



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

OBED ALVES SANTOS

**SPINTRÔNICA EM HETEROESTRUTURAS MAGNÉTICAS: CONVERSÃO  
RECÍPROCA DE CORRENTE DE SPIN E CORRENTE DE CARGA**

Recife

2018

OBED ALVES SANTOS

**SPINTRÔNICA EM HETEROESTRUTURAS MAGNÉTICAS: CONVERSÃO  
RECÍPROCA DE CORRENTE DE SPIN E CORRENTE DE CARGA**

Tese apresentada ao programa de pós-graduação do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco como parte dos pré-requisitos para a obtenção do título de Doutor em Física.

Supervisor: Prof. Dr Antonio Azevedo da Costa

Recife

2018

Catálogo na fonte  
Bibliotecária Elaine Cristina de Freitas CRB4-1790

S237s Santos, Obed Alves  
Spintrônica em heteroestruturas magnéticas: conversão de correntes de spin em correntes de carga e vice-versa / Obed Alves Santos. – 2018.  
151 f., fig.

Orientador: Antônio Azevedo da Costa  
Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN.  
Física. Recife, 2018.  
Inclui referências

1. Magnetismo 2. Spintrônica. 3. Ressonância ferromagnética I. Costa, Antônio Azevedo da (Orientador) II. Título.

538

CDD (22. ed.)

UFPE-FQ 2018-27

OBED ALVES SANTOS

**SPINTRÔNICA EM HETEROESTRUTURAS MAGNÉTICAS: CONVERSÃO DE  
CORRENTES DE SPIN EM CORRENTES DE CARGA E VICE-VERSA**

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

Aprovada em: 26/02/2018.

**BANCA EXAMINADORA**

---

Prof. Dr. Antonio Azevedo da Costa  
Orientador  
Universidade Federal de Pernambuco

---

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

---

Prof. Dr. Sergio Machado Rezende  
Examinador Interno  
Universidade Federal de Pernambuco

---

Prof. Dr. Luiz Carlos Sampaio Lima  
Examinador Externo  
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

---

Prof. Dr. Roberto Bechara Muniz  
Examinador Externo  
Universidade Federal Fluminense

## **Agradecimentos**

Posso hoje dizer que o filho de Obed Santos e Edneuzza Alves dos Santos obteve o título de doutor em física e esta tese é uma das etapas nesta jornada. Agradeço ao amor e o entendimento dos meus pais e das minhas irmãs Edlane e Eline; este amor foi indispensável para a realização desta tese. Agradeço aos meus amigos, que, mesmo distantes, me sempre apoiaram: Adjane, Dandara, Drika, Eduardo, Marcel e Neto. Agradeço aos amigos que pude incorporar à minha vida: Alan, Danilo, Edimilson, Joaquim, Luis, Luma, Matheus, Mercedes, Milrian, Pablo, Rafael e Suzana. Espero que aceitem esses agradecimentos pelos trabalhos, diversões, brincadeiras e ajudas que me deram.

Agradeço ao Prof Antonio que nos bons momentos me passou várias coisas para fazer e nos maus momentos mais ainda, aos professores Sérgio e Fernando, aos técnicos Sérgio e Daniel e demais funcionários do departamento de física. Agradeço às agências de fomento: CNPq, FINEP, CAPES e FACEPE.

Tendo aqui descrito um pouco dos outros responsáveis para a realização dessa tarefa, agradeço, do fundo do coração, a essas ajudas indiretas tão indispensáveis

*“...Seja você quem for, seja qualquer posição social que você tenha na vida, tenha sempre como meta muita força, muita determinação e sempre faça tudo com muito amor e com muita fé em Deus, que um dia você chega lá. De alguma maneira você chega lá.”*

*Ayrton Senna*

## Resumo

Nos últimos 10 anos, a spintrônica vem sendo alvo de pesquisas pela comunidade científica devido a sua alta aplicabilidade tecnológica. Esta área emergente do magnetismo se destaca por acrescentar um novo grau de liberdade à eletrônica convencional: o spin. Nesta tese será apresentado, em detalhes, o estudo de fenômenos spintrônicos em filmes finos ferromagnéticos e heteroestruturas (ferromagnético/metal normal) produzidos, em sua maioria, pela técnica de evaporação catódica. A tensão elétrica na condição de ressonância ferromagnética de um filme simples de permalloy ( $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  - Py) foi estudada, variando a espessura do filme entre 4 nm e 150 nm, foi possível concluir que parte desta tensão decorre do efeito *magnonic charge pumping* (MCP), indicando que no uso do permalloy como injetor de corrente de spin em heteroestruturas a contribuição MCP deve ser considerada. Foi observada a conversão pelo efeito Edelstein inverso (IEE) na monocamada de grafeno sobre o YIG ( $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ), na interface YIG/SLG, foi possível estimar a condutância mista de spin em  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \approx 4 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ , a eficiência de conversão Edelstein pode ser calculada na camada de grafeno em  $\lambda_{SLG} \approx 10^{-3} \text{ nm}$ . Foram produzidas as heteroestruturas Safira/6QL ( $\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}$ )<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>/Py(12 nm) e Safira/6QL ( $\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}$ )<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>/NiO(5 nm)/Py(20 nm) e realizadas medidas de bombeamento de spin (SPE) e efeito spin Seebeck (SSE), em ambas foi observada a conversão de corrente de spin em corrente de carga no isolante topológico ( $\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78}$ )<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>, obtendo uma condutância mista de spin com valor de  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \approx 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ , além de ser possível interpretar a corrente de carga gerada pelo do efeito Edelstein inverso e estimar o comprimento Edelstein em  $\lambda_{TI}^{SPE} = 0.075 \text{ nm}$  pelo efeito SPE e  $\lambda_{TI}^{SSE} = 0.076 \text{ nm}$  pelo efeito SSE. Foi observado o efeito spin Hall inverso (ISHE) no filme de IrMn, indicando  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}(\text{IrMn}) \approx 0.43g_{eff}^{\uparrow\downarrow}(\text{Pt})$  e coeficiente de conversão ISHE  $\theta_{SH}(\text{IrMn}) \approx 0.8\theta_{SH}(\text{Pt})$ , tanto para SPE quanto para SSE. A estrutura YIG/PANI(*t*)/Pt(10 nm) foi produzida e através dela verificou-se o transporte de corrente de spin no polímero condutor PANI, nesse caso o filme de Pt é utilizado como detector de corrente de spin, obtendo, assim, o comprimento de difusão de spin do PANI  $\lambda_{SD}(\text{PANI}) = 590 \pm 40 \text{ nm}$ . Foi possível constatar o aumento da eficiência de conversão ISHE no filme de Pt contendo nanopartículas de Ag na sua espessura média. Variando a espessura nominal do filme de Ag contido em YIG/[Pt(3 nm)-Ag(*t*)]/Pt(3 nm), verificou-se um aumento máximo da corrente relativa  $\frac{I(t_{Ag})}{I(t_{Ag}=0)}$  de 8.1 para injeção de corrente de spin por SPE e 10.0 para o efeito SSE em uma espessura  $t_{Ag} = 9 \text{ nm}$ . Além dos SPE e SSE, foi possível realizar medidas de magnetorresistência de spin (SMR), e obter um

aumento do ângulo spin Hall em uma ordem de grandeza novamente para  $t_{Ag} = 9$  nm em relação ao filme Pt. A partir desta espessura, as nanopartículas começam a se aglutinar iniciando-se a formação de um filme contínuo de Ag e, assim, diminuindo a eficiência de conversão. Pelo fato de a Pt possuir uma conversão de aproximadamente 5%, de acordo com os resultados obtidos, a eficiência de conversão no sistema [Ag-Pt] pode chegar a 50%, o que demonstra um avanço em spintrônica.

**Palavras-chave:** Magnetismo. Spintrônica. Ressonância ferromagnética. Bombeamento de spin. Efeito spin Seebeck. Efeito spin Hall. Efeito Edeslstein.

## Abstract

In the last 10 years, spintronics has been subject of intense research in the scientific community due to its high technological applicability. This emerging area of magnetism stands out for adding a new degree of freedom to conventional electronics: the spin. In this thesis will be present, in detail, the investigation of spintronic phenomena in ferromagnetic and heterostructures (ferromagnetic/normal metal) thin films, produced, mostly, by sputtering deposition. The electric voltage on the ferromagnetic resonance condition in a monolayer of permalloy ( $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  - Py) was investigate, varying the thickness of the film from 4 nm up to 150 nm, was possible to conclude that part of this voltage is attributed to the magnonic charge pumping (MCP) effect, indicating that when use Py as spin injector in heterostructures, the contribution of MCP should be considered. Was observed the conversion by inverse Edelstein effect (IEE) was observe on a single layer of graphene (SLG) on top of a YIG ( $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ) film, on the interface YIG/SLG, was possible to estimate the spin mixing conduction in  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \approx 4 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ . the efficiency of inverse Edelstein conversion was possible to be calculating in Graphene layer in  $\lambda_{SLG} \approx 10^{-3} \text{ nm}$ . Was produced the heterostructures Sapphire/6QL  $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3/\text{Py}(12 \text{ nm})$  and Sapphire/6QL  $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3/\text{NiO}(5 \text{ nm})/\text{Py}(12 \text{ nm})$  and performed spin pumped effect (SPE) and spin Seebeck effect (SSE), in both, was observed the conversion of spin current in charge current in the topological insulator  $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3$ , obtained the spin mixing conductance with value of  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \approx 4 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ , besides being able to interpret the charge current by the inverse Edelstein effect, and calculate  $\lambda_{TI}^{SPE} = 0.075 \text{ nm}$  by SPE and  $\lambda_{TI}^{SSE} = 0.075 \text{ nm}$  by SSE. Was observed the inverse spin Hall effect (ISHE) in the IrMn film, indicating  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}(\text{IrMn}) \approx 0.43g_{eff}^{\uparrow\downarrow}(\text{Pt})$  and coefficient of conversion ISHE in  $\theta_{SH}(\text{IrMn}) \approx 0.8\theta_{SH}(\text{Pt})$  for both methods of spin injection, SPE and SSE. The structure YIG/PANI( $t$ )/Pt(10 nm) was produced and by means of it was verified the transport of spin current in the conductor polymer, polyaniline (PANI), in this case, the Pt film is used as a detector of spin current, was possible estimate the spin diffusion length in  $\lambda_{SD}(\text{PANI}) = 590 \pm 40 \text{ nm}$ . It was possible to verify the increase of the efficiency of conversion ISHE by the nanoparticles of Ag in the middle part of Pt thickness. Varying the nominal thickness of Ag film, in the structure YIG/[Pt(3 nm)-Ag( $t$ )]/Pt(3 nm), was observed the maximum improve of relative charge current  $\frac{I(t_{Ag})}{I(t_{Ag}=0)}$  by the same amount of spin injection in 8.1 for SPE and 10.0 by SSE at thickness of  $t_{Ag} = 9 \text{ nm}$ . Besides the SPE and SSE was possible perform spin magnetoresistance (SMR) measurements and, again, obtain the same improvement of an order

of magnitude of spin Hall angle for  $t_{Ag} = 9$  nm, in comparison with Pt. Beyond this thickness, the nanoparticles start to agglutinate beginning the formation of a continuous film of silver, and so decreasing the conversion efficiency. Because platinum has conversion about 5%, by the results obtained, the conversion efficiency in the system [Ag-Pt] can reach 50%, which shows a novel advance in spintronic.

**Keywords:** Magnetism. Spintronics. Ferromagnetic resonance. Spin pumping effect. Spin Seebeck effect. Spin Hall effect. Edelstein effect.

