preto, os dados experimentais; em vermelho, o ajuste total com função lorentziana; em azul, a contribuição simétrica V_{sym} ; e em verde, a contribuição antissimétrica V_{asym} . Nota-se a esperada inversão de sinal em dois pontos distintos.

Assim como foi observado para a amostra NiFe, em 90° e 270° há uma supressão do sinal e uma inversão do sinal da medida, como esperado.

¹ Devido a forma como a amostra é posicionada na guia de onda (de cabeça para baixo) não é possível se ter certeza da direção dos contatos, portanto, esse ângulo é uma estimativa.

Com os valores extraídos de V_{sym} e V_{asym} para cada ângulo, ajustou-se o comportamento angular, assim como feito com as amostras de NiFe, por meio de:

$$V_{sym} = I_{AMR}^{\parallel}[\sin(2\theta)\sin(\theta)] + I_{IOHE}[\cos(\theta)] \quad (5.1)$$

Nesse modelo, os termos relacionados à AMR novamente descrevem contribuições elétricas dependentes do ângulo entre o campo magnético e a corrente, enquanto o termo I_{IOHE} representa a componente oriunda da conversão de momento angular orbital e de spin em corrente de carga. A Figura 5.7 apresenta os dados experimentais com os respectivos ajustes.

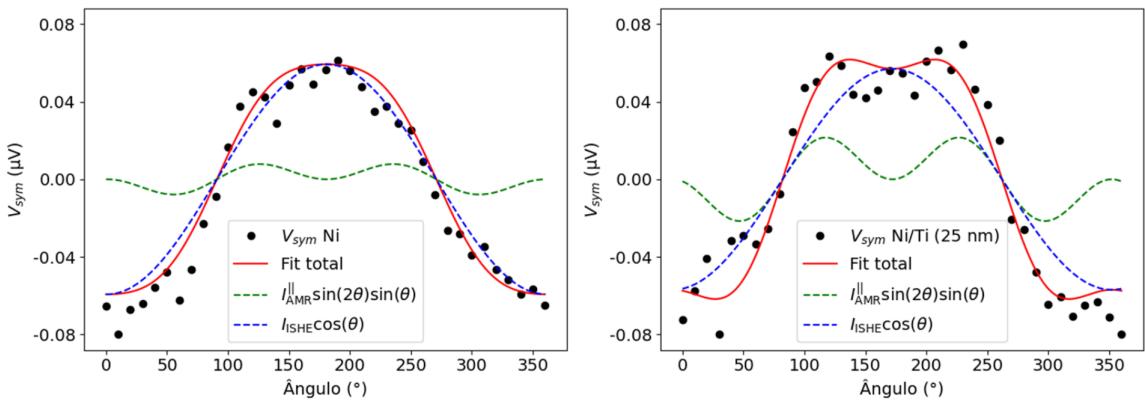


Figura 5.7. Comportamento angular da contribuição simétrica das medidas de tensão elétrica para Ni e Ni/Ti (25 nm). Os dados foram ajustados conforme o modelo descrito na Equação 5.1.

Os valores extraídos para os coeficientes I_{IOHE} , I_{AMR}^{\parallel} e para cada um dos dois ajustes estão listados na Tabela 5.5.

Tabela 5.5. Resultados do ajuste para as amplitudes simétrica e antissimétrica da tensão medida nas amostras de Ni e Ni/Ti (25 nm)

Amostra	I_{AMR}^{\parallel} (μV)	I_{ISHE} (μV)
Ni	$-1,0 \times 10^{-2}$	$-5,9 \times 10^{-2}$
Ni/Ti (25 nm)	$-2,8 \times 10^{-2}$	$-5,7 \times 10^{-2}$

Assim como no caso da amostra de NiFe puro, a amostra de Ni também apresentou predominância do sinal associado ao iSHE/iOHE. Embora esse resultado difira de forma significativa do reportado por Hayashi *et al.* [108], novamente, uma possível explicação pode estar relacionada à formação de óxidos na superfície do Ni, que poderiam atuar como conversores de momento de spin e orbital em carga. De maneira análoga ao observado para o sistema de NiFe, tal comportamento mostra-se consistente com os valores de α extraídos, nos quais as camadas de Ti depositadas exerceriam o papel de barreira protetora, prevenindo processos de oxidação.

A partir desses resultados, em ambos os casos, observa-se que a maior contribuição do sinal é, de fato, proveniente de I_{IOHE} (ou eventuais iSHE), indicando que há conversão efetiva de corrente orbital em corrente de carga na camada de Ti. No entanto, apesar dessa conversão ser observada, não foi detectado um aumento significativo no coeficiente de amortecimento α da amostra correspondente. Isso sugere, portanto, que a corrente orbital não induz, por si só, uma transferência de momento angular suficiente para alterar a dinâmica da magnetização do ferromagneto. Esse resultado está de acordo com modelos teóricos que apontam que, para que correntes orbitais exerçam torque sobre a magnetização local de um ferromagneto, é necessário que ocorra um acoplamento entre momento angular orbital (**L**) e momento angular de spin (**S**). Como o Ti possui acoplamento spin-órbita fraco e não há mecanismo evidente de conversão $L \rightarrow S$ nesse sistema, a corrente orbital, embora convertida em carga por iOHE, não contribui diretamente para a dissipação do momento angular total do sistema ferromagnético [126].

Esse comportamento observado levanta uma nova questão: se as correntes orbitais não promovem, por si só, um aumento no coeficiente de amortecimento α , então qual seria a origem do acréscimo significativo observado nas amostras Ni/Ti/Pt com intercamadas de Ti inferiores a 1 nm? Apesar de não ter sido possível determinar conclusivamente a origem desse aumento no presente estudo, é possível propor três hipóteses principais:

1. A presença de uma camada ultrafina de Ti entre o Ni e o Pt modifica significativamente o SOC efetivo da interface, potencializando a conversão de correntes de spin em carga via iSHE na Pt e, consequentemente, aumentando α ;
2. As correntes orbitais bombeadas pelo Ni para o Ti são parcialmente convertidas em correntes de spin dentro do próprio Ti, que por sua vez são transferidas para a Pt, funcionando como um reforço adicional à corrente de spin que já seria naturalmente injetada pelo Ni diretamente para a Pt;
3. Uma combinação dos dois mecanismos acima. De fato, materiais com SOC elevado são frequentemente eficientes na conversão entre correntes orbitais e de spin (e vice-versa). Materiais como elementos de terras-raras são exemplos clássicos de bons conversores spin-orbital [126].
4. A formação de camadas magnéticas mortas relativamente espessas pode reduzir significativamente a espessura ferromagnética efetiva do Ni. Segundo o modelo proposto por Tserkovnyak et al., a contribuição para o amortecimento associada ao bombeamento de spin (α_{SP}) é inversamente proporcional ao produto da espessura da camada ferromagnética (t_{FM}) e sua magnetização de saturação (M_s), como indicado na Equação 2.61 [97, 98]. Assim, a presença de uma camada magneticamente inativa reduziria o t_{FM} efetivo.

Para testar diretamente a hipótese de que a intercalação de uma camada ultrafina com alto SOC na interface Ni/Pt pode influenciar α , seria interessante realizar novos

experimentos com materiais 5d que apresentam elevada condutividade Hall orbital σ_{OH} , ou ainda com elementos de terras raras.²

Complementarmente, como foi feito para as amostras de NiFe, também foram determinadas as magnetizações de saturação reais M_s^{\parallel} das amostras do segundo conjunto de Ni, conforme descrito na Equação 3.6. Os resultados estão apresentados na Figura 5.8, que mostra claramente que as amostras com $Ti = 0.5$ e 0.75 nm apresentam uma redução significativa no M_s^{\parallel} em comparação às demais, sendo essa redução ainda mais acentuada nas amostras contendo Pt. Esse comportamento é coerente com o previsto pela Equação 2.61. Essa diminuição de M_s^{\parallel} pode ser um indicativo de que há formação ou intensificação de uma anisotropia fora do plano da amostra, o que afeta diretamente o processo de precessão. Os aumentos/diminuições percentuais das magnetizações de saturação das amostras de Ni estão expressas na Tabela 5.6.

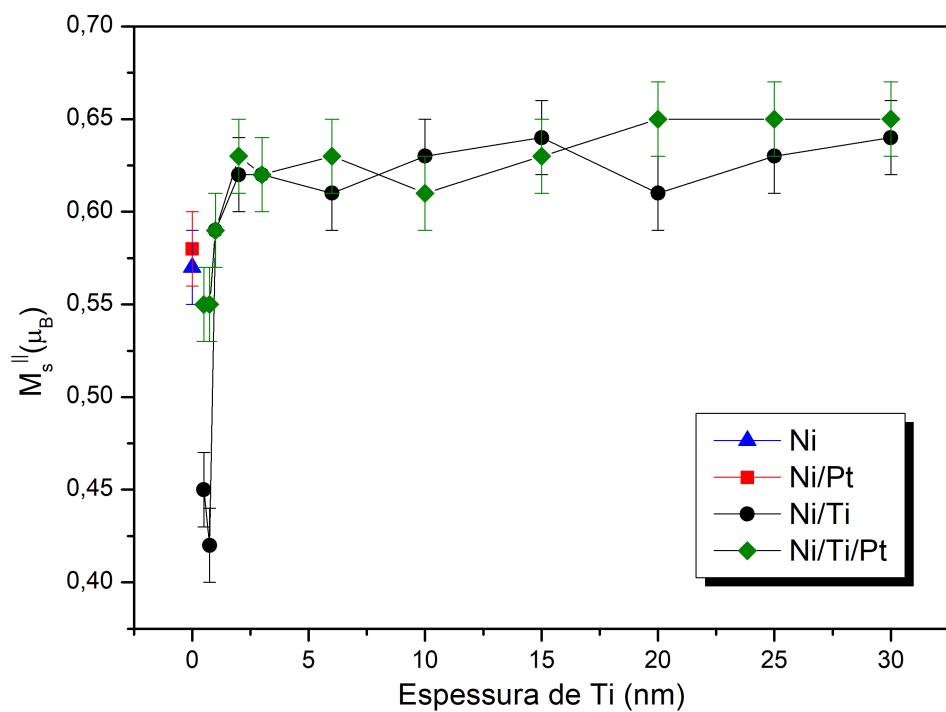


Figura 5.8. Variação de M_s^{\parallel} real em função da espessura de Ti. O valor de referência para o Ni, de acordo com a literatura, é aproximadamente $0,6 \mu_B$ [17].

Dado que a redução na magnetização de saturação está diretamente relacionada à diminuição da espessura efetiva magnética do filme, é razoável supor que esse efeito também contribua para o aumento de α , segundo a equação mencionada. Essa diminuição

² Foram realizados testes preliminares com filmes contendo Tungstênio (W), contudo, devido a possíveis problemas durante a fabricação das amostras, os dados obtidos foram inconclusivos.

Tabela 5.6. Variação percentual da magnetização de saturação M_s^{\parallel} das amostras do segundo conjunto de Ni em função da espessura de Ti, com e sem camada de Pt.

Pt	Espessura Ti (nm)											
	0	0.5	0.75	1	2	3	6	10	15	20	25	30
Não	+0 %	-3,5 %	-3,5 %	+3,5 %	+8,8 %	+8,8 %	+7,0 %	+10,5 %	+12,3 %	+7,0 %	+10,5 %	+12,3 %
Sim	+1,7 %	-21,0 %	-26,3 %	+3,5 %	+10,5 %	+8,8 %	+10,5 %	+7,0 %	+10,5 %	+14,0 %	+14,0 %	+14,0 %

em M_s^{\parallel} pode ser causada por efeitos de hibridização eletrônica nas interfaces, especialmente em estruturas do tipo Ni/Ti/Pt, ou pela formação de ligas interfaciais, que por sua vez podem induzir a formação de camadas magnéticas mortas. Esse tipo de fenômeno já foi reportado em sistemas Ni/Ti [127]).