## Lista de figuras

- Figura 1-1: Triângulo de correlação entre as correntes de carga, de spin e de calor. A spintrônica e spin caloritrônica têm o objetivo de investigar dois lados deste triângulo..... 16
- Figura 2-1: a) Spin semiclássico precessionando sob efeito de um campo magnético aplicado ao longo do eixo z. b) Visão quântica das transições de spin num campo magnético. .... 23
- Figura 2-2: a) Estados possíveis do número quântico magnético  $m_l$ , para  $l=2$ . b) A mesma característica possui o momento magnético de spin, dispondo de dois estados possíveis  $m_s = \pm 1/2$ . .... 25
- Figura 2-3: Susceptibilidade complexa típica de materiais ferromagnéticos. a) Parte real e imaginária de  $\chi_{xx}$ . b) Definição de largura de linha  $\Delta H$ , parâmetro este que se relaciona com os mecanismos de perdas magnéticas de um material ferromagnético. .... 28
- Figura 2-4: Ilustração de uma onda de spin. Propagando-se a) paralelamente e b) perpendicularmente ao campo magnético externo..... 32
- Figura 2-5: Ilustração do processo típico de deposição por evaporação catódica (sputtering). Em particular o magnetron sputtering, onde o campo magnético causa um “confinamento” do plasma, maximizando sua eficiência ..... 34
- Figura 2-6: Formação da tensão de rf, a) curva característica I - V. b) Devido ao acoplamento capacitivo a corrente total deve ser nula e o ponto de operação se move para um valor negativo de tensão. Adaptada de [69]..... 37
- Figura 2-7: a) Princípio básico de um perfilômetro utilizado para a calibração das taxas de deposição. b) Medida usual do degrau entre o substrato e o filme depositado, determinando assim a taxa de deposição. 38
- Figura 2-8: Estrutura cristalina cúbica de corpo centrado do YIG, aqui contendo 160 átomos. .... 40
- Figura 2-9: a) Padrão de difração XRD da estrutura GGG/YIG, o inset mostra a rocking curve do filme de YIG. b) Franjas de Kiessig obtidas por medida de refletividade, possibilita determinar a espessura e rugosidade do filme. c) Espectro FMR do filme de YIG. d) Curva de histerese medida por VSM..... 41
- Figura 2-10: Diagrama de blocos das montagens experimentais de ressonância ferromagnética. a) Cavidade ressonante operando na banda X. b) Linha de fita por onde passa micro-ondas. .... 43
- Figura 2-11: O campo efetivo aplicado, oscila em torno do valor central  $H_0$ . .... 45
- Figura 2-12: a) Curva de absorção ferromagnética por FMR. Modulando-se o campo podemos observar dois máximos valores na saída de tensão modulada mostrada em b)..... 46
- Figura 2-13: (a) Cavidade ressonante usada, com dimensões ( $a=2.4$ ,  $b=1.19$ , e  $d=5.04$ ). (b): Distribuição da intensidade do campo elétrico para o modo  $TE_{102}$ . (c): Distribuição do campo Magnético dentro da cavidade do modo  $TE_{102}$ ..... 48
- Figura 3-1: Ilustração do conceito de corrente de spin e corrente de carga, para a movimentação de elétrons. Abaixo temos ilustrações das leis de conservação de carga e magnetização. .... 49
- Figura 3-2: Ilustração do processo de bombeamento de spin. A precessão da magnetização da camada ferromagnética, injeta corrente de spin polarizada no metal não magnético vizinho. .... 51
- Figura 3-3: O acúmulo de spin na interface, resulta por um processo de difusão, em duas contribuições, a corrente bombeada e a corrente de backflow, ambas são relevantes para se obter a corrente spin efetiva que é injetada na camada vizinha. .... 54
- Figura 3-4: A corrente de spin injetada se difunde dentro da camada de metal normal obedecendo a 3-23. A figura ao lado mostra o seu comportamento para  $\lambda_{SD} = 3$  nm, em um filme de espessura  $L = 12$  nm. .... 56

|  |    |
|--|----|
| Figura 3-5: a) Ilustração do efeito Seebeck convencional, cujo princípio é utilizado em termopares e cujo efeito recíproco é utilizado em módulos Peltier. b) Analogamente ao caso clássico, o efeito spin Seebeck gera um desequilíbrio nas densidades de spin up (down), $\mu_{\uparrow}$ ( $\mu_{\downarrow}$ ), nas extremidades da amostra.....   | 57 |
| Figura 3-6: Ilustração da densidade de corrente de spin $J_{sz}$ injetada do FMI no metal não magnético vizinho.....   | 58 |
| Figura 3-7: Na montagem experimental de injeção simultânea de corrente de spin, a tensão resultante é uma soma das tensões devido aos dois efeitos $V = V_{SPE} + V_{SSE}$ , o comportamento é similar tanto para a) YIG/Pt, quanto para b) YIG/IrMn.....  | 59 |
| Figura 3-8: Mostra o comportamento da largura de linha obtida pelas medidas da derivada da absorção para as amostras a) YIG/Pt e b) YIG/IrMn. Ambas possuem comportamento similar.....   | 60 |
| Figura 3-9: Ilustração do processo básico de conversão de corrente de carga em corrente de spin (SHE) e seu processo inverso, de corrente de spin em corrente de carga. Em ambos os casos, a interação spin-órbita dos centros espalhadores é crucial para o fenômeno.....   | 62 |
| Figura 3-10: Ilustração dos mecanismos skew scattering a) e side jump b).....  | 63 |
| Figura 3-11: Ilustração dos fenômenos de geração de corrente elétrica pelos processos conjuntos: a) SPE + ISHE, e b) SSE + ISHE. ambos seguem a dependência descrita em 3-34.....  | 65 |
| Figura 3-12: A atuação do efeito Rashba, ou campo Rashba, causa uma deflexão na relação de dispersão de energia causando um travamento entre o spin e o momento do elétron a) e b). Em c) temos a visão superior da relação de dispersão sem a aplicação de campo elétrico. d) A atuação do campo elétrico resulta em um acúmulo líquido de polarização de spin. Adaptado de [129], [130].....   | 67 |
| Figura 3-13: No processo inverso, o acúmulo de spin na interface, favorece a população de elétrons com spin “up” e momento k, desse modo, a maior quantidade de elétrons com momento k resulta em uma corrente elétrica 2D.....  | 68 |
| Figura 4-1: a) Medida de tensão DC para amostra com espessura $t_{py} = 34$ nm, para $\phi_0 = 0^\circ$ . A curva preta corresponde a combinação de curvas lorentzianas simétricas e assimétricas, mostrada separadamente no inset. b) Esquema da configuração utilizada para medir a tensão DC.....   | 70 |
| Figura 4-2: Dependência angular das amplitudes simétricas e antissimétricas retirada do ajuste da equação 4-1. Os ajustes em vermelho e azul referem-se às equações em 4-2.....  | 71 |
| Figura 4-3: a) Tensão DC medida para três diferentes amostras para $\phi_0 = 0^\circ$ , o deslocamento para campos altos pelo decréscimo da espessura, e aumentando a largura de linha. b) Dependência do campo de anisotropia superficial em função da espessura $t_{py}$ , valor obtido para cada amostra preparada a linha sólida confirma sua dependência proporcional a $1/t_{py}$ . c) Largura de linha vs $t_{py}$ , a linha sólida é discutida no texto..... | 73 |
| Figura 4-4: Valores de $V_{MCP}$ , obtido utilizando a equação 4-18 para diversos valores de espessura $t_{py}$ . A curva sólida em vermelho, é obtida através da equação 4-16 e os resultados de magnetização efetiva $M_{eff}$ e amortecimento de Gilbert $\alpha$ .....   | 77 |
| Figura 4-5: Descrição dos passos utilizados para a transferência e preparação da heteroestrutura de YIG/SLG.....   | 79 |
| Figura 4-6: a) Ilustração da amostra com contatos elétricos. b) Imagem de STM (scanning tunneling microscope) mostrando a estrutura hexagonal do grafeno. c) Espectroscopia Raman do GGG/YIG (inferior), SiO <sub>2</sub> /grafeno (meio) e GGG/YIG/grafeno (superior). Os picos G e 2D confirmam o sucesso da transferência da SLG para a superfície do YIG. d) Curva I-V mostrando o comportamento ôhmico do grafeno.....  | 80 |
| Figura 4-7: a) Medida da derivada da resistência do grafeno sobre o YIG, para campo crescente e decrescente. b) Medida de M vs H em função do campo magnético transversal ao eixo maior da amostra. c) Magnetorresistência calculada utilizando a regra de Kohler a partir dos dados de b).....  | 81 |
| Figura 4-8: a) Varredura em campo do espectro de absorção da amostra de YIG puro. b) A adição de grafeno causa um aumento da largura de linha devido ao efeito de proximidade, similar ao que ocorre em YIG/Pt. c) Medida SP-ISHE em YIG/Pt para comparação com o grafeno. d) Medida da conversão SP-IE na amostra de YIG/SLG.....   | 82 |

|  |     |
|--|-----|
| Figura 4-9: a) Tensão SP-IEE do sistema YIG/SLG, com dimensões laterais $8 \times 3 \text{ mm}$ . b) Construção em 3D da tensão $V_{SP}$ para diferentes potências de micro-ondas. c) Tensão medida em linha de fita para diferentes frequências, em azul campo positivo e em vermelho campo negativo. ....  | 84  |
| Figura 4-10: a) Mecanismo de spin-momentum locking. Os elétrons se movem com orientação de spin bem definida, adaptado de [166]. b) Ilustração da bicamada $6\text{-QL}(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3/\text{Py}(12 \text{ nm})$ , coordenadas utilizadas nesta sessão, considerando $\phi$ como o ângulo entre a direção dos contatos e o campo magnético $H$ . c) Derivada da absorção FMR pelo campo magnético $H$ , medida para 9.4 GHz e potência de micro-ondas de 24 mW, o inset mostra o espectro de absorção FMR para o filme de Py(12 nm) sobre Si. .... | 86  |
| Figura 4-11: a) Tensão elétrica medida nas laterais da amostra para três diferentes ângulos $\phi$ sob mesma potência de micro-ondas, o inset da figura mostra a curva I-V para a estrutura $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3/\text{Py}(12 \text{ nm})$ demonstrando a formação de um contato ôhmico entre os pads de prata e o isolante topológico. d) Dependência angular dos valores máximos da componente simétrica da tensão de SPE. ....  | 87  |
| Figura 4-12: a) Curvas de $V_{SPE}$ vs $H$ para diferentes potências incidentes na amostra, para $\phi = 0^\circ$ . b) e c) representam a variação das componentes simétrica e antissimétrica da tensão DC detectada. d) Dependência linear do pico de tensão pela potência incidente. ....  | 88  |
| Figura 4-13: A parte inferior mostra medidas de $V_{SPE}$ por excitação em linha de fita, para diferentes valores de frequências de micro-ondas, com potência incidente de 28 mW. Na parte superior, vemos a curva de Kittel ajustada para o gráfico da frequência de micro-ondas vs $H_R$ , o inset mostra a dependência do máximo valor de tensão normalizada pela largura de linha, demonstrando seu comportamento linear. ....   | 90  |
| Figura 4-14: a) Ilustração da estrutura utilizada para as medidas de injeção de corrente de spin por efeito Seebeck. b) Curvas características de SSE para diferentes gradientes de temperatura. c) Dependência de $V_{SSE}$ pelo gradiente de temperatura, seu comportamento linear é assinatura dos processos SSE-IEE, tensões medidas para $H = 4 \text{ kOe}$ . ....   | 91  |
| Figura 5-1: Ilustração esquemática dos métodos de spin pumping (a) e spin Seebeck (b) usados para injetar corrente de spin a partir do YIG no IrMn. ....   | 93  |
| Figura 5-2: Em (a), (b) e (c), estão mostradas as derivadas das curvas de absorção de FMR da camada pura de YIG, das bicamadas YIG/Pt e YIG/IrMn, respectivamente, Em (d) temos uma curva de histerese obtida por MOKE, da bicamada IrMn(5nm)/Py(4 nm), mostrando o efeito de exchange bias característico de uma bicamada AF/FM. ....   | 94  |
| Figura 5-3: Dependência com o campo aplicado das tensões $V_{ISHE}$ para diferentes ângulos $\phi$ , para as amostras YIG/IrMn em (a) e YIG/Pt em (b). As diferenças de amplitude são em parte explicadas pela alta resistência elétrica do IrMn. Os modos magnetostáticos, excitados pela micro-ondas, também injetam correntes de spin no metal adjacente ao YIG. ....   | 95  |
| Figura 5-4: Mostram as variações das tensões ISHE criadas pelo efeito Seebeck de spin na geometria longitudinal para diferentes valores de $\Delta T$ aplicados ( $\Delta T = 4 \text{ K}$ , $8 \text{ K}$ e $12 \text{ K}$ ) para as amostras de YIG/IrMn em (a) e YIG/Pt em (c). As variações de tensão reproduzem ciclos de histerese da magnetização, como esperado. As figuras (b) e (d) mostram as variações das tensões em função de $\Delta T$ para um campo aplicado de $1.0 \text{ kOe}$ ao longo das direções definidas por $\Delta = 90$ e $\Delta = -90$ . ....       | 96  |
| Figura 5-5: a) Ilustração da estrutura YIG/PANI/Pt com os contatos de prata em suas extremidades. b) Curva de calibração da espessura de PANI para uma (azul) e duas (vermelho) camadas. c) Curva I-V demonstrando o comportamento ôhmico dos contatos. d) Estrutura química da polianilina condutora utilizada. ....  | 98  |
| Figura 5-6: Espectros de absorção de micro-ondas por FMR para a) YIG $6 \mu\text{m}$ , b) YIG/Pt, c) YIG/PANI e d) YIG/PANI/Pt. e) Tensão de SP-ISHE sem a camada de PANI, f) PANI levemente dopada com baixo sinal de tensão comparada com a PANI altamente dopada de espessuras g) $137 \text{ nm}$ e f) $180 \text{ nm}$ . ....   | 101 |
| Figura 5-7: a) Tensão (vermelho) e corrente (preto) de spin pumping em função da espessura da polianilina. A curva preta sólida foi obtido usando um modelo de difusão de spin. b) Espectro de $V_{ISHE}$ vs campo magnético para diferentes valores de potência, para a mostra YIG/PANI(180 nm)/Pt(10 nm). ....   | 102 |
| Figura 5-8: Ilustração do sistema de tricamadas empregado para o transporte de spin pela camada de PANI. ....  | 104 |