Finalmente, para sustentar a análise experimental desenvolvida neste trabalho, foram realizados cálculos teóricos em colaboração com o pesquisador Ramon Cardias, do CBPF, com foco nas interfaces Ni/Ti e Ni/Ti/Pt. Em um primeiro momento, foi analisada a condutividade de spin associada ao sistema Ni/Pt, considerando nove camadas (equivalente a nove células unitárias) de cada material, em função da energia em torno do nível de Fermi. Em seguida, foi feita a comparação com o sistema Ni/Ti/Pt, no qual o Ni e o Pt mantêm nove camadas, enquanto o Ti foi representado por apenas duas camadas, valor próximo ao espessamento experimental utilizado (0,5 nm).

Para a determinação dessas condutividades de spin, foi empregado o formalismo de Kubo–Bastin no espaço real, considerando o campo elétrico aplicado ao longo do eixo x e multicamadas crescidas na direção z . Nessa configuração, a condutividade calculada corresponde ao eixo y . Esse método possibilita a avaliação consistente das contribuições interbanda e intrabanda para o transporte de spin. Além disso, a resolução espacial da abordagem permite uma análise detalhada, camada a camada. Maiores detalhes sobre o procedimento numérico adotado podem ser encontrados no trabalho recente de R. Cardias [128].

O objetivo principal desse estudo foi avaliar a hipótese levantada anteriormente de que a introdução de uma fina camada de Ti poderia atuar como elemento de conversão de correntes orbitais em correntes de spin. Tal processo, em princípio, resultaria em uma maior injeção de spin na Pt e, consequentemente, em um aumento do amortecimento magnético devido ao bombeamento de spin.

Os resultados desses cálculos estão apresentados na Figura 5.9. A partir da comparação direta entre os dois sistemas, observa-se que a adição de uma fina camada de Ti não promove um aumento significativo da condutividade associada ao iSHE; ao contrário, há uma leve redução do sinal. Esse resultado sugere que, em um cenário puramente teórico, a presença de Ti tenderia a contribuir para uma pequena diminuição no parâmetro de amortecimento α , em contraste com o comportamento observado experimentalmente.

Ainda que esse resultado não seja conclusivo para a elucidação do fenômeno

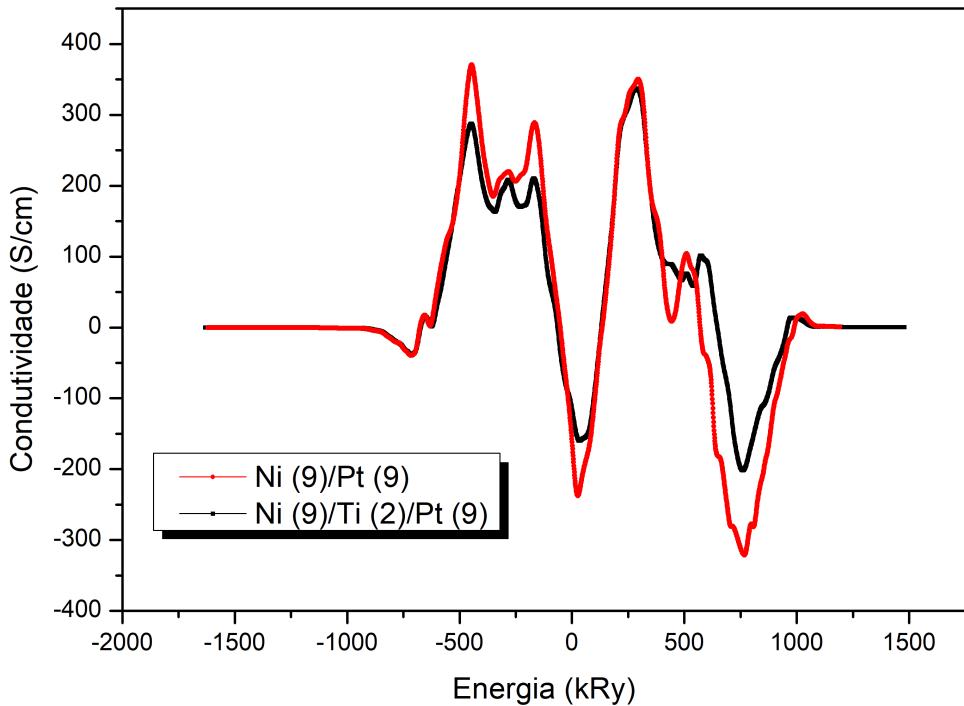


Figura 5.9. Cálculo da condutividade associada ao iSHE para os sistemas Ni/Pt (9 camadas cada) e Ni/Ti/Pt (Ni e Pt com 9 camadas cada, intermediados por 2 camadas de Ti), em função da energia. O ponto zero corresponde ao nível de Fermi.

observado experimentalmente, ele permite descartar, em primeira instância, a hipótese de que a simples inserção de uma fina camada de Ti seja suficiente para justificar o aumento do amortecimento magnético nas heteroestruturas estudadas.

6 Conclusão

Nesta dissertação, foram investigados dois conjuntos de amostras compostas por heteroestruturas de NiFe/Ti, Ni/Ti, NiFe/Ti/Pt e Ni/Ti/Pt, com diferentes espessuras da camada intermediária de Ti. O objetivo principal foi analisar a influência da injeção de correntes de spin e de correntes orbitais no coeficiente de amortecimento magnético (α) dos materiais ferromagnéticos (FM), com especial atenção às contribuições orbitais associadas ao níquel, as quais têm recebido interesse crescente na literatura, após décadas de foco quase exclusivo em correntes puramente de spin.

Para as amostras baseadas em NiFe, os resultados obtidos estão em consonância com o que é amplamente reportado na literatura. Observou-se um aumento significativo no valor de α para NiFe/Pt (cerca de 26 % e 33 %, dependendo do conjunto), o que é esperado devido ao forte acoplamento spin-órbita (SOC) da platina e sua alta eficiência na conversão de correntes de spin em carga via o efeito Hall de spin inverso (iSHE). Já as amostras contendo uma camada de Ti entre o NiFe e o Pt mostraram que, para espessuras abaixo de 1 nm, o amortecimento ainda é aumentado, embora com uma tendência decrescente. Para $t_{\text{Ti}} \geq 1$ nm, os valores de α retornam aos patamares observados para NiFe puro. As amostras de NiFe/Ti (sem Pt), por sua vez, não apresentaram variações significativas em α , o que está de acordo com o esperado, uma vez que o Ti possui SOC muito baixo e é praticamente transparente às correntes de spin puras.

Durante o desenvolvimento deste trabalho, foi construído um sistema experimental de varredura angular com contatos elétricos rotativos, permitindo a análise da resposta angular de tensões geradas via bombeamento de spin e magnetorresistência anisotrópica (AMR). Esse sistema foi utilizado inicialmente para caracterizar a amostra de NiFe. Apesar de o comportamento angular completo não ter sido completamente dentro do esperado, os resultados permitiram a identificação clara de tensões geradas via iSHE, juntamente com contribuições da AMR. Complementarmente, observou-se que, exceto pela amostra NiFe/Pt, a magnetização de saturação (M_s) das demais amostras de NiFe permaneceu próxima ao valor de referência de $1 \mu_B$ conforme reportado na literatura.

A mesma abordagem foi aplicada às amostras de níquel. Para as estruturas Ni/Ti/Pt, observou-se que espessuras muito finas de Ti ($t_{\text{Ti}} < 1$ nm) resultaram em aumentos expressivos de α (até cerca de 39 %), superando inclusive o valor observado para Ni/Pt (aproximadamente 17 %). Por outro lado, para $t_{\text{Ti}} > 1$ nm, o valor de α reduziu-se novamente aos níveis do Ni puro. As amostras de Ni/Ti sem Pt não apresentaram qualquer aumento significativo de α , independentemente da espessura do Ti.

Motivado por estudos recentes que demonstram que o Ni é um dos ferromagnéticos

convencionais mais eficientes na injeção de corrente orbital (até cerca de 15 % em relação à corrente de spin), realizou-se também uma análise angular com contatos elétricos na amostra Ni/Ti (25 nm). O objetivo era investigar a conversão de corrente orbital em corrente de carga via o efeito Hall orbital inverso (iOHE). Os resultados mostraram que a maior contribuição de tensão elétrica medida estaria associada ao termo de iOHE, confirmando a ocorrência de conversão de corrente orbital em carga. No entanto, como essas amostras não apresentaram aumento em α , sugere-se que correntes orbitais não induzem torque efetivo sobre a magnetização do FM. Isso está de acordo com modelos teóricos que apontam para a ausência de acoplamento direto entre o momento angular orbital (\mathbf{L}) e a magnetização (\mathbf{M}), o que inviabiliza a geração de torque, a menos que haja conversão orbital–spin (via acoplamento SOC), o que é improvável em Ti devido ao seu baixo SOC.

Essa constatação leva a um questionamento importante: se as correntes orbitais não contribuem diretamente para o aumento do amortecimento, então por que as amostras Ni/Ti/Pt com $t_{\text{Ti}} < 1$ nm exibem um crescimento tão acentuado de α ? Uma análise detalhada das magnetizações revelou que essas amostras apresentam uma queda considerável de M_s^{\parallel} (até 26 %), o que, conforme previsto por Tserkovnyak et al., [97, 98] contribui para o aumento do amortecimento via bombeamento de spin, dada a relação $\alpha_{SP} \propto 1/(t_{FM} M_s)$. No entanto, a redução de M_s^{\parallel} pode ser resultado de diversos mecanismos, como: (i) formação de camadas magnéticas mortas devido à interface Ni/Ti/Pt; (ii) *intermixing* ou hibridização interfacial que afeta o momento magnético local do Ni; ou (iii) um aumento efetivo do SOC na região interfacial, o que intensificaria tanto a conversão de spin para carga via iSHE quanto a conversão orbital–spin.

Com o intuito de investigar especificamente a terceira hipótese, foram realizadas simulações teóricas em colaboração com o pesquisador Ramon Cardias (CBPF). Essas simulações, baseadas em cálculos de condutividade nas interfaces Ni/Pt e Ni/Ti/Pt, indicaram que a adição de uma fina camada de Ti não resulta em aumento do sinal de iSHE. Pelo contrário, observou-se uma discreta redução na condutividade associada ao efeito, o que sugeriria, em princípio, uma diminuição no coeficiente de amortecimento α em comparação ao sistema Ni/Pt.

Dessa forma, embora os resultados experimentais tenham indicado um aumento de α , os cálculos teóricos não corroboram a hipótese de intensificação do SOC como mecanismo principal. Assim, tal cenário pode ser descartado como fator determinante para explicar o comportamento observado, reforçando a necessidade de considerar os efeitos estruturais e químicos de interface (itens (i) e (ii)) como os mais prováveis responsáveis pela redução de M_s^{\parallel} e pelo aumento anômalo do amortecimento.

Porém, essas outras hipóteses não puderam ser completamente verificadas neste trabalho. Estudos complementares, como análise de interfaces por espectroscopia de

fotoelétrons excitados por raios X (XPS) ou microscopia eletrônica de transmissão (TEM), podem fornecer evidências mais conclusivas sobre a origem desses efeitos e ajudar a esclarecer a complexa relação entre estrutura interfacial, correntes orbitais e amortecimento magnético.

Referências

- [1] G. Binasch et al. “Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange”. Em: *Phys. Rev. B* 39 (7 1989), pp. 4828–4830. DOI: [10.1103/PhysRevB.39.4828](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.4828) (ver pp. 19, 29).
- [2] M. N. Baibich et al. “Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 61 (21 1988), pp. 2472–2475. DOI: [10.1103/PhysRevLett.61.2472](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.61.2472) (ver pp. 19, 29).
- [3] T. Miyazaki e N. Tezuka. “Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction”. Em: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 139.3 (1995), pp. L231–L234. ISSN: 0304-8853. DOI: [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(95\)90001-2](https://doi.org/10.1016/0304-8853(95)90001-2) (ver pp. 19, 30).
- [4] J. S. Moodera et al. “Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 74 (16 1995), pp. 3273–3276. DOI: [10.1103/PhysRevLett.74.3273](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.74.3273) (ver pp. 19, 30).
- [5] Sabpreet Bhatti et al. “Spintronics based random access memory: a review”. Em: *Materials Today* 20.9 (2017), pp. 530–548. ISSN: 1369-7021. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.mattod.2017.07.007> (ver pp. 19, 27, 30, 31).
- [6] Victor Lopez-Dominguez et al. “Perspectives on field-free spin-orbit torque devices for memory and computing applications”. Em: *Journal of Applied Physics* 133.4 (jan. de 2023), p. 040902. ISSN: 0021-8979. DOI: [10.1063/5.0135185](https://doi.org/10.1063/5.0135185) (ver pp. 19, 59).
- [7] Andrea Meo et al. “Magnetisation switching dynamics induced by combination of spin transfer torque and spin orbit torque”. Em: *Scientific Reports* 12.1 (2022), p. 3380. ISSN: 2045-2322. DOI: [10.1038/s41598-022-07277-2](https://doi.org/10.1038/s41598-022-07277-2) (ver pp. 19, 59).
- [8] J. E. Hirsch. “Spin Hall Effect”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 83 (9 1999), pp. 1834–1837. DOI: [10.1103/PhysRevLett.83.1834](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.1834) (ver pp. 20, 42).
- [9] Jairo Sinova et al. “Spin Hall effects”. Em: *Rev. Mod. Phys.* 87 (4 2015), pp. 1213–1260. DOI: [10.1103/RevModPhys.87.1213](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.87.1213) (ver pp. 20, 38, 39, 42, 43).
- [10] S. Zhang e Z. Yang. “Intrinsic Spin and Orbital Angular Momentum Hall Effect”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 94 (6 2005), p. 066602. DOI: [10.1103/PhysRevLett.94.066602](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.066602) (ver pp. 20, 44).
- [11] A. Azevedo et al. “dc effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect?” Em: *Journal of Applied Physics* 97.10 (mai. de 2005), p. 10C715. ISSN: 0021-8979. DOI: [10.1063/1.1855251](https://doi.org/10.1063/1.1855251) (ver pp. 20, 47, 63, 64, 84, 90).

- [12] E. Saitoh et al. “Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect”. Em: *Applied Physics Letters* 88.18 (mai. de 2006), p. 182509. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.2199473 (ver pp. 20, 48, 63, 64, 84, 90).
- [13] Ping Wang et al. “Inverse orbital Hall effect and orbitronic terahertz emission observed in the materials with weak spin-orbit coupling”. Em: *npj Quantum Materials* 8.1 (2023). Published: 2023/05/30, p. 28. ISSN: 2397-4648. DOI: 10.1038/s41535-023-00559-6 (ver pp. 20, 48, 49).
- [14] Dongwook Go et al. “Orbital pumping by magnetization dynamics in ferromagnets”. Em: *Phys. Rev. B* 111 (14 2025), p. L140409. DOI: 10.1103/PhysRevB.111.L140409 (ver pp. 20, 63, 65, 98).
- [15] Anas El Hamdi et al. “Observation of the orbital inverse Rashba–Edelstein effect”. Em: *Nature Physics* 19.12 (2023), pp. 1855–1860. ISSN: 1745-2481. DOI: 10.1038/s41567-023-02121-4 (ver pp. 20, 65, 98).
- [16] David J. Griffiths e Darrell F. Schroeter. *Introduction to quantum mechanics*. Third edition. Cambridge ; New York, NY: Cambridge University Press, 2018. ISBN: 978-1-107-18963-8 (ver p. 22).
- [17] Charles Kittel. *Introduction to Solid State Physics*. 8^a ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2005. ISBN: 978-0471415268 (ver pp. 23, 36, 45, 78, 102).
- [18] Mongur Hossain et al. “Synthesis, characterization, properties and applications of two-dimensional magnetic materials”. Em: *Nano Today* 42 (2022), p. 101338. ISSN: 1748-0132. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nantod.2021.101338> (ver p. 23).
- [19] B. D. Cullity e C. D. Graham. *Introduction to Magnetic Materials*. 2nd. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2009. ISBN: 9780471477419 (ver pp. 24, 64, 65).
- [20] M T Johnson et al. “Magnetic anisotropy in metallic multilayers”. Em: *Reports on Progress in Physics* 59.11 (1996), p. 1409. DOI: 10.1088/0034-4885/59/11/002 (ver pp. 24–26).
- [21] H. Kirchmayr. “Magnetic Anisotropy”. Em: *Encyclopedia of Materials: Science and Technology*. Ed. por K.H. Jürgen Buschow et al. Oxford: Elsevier, 2001, pp. 4754–4757. ISBN: 978-0-08-043152-9. DOI: <https://doi.org/10.1016/B0-08-043152-6/00830-5> (ver p. 24).
- [22] Wesley Brito Jalil da Fonseca. “Materiais magnéticos nanoestruturados via litografia coloidal”. Português. Tese de doutorado. Rio de Janeiro, RJ: Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 2024 (ver p. 25).
- [23] Carlos Sato Baraldi Dias. “Estudo de vórtice magnético em nanopartículas para aplicações em hipertermia magnética”. Português. Tese de doutorado. Campinas, SP: Universidade Estadual de Campinas, 2014 (ver p. 25).

- [24] U. Gradmann e J. Müller. “Flat Ferromagnetic, Epitaxial 48Ni/52Fe(111) Films of few Atomic Layers”. Em: *physica status solidi (b)* 27.1 (1968), pp. 313–324. DOI: <https://doi.org/10.1002/pssb.19680270133> (ver p. 26).
- [25] W. Thomson. “On the Electro-Dynamic Qualities of Metals: Effects of Magnetization on the Electric Conductivity of Nickel and of Iron”. Em: *Proceedings of the Royal Society of London* 8 (1856), pp. 546–550. DOI: 10.1098/rspl.1856.0144 (ver p. 27).
- [26] Nitesh Kumar et al. “Extremely high magnetoresistance and conductivity in the type-II Weyl semimetals WP2 and MoP2”. Em: *Nature Communications* 8.1 (2017), p. 1642. ISSN: 2041-1723. DOI: 10.1038/s41467-017-01758-z (ver p. 28).
- [27] João B. Sousa et al. “Chapter 12 - Transport at the nanoscale”. Em: *Transport Phenomena in Micro- and Nanoscale Functional Materials and Devices*. Ed. por João B. Sousa et al. Micro and Nano Technologies. William Andrew Publishing, 2021, pp. 363–460. ISBN: 978-0-323-46097-2. DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-0-323-46097-2.00006-9> (ver pp. 27, 29).
- [28] Jun ichiro Inoue. “CHAPTER 2 - GMR, TMR and BMR”. Em: *Nanomagnetism and Spintronics*. Ed. por Teruya Shinjo. Amsterdam: Elsevier, 2009, pp. 15–92. ISBN: 978-0-444-53114-8. DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-0-444-53114-8.00002-9> (ver p. 27).
- [29] Mongur Hossain et al. “Synthesis, characterization, properties and applications of two-dimensional magnetic materials”. Em: *Nano Today* 42 (2022), p. 101338. ISSN: 1748-0132. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nantod.2021.101338> (ver p. 29).
- [30] Areg Ghazaryan et al. “Filtering spins by scattering from a lattice of point magnets”. Em: *Communications Physics* 3.1 (2020), p. 178. ISSN: 2399-3650. DOI: 10.1038/s42005-020-00445-8 (ver p. 29).
- [31] Kazi Alam e Sandipan Pramanik. “Spin Filtering through Single-Wall Carbon Nanotubes Functionalized with Single-Stranded DNA”. Em: *Advanced Functional Materials* 25 (abr. de 2015). DOI: 10.1002/adfm.201500494 (ver p. 30).
- [32] M. Julliere. “Tunneling between ferromagnetic films”. Em: *Physics Letters A* 54.3 (1975), pp. 225–226. ISSN: 0375-9601. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9601\(75\)90174-7](https://doi.org/10.1016/0375-9601(75)90174-7) (ver p. 30).
- [33] Katsuhiro Tanaka et al. “Approaches to tunnel magnetoresistance effect with anti-ferromagnets”. Em: *Journal of Physics: Condensed Matter* 37.18 (2025), p. 183003. DOI: 10.1088/1361-648X/adc05e (ver p. 31).
- [34] Atsufumi Hirohata et al. “Review on spintronics: Principles and device applications”. Em: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 509 (2020), p. 166711. ISSN: 0304-8853. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.166711> (ver p. 32).

- [35] Christopher Safranski et al. “A perspective on electrical generation of spin current for magnetic random access memories”. Em: *Applied Physics Letters* 120.16 (abr. de 2022), p. 160502. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/5.0084551 (ver p. 32).
- [36] Rodrigo Torrão Victor. “Efeitos Hall por bombeamento de spin em TMDS bidimensionais”. Defendida em 14/12/2023. Tese de dout. Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), dez. de 2023 (ver pp. 33, 53, 56, 76, 78, 82).
- [37] Arne Brataas et al. “Spin insultronics”. Em: *Physics Reports* 885 (2020). Spin Insultronics, pp. 1–27. ISSN: 0370-1573. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2020.08.006> (ver p. 32).
- [38] Xiaobai Ning et al. “Orbital Diffusion, Polarization, and Swapping in Centrosymmetric Metals”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 134 (2 2025), p. 026303. DOI: 10.1103/PhysRevLett.134.026303 (ver p. 33).
- [39] Jack Bass e William P Pratt. “Spin-diffusion lengths in metals and alloys, and spin-flipping at metal/metal interfaces: an experimentalist’s critical review”. Em: *Journal of Physics: Condensed Matter* 19.18 (2007), p. 183201. DOI: 10.1088/0953-8984/19/18/183201 (ver pp. 33, 34, 92).
- [40] Miren Isasa et al. “Temperature dependence of spin diffusion length and spin Hall angle in Au and Pt”. Em: *Phys. Rev. B* 91 (2 2015), p. 024402. DOI: 10.1103/PhysRevB.91.024402 (ver p. 34).
- [41] Hiroki Hayashi et al. “Observation of long-range orbital transport and giant orbital torque”. Em: *Communications Physics* 6.1 (2023), p. 32. ISSN: 2399-3650. DOI: 10.1038/s42005-023-01139-7 (ver pp. 34, 64, 84, 92, 98).
- [42] Juan Carlos Idrobo et al. *Direct observation of nanometer-scale orbital angular momentum accumulation*. 2024. arXiv: 2403.09269 [cond-mat.mes-hall] (ver p. 34).
- [43] Giacomo Sala e Pietro Gambardella. “Giant orbital Hall effect and orbital-to-spin conversion in 3d, 5d, and 4f metallic heterostructures”. Em: *Phys. Rev. Res.* 4 (3 2022), p. 033037. DOI: 10.1103/PhysRevResearch.4.033037 (ver p. 34).
- [44] Ting-Chien Wang et al. “Comparative study on spin-orbit torque efficiencies from W/ferromagnetic and W/ferrimagnetic heterostructures”. Em: *Phys. Rev. Mater.* 2 (1 2018), p. 014403. DOI: 10.1103/PhysRevMaterials.2.014403 (ver p. 34).
- [45] Ruslan Salikhov et al. “Spin-orbit interaction driven terahertz nonlinear dynamics in transition metals”. Em: *npj Spintronics* 3.1 (2025), p. 3. ISSN: 2948-2119. DOI: 10.1038/s44306-024-00068-7 (ver p. 34).
- [46] E. H. Hall. “On a New Action of the Magnet on Electric Currents”. Em: *American Journal of Mathematics* 2.3 (1879), pp. 287–292. ISSN: 00029327, 10806377. (Acesso em 21/06/2025) (ver p. 34).