- Figura 5-9: a) Ilustração da heteroestrutura. b) Imagem topográfica da deposição de Ag(3 nm) sobre SiO<sub>x</sub>, neste caso a deposição forma uma superfície rugosa. c) Quando depositado sobre a platina, SiO<sub>x</sub>/Pt(3 nm)/Ag(3 nm), a formação de nanoparticulados de prata é favorecida..... 107
- Figura 5-10: a) Região escolhida para as medidas de espectroscopias de EDS b), c) e d) confirmando a baixa capacidade de formação de um filme contínuo de prata..... 108
- Figura 5-11: a) Mostra a imagem 3D de AFM as superfície de SiO<sub>x</sub>/Pt(3 nm)/Ag(3 nm). b) Imagem a) subtraída do background para cálculo de diâmetro médio das partículas pelo programa “Image Analysis”. c) Medida de refletividade de raio-X, o ajuste numérico em vermelho confirma as espessuras e alta rugosidade do filme de Ag..... 109
- Figura 5-12: a) Medida de FMR da amostra base YIG/Pt(6 nm). b) Tensão medida através dos efeitos SPE-ISHE, a linha sólida corresponde ao ajuste de  $V = V_s L(H-H_r) + V_a L'(H-H_r)$ ..... 111
- Figura 5-13: Mapa de intensidade de spin pumping para as amostras: a) YIG/Pt(6 nm), b) YIG/Ag(3 nm)/Pt(6 nm), c) YIG/Pt(6 nm)/Ag(3 nm) e d) YIG/Pt(3 nm)/Ag(3 nm)/Pt(3 nm). ..... 111
- Figura 5-14: a) Corrente de spin redimensionada pela correção da equação 5-16 onde vemos dois regimes na intensidade das correntes. b) e c) Mostram resultados similares à Figura 5-10, para deposição sobre YIG. d) e e) Confirmam as composições dos filmes depositados e a alta concentração de Ag..... 113
- Figura 5-15: a) Primeira derivada da absorção de micro-ondas por FMR, b) varredura em campo de  $V_{SPE}$  para alguns ângulos  $\alpha$  no plano, c) na parte superior mostra o mapa de spin pumping, e na inferior os valores de  $V_s$  e  $V_a$  para a amostra YIG/[Pt(3 nm)-Ag(6 nm)]/Pt(3 nm). d) Varredura em campo de  $I_{SPE}$  para diferentes espessuras de  $t_{Ag}$ ..... 115
- Figura 5-16: a) Varredura em campo de  $V_{SSE}$  para diferentes  $\Delta T$  para  $t_{Ag} = 6 \text{ nm}$  e b) variação do valor da tensão em função do gradiente térmico. c)-g) Mostram o primeiro quadrante de  $I_{SPE}$  vs  $\Delta T$  para as diferentes espessuras de  $t_{Ag}$ ..... 116
- Figura 5-17: Ilustração esquemática do processo SMR. À direita a relação dos ângulos utilizados nas medidas da Figura 5-18. .... 117
- Figura 5-18: a) Resultados de SMR para as amostras  $t_{Ag} = 0 \text{ nm}$  (inset) e para nanopartículas de Ag com espessura nominal de  $t_{Ag} = 3.0 \text{ nm}$  e suas dependências de  $\Delta R_{LR0}$  para os ângulos  $\beta$ (azul),  $\alpha$ (verde) e  $\gamma$ (vermelho). As linhas sólidas correspondem ao melhor ajuste usando a relação  $\Delta R_{LR0} \approx \cos^2 \beta$ . Para  $t_{Ag} = 3.0 \text{ nm}$  o efeito de proximidade desaparece enquanto a componente ao efeito SMR se mantém aumentando para as demais amostra b)-d)..... 119
- Figura 5-19: a) Dependência de  $I_{t_{Ag}}/I_{t_{Ag}=0}$  para SSE(símbolos vermelhos) e  $(I_{t_{Ag}}/I_{t_{Ag}=0}) \times (\Delta H_{t_{Ag}}/\Delta H_{t_{Ag}=0})^2$  para SPE(símbolos pretos) em função da espessura  $t_{Ag}$ , o inset mostra a dependência de  $\theta_{SH}^{eff}(t_{Ag})$  assumindo que o SPE é o único mecanismo de damping. b) Razão  $\theta_{SH}^{eff}(t_{Ag})/\theta_{SH}^{Pt}$  obtida a partir dos dados extraídos da Figura 5-18. O máximo valor ocorre em  $t_{Ag} = 9.0 \text{ nm}$ . ..... 120

# Sumário

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| <b>1</b> | <b>Introdução.....</b>  | <b>16</b> |
| <b>2</b> | <b>Dinâmica da magnetização e métodos experimentais.....</b>  | <b>22</b> |
| 2.1      | Dinâmica da magnetização .....  | 22        |
| 2.1.1    | <i>Equação de movimento do momento de dipolo magnético .....</i>  | <i>23</i> |
| 2.1.2    | <i>Ondas de spin.....</i>   | <i>31</i> |
| 2.2      | Deposição por evaporação catódica ( <i>Sputtering</i> ) .....   | 33        |
| 2.2.1    | <i>Calibração da taxa de deposição .....</i>  | <i>37</i> |
| 2.2.2    | <i>Granada de ítrio e ferro (YIG) .....</i>   | <i>39</i> |
| 2.3      | Ressonância ferromagnética (FMR) .....  | 42        |
| 2.3.1    | <i>Potência absorvida e susceptibilidade magnética .....</i>  | <i>44</i> |
| 2.3.2    | <i>Detecção de tensão DC excitada por FMR.....</i>  | <i>47</i> |
| <b>3</b> | <b>Efeitos spintrônicos .....</b>   | <b>49</b> |
| 3.1      | Efeito de bombeamento de Spin .....   | 50        |
| 3.1.1    | <i>Teoria de bombeamento de spin .....</i>  | <i>50</i> |
| 3.1.2    | <i>Processo de difusão de corrente de spin em bicamadas FM/NM.....</i>  | <i>53</i> |
| 3.2      | Efeito spin Seebeck .....   | 56        |
| 3.3      | Efeito spin Hall .....  | 61        |
| 3.4      | Efeito Edelstein .....  | 65        |
| <b>4</b> | <b>Tensão MCP e conversão Edelstein inverso.....</b>  | <b>69</b> |
| 4.1      | Processo de conversão de spin em filmes simples de Py (MCP) .....   | 69        |
| 4.2      | Conversão de corrente de spin em heteroestruturas de YIG/grafeno por IEE .....                                | 78        |
| 4.3      | Conversão por efeito Edelstein no isolante topológico $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3$ ..... | 85        |
| <b>5</b> | <b>Transporte de spin e conversão spin Hall inverso.....</b>  | <b>93</b> |
| 5.1      | Conversão em metais antiferromagnéticos .....   | 93        |
| 5.2      | Transporte eficiente de corrente de spin através de polianilina.....  | 97        |
| 5.3      | Conversão spin-carga gigante por partículas nanoscópicas de Ag incorporadas em Pt ..<br>.....                 | 107       |

|          |  |            |
|----------|--|------------|
| 5.3.1    | <i>Aumento da conversão spin-to-charge na condição de formação de nanoparticulados .....</i>       | <i>110</i> |
| 5.3.2    | <i>Dependência do <math>\vartheta_{eff}</math> nas amostras YIG/[Pt(3 nm)-Ag(t)]/Pt(3 nm).....</i> | <i>114</i> |
| <b>6</b> | <b>Conclusões e perspectivas .....</b>   | <b>122</b> |
|          | <b>Referências.....</b>  | <b>127</b> |
|          | <b>APÊNDICE A - Ferromagnetismo e interações magnéticas .....</b>                                  | <b>137</b> |
|          | A.1: Interação de troca .....  | 138        |
|          | A.2: Interação dipolar .....   | 141        |
|          | A.3: Interação spin-órbita .....   | 143        |
|          | A.4: Interação Rashba .....  | 146        |
|          | <b>APÊNDICE B - Deslocamento Zeeman gigante nas transições ópticas do YIG ....</b>                 |            |
|          | <b>.....</b>   | <b>149</b> |



# 1 Introdução

Esta tese tem como foco principal a investigação do processo de conversão de correntes de spin em corrente de carga pelos seguintes processos: i) Efeito spin Hall inverso (*inverse spin Hall effect - ISHE*); ii) Efeito Rashba-Edelstein inverso (*inverse Rashba-Edelstein effect - IREE*), também chamado efeito Edelstein inverso (IEE). Como será mostrado, também utilizamos o efeito spin Hall (*spin Hall effect - SHE*), com menor ênfase, para a conversão de corrente de carga em corrente de spin. Para a geração de correntes de spin utilizamos dois métodos bem estabelecidos na área spintrônica, o processo de bombeamento de spin (*spin pumping effect - SPE*) e efeito spin Seebeck (*spin Seebeck effect - SSE*), este segundo em sua configuração longitudinal. Portanto, esta tese se baseia em um estudo sistemático de injeção e conversão de corrente de spin em corrente de carga em heteroestruturas diversas. Em termos didáticos, a Figura 1-1 mostra de maneira esquemática uma das nomenclaturas representando as áreas de correlação entre os mediadores de spin, carga e calor. Os três portadores fluem em correntes que podem ou não ser convertidas em outras e/ou possuem correlações. Nesta tese, tanto a spintrônica quanto a spin caloritrônica serão investigadas.

Os resultados aqui apresentados estão fortemente correlacionados com a atual pesquisa científica no campo da spintrônica. Spintrônica ou eletrônica de spin, (*spintronics* ou *spin-based*

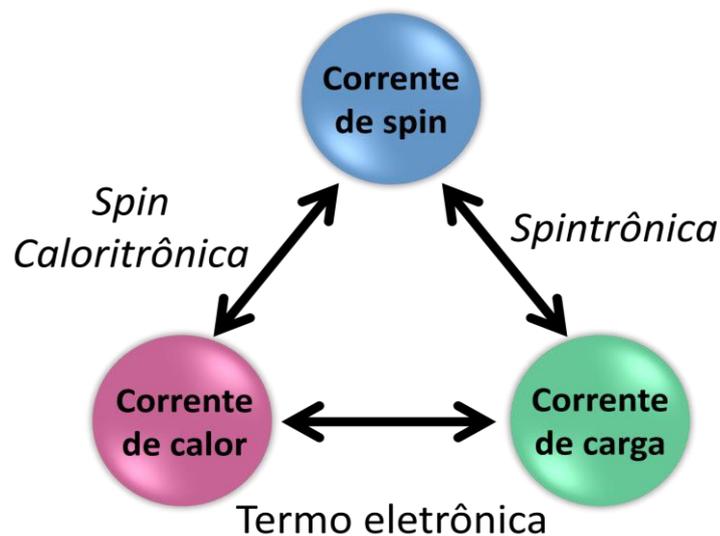


Figura 1-1: Triângulo de correlação entre as correntes de carga, de spin e de calor. A spintrônica e spin caloritrônica têm o objetivo de investigar dois lados deste triângulo.

## 1 Introdução

*electronics*), tem como objetivo primeiro a geração e o controle de correntes de spin, adicionando assim um novo grau de liberdade em relação à corrente simples de cargas utilizada convencionalmente na eletrônica atual. Esta área emergente do magnetismo, tem por sua vez, um grande apelo tecnológico devido às suas vantagens promissoras em relação à eletrônica moderna, que é baseada em materiais semicondutores. O desenvolvimento de arquiteturas nas quais a geração, processamento e armazenamento de informações se baseiam no spin do elétron, possui vantagens intrínsecas, pois o spin é naturalmente digital (estados *up* e *down*), é não volátil (vide os discos rígidos), e deve consumir menos energia elétrica [1]. É usualmente dito que a spintrônica teve seu início a partir da descoberta de fenômenos físicos emergentes do magnetismo que ocorreu na segunda metade da década de 1980. Entre estes fenômenos destacamos as descobertas do acoplamento indireto entre camadas metálicas magnéticas, separadas por uma camada metálica não-magnética, e a descoberta da magnetorresistência gigante (*giant magnetoresistance - GMR*) [2], [3]. Outro efeito fundamental foi a descoberta da magnetorresistência túnel (*tunnel magnetoresistance - TMR*) [4]–[6]. Estes e outros efeitos são amplamente utilizados na tecnologia magnética atual da cabeça de leitura e escrita de discos rígidos, sendo responsáveis diretos pela alta capacidade de miniaturização e pelo aumento da capacidade de armazenamento magnético. Outro exemplo de tecnologia atual, baseada em spin, são as memórias magnéticas de acesso aleatório (*magnetic random access memory - MRAM*) [7], que são comercialmente produzidas pela Everspin Technologies (<https://www.everspin.com/>). Existem memórias comerciais utilizando os efeitos de *magnetic tunneling junction* (MTJ) e *spin torque transfer* (spin torque MRAM). Também vale a pena citar o conceito de memórias de leitura e processamento utilizando paredes de domínio magnético (*magnetic domain wall racetrack memory*) [8].

Apesar das vantagens potenciais que a spintrônica pode oferecer, a transferência e o processamento de informações dependem do fluxo líquido de spins, isto é, de correntes de spin. A visão mais básica e ilustrativa de corrente de spin é o movimento de elétrons com polarizações de spin opostos movendo-se em sentidos opostos. Dessa forma a corrente elétrica total é nula, pois a cada elétron que se move em um sentido existe outro no sentido oposto, porém o fluxo de spin não é nulo, pois spins *up* e *down* se movendo em sentidos opostos resultam num fluxo líquido de momento angular de spin do elétron. Outra forma de transporte de momento angular de spin, porém sem transporte de cargas elétricas, ocorre através de mágnons. Aqui entende-se mágnons como os *quanta* elementares de ondas de spin que ocorrem em ferromagnéticos e antiferromagnéticos. Nos materiais magnéticos isolantes os mágnons propiciam o transporte de corrente de spin sem transporte de carga elétrica [9]–[13]. Esta área de spintrônica de mágnons (*magnon spintronics*) abriu a porta para a spintrônica em isolantes, com potencial redução do consumo energético e supressão de eventuais

## 1 Introdução

efeitos indutivos que ocorrem em ferromagnéticos metálicos os quais podem obscurecer os fenômenos de spintrônica, como será visto mais adiante.

A conversão eficiente de corrente de carga em corrente de spin e vice-versa é fundamental para o sucesso de aplicações tecnológicas na área de spintrônica. A geração de corrente de spin foi inicialmente proposta em dois trabalhos publicados em épocas distintas [14], [15]. Ambos propuseram um análogo em spin para o efeito Hall clássico [16], [17]. Enquanto no efeito Hall clássico uma corrente de cargas  $\vec{J}_c$ , em um meio sob efeito de um campo magnético  $\vec{H}_0$ , cria uma separação de cargas (positivas e negativas) na direção perpendicular a ambos  $\vec{J}_c$  e  $\vec{H}_0$ , os autores destes dois artigos propuseram o efeito que veio a ser conhecido como efeito spin Hall (*spin Hall effect* - SHE). Neste caso uma corrente de carga causaria uma separação de spins (*up* e *down*) na direção transversal, fazendo surgir um acúmulo de spins com polaridades opostas nas bordas da amostra. Como este efeito é provocado pela interação spin-órbita no material, espera-se que seja significativo em metais com grande número atômico. De acordo com as relações de reciprocidade de Onsager, o processo inverso também deve ocorrer, isto é, uma corrente pura de spin pode ser convertida em uma corrente de carga. No início dos anos 2000 surgiram trabalhos na literatura mostrando um aumento significativo do amortecimento magnético (*magnetic damping*) em bicamadas de Permalloy (Py - Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>)/Pt e Py/Pd [18], [19]. Este aumento inesperado do amortecimento foi explicado brilhantemente no ano seguinte em um artigo publicado por Tserkovnyak, Brataas e Bauer. Nesse trabalho seminal, os autores relacionaram o aumento do amortecimento magnético a uma corrente de spin que estaria sendo bombeada (*spin pumping*) da camada ferromagnética para a camada não magnética adjacente. No *spin pumping*, a componente da magnetização ao longo do eixo do campo magnético, na condição de ressonância, é injetada através da interface adjacente e mediada pela interação de troca. Este fluxo de momento angular para fora do metal ferromagnético foi interpretado como uma corrente pura de spin através da interface Py/Pt, resultando em um mecanismo adicional de amortecimento da magnetização [20].

O processo SHE que foi redescoberto teoricamente em 1999 por J. Hirsch, foi experimentalmente observado em materiais semicondutores simultaneamente por dois grupos em 2004: por Kato *et al* [21] e Wunderlich *et al* [22]. Os autores passaram uma corrente elétrica por um semicondutor planar e observaram, por microscopia Kerr, o acúmulo de spins que se formou nas extremidades transversais da amostra. O efeito ISHE levou um pouco mais de tempo para ser plenamente caracterizado. Em 2005, Azevedo *et al.* observaram uma geração de tensão elétrica nas bordas de bicamadas Py/Pt e Py/Pd, na condição de ressonância ferromagnética, sendo que a sua relação com o processo de *spin pumping* ainda não estava clara [23]. A explicação final da origem

## 1 Introdução

desta tensão elétrica foi dada no ano seguinte por Saitoh *et al.* [24]. Neste trabalho, os autores mostraram que a tensão gerada ocorre no metal não-magnético pelo efeito inverso ao efeito SHE. Uma corrente pura de spin é injetada do Py para a camada de Pt, a platina, sendo, então, um material com alto acoplamento spin-órbita (*spin orbit coupling* - SOC), converte a corrente de spin em uma corrente de carga transversal. Esta descoberta e sua interpretação elegante abriram as portas para um novo ramo da spintrônica, pois permite correlacionar, mesmo que indiretamente, uma tensão elétrica com uma geração de corrente pura de spin. Essa correlação é de vital importância para o entendimento de vários fenômenos que ocorrem na spintrônica e sua interação com a eletrônica atual [25]–[34].

Um marco seminal para a spintrônica de mágnons foi a descoberta do efeito spin Seebeck (*spin Seebeck effect* - SSE) por Ushida *et al.* Este efeito é o análogo em spin do efeito Seebeck clássico [35], assim como o SHE é análogo em spin ao efeito Hall clássico. O efeito SSE se refere à geração de uma corrente pura de spin quando um gradiente de temperatura é aplicado em um material magnético [36]–[48]. Em heteroestruturas do tipo material-ferromagnético/metal-normal (FM/NM), o efeito spin Seebeck é mais uma forma de injetar uma corrente pura de spin em uma camada não magnética adjacente. O gradiente térmico gera uma corrente de spin de origem diferente daquela gerada pelo *spin pumping*, como visto acima. Enquanto o processo de bombeamento de spin se baseia na injeção coerente de spin através da interface FM/NM, no efeito SSE ocorre uma acumulação de spins na mesma interface, resultando na injeção incoerente de spin excitada pelas flutuações térmicas. A aplicação simultânea de gradientes de temperatura e excitação da magnetização por microondas tem sido investigada em várias situações experimentais, que vão desde a propagação de pulsos de ondas de spin até o controle local do *damping* magnético permitindo o desenvolvimento de dispositivos de auto-oscilação magnética [49]–[57].

Outra forma de conversão de corrente de spin em corrente de carga que será estudada nesta tese é pelo efeito Rashba ou efeito Rashba-Edelstein [58], [59]. Este efeito surge da influência do acoplamento spin-órbita em um gás de elétrons bidimensional (*two-dimensional electron gas* - 2DEG), que se forma naturalmente em poços quânticos semicondutores ou em superfícies e interfaces metálicas. Similar ao SHE, o efeito Rashba-Edelstein (*Rashba-Edelstein effect* - REE), consiste na criação de uma polarização de spin (corrente de spin) transversal a uma corrente de carga bidimensional no 2DEG. O efeito inverso, IREE, também pode ocorrer, e consiste na geração de uma corrente elétrica transversal a um acúmulo de polarização de spin da interface Rashba. Este mecanismo de conversão foi observado em interfaces Ag/Bi e Ag/Sb e é assunto de grande atenção da pesquisa atual [60], [61].

## 1 Introdução

Esta tese está dividida em 6 capítulos cujos assuntos estão resumidos a seguir.

**No capítulo 1** é feita uma introdução do tema e contextualização da investigação realizada nesta tese.

**No capítulo 2** será apresentada uma revisão simplificada de conceitos de fenômenos magnéticos úteis, bem como serão descritas a fabricação e caracterização das amostras utilizadas nesta tese. Em particular, será descrito o funcionamento da técnica de *magnetron-sputtering*, ou deposição por evaporação catódica, na preparação de filmes e multicamadas metálicas. Serão apresentadas as condições de deposição e *annealing* para a preparação controlada do material ferrimagnético isolante YIG (*yttrium iron garnet*,  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ ), além da caracterização de sua qualidade através de medidas de refletividade e difração de raio-X. Também será apresentada a montagem e configuração de ressonância ferromagnética (FMR), assim como a detecção da tensão elétrica utilizada para caracterizar a conversão de corrente de spin em carga. A revisão teórica será concentrada nas propriedades dinâmicas da magnetização, em particular apresentaremos a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert e discutiremos as teorias relacionadas aos mecanismos de dinâmica e perda magnética.

**O capítulo 3** será voltado ao tratamento teórico dos efeitos spintrônicos, relativos à injeção e à conversão de corrente de spin em corrente de carga. Discutiremos as formas de injeção de correntes de spin, onde será feita uma análise dos princípios fundamentais do *spin pumping* e a descrição fenomenológica deste processo. Como, além do *spin pumping*, o efeito Seebeck também é capaz de injetar uma corrente pura de spin, será feita uma revisão teórica simples desde fenômeno assim como sua relação e influência no processo de bombeamento de spin. A conversão de corrente de spin em corrente de carga se dá através de dois mecanismos, o efeito spin Hall inverso e o efeito Edelstein ou efeito Rashba-Edelstein inverso.