- [47] Arka Bandyopadhyay et al. “Non-linear Hall effects: Mechanisms and materials”. Em: *Materials Today Electronics* 8 (2024), p. 100101. ISSN: 2772-9494. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.mtelec.2024.100101> (ver p. 35).
- [48] E.H. Hall and. “XVIII. On the “Rotational Coefficient” in nickel and cobalt”. Em: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 12.74 (1881), pp. 157–172. DOI: 10.1080/14786448108627086 (ver p. 35).
- [49] P. Drude. “Zur Elektronentheorie der Metalle”. Em: *Annalen der Physik* 306.3 (1900), pp. 566–613. DOI: <https://doi.org/10.1002/andp.19003060312> (ver p. 35).
- [50] Neil W Ashcroft e N David Mermin. *Solid state physics*. New York, NY: Holt, Rinehart e Winston, 1976. URL: <https://cds.cern.ch/record/102652> (ver p. 36).
- [51] Naoto Nagaosa et al. “Anomalous Hall effect”. Em: *Rev. Mod. Phys.* 82 (2 2010), pp. 1539–1592. DOI: 10.1103/RevModPhys.82.1539 (ver pp. 36, 38, 39, 42).
- [52] Robert Karplus e J. M. Luttinger. “Hall Effect in Ferromagnetics”. Em: *Phys. Rev.* 95 (5 1954), pp. 1154–1160. DOI: 10.1103/PhysRev.95.1154 (ver p. 36).
- [53] Michael V. Berry. “Quantal phase factors accompanying adiabatic changes”. Em: *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* 392.1802 (1984), pp. 45–57. DOI: 10.1098/rspa.1984.0023 (ver p. 36).
- [54] T. Jungwirth et al. “Anomalous Hall Effect in Ferromagnetic Semiconductors”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 88 (20 2002), p. 207208. DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.207208 (ver p. 36).
- [55] Masaru Onoda e Naoto Nagaosa. “Topological Nature of Anomalous Hall Effect in Ferromagnets”. Em: *Journal of the Physical Society of Japan* 71.1 (2002), pp. 19–22. DOI: 10.1143/JPSJ.71.19 (ver p. 36).
- [56] Di Xiao et al. “Berry phase effects on electronic properties”. Em: *Rev. Mod. Phys.* 82 (3 2010), pp. 1959–2007. DOI: 10.1103/RevModPhys.82.1959 (ver pp. 37, 38).
- [57] Stephen R. Boona et al. “Transverse thermal energy conversion using spin and topological structures”. Em: *Journal of Applied Physics* 130.17 (nov. de 2021), p. 171101. ISSN: 0021-8979. DOI: 10.1063/5.0062559 (ver pp. 38, 39, 41).
- [58] J. Smit. “The spontaneous hall effect in ferromagnetics II”. Em: *Physica* 24.1 (1958), pp. 39–51. ISSN: 0031-8914. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0031-8914\(58\)93541-9](https://doi.org/10.1016/S0031-8914(58)93541-9) (ver p. 38).
- [59] A. Crépieux e P. Bruno. “Theory of the anomalous Hall effect from the Kubo formula and the Dirac equation”. Em: *Phys. Rev. B* 64 (1 2001), p. 014416. DOI: 10.1103/PhysRevB.64.014416 (ver pp. 40, 41).

- [60] L. Berger. “Influence of spin-orbit interaction on the transport processes in ferromagnetic nickel alloys, in the presence of a degeneracy of the 3d band”. Em: *Physica* 30.6 (1964), pp. 1141–1159. ISSN: 0031-8914. DOI: [https://doi.org/10.1016/0031-8914\(64\)90105-3](https://doi.org/10.1016/0031-8914(64)90105-3) (ver p. 40).
- [61] L. Berger. “Side-Jump Mechanism for the Hall Effect of Ferromagnets”. Em: *Phys. Rev. B* 2 (11 1970), pp. 4559–4566. DOI: 10.1103/PhysRevB.2.4559 (ver p. 40).
- [62] Michel Dyakonov e V.I. Perel. “Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors”. Em: *Physics Letters A* A 35 (jul. de 1971), pp. 459–460. DOI: 10.1016/0375-9601(71)90196-4 (ver p. 42).
- [63] Y. K. Kato et al. “Observation of the Spin Hall Effect in Semiconductors”. Em: *Science* 306.5703 (2004), pp. 1910–1913. DOI: 10.1126/science.1105514 (ver p. 42).
- [64] J. Wunderlich et al. “Experimental Observation of the Spin-Hall Effect in a Two-Dimensional Spin-Orbit Coupled Semiconductor System”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 94 (4 2005), p. 047204. DOI: 10.1103/PhysRevLett.94.047204 (ver p. 42).
- [65] Liang Cheng et al. “Studying spin-charge conversion using terahertz pulses”. Em: *APL Materials* 9.7 (jul. de 2021), p. 070902. ISSN: 2166-532X. DOI: 10.1063/5.0051217 (ver pp. 43, 48).
- [66] T. Tanaka et al. “Intrinsic spin Hall effect and orbital Hall effect in 4d and 5d transition metals”. Em: *Phys. Rev. B* 77 (16 2008), p. 165117. DOI: 10.1103/PhysRevB.77.165117 (ver p. 44).
- [67] Giacomo Sala et al. “Orbital Hanle Magnetoresistance in a 3d Transition Metal”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 131 (15 2023), p. 156703. DOI: 10.1103/PhysRevLett.131.156703 (ver p. 44).
- [68] Igor Lyalin et al. “Magneto-Optical Detection of the Orbital Hall Effect in Chromium”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 131 (15 2023), p. 156702. DOI: 10.1103/PhysRevLett.131.156702 (ver p. 44).
- [69] Young-Gwan Choi et al. “Observation of the orbital Hall effect in a light metal Ti”. Em: *Nature* 619.7968 (2023), pp. 52–56. ISSN: 1476-4687. DOI: 10.1038/s41586-023-06101-9 (ver p. 44).
- [70] Daegeun Jo et al. “Gigantic intrinsic orbital Hall effects in weakly spin-orbit coupled metals”. Em: *Phys. Rev. B* 98 (21 2018), p. 214405. DOI: 10.1103/PhysRevB.98.214405 (ver p. 44).
- [71] Giacomo Sala e Pietro Gambardella. “Giant orbital Hall effect and orbital-to-spin conversion in 3 d , 5 d , and 4 f metallic heterostructures”. Em: *Physical Review Research* 4 (jul. de 2022). DOI: 10.1103/PhysRevResearch.4.033037 (ver p. 45).

- [72] Dongjoon Lee et al. “Orbital torque in magnetic bilayers”. Em: *Nature Communications* 12.1 (2021), p. 6710. ISSN: 2041-1723. DOI: 10.1038/s41467-021-26650-9 (ver p. 46).
- [73] Lars Onsager. “Reciprocal Relations in Irreversible Processes. I.” Em: *Phys. Rev.* 37 (4 1931), pp. 405–426. DOI: 10.1103/PhysRev.37.405 (ver pp. 47, 57).
- [74] John Ågren. “The Onsager Reciprocity Relations Revisited”. Em: *Journal of Phase Equilibria and Diffusion* 43.6 (2022), pp. 640–647. ISSN: 1863-7345. DOI: 10.1007/s11669-022-00951-y (ver p. 47).
- [75] Charles P. Poole et al. “16 - Transport Properties”. Em: *Superconductivity (Second Edition)*. Ed. por Charles P. Poole et al. Second Edition. Amsterdam: Academic Press, 2007, pp. 489–529. ISBN: 978-0-12-088761-3. DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-012088761-3/50038-7> (ver p. 47).
- [76] Liangchao Guo et al. “Electromechanical coupling effects for data storage and synaptic devices”. Em: *Nano Energy* 77 (2020), p. 105156. ISSN: 2211-2855. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nanoen.2020.105156> (ver p. 47).
- [77] Alexandre Medeiros Gonçalves. “Dinâmica da magnetização em sistemas spintrônicos: CoFeB/MgO e Py/Cu/Pt”. Tese de Doutorado. Rio de Janeiro, Brasil: Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), 2015 (ver pp. 50, 64).
- [78] Alexander Makarov. “Modeling of Emerging Resistive Switching Based Memory Cells”. Tese de dout. Mar. de 2014. DOI: 10.13140/RG.2.2.11456.74242 (ver p. 50).
- [79] L. LANDAU e E. LIFSHITZ. “3 - On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodiesReprinted from Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion 8, Part 2, 153, 1935.” Em: *Perspectives in Theoretical Physics*. Ed. por L.P. PITAEVSKI. Amsterdam: Pergamon, 1992, pp. 51–65. ISBN: 978-0-08-036364-6. DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-036364-6.50008-9> (ver p. 51).
- [80] T. L. Gilbert e J. M. Kelly. “Anomalous Rotational Damping in Ferromagnetic Sheets”. Em: *Conference on Magnetism and Magnetic Materials*. Pittsburgh, PA, 1955, pp. 253–263 (ver p. 51).
- [81] Felipe Reyes-Osorio. “Nonlocal damping of spin waves in a magnetic insulator induced by normal, heavy, or altermagnetic metallic overlayer: A Schwinger-Keldysh field theory approach”. Em: *Phys. Rev. B* 110 (21 2024), p. 214432. DOI: 10.1103/PhysRevB.110.214432 (ver p. 51).
- [82] S. M. Rezende et al. “Anomalous spin-wave damping in exchange-biased films”. Em: *Phys. Rev. B* 63 (21 2001), p. 214418. DOI: 10.1103/PhysRevB.63.214418 (ver p. 51).

- [83] Byung Hun Lee et al. “Large Anomalous Frequency Shift in Perpendicular Standing Spin Wave Modes in BiYIG Films Induced by Thin Metallic Overlayers”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 130 (12 2023), p. 126703. DOI: 10.1103/PhysRevLett.130.126703 (ver p. 51).
- [84] R. Torrão et al. “Reproducible low Gilbert damping yttrium iron garnet by magnetron sputtering”. Em: *Journal of Alloys and Compounds* 923 (21 2022), p. 166300. ISSN: 0925-8388. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2022.166300> (ver pp. 51, 52).
- [85] Anton A. Starikov et al. “Unified First-Principles Study of Gilbert Damping, Spin-Flip Diffusion, and Resistivity in Transition Metal Alloys”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 105 (23 2010), p. 236601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.236601 (ver p. 52).
- [86] Ehsan Barati et al. “Gilbert damping in magnetic layered systems”. Em: *Physical Review B* 90 (21 jul. de 2014), p. 014420. DOI: 10.1103/PhysRevB.90.014420 (ver p. 52).
- [87] J Walowski et al. “Intrinsic and non-local Gilbert damping in polycrystalline nickel studied by Ti:sapphire laser fs spectroscopy”. Em: *Journal of Physics D: Applied Physics* 41.16 (21 2008), p. 164016. DOI: 10.1088/0022-3727/41/16/164016 (ver p. 52).
- [88] Shuang Wu et al. “Room-temperature intrinsic and extrinsic damping in polycrystalline Fe thin films”. Em: *Phys. Rev. B* 105 (17 2022), p. 174408. DOI: 10.1103/PhysRevB.105.174408 (ver p. 52).
- [89] D. Polder. “VIII. On the theory of ferromagnetic resonance”. Em: *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 40.300 (21 1949), pp. 99–115. DOI: 10.1080/14786444908561215 (ver p. 53).
- [90] Michael Harder et al. “Electrical detection of magnetization dynamics via spin rectification effects”. Em: *Physics Reports* 661 (21 2016). Electrical detection of magnetization dynamics via spin rectification effects, pp. 1–59. ISSN: 0370-1573. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2016.10.002> (ver pp. 53, 55–57, 78).
- [91] N. Mecking et al. “Microwave photovoltage and photoresistance effects in ferromagnetic microstrips”. Em: *Phys. Rev. B* 76 (22 2007), p. 224430. DOI: 10.1103/PhysRevB.76.224430 (ver pp. 54, 78).
- [92] James Kaduk e Joel Reid. “Typical values of Rietveld instrument profile coefficients”. Em: *Powder Diffraction - POWDER DIFFR* 26 (21 mar. de 2011), pp. 88–94. DOI: 10.1154/1.3548128 (ver p. 54).