**No capítulo 4** apresentaremos resultados em filmes simples de Py e sistemas de conversão Edelstein inverso. i) O processo de geração de tensão por spin pumping em filmes simples de Permalloy, que é uma evidência do processo conhecido como *Magnonic charge pumping*. ii) Analisaremos resultados de conversão de corrente de spin em corrente de carga no Grafeno, que é um material puramente bidimensional. O experimento foi realizado em bicamadas de Grafeno/YIG, nas quais a corrente de spin é gerada por spin *pumping* e a conversão spin-carga foi realizada no Grafeno pelo efeito Rashba-Edelstein inverso (IREE). Será apresentada a interpretação dada para a conversão de spin-carga no Grafeno, que reconhecidamente tem uma interação spin-órbita desprezível. E iii)

## 1 Introdução

Conversão de corrente de spin em isolantes topológicos através do efeito Edelstein e injeção de corrente de spin por *spin pumping* e Seebeck.

**O capítulo 5** apresenta resultados que corroboram a análise de conversão de corrente de spin em corrente de carga pelo efeito spin Hall inverso, além do transporte de corrente de spin, listados por: i) A conversão de corrente de spin em corrente de carga em material antiferromagnético, IrMn. ii) Na sequência analisaremos o transporte eficiente de corrente de spin através do polímero condutor polianilina, que é amplamente usado na tecnologia de dispositivos orgânicos. iii) Conversão de corrente de spin em isolantes topológicos através do efeito Edelstein e injeção de corrente de spin por *spin pumping* e Seebeck. iv) Substancial aumento do ângulo spin Hall efetivo (*spin Hall angle* SHA), em heteroestruturas de Ag-Pt, por meio do crescimento de partículas nanoscópicas, mostraremos que a existência destas nanopartículas incorporadas ao filme de Pt é o responsável por aumentar o processo de conversão de corrente de spin em corrente de carga e vice-versa.

**No capítulo 6** teremos as conclusões e considerações finais a respeito de todos os resultados de injeção e conversão de corrente de spin em corrente de carga investigados nesta tese. Além de perspectivas de investigação futura e possíveis aplicações.

**No apêndice A** é mostrado uma revisão simplificada das seguintes interações: troca, dipolar, spin-órbita e Rashba interfacial.

**No apêndice B** é feita uma revisão simplificada do deslocamento Zeeman nas transições ópticas em YIG.

## 2 Dinâmica da magnetização e métodos experimentais

A primeira parte deste capítulo descreve as propriedades dinâmicas da magnetização, assunto de importância vital para a análise correta de injeção de corrente de spin, em particular revisaremos a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert e a análise de ondas de spin. Efeitos importantes que influem na dinâmica de spin, como as interações de troca e interações dipolares estão mostradas em detalhe no apêndice A.

A segunda parte deste capítulo irá descrever as duas técnicas experimentais que foram fundamentais para a realização deste trabalho: a deposição por evaporação catódica (*sputtering*) e a ressonância ferromagnética. O *sputtering* é uma técnica de preparação de filmes finos utilizando evaporação física de vapor e foi utilizada largamente para a fabricação das heteroestruturas, sendo um dos focos deste trabalho o crescimento de amostras de YIG de alta qualidade por esta técnica. Por outro lado, a ressonância ferromagnética é a técnica base para o estudo da dinâmica de magnetização, assim como imprescindível para o processo de bombeamento de spin, alicerce deste trabalho.

---

### 2.1 Dinâmica da magnetização

A magnetização de um meio pode ser caracterizada pelas suas propriedades estáticas e também pelas suas propriedades dinâmicas. A principal diferença entre os dois regimes está na escala de tempo usada para perturbar o sistema por um estímulo externo e realizar a medição de sua resposta. Quando aplicamos campos quase-estáticos (na escala de segundos), a magnetização estará sempre em equilíbrio, pois os tempos de relaxação típicos estão na escala de nano-segundos ou menos. Quando aplicamos campos variáveis na frequência natural do sistema ( $\sim$ GHz), a magnetização sofre uma perturbação ressonante. Os fenômenos físicos que descrevem a resposta dinâmica da magnetização no regime de altas frequências são descritos por formalismos diversos, tais como: (i) equação de movimento de Landau-Lifshitz-Gilbert (tratamento semiclassico); (ii) descrição da dinâmica em termos dos modos normais de oscilação de ondas de spin (tratamento quântico). Nesta seção faremos

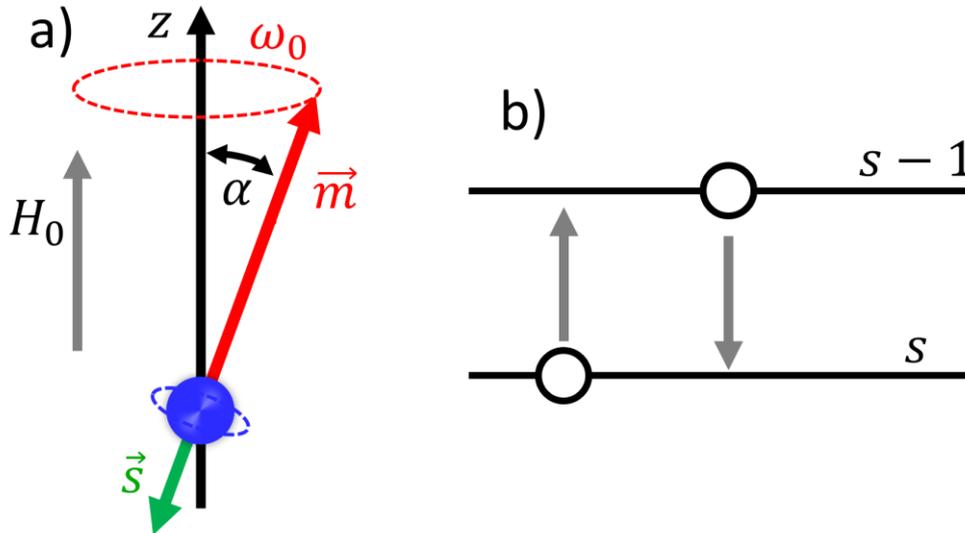


Figura 2-1: a) Spin semiclássico precessionando sob efeito de um campo magnético aplicado ao longo do eixo  $z$ . b) Visão quântica das transições de spin num campo magnético.

uma revisão simplificada dos dois formalismos, enfatizando os aspectos que serão importantes para entender os resultados apresentados nos capítulos de resultados.

Quando um campo magnético externo é aplicado em um átomo, a degenerescência dos estados eletrônicos é levantada com respeito aos números quânticos magnéticos (orbital e de spin). Este é o efeito Zeeman, que pode ser analisado em termos da separação dos níveis de energia (análise quântica) ou em termos do modelo vetorial (clássico). A Figura 2-1 exemplifica os dois tratamentos. O modelo vetorial é mais didático, e quando aplicado a um sólido magnético, a equação que descreve a precessão de Larmor passa a ser a dada pela equação de Landau-Lifshitz-Gilbert.

Assim como um pião girando sob a ação da força da gravidade apresenta o movimento de precessão, o momento angular de spin do elétron também precessiona sob efeito de um campo magnético externo. A Figura 2-1 apresenta de forma esquemática o movimento de precessão do momento magnético  $\vec{m}$  em torno do campo aplicado  $\vec{H}_0$ . Como veremos a seguir, a equação que descreve a dinâmica de precessão da magnetização é a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert

### 2.1.1 Equação de movimento do momento de dipolo magnético

Em um sólido magnético, a magnetização é dada por  $\vec{M} = n\vec{\mu}$ , onde  $n$  é o número de dipolos magnéticos  $\vec{\mu}$  por unidade de volume. Antes de deduzir a equação de movimento da magnetização, será feita uma breve revisão sobre os momentos angulares orbital e de spin do elétron. Como as propriedades magnéticas de sólidos são derivadas essencialmente dos elétrons, não vamos considerar

## 2.1 Dinâmica da magnetização

contribuições nucleares. Existem dois tipos de momentos angulares eletrônicos: o momento angular orbital  $\vec{L}$  e o momento angular de spin  $\vec{S}$ .

Um elétron submetido a um potencial esfericamente simétrico  $V(\vec{r})$ , possui Hamiltoniano  $H = p^2/2m_e + V(\vec{r}) = \hbar^2 \nabla^2/2m_e + V(\vec{r})$ , com autofunções  $\psi_{nlm_l}(r, \theta, \varphi)$  dadas pelo produto de harmônicos esféricos,  $Y_l^m(\theta, \varphi)$  e uma função dependente de  $r$ , cuja forma depende do potencial  $V(\vec{r})$ . Os números quânticos que rotulam o estado  $\psi_{nlm_l}(r, \theta, \varphi)$  são: número quântico radial  $n$  ( $= 0, 1, 2, 3 \dots$ ), número quântico azimutal  $l$  ( $= 0, 1, 2 \dots$ ) e o número quântico magnético  $m_l$  ( $= 0, \pm 1, \dots \pm l$ ). Quando este elétron está submetido a um campo magnético  $\vec{B}$ , a descrição quântica exige que o momento seja trocado pelo momento canônico  $\vec{p} \rightarrow \vec{p} - q\vec{A}$ , onde  $\vec{A}$  é o potencial vetor, dado por  $\vec{A} = 1/2(\vec{B} \times \vec{r})$ . Desta maneira o Hamiltoniano se torna  $H = p^2/2m_e + V(\vec{r}) - q/2m_e(\vec{r} \times \vec{p}) \cdot \vec{B}$ , onde desprezamos o termo de ordem  $B^2$  (que é responsável pelo diamagnetismo).

A quantidade  $(\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p})$  é o operador momento angular cujas autofunções são os harmônicos esféricos, e na direção  $z$  fica:  $(\vec{r} \times \vec{p})_z Y_l^m(\theta, \varphi) = m\hbar Y_l^m(\theta, \varphi)$ . Assim, surge um termo adicional de energia associado ao campo magnético dado por  $E_{z_l} = -m_l \mu_B B$ , onde  $\mu_B = 0.927 \times 10^{-23} \text{ A} \cdot \text{m}^2 = 0.927 \times 10^{-20} \text{ erg/G} = 1.165 \times 10^{-19} \text{ Wb} \cdot \text{m}$ , é o magneton de Bohr e  $m_l$  tem  $(2l + 1)$  valores. Desta maneira a componente  $z$  do momento angular orbital é quantizada em unidades de  $\hbar$ , assumindo valores  $l_z = m_l \hbar$ . A aplicação do campo magnético cria uma direção preferencial e levanta a degenerescência em  $m_l$ . A magnitude do momento angular orbital de elétrons individuais com números quânticos  $l$  e  $m_l$  é calculada aplicando-se os operadores  $L^2$  e  $L_z$  na autofunção adequada, produzindo  $|\mathbf{L}| = \sqrt{l(l+1)}\hbar$  e  $l_z = m_l \hbar$ . Este último resultado mostra que elétrons do tipo  $s$ , ( $l = 0$ ) possuem momento angular orbital nulo. Os elétrons ocupando um orbital  $d$  ( $l = 2$  e  $m_l = 2, 1, 0, -1, -2$ ) apresentam a magnitude  $\sqrt{6}\hbar$ , sendo que  $m_l \hbar$  é a projeção ao longo do eixo  $z$ . Isto significa que o vetor momento angular orbital nunca fica alinhado com a direção do campo, mas precessiona formando um cone, que leva à interpretação clássica da precessão mostrada na Figura 2-2 a).

Num sólido cristalino o elétron deixa de sentir a simetria esférica e passa a sentir a simetria do cristal, que mistura os estados de momentos angulares diferentes para formar novos estados. Uma consequência desta mistura é que os momentos angulares orbitais podem ser suprimidos (*quenched*), [62].