- [93] Yaowen Xing et al. “Ferromagnetic resonance linewidth broadening induced by a tunable inhomogeneity effect”. Em: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 517 (21 2021), p. 167215. ISSN: 0304-8853. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.167215> (ver p. 56).
- [94] Charles Kittel. “On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption”. Em: *Phys. Rev.* 73 (2 1948), pp. 155–161. DOI: 10.1103/PhysRev.73.155 (ver p. 57).
- [95] R. H. Silsbee et al. “Coupling between ferromagnetic and conduction-spin-resonance modes at a ferromagnetic—normal-metal interface”. Em: *Phys. Rev. B* 19 (9 1979), pp. 4382–4399. DOI: 10.1103/PhysRevB.19.4382 (ver p. 57).
- [96] Mark Johnson e R. H. Silsbee. “Coupling of electronic charge and spin at a ferromagnetic-paramagnetic metal interface”. Em: *Phys. Rev. B* 37 (10 1988), pp. 5312–5325. DOI: 10.1103/PhysRevB.37.5312 (ver p. 57).
- [97] Yaroslav Tserkovnyak et al. “Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 88 (11 2002), p. 117601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.117601 (ver pp. 57, 58, 60, 101, 106).
- [98] Yaroslav Tserkovnyak et al. “Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers”. Em: *Phys. Rev. B* 66 (22 2002), p. 224403. DOI: 10.1103/PhysRevB.66.224403 (ver pp. 57, 58, 60, 101, 106).
- [99] S. Mizukami et al. “Effect of spin diffusion on Gilbert damping for a very thin permalloy layer in Cu/permalloy/Cu/Pt films”. Em: *Phys. Rev. B* 66 (10 2002), p. 104413. DOI: 10.1103/PhysRevB.66.104413 (ver p. 57).
- [100] J.C. Slonczewski. “Current-driven excitation of magnetic multilayers”. Em: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 159.1 (21 1996), pp. L1–L7. ISSN: 0304-8853. DOI: [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(96\)00062-5](https://doi.org/10.1016/0304-8853(96)00062-5) (ver p. 57).
- [101] L. Berger. “Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current”. Em: *Phys. Rev. B* 54 (13 1996), pp. 9353–9358. DOI: 10.1103/PhysRevB.54.9353 (ver p. 57).
- [102] Lijun Zhu. “Title: Switching of Perpendicular Magnetization by Spin-Orbit Torque”. Em: *Advanced Materials* 35 (21 out. de 2023), p. 214432. DOI: 10.1002/adma.202300853 (ver p. 59).
- [103] W. L. Peng et al. “Tunable damping-like and field-like spin-orbit-torque in Pt/Co/HfO₂ films via interfacial charge transfer”. Em: *Applied Physics Letters* 115.17 (21 out. de 2019), p. 172403. ISSN: 0003-6951. DOI: 10.1063/1.5123018 (ver p. 59).
- [104] Obed Alves Santos. “Spintrônica em Heteroestruturas Magnéticas: Conversão Recíproca de Corrente de Spin e Corrente de Carga”. Tese de dout. Recife: Universidade Federal de Pernambuco, Departamento de Física, Pós-Graduação em Física, 2018, p. 214432. DOI: 10.1103/PhysRevB.110.214432 (ver pp. 60, 64, 87, 90).

- [105] Axel Hoffmann. “Spin Hall Effects in Metals”. Em: *IEEE Transactions on Magnetics* 49.10 (21 2013), pp. 5172–5193. DOI: 10.1109/TMAG.2013.2262947 (ver p. 61).
- [106] Q. Yang et al. “Spin flip diffusion length and giant magnetoresistance at low temperatures”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 72 (20 1994), pp. 3274–3277. DOI: 10.1103/PhysRevLett.72.3274 (ver p. 61).
- [107] Charles Swindells e D. Atkinson. “Interface enhanced precessional damping in spintronic multilayers: A perspective”. Em: *Journal of Applied Physics* 131 (21 mai. de 2022), p. 170902. DOI: 10.1063/5.0080267 (ver pp. 61, 62).
- [108] Hiroki Hayashi et al. “Observation of orbital pumping”. Em: *Nature Electronics* 7.8 (21 ago. de 2024), pp. 646–652. ISSN: 2520-1131. DOI: 10.1038/s41928-024-01193-1 (ver pp. 64, 84, 98–100).
- [109] Yi-Hsiang Huang et al. “Spin Hall angle and spin diffusion length of permalloy”. Em: *AIP Advances* 10.1 (21 jan. de 2020), p. 015041. ISSN: 2158-3226. DOI: 10.1063/1.5129445 (ver pp. 64, 90).
- [110] O. Mosendz et al. “Quantifying Spin Hall Angles from Spin Pumping: Experiments and Theory”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 104 (4 2010), p. 046601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.104.046601 (ver pp. 64, 65, 78, 95).
- [111] Dongwook Go et al. “First-principles calculation of orbital Hall effect by Wannier interpolation: Role of orbital dependence of the anomalous position”. Em: *Phys. Rev. B* 109 (17 2024), p. 174435. DOI: 10.1103/PhysRevB.109.174435 (ver pp. 65, 67, 92).
- [112] Armando Pezo et al. “Adiabatic spin and orbital pumping in metallic heterostructures”. Em: *Phys. Rev. B* 111 (13 2025), p. 134424. DOI: 10.1103/PhysRevB.111.134424 (ver pp. 66, 92).
- [113] B. Janarthanan et al. “Basic deposition methods of thin films**”. Em: *Journal of Molecular Structure* 1241 (21 2021), p. 130606. ISSN: 0022-2860. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.molstruc.2021.130606> (ver p. 69).
- [114] P.J Kelly e R.D Arnell. “Magnetron sputtering: a review of recent developments and applications”. Em: *Vacuum* 56.3 (21 2000), pp. 159–172. ISSN: 0042-207X. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0042-207X\(99\)00189-X](https://doi.org/10.1016/S0042-207X(99)00189-X) (ver p. 69).
- [115] Rachael Karen Barnett. “Characterisation Methods of Organic Thin Films with Applications Toward Implantable Bionic Devices”. Associate Supervisor: Associate Professor Michael James. Bachelor of Science with Honours Thesis. School of Mathematics, Physics e Information Technology, 2007, p. 214432. DOI: 10.1103/PhysRevB.110.214432 (ver p. 72).

- [116] Panagiotis Poulopoulos et al. “Growth and Optical Properties of Nanocrystalline Titania Films for Optoelectronics and Photovoltaics”. Em: *Journal of Surfaces and Interfaces of Materials* 3 (21 mar. de 2015), pp. 52–59. DOI: [10.1166/jsim.2015.1077](https://doi.org/10.1166/jsim.2015.1077) (ver p. 72).
- [117] Rodrigo Torrão. “Estudo da dinâmica de magnetização em sistemas FM/NM para aplicações em spintrônica”. Dissertação de Mestrado. Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, 2019, p. 214432. DOI: [10.1103/PhysRevB.110.214432](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.110.214432) (ver p. 75).
- [118] Indra D. Sahu e Gary A. Lorigan. “Electron Spin Resonance Spectroscopy | Spin Labeling and Spin Trapping”. Em: *Encyclopedia of Analytical Science (Third Edition)*. Ed. por Paul Worsfold et al. Third Edition. Vol. 110. Oxford: Academic Press, 2019, pp. 315–327. ISBN: 978-0-08-101984-9. DOI: <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-409547-2.14080-6> (ver p. 81).
- [119] E. Wajnberg et al. “Electron Paramagnetic Resonance Study of the Migratory Ant *Pachycondyla marginata abdomens*”. Em: *Biophysical Journal* 78.2 (21 2000), pp. 1018–1023. ISSN: 0006-3495. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0006-3495\(00\)76660-4](https://doi.org/10.1016/S0006-3495(00)76660-4) (ver p. 81).
- [120] André Felipe Lacerda Santos. “Investigação de efeito Hall de spin inverso em bicamadas de Permalloy/Platina”. Dissertação de Mestrado. Recife - PE, Brasil: Universidade Federal de Pernambuco, mar. de 2010, p. 214432. DOI: [10.1103/PhysRevB.110.214432](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.110.214432) (ver pp. 87, 90, 91).
- [121] Obed Alves Santos. “Investigação do processo de spin pumping em bicamadas magnéticas e filmes simples”. Tese de dout. Recife: Universidade Federal de Pernambuco, Departamento de Física, Pós-Graduação em Física, 2014, p. 214432. DOI: [10.1103/PhysRevB.110.214432](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.110.214432) (ver p. 89).
- [122] J.-C. Rojas-Sánchez et al. “Spin Pumping and Inverse Spin Hall Effect in Platinum: The Essential Role of Spin-Memory Loss at Metallic Interfaces”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 112 (10 2014), p. 106602. DOI: [10.1103/PhysRevLett.112.106602](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.106602) (ver p. 92).
- [123] Satoshi Haku et al. “Role of interfacial oxidation in the generation of spin-orbit torques”. Em: *Phys. Rev. B* 102 (2 2020), p. 024405. DOI: [10.1103/PhysRevB.102.024405](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.102.024405) (ver pp. 93, 97).
- [124] T. V. A. Nguyen et al. “Effect of oxygen incorporation on dynamic magnetic properties in Ta-O/Co-Fe-B bilayer films under out-of-plane and in-plane magnetic fields”. Em: *AIP Advances* 12.3 (21 mar. de 2022), p. 035133. ISSN: 2158-3226. DOI: [10.1063/9.0000297](https://doi.org/10.1063/9.0000297) (ver pp. 93, 97).

- [125] G. G. Baez Flores e K. D. Belashchenko. “Effect of interfacial intermixing on spin-orbit torque in Co/Pt bilayers”. Em: *Phys. Rev. B* 105 (5 2022), p. 054405. DOI: [10.1103/PhysRevB.105.054405](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.105.054405) (ver pp. 93, 97).
- [126] Soogil Lee et al. “Efficient conversion of orbital Hall current to spin current for spin-orbit torque switching”. Em: *Communications Physics* 4.1 (21 2021), p. 234. ISSN: 2399-3650. DOI: [10.1038/s42005-021-00737-7](https://doi.org/10.1038/s42005-021-00737-7) (ver p. 101).
- [127] S.S. Sakhonenkov et al. “Influence of silicon interlayers on transition layer formation in Ti/Ni multilayer structures of different thicknesses”. Em: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* 207 (21 2025), p. 113003. ISSN: 0022-3697. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jpcs.2025.113003> (ver p. 103).
- [128] Ramon Cardias et al. *Real-space first-principles approach to orbitronic phenomena in metallic multilayers*. 2025. DOI: [10.1103/PhysRevB.110.214432](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.110.214432). arXiv: 2508.14270 [cond-mat.mtrl-sci]. URL: <https://arxiv.org/abs/2508.14270> (ver p. 103).

APÊNDICE A . Ajuste dos parâmetros para deposição do Ni

A.1

Inicialmente, foram depositadas amostras de Ni utilizando corrente de 100 mA sob pressão de 5 mTorr. Contudo, essas amostras não apresentaram resposta detectável no sistema de FMR. Diante disso, realizou-se um breve estudo preliminar das propriedades magnéticas do Ni crescido em diferentes condições de deposição. As amostras foram caracterizadas por Magnetometria de Amostra Vibrante (VSM) a 300 K, empregando um sistema PPMS (Dynacool). A Figura A.1 apresenta as curvas de histerese obtidas para distintas condições de crescimento: (a) amostra de Ni/Pt depositada a 100 mA e 5 mTorr, (b) amostra de Ni a 35 mA e 5 mTorr, (c) amostra de Ni a 35 mA e 1,1 mTorr e (d) amostra de Ni a 400 mA e 1,1 mTorr. De forma geral, observa-se uma correlação direta entre os parâmetros de deposição (pressão e corrente de sputtering) e a coercitividade magnética. Em particular, verifica-se um aumento da coercitividade à medida que tanto a pressão de trabalho quanto a corrente aplicada são elevadas. Os valores estimados de coercitividade encontram-se resumidos na Tabela A.1.

Com base nesses resultados, foi adotada como condição de deposição do Ni a combinação de 100 mA e 1,1 mTorr. Tal escolha permite obter filmes com baixa coercitividade, ao mesmo tempo em que garante uma taxa de deposição adequada — evitando tanto crescimentos excessivamente rápidos, que poderiam comprometer a qualidade estrutural do filme, quanto taxas demasiadamente lentas, que prolongariam o tempo de fabricação das amostras. O comportamento magnético da amostra de Ni depositada nessas condições encontra-se ilustrado na Figura A.2, enquanto o respectivo valor de coercitividade está incluído na Tabela A.1.

Tabela A.1. Coercitividades estimadas para amostras de Ni crescidas a diferentes condições

Amostra	Coercitividade (Oe)
Ni - 100 mA - 5 mTorr	~ 125
Ni - 35 mA - 5 mTorr	~ 65
Ni - 35 mA - 1,1 mTorr	~ 10
Ni - 400 mA - 1,1 mTorr	~ 28
Ni - 100 mA - 1,1 mTorr	~ 8

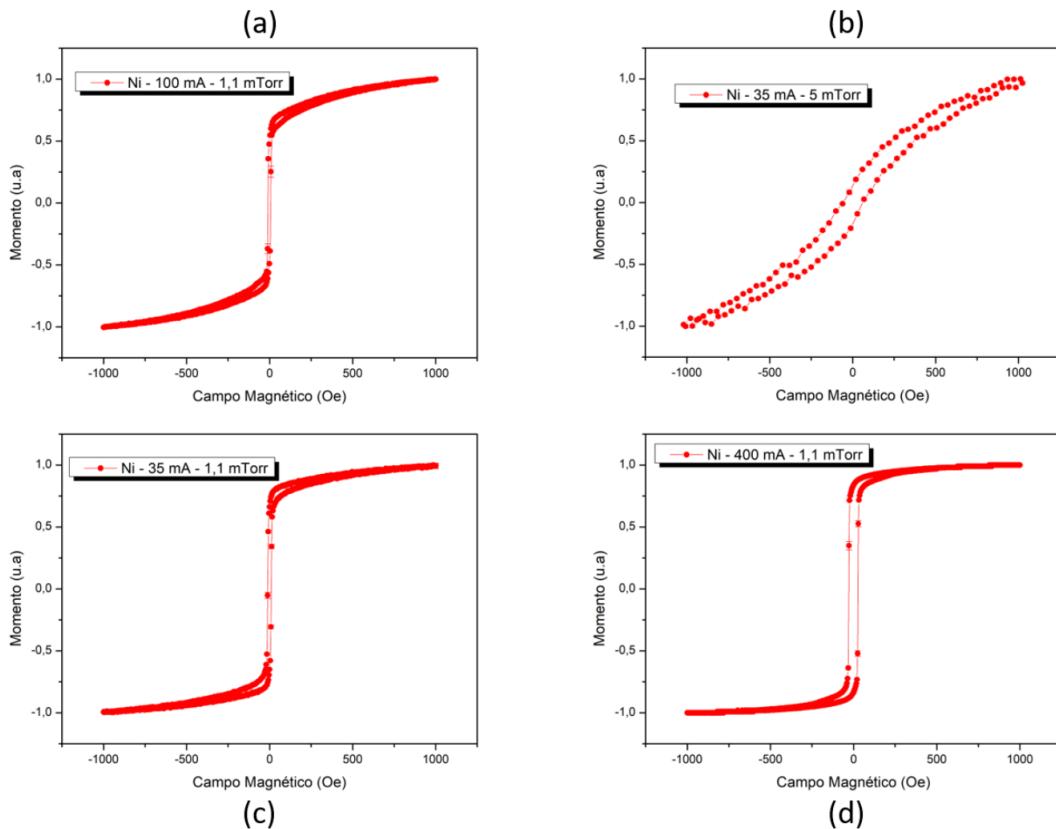


Figura A.1. Em (a) a curva de histerese para a amostra de Ni/Pt crescida a 100 mA com uma pressão de 5 mTorr. Em (b) a curva de histerese para a amostra de Ni crescida a 35 mA e 5 mTorr. Em (c) a curva de histerese para a amostra de Ni crescida a 35 mA e pressão de 1,1 mTorr. Em (d) a curva de histerese para a amostra de Ni crescida a 400 mA e pressão de 1,1 mTorr. É possível notar um aumento na coercitividade conforme o aumento da pressão e da corrente.

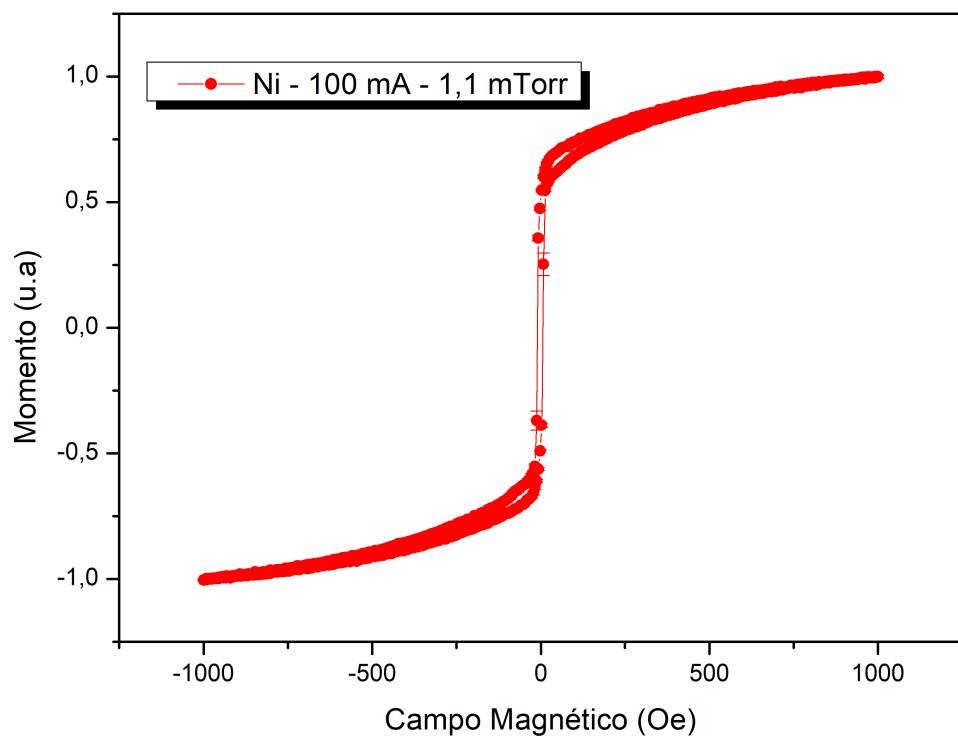


Figura A.2. Curva de histerese para a amostra de Ni crescida a 100 mA com uma pressão de 1,1 mTorr.

APÊNDICE B . Medidas elétricas para cada ângulo

B.1 Permalloy

Neste Apêndice, são apresentados os dados correspondentes a cada medida angular realizada na primeira amostra de NiFe, nos quais é possível observar o comportamento individual obtido em função da variação do ângulo.

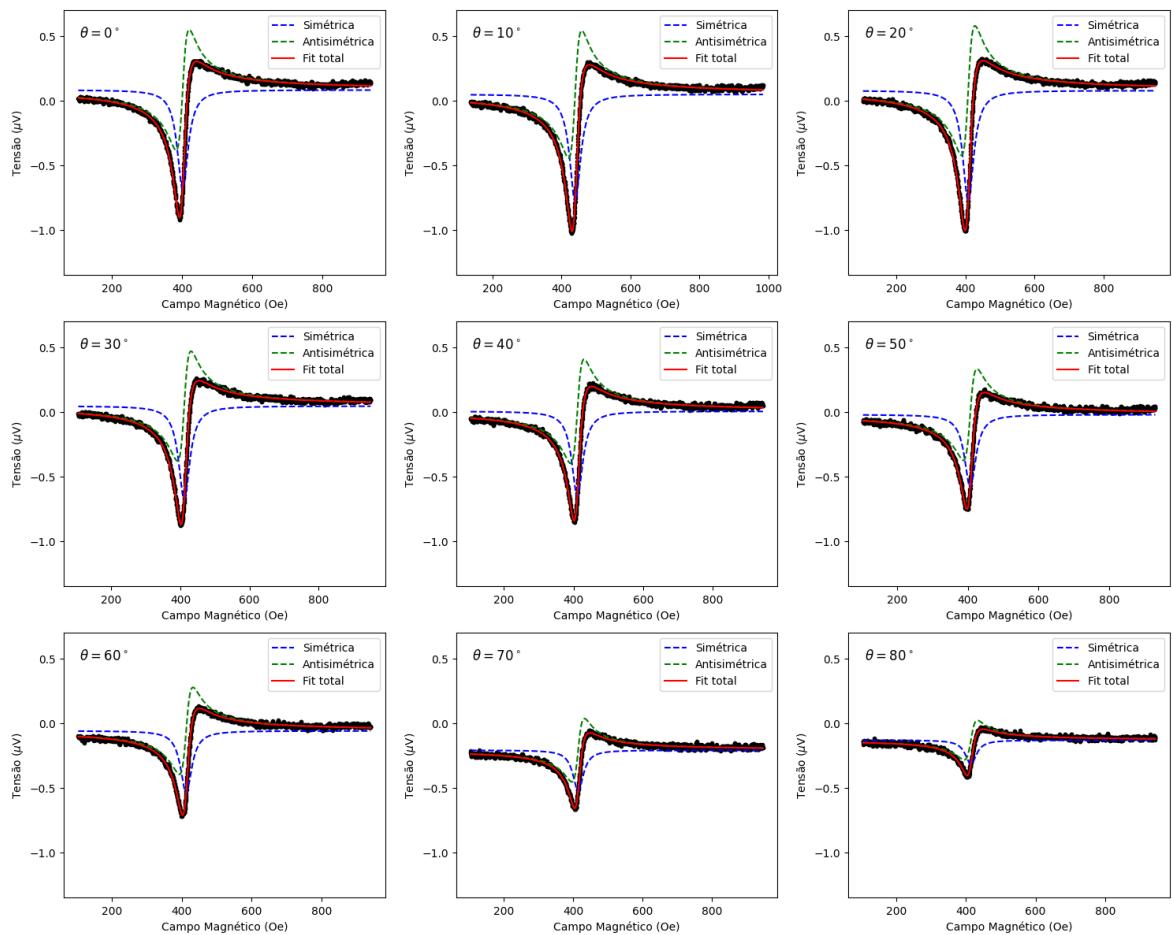


Figura B.1. Medidas de iSHE para os ângulo de 0° a 80° para amostra de NiFe.