## 2 Dinâmica da magnetização e métodos experimentais

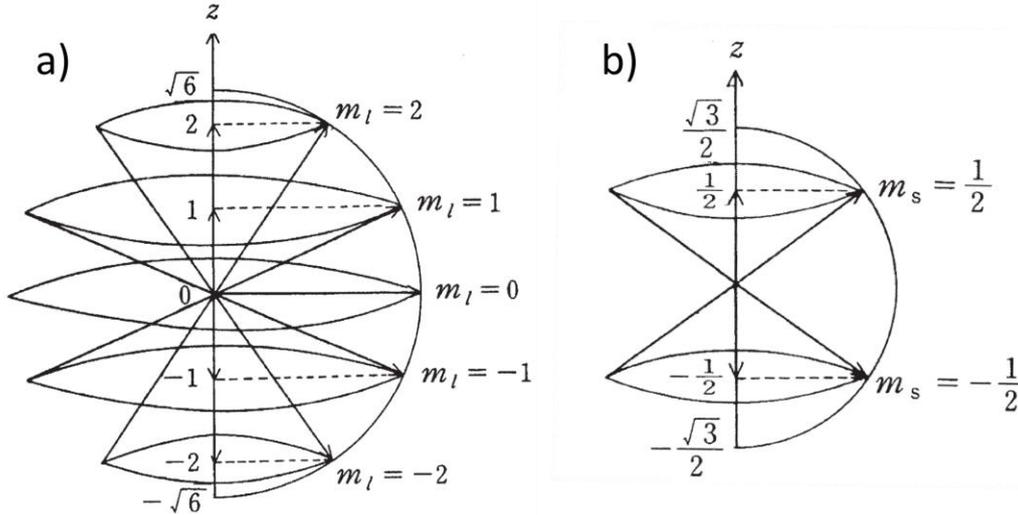


Figura 2-2: a) Estados possíveis do número quântico magnético  $m_l$ , para  $l=2$ . b) A mesma característica possui o momento magnético de spin, dispondo de dois estados possíveis  $m_s = \pm 1/2$ .

Em adição ao momento angular orbital, o elétron tem o momento angular de spin  $\vec{S}$ , que se origina na mecânica quântica relativística e normalmente é de maneira simplificada chamado de spin. Existe um momento magnético associado ao spin que é dado por  $\vec{\mu}_s = -(g_s \mu_B / \hbar) \vec{S}$ , onde  $\mu_B$  é o magneton de Bohr e  $g_s$  é uma constante conhecida como fator  $g$ . Como  $\vec{\mu}_s$  tem unidade de momento magnético, o spin é expresso em termos de  $\hbar$ , cujo módulo é  $|\vec{S}| = \sqrt{s(s+1)}\hbar$  e  $S_z = m_s \hbar$ . Como o número quântico de spin  $s = 1/2$ , então  $S = \sqrt{3} \hbar / 2$  e  $m_s = +1/2, -1/2$ . A magnitude do momento magnético é  $\mu_s = g_s \mu_B \sqrt{3} / 2$  e a componente de  $\mu_s$  ao longo de  $z$  é  $\mu_{sz} = -g_s \mu_B m_s$ . Na maioria dos materiais ferromagnéticos,  $g$  se apresenta entre 1.98 – 2.01, dessa forma  $g_s \approx 2$  é considerada uma boa aproximação [63], significando que as componentes do momento magnético de spin ao longo do eixo  $z$  são  $\pm \mu_B$  mesmo sabendo que o spin é  $1/2$ . O vetor momento angular de spin nunca fica alinhado com a direção do campo, mas precessiona formando um cone, que leva à interpretação clássica da precessão mostrada na Figura 2-2 b).

Como visto acima, o sentido do vetor momento angular de spin  $\vec{S}$ , é oposto ao sentido do momento magnético de spin  $\vec{\mu}_s$ , isto é,  $\vec{\mu}_s = -(g_s \mu_B / \hbar) \vec{S}$ . A razão entre o momento de dipolo magnético pelo momento angular de spin é uma constante chamada de fator giromagnético  $\gamma$ , e é dado por  $\gamma = |\vec{\mu}_s / \vec{S}| = g_s \mu_B / \hbar = \frac{g_s}{\hbar} \frac{|e| \hbar}{2m_e} \cong \frac{|e| \hbar}{m_e}$ :

$$\gamma = \frac{|e| \hbar}{m_e} = 1.759 \times 10^{11} \text{ C/kg.} \quad 2-1$$

Reescrevendo a equação 2-1, temos:

## 2.1 Dinâmica da magnetização

$$\vec{\mu}_s = -\gamma \vec{s}. \quad 2-2$$

Na presença de um campo magnético externo  $\vec{B}_0 = B_0 \hat{z}$ , o spin do elétron sofre um torque, dado por:

$$\vec{T} = \frac{d\vec{s}}{dt} \quad e \quad \vec{T} = -\gamma \vec{s} \times \vec{B}_0, \quad 2-3$$

assim,

$$\frac{d\vec{\mu}_s}{dt} = -\gamma \vec{\mu}_s \times \vec{B}_0 = -\mu_0 \gamma \vec{\mu}_s \times \vec{H}_0. \quad 2-4$$

Escrevendo a equação acima em termos da magnetização  $\vec{M} = n\vec{\mu}$ . Onde  $n$  é o número de spins de elétrons desbalanceados por unidade de volume, obtemos:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \mu_0 \vec{M} \times \vec{H}_0. \quad 2-5$$

A equação acima é também conhecida como equação do torque. A equação de Landau-Lifschitz-Gilbert é obtida a partir da equação 2-5, para a magnetização macroscópica  $\vec{M}$ , incluindo os termos de perdas.

### Susceptibilidade magnética AC

Para calcular a resposta dinâmica da magnetização suponha que um material ferromagnético infinito está submetido a ambos um campo magnético estático  $H_0 \hat{z}$ , suficiente para saturar a magnetização da amostra, e um campo magnético alternado harmônico  $\vec{h}_{ac}(t)$ , tal que  $H_0 \gg$  do que a amplitude de  $\vec{h}_{ac}(t)$ . Como o campo alternado funciona como uma perturbação ao campo DC, forçando a precessão da magnetização, podemos linearizar a equação de movimento. Pode-se escrever o campo magnético e a magnetização como:

$$\begin{aligned} \vec{H}_t &= H_0 \hat{z} + \vec{h}_{ac}(t), \\ \vec{M}_t &= M_z \hat{z} + \vec{m}_{ac}(t), \end{aligned} \quad 2-6$$

onde  $M_z$  é a componente DC da magnetização, enquanto  $\vec{m}_{ac}$  é a componente AC da magnetização no plano  $xy$ . As amplitudes de  $\vec{m}_{ac}$  e  $\vec{h}_{ac}$  são pequenas em comparação às componentes estáticas do campo e da magnetização:

$$\begin{aligned} \vec{h}_{ac}(t) &= (h_x \hat{x} + h_y \hat{y}) \cdot e^{-i\omega t}, & h_x, h_y &\ll |\vec{H}_0|, \\ \vec{m}_{ac}(t) &= (m_x \hat{x} + m_y \hat{y}) \cdot e^{-i\omega t}, & m_x, m_y &\ll |\vec{M}_z|. \end{aligned} \quad 2-7$$

## 2 Dinâmica da magnetização e métodos experimentais

Substituindo as equações 2-6 em 2-5, pode-se escrever as componentes da equação de movimento da magnetização,  $dM_x/dt$ ,  $dM_y/dt$  e  $dM_z/dt$ . Pelas aproximações 2-7, as equações de movimento das 3 componentes da magnetização, se reduzem a:

$$\frac{dm_x}{dt} = -\omega_0 m_y + \omega_m h_y, \quad 2-8$$

$$\frac{dm_y}{dt} = \omega_0 m_x - \omega_m h_x. \quad 2-9$$

$$\frac{dM_z}{dt} = 0, \quad 2-10$$

onde  $\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0$  e  $\omega_m = \mu_0 \gamma M_s$ . Resolvendo 2-8 e 2-9 para  $M_x$  e  $M_y$ , obtêm-se:

$$\frac{d^2 m_x}{dt^2} + \omega_0^2 m_x = \omega_m \frac{dh_y}{dt} + \omega_0 \omega_m h_x, \quad 2-11$$

$$\frac{d^2 m_y}{dt^2} + \omega_0^2 m_y = -\omega_m \frac{dh_x}{dt} + \omega_0 \omega_m h_y.$$

Estas são as equações do movimento forçado dos dipolos magnéticos, na condição de excitação linear. Como o campo AC possui dependência temporal  $e^{i\omega t}$ , a forma estacionária das equações acima, se reduz a:

$$(\omega_0^2 + \omega^2)m_x = \omega_0 \omega_m h_x + i\omega \omega_m h_y, \quad 2-12$$

$$(\omega_0^2 + \omega^2)m_y = -i\omega \omega_m h_x + \omega_0 \omega_m h_y,$$

a qual, mostra a relação linear entre  $\vec{H}$  e  $\vec{M}$ . Devido a [a 1] e 2-12, podemos escrever a relação entre  $\vec{H}$  e  $\vec{M}$  em termos do tensor susceptibilidade (tensor de Polder),  $\vec{\chi}$ :

$$\vec{M} = \vec{\chi} \times \vec{H} = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & i\chi_{xy} & 0 \\ -i\chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \vec{H}, \quad 2-13$$

onde os elementos de  $[\chi]$  são dados por

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} = \chi, \quad 2-14$$

$$\chi_{xy} = -\chi_{yx} = \frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} = \kappa.$$

Aqui  $\omega_0$  é identificado como a frequência de ressonância ferromagnética (FMR). Vale a pena lembrar algumas relações importantes em unidades CGS. Por exemplo, o fator giromagnético é  $\gamma = 2.8 \text{ GHz/kOe}$ . Assim, a frequência da amostra (que coincide com a frequência de Larmor), pode ser expressa por  $f_0 = \omega_0/2\pi = \mu_0 \gamma H_0/2\pi = (2.8 \text{ GHz/kOe}) \times (H_0 \text{ oersted})$ , e  $f_m = \omega_m/2\pi =$

## 2.1 Dinâmica da magnetização

$\mu_0\gamma M_s/2\pi = (2.8 \text{ GHz/kOe}) \times (4\pi M_s \text{ gauss})$ . No SI, temos também que  $\gamma/\mu_0 = 1,76 \times 10^{11} \text{ rad/s} \cdot \text{T}$ .

### Efeito de perda magnética

As equações 2-14, mostram que os elementos do tensor susceptibilidade se tornam infinitos quando a frequência de excitação,  $\omega$ , iguala-se à frequência de precessão,  $\omega_0$ . Esse efeito é conhecido como ressonância ferromagnética, e ocorre quando a frequência de excitação é igual à frequência natural de precessão da magnetização. Assim como em qualquer fenômeno ressonante, existem perdas devido a diversos mecanismos. Os materiais ferromagnéticos quando excitados externamente exibem perdas magnéticas (*magnetic damping*) que “amortecem” a ressonância. Fenomenologicamente, podemos adicionar o termo de *damping*, somando-se um termo complexo na frequência de ressonância [63]:

$$\omega_0 \rightarrow \omega_0 + i\alpha\omega, \quad 2-15$$

onde  $\alpha$  é o termo de amortecimento adimensional. Substituindo 2-15 em 2-14, transforma o termo de susceptibilidade real em complexo, que pode ser escrito por:

$$\begin{aligned} \chi_{xx} &= \chi'_{xx} - i\chi''_{xx}, \\ \chi_{xy} &= \chi'_{xy} + i\chi''_{xx}, \end{aligned} \quad 2-16$$

onde as partes real e imaginária são dadas por

$$\begin{aligned} \chi'_{xx} &= \frac{\omega_0\omega_m(\omega_0^2 - \omega^2) + \omega_0\omega_m\omega^2\alpha^2}{[\omega_0^2 - \omega^2(1 + \alpha^2)]^2 + 4\omega_0^2\omega^2\alpha^2}, \\ \chi''_{xx} &= \frac{\alpha\omega\omega_m[\omega_0^2 + \omega^2(1 + \alpha^2)]}{[\omega_0^2 - \omega^2(1 + \alpha^2)]^2 + 4\omega_0^2\omega^2\alpha^2}, \end{aligned} \quad 2-17$$

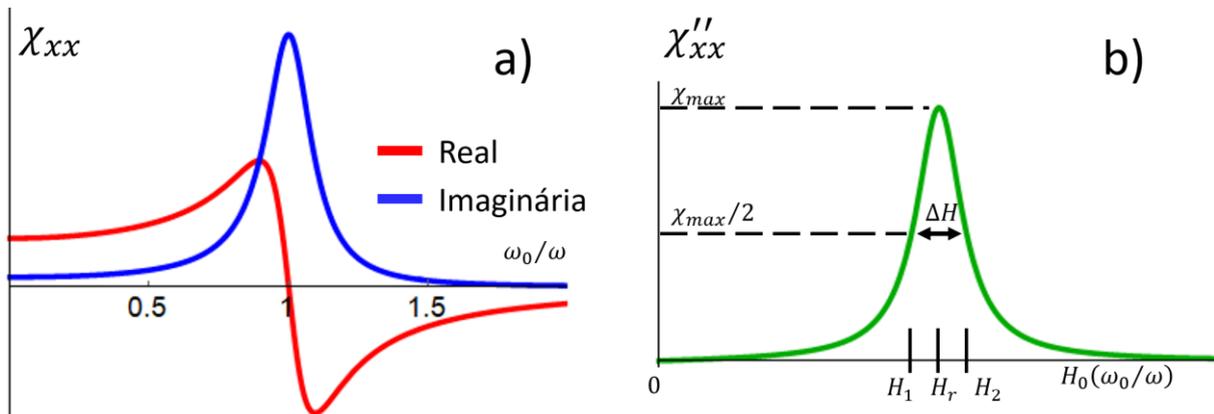


Figura 2-3: Susceptibilidade complexa típica de materiais ferromagnéticos. a) Parte real e imaginária de  $\chi_{xx}$ . b) Definição de largura de linha  $\Delta H$ , parâmetro este que se relaciona com os mecanismos de perdas magnéticas de um material ferromagnético.