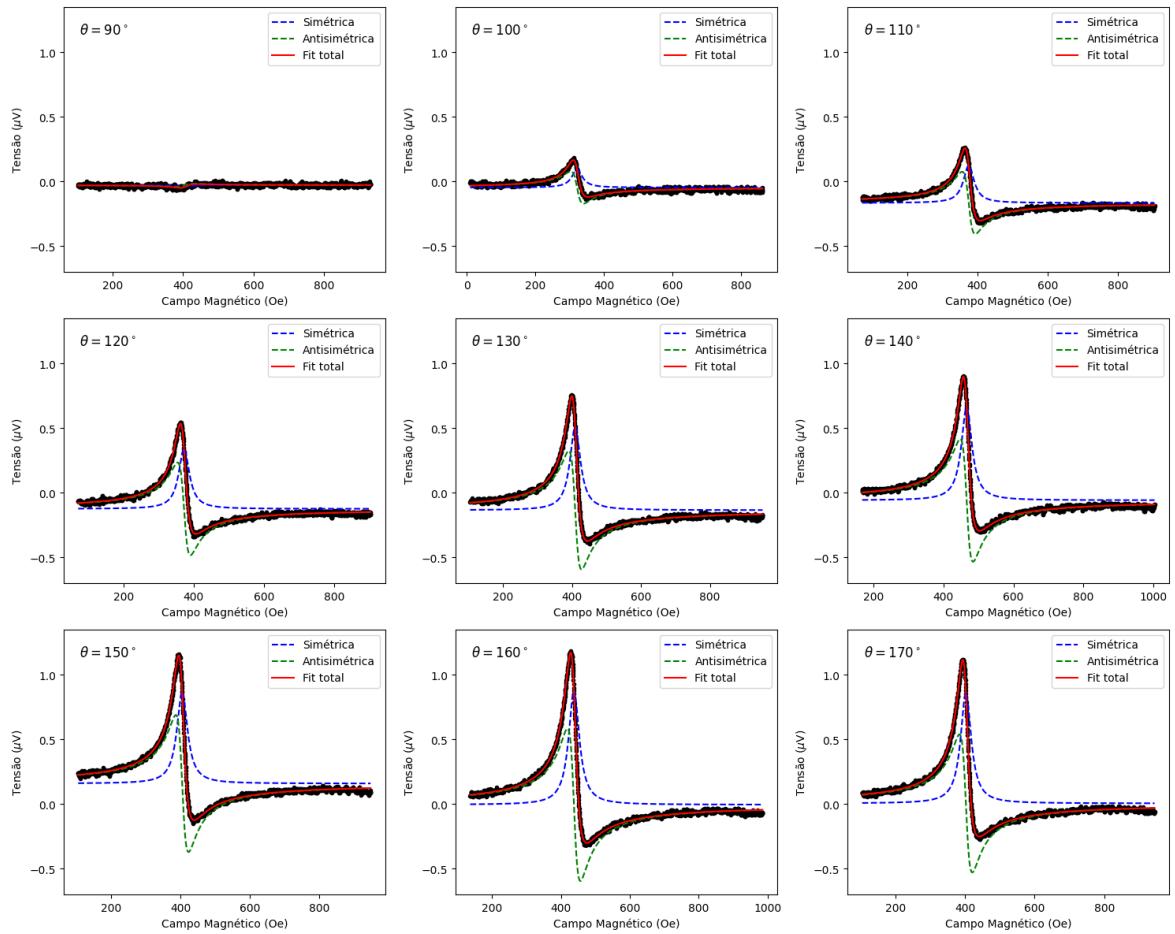


Figura B.2. Medidas de iSHE para os ângulo de 90° a 170° para amostra de NiFe.

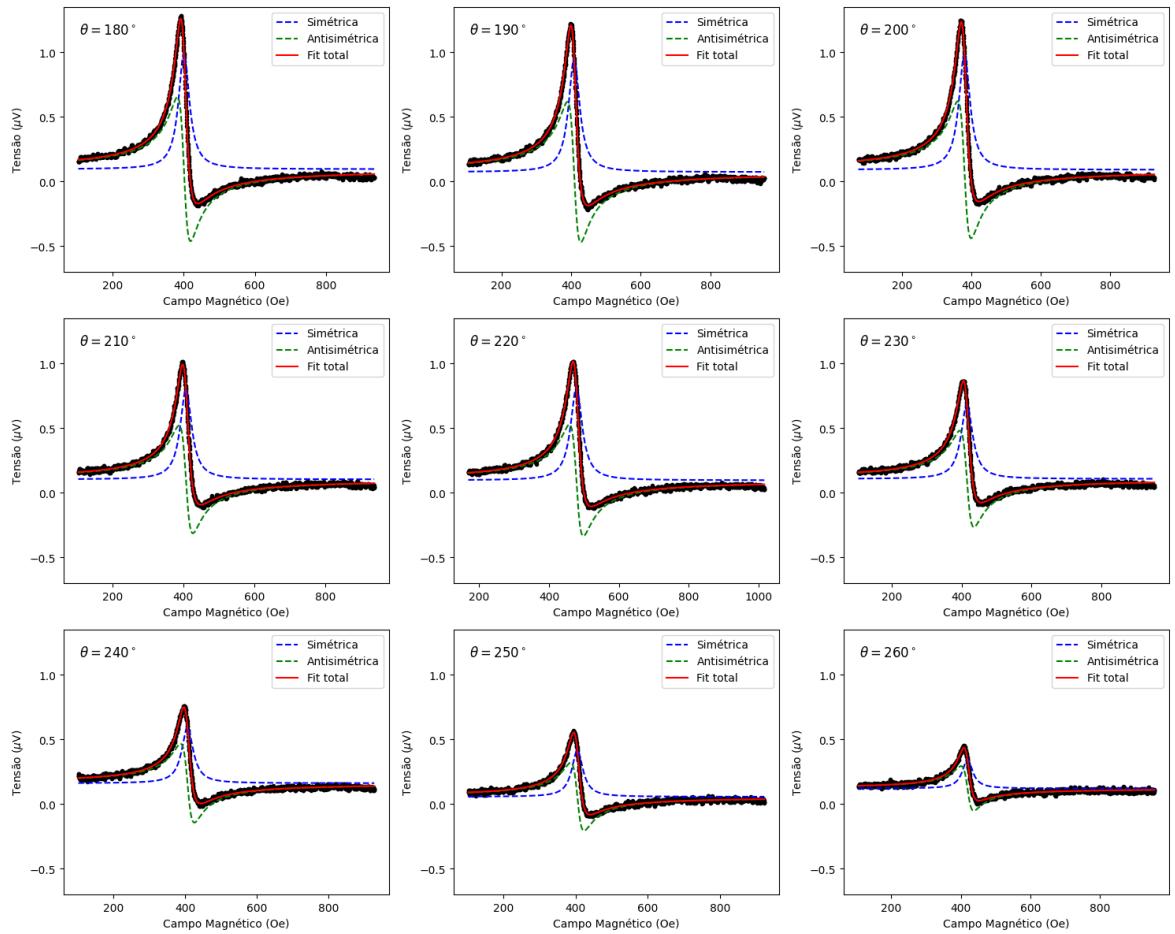


Figura B.3. Medidas de iSHE para os ângulo de 180° a 260° para amostra de NiFe.

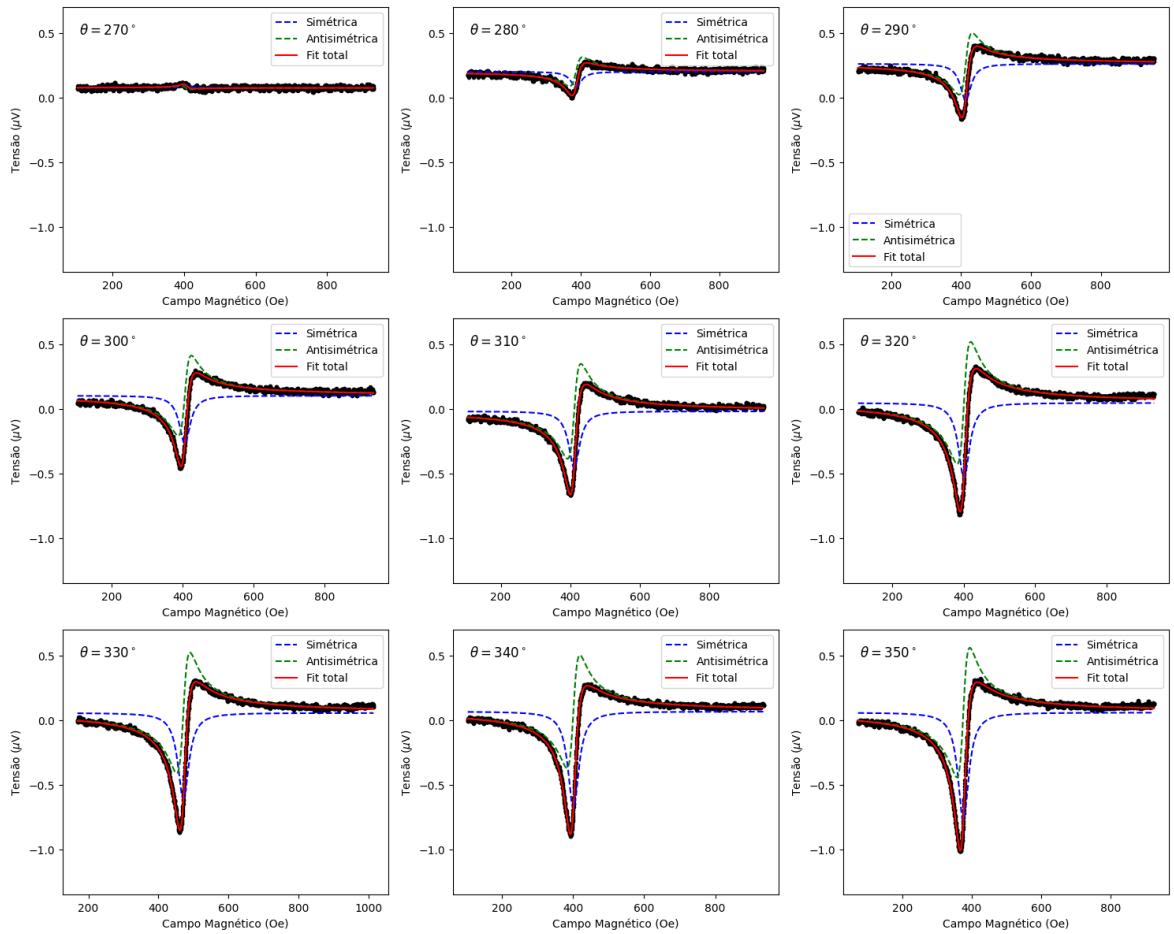


Figura B.4. Medidas de iSHE para os ângulo de 270° a 350° para amostra de NiFe.

B.2 Níquel

Neste Apêndice, são apresentados os dados correspondentes a cada medida angular realizada na primeira amostra de Ni, nos quais é possível observar o comportamento individual obtido em função da variação do ângulo.

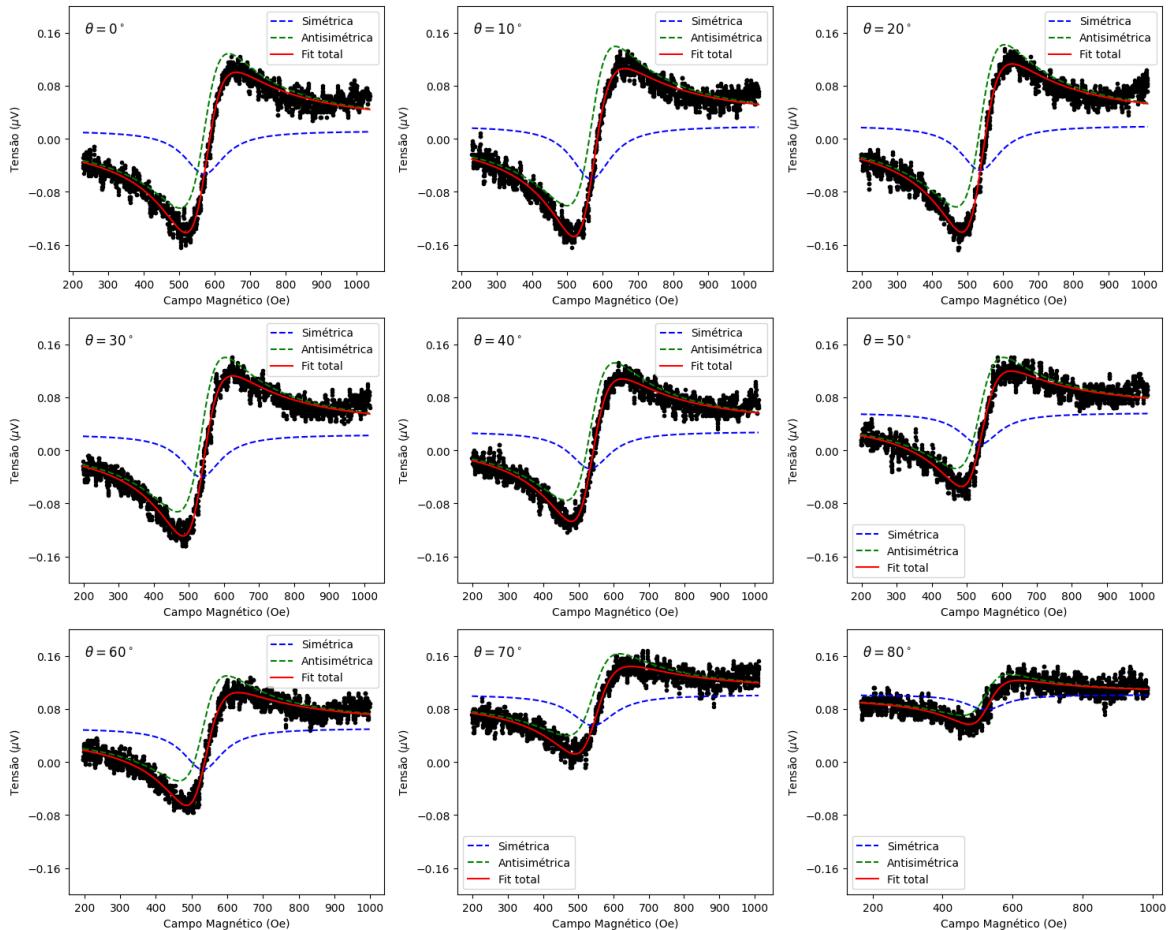


Figura B.5. Medidas de iOHE para os ângulo de 0° a 80° para amostra de Ni.