## 2 Dinâmica da magnetização e métodos experimentais

$$\chi'_{xy} = \frac{\omega\omega_m[\omega_0^2 - \omega^2(1 + \alpha^2)]}{[\omega_0^2 - \omega^2(1 + \alpha^2)]^2 + 4\omega_0^2\omega^2\alpha^2},$$

$$\chi''_{xy} = \frac{2\omega_0\omega_m\omega^2\alpha}{[\omega_0^2 - \omega^2(1 + \alpha^2)]^2 + 4\omega_0^2\omega^2\alpha^2}.$$
2-18

A Figura 2-3 a) mostra a dependência das componentes real e imaginária da susceptibilidade  $\chi_{xx}$ , (equações 2-17) [63], em função da frequência de excitação. As componentes cruzadas  $\chi_{xy}$  possuem características similares. Podemos, por sua vez, relacionar o termo de amortecimento  $\alpha$ , com a largura de linha  $\Delta H$ , através da susceptibilidade próxima à ressonância. Na Figura 2-3 b), temos a componente imaginária da susceptibilidade  $\chi''_{xx}$ , em função do campo magnético, utilizando  $\omega_0 = \mu_0\gamma H_0$ . A largura de linha  $\Delta H$  é definida como a separação em campo, da susceptibilidade à metade da altura do pico da absorção. Considerando  $\omega_{02}$  como a frequência de ressonância em que  $H_0 = H_2$ , onde  $\chi''_{xx}$  atinge a metade de sua altura. Portanto substituindo em 2-17, podemos encontrar a relação:

$$4\alpha^2\omega^4 = (\omega_{02}^2 - \omega^2)^2,$$

$$\omega_{02} = \omega\sqrt{1 + 2\alpha} \cong \omega(1 + \alpha).$$
2-19

Portanto,  $\Delta\omega_0 = 2(\omega_{02} - \omega_0) \cong 2[\omega(1 + \alpha) - \omega] = 2\alpha\omega$ . E, considerando a relação  $\omega_0 = \mu_0\gamma H_0$ , obtemos:

$$\Delta H = \frac{\Delta\omega_0}{\mu_0\gamma} = \frac{2\alpha\omega}{\mu_0\gamma}.$$
2-20

Formalmente, os resultados obtidos até agora não evidenciam em que a “ressonância ferromagnética” (FMR) difere da “ressonância paramagnética eletrônica” (EPR). Entretanto, na prática, a FMR tem características marcantes, tais como (ver “Notas sobre Ressonância Ferromagnética e Ondas de Spin”, Prof. Sergio M. Rezende):

- ✦ 1) As componentes da susceptibilidade transversal são muito maiores nos materiais ferromagnéticos do que nos paramagnéticos, porque a magnetização  $M_z$  na direção do campo é muito maior. Por esta razão nos estudos de FMR de amostras massivas, em geral não é preciso modular o campo aplicado, como nos espectrômetros de EPR, e a forma de linha tem a aparência de  $\chi''_{xx}(H)$ , como na Figura 2-3. Porém no caso de amostras com pequenos volumes, como filmes finos, a modulação é necessária e a linha tem a forma da derivada de  $\chi''_{xx}(H)$ .
- ✦ 2) A forma geométrica da amostra desempenha um papel importante por causa do efeito de desmagnetização. Em amostras elipsoidais, pode-se obter uma expressão simples para a frequência de ressonância. Ela depende da forma da amostra e da direção em que

## 2.1 Dinâmica da magnetização

o campo é aplicado. Em amostras não elipsoidais o campo interno não é uniforme e a frequência de ressonância varia de ponto para ponto. Por esta razão, costuma-se utilizar casos limites de elipsoides de revolução, como esferas, discos ou cilindros.

- ✦ 3) Amostras cristalinas, mesmo com forma de esfera ou disco, quando giradas no campo aplicado, apresentam variação do campo de ressonância, e talvez da largura da linha, apresentando simetria característica do plano cristalino. Isto é devido à energia de anisotropia cristalina.
- ✦ 4) O forte campo de acoplamento entre spins suprime a contribuição da interação dipolar para o alargamento da linha de absorção. Nos materiais isolantes os mecanismos responsáveis pela largura de linha de FMR são, em geral, espalhamento de mágnons.
- ✦ 5) A saturação da ressonância de FMR ocorre em potências muito menores que em EPR. Não é possível reverter  $M_z$ , ou mesmo reduzi-lo significativamente, como em NMR. Isto porque, quando o modo uniforme é excitado em alta potência, modos de ondas de spin com  $k = 0$  são criados em processos de espalhamento mágnon-mágnon, impedindo que o ângulo de precessão de  $\vec{M}$  aumente acima de alguns graus. Este fenômeno é conhecido como saturação prematura do FMR.

A ressonância ferromagnética foi observada pela primeira vez por Griffiths[64] em filmes de Fe, Ni e de Co, poucos anos após a primeira observação da Ressonância Magnética Nuclear (NMR).

Como mostrado no apêndice A. O campo magnético efetivo dentro do material ferromagnético é alterado pelas interações de troca e pelas anisotropias de forma, ou demais outras anisotropias. Dessa forma, a frequência de ressonância em que ocorre a máxima absorção do campo AC, pode ser escrita por:

$$\omega_0 = \mu_0 \gamma \sqrt{[H_0 + (N_x - N_z)M_s][H_0 + (N_y - N_z)M_s]}. \quad 2-21$$

Onde  $H_0$  é o campo magnético externo,  $M_s$  é a magnetização de saturação do material, e  $N_x$ ,  $N_y$  e  $N_z$  são os fatores desmagnetizantes mostrados no apêndice A. A equação 2-21 é conhecida como equação de Kittel [63], [65]–[67], e ela pode ser aplicada imediatamente em amostras com formas geométricas simples e, como veremos, possui suma importância na ressonância ferromagnética e por consequência do bombeamento de spin.

A equação 2-5 corresponde à equação do torque. Em 1935 Landau e Lifshitz propuseram um termo de amortecimento do tipo  $-(\lambda/M^2)[\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff})]$ , onde  $\lambda$  é um parâmetro ajustável com a mesma dimensão de  $\gamma$ . O termo de amortecimento derivado da aproximação 2-15, corresponde ao

## 2 Dinâmica da magnetização e métodos experimentais

vetor que traz a magnetização de volta à orientação com o campo e foi introduzido por Gilbert em 1956. Isto representa um termo adicional à equação de movimento, agora chamada de equação de Landau-Lifshitz-Gilbert:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \mu_0\gamma(\vec{M} + \vec{H}_{eff}) + \frac{\alpha}{M_s} \left( \vec{M} + \frac{d\vec{M}}{dt} \right), \quad 2-22$$

aqui o campo  $\vec{H}_{eff} = -(1/\mu_0) \partial E / \partial \vec{M}$  é o campo efetivo local e  $E(\vec{M})$  é a energia livre magnética do sistema e  $\alpha$  é o parâmetro adimensional de amortecimento de Gilbert. O campo efetivo pode ser decomposto nos seguintes campos: campo externo, campo de desmagnetização, campos de anisotropia e campo de troca.

Como dito anteriormente o termo  $\alpha$  representa as perdas intrínsecas do material. Veremos mais à frente que outros mecanismos de perda magnética extrínsecas se somam à equação 2-22 com a mesma forma do termo de Gilbert  $(\alpha_{ex}/M_s)(\vec{M} + d\vec{M}/dt)$ .

### 2.1.2 Ondas de spin

À temperatura nula, o estado fundamental de uma cadeia de spins, levando em consideração apenas o termo de troca e o termo Zeeman, é aquele onde todos os spins estão orientados paralelamente ao campo aplicado. Para  $T > 0$ , poderíamos imaginar que o primeiro estado excitado seria um spin invertido em algum sítio da cadeia. Porém este não é um autoestado do hamiltoniano. O primeiro estado excitado corresponde a uma oscilação de pequena amplitude que se propaga na cadeia, ou seja, a energia correspondente ao spin *flip* se espalha ao longo da cadeia. Esta é uma excitação de onda de spin como proposto por Felix Bloch, em 1923. Uma das maneiras de introduzir as ondas de spin é considerar a aproximação de meio contínuo para a magnetização. Dessa forma a equação de campo de *exchange*  $\vec{H}_{ex} = \lambda \vec{M}$  não compreende toda a informação da magnetização. É preciso adicionar um termo de campo devido ao desvio da magnetização mostrado em [a 9]. Dessa forma, o campo efetivo de *exchange* para uma rede cúbica pode ser escrito como:

$$\vec{H}_{ex} \cong \lambda \vec{M} + \frac{D}{M} \nabla^2 \vec{M}, \quad 2-23$$

definindo:

$$\lambda = \frac{2zSJ}{g\mu_B M}, D = \frac{2SJa^2}{g\mu_B}, \quad 2-24$$

## 2.1 Dinâmica da magnetização

onde  $a$  é o parâmetro de rede e  $z$  o número de primeiros vizinhos. Desconsiderando energias de anisotropias e dipolar e considerando uma magnetização circularmente polarizada  $\vec{M} = M_x + iM_y$ , pode-se substituir 2-23 em 2-5, obtendo-se:

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -i\gamma(H_z + D\nabla^2 \vec{M}). \quad 2-25$$

De acordo com a relação 2-7, em que a magnetização precessiona com frequência  $\omega$ ,  $\vec{M}$  executa um movimento de rotação no plano  $xy$  e sua fase pode variar no espaço e no tempo. A onda de spin possui o vetor de onda espacial  $\vec{k}$ , portanto a equação 2-25 nos diz que a frequência varia com o vetor de onda, seguindo  $\omega_k = \gamma(H_z + Dk^2)$ . A relação de dispersão de spin quadrática é uma das características das ondas de spin. Esta relação de dispersão é válida para ondas planas propagantes na direção  $z$ , onde o comprimento de onda  $\lambda_k = 2\pi/k$  é muito maior que o parâmetro de rede  $a$  e menor que as dimensões da amostra.