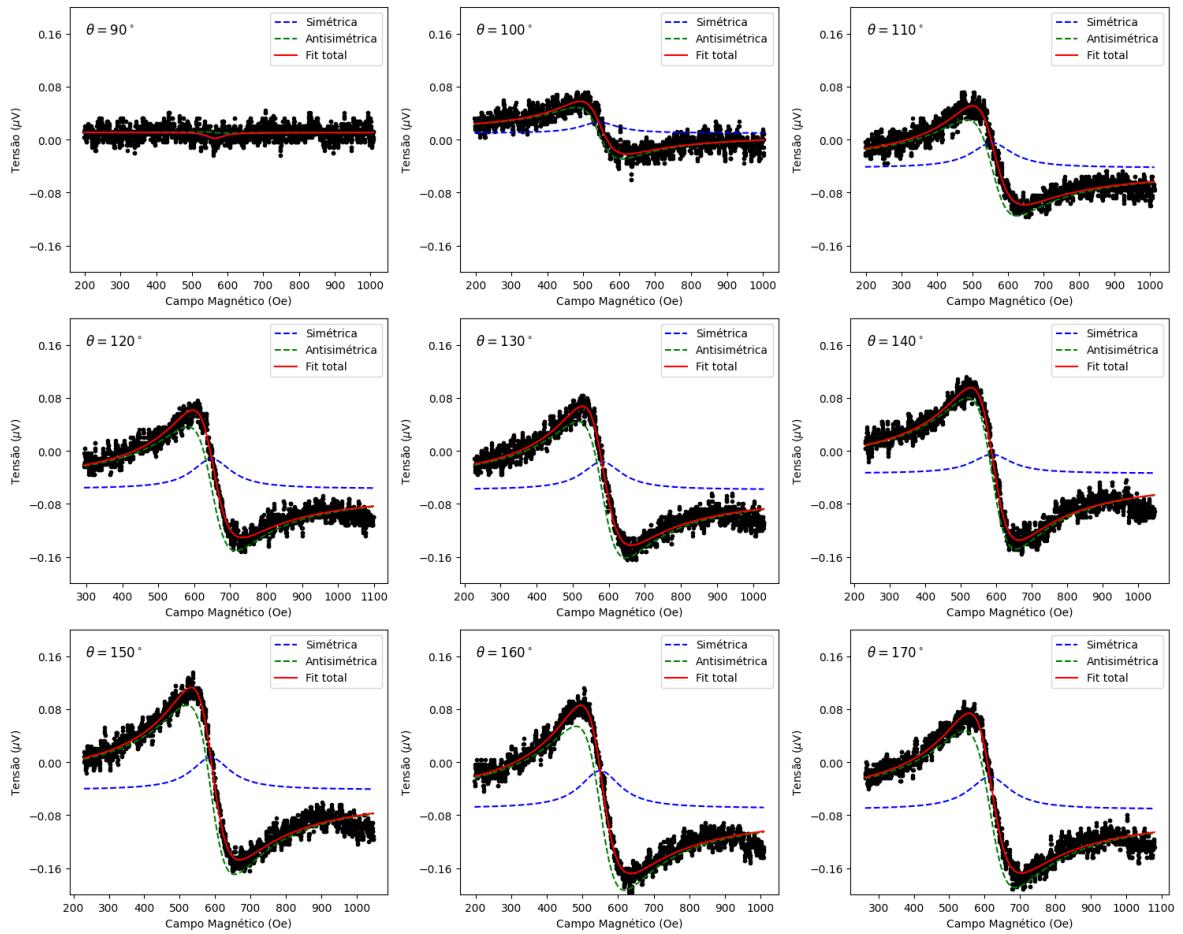


Figura B.6. Medidas de iOHE para os ângulo de 90° a 170° para amostra de Ni.

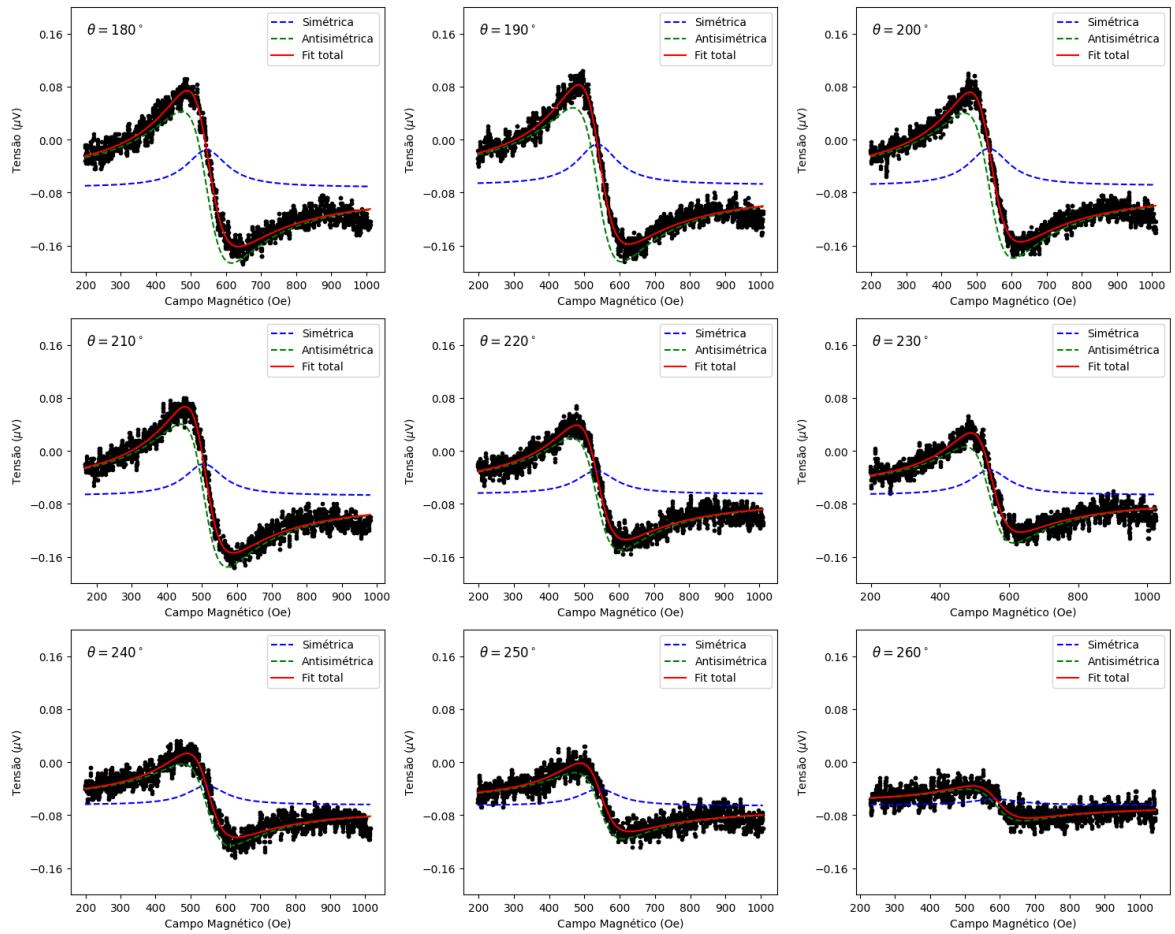


Figura B.7. Medidas de iOHE para os ângulo de 180° a 260° para amostra de Ni.

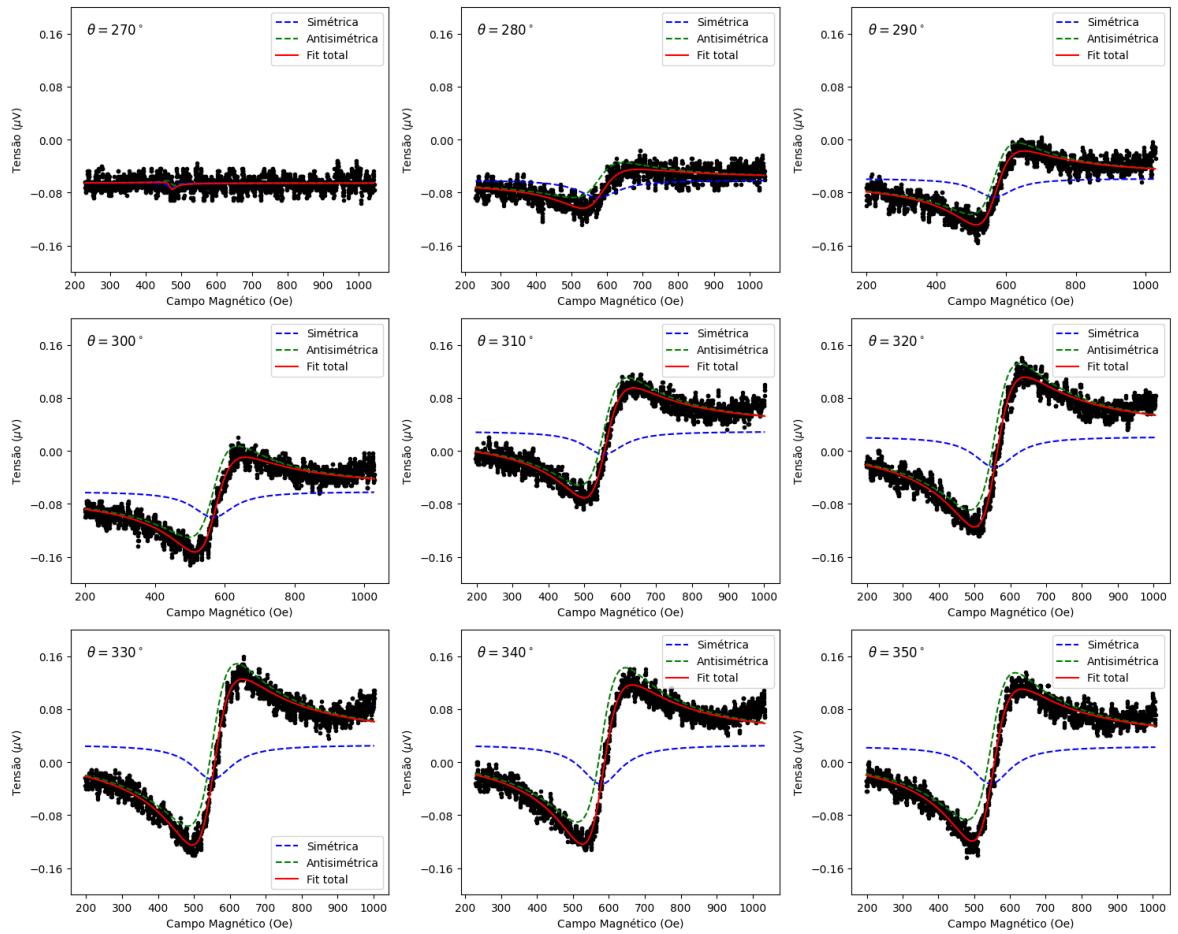


Figura B.8. Medidas de iOHE para os ângulo de 270° a 350° para amostra de Ni.