Para a propagação de onda em qualquer direção surge um campo interno dipolar. Este campo obedece às equações de Maxwell [a 11] e considerando uma variação espacial de  $m_x$  e  $m_y$  do tipo  $\exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$ , a solução do campo dipolar é dada por:

$$\vec{H}_{dip} = -\frac{\vec{k}(\vec{k} \cdot \vec{M})}{k^2}. \quad 2-26$$

Portanto substituindo 2-23 e 2-26 na equação de movimento 2-5, obtém-se a solução:

$$\vec{M} = (\hat{x}M_0 + i\hat{y}M_0)e^{i\vec{k} \cdot \vec{r} - i\omega_k t}, \quad 2-27$$

onde a relação de dispersão de  $\omega_k$  obedece a:

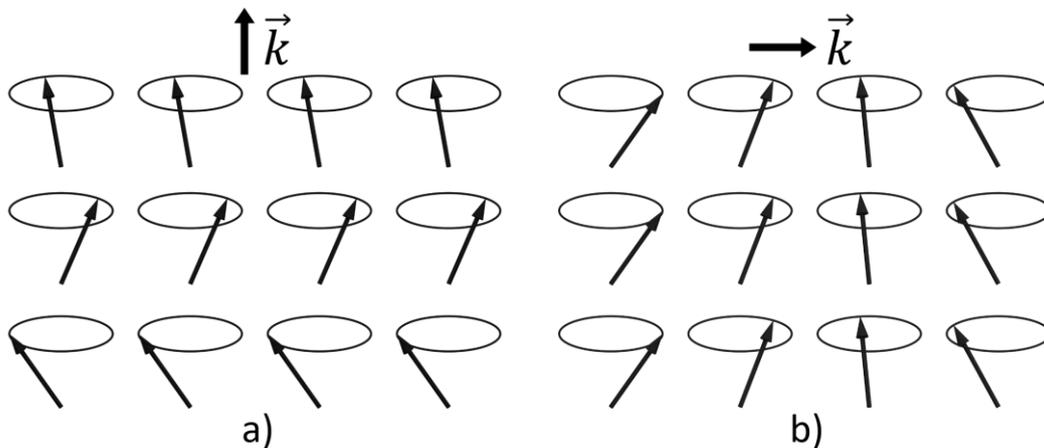


Figura 2-4: Ilustração de uma onda de spin. Propagando-se a) paralelamente e b) perpendicularmente ao campo magnético externo.

## 2 Dinâmica da magnetização e métodos experimentais

$$\omega_k = \gamma[(H_z + Dk^2)(H_z + Dk^2 + 4\pi M \sin^2 \theta_k)]^{1/2}, \quad 2-28$$

onde  $\theta_k$  é o ângulo entre o vetor de onda  $\vec{k}$  e a direção do campo aplicado. A Figura 2-4 mostra uma ilustração de onda de spin propagando paralelamente a) e perpendicularmente b) à direção do campo magnético externo [68].

Após esta revisão sobre propriedades dinâmicas de ondas de spin, revisaremos os principais métodos experimentais utilizados nesta tese para a fabricação de amostras e para a caracterização magnética e estrutural das mesmas.

---

### 2.2 Deposição por evaporação catódica (*Sputtering*)

Para a fabricação das amostras utilizadas nesta tese, em sua maioria filmes finos, foi utilizada a técnica de deposição por evaporação catódica, magneticamente assistida, ou *magnetron-sputtering*. *Sputtering* designa o mecanismo de remoção física de átomos, em um ambiente de baixa pressão, de um material alvo pelo bombardeio de íons de Ar. Estes átomos (ou grupo de átomos) removidos do material alvo incidem em um substrato formando o filme átomo por átomo, fazendo com que o *sputtering* seja uma técnica bastante eficiente e “limpa” para a fabricação de filmes nanoestruturados. *sputtering* é o método de deposição física de vapor ou *physical vapor deposition* (PVD) mais utilizado para a fabricação de filmes finos, tanto na pesquisa científica, quanto na indústria. Outras técnicas de PVD bastante comuns para a fabricação de filmes são: (i) deposição por arco catódico, (ii) deposição física de vapor por feixe de elétrons, (iii) por evaporação térmica e (iv) por ablação a laser pulsado [69].

O primeiro relato de uma deposição de filme remete a Grove, em 1852 [70], quando foi observada a formação de um filme contínuo no anodo de seu experimento de descargas luminosas (plasma). Nos anos seguintes Michael Faraday, em 1854, e Plücker em 1858, também notaram a formação de filme de platina usando montagem semelhante [71], [72]. Apesar do fenômeno de deposição atômica ter sido descoberto há bastante tempo, somente a partir dos anos 1960 esta técnica se tornou popular, favorecida pelos avanços nas tecnologias de vácuo e de eletrônica.

## 2.2 Deposição por evaporação catódica (Sputtering)

Um processo usual de deposição por *sputtering* consiste em três etapas fundamentais: (i) a câmara de deposição é inicialmente evacuada até atingir a pressão de trabalho, da ordem de alto vácuo  $10^{-7} - 10^{-8}$  torr ou ultra alto vácuo  $10^{-9} - 10^{-10}$  torr. O vácuo inicial tem o objetivo de remover partículas indesejadas para a deposição tornando o ambiente com alta limpeza atômica, aumentando assim a qualidade do filme depositado. (ii) Em seguida é injetado o gás de trabalho, usualmente gases nobres como Ar de alta pureza, pois não reage com o material depositado. Outros gases como He, Xe também são usados. O gás de trabalho é necessário para a formação do plasma (mistura de íons do gás com elétrons livres no meio). Nesta etapa a pressão na câmara atinge valores da ordem de  $10^{-3}$  torr. A câmara é continuamente evacuada com um fluxo constante de gás. No nosso equipamento o fluxo de Ar é mantido da ordem de 550 SCCM (*Standard Cubic Centimeters per Minute*). (iii) Após a estabilização do fluxo de gás de trabalho, é iniciado o plasma. Para tal é aplicada uma diferença de potencial elétrico entre o material alvo e o substrato. A reação química que ocorre durante a ionização do gás de Ar pode ser descrita pelo seguinte processo:

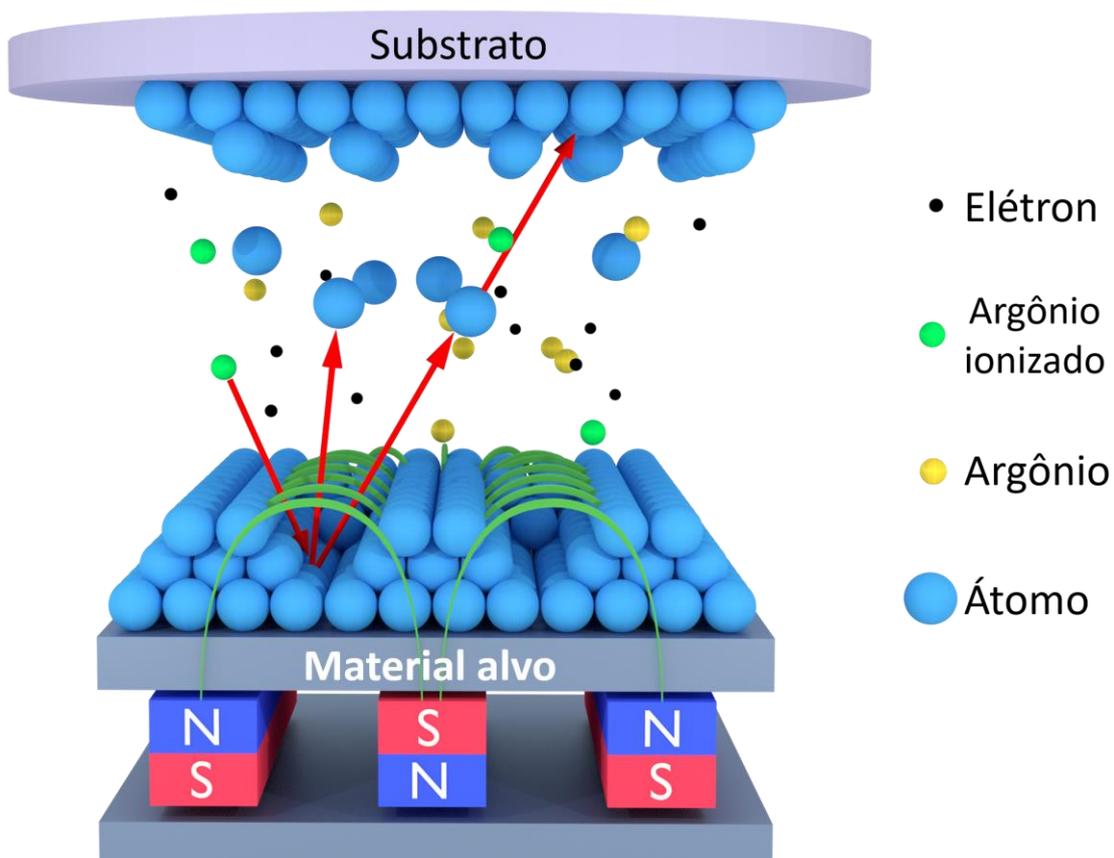
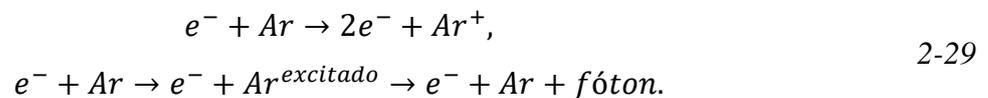


Figura 2-5: Ilustração do processo típico de deposição por evaporação catódica (*sputtering*). Em particular o magnetron *sputtering*, onde o campo magnético causa um “confinamento” do plasma, maximizando sua eficiência

## 2 Dinâmica da magnetização e métodos experimentais

A seguir os íons de Ar são acelerados contra o material alvo (terminal negativo da tensão elétrica aplicada) como mostrado na Figura 2-5. Ao atingir o alvo, a colisão inelástica remove átomos do material, que acabam sendo depositados no substrato, formando o filme fino desejado. O brilho característico do plasma ocorre justamente pela recombinação do elétron com o íon de argônio ou pela excitação do Ar e em seguida seu decaimento.

### **Sputtering yield**

O *sputtering yield*,  $S$ , ou eficiência do sputtering, é descrito como a taxa de remoção de átomos da superfície do alvo pelo número de íons incidentes, ou seja:  $S = \text{átomos removidos}/\text{íons incidentes}$ . A eficiência do sputtering é influenciada por diversos parâmetros como [73]:

- ✦ Tipo de material alvo;
- ✦ Energia de ligação superficial do material alvo;
- ✦ Massa relativa entre íons e átomos;
- ✦ Energia do íon incidente;
- ✦ Ângulo de incidência dos íons.

A teoria mais utilizada até hoje para o cálculo do *sputtering yield* foi desenvolvida por Peter Sigmund em 1969 [74]. Pode-se calcular o parâmetro  $S$  baseando-se na teoria a partir de energia do íon incidente, por:

$$S = \frac{3\alpha}{\pi} \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)} \frac{E_1}{U_b}, (E_1 < 1 \text{ keV}),$$

$$S = 3.56\alpha \frac{Z_1 Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})} \frac{m_1}{(m_1 + m_2)^2} \frac{S_n(E_1)}{U_b}, (E_1 > 1 \text{ keV}),$$
2-30

onde  $E_1$  é a energia do íon incidente,  $\alpha$  é uma função das massas das partículas  $m_1$  e  $m_2$ ,  $Z_1$  e  $Z_2$  são os números atômicos do íon incidente e da partícula alvo respectivamente,  $S_n(E_1)$  é a perda de energia devido a colisões e  $U_b$  é a energia de ligação superficial do material alvo. Na Tabela 2-1 temos alguns valores da energia de ligação  $U_b$  e o número atômico de alguns materiais depositados nesta tese. O cálculo do sputtering yield possui importância, pois, em sua maioria, a taxa de deposição de um filme no substrato é proporcional aos valores de  $S$ .

*Tabela 2-1: Número atômico  $Z$  e sua energia de ligação superficial  $U_b$  de alguns materiais depositados nesta tese [69], [75]:*

| Material alvo | Al | Fe | Ni | Cu | Ag | Ta | Pt |
|---------------|----|----|----|----|----|----|----|
|---------------|----|----|----|----|----|----|----|

## 2.2 Deposição por evaporação catódica (Sputtering)

| $Z$                                       | 13   | 26   | 28   | 29   | 47   | 73   | 78   |
|---|------|------|------|------|------|------|------|
| $U_b$ (eV)                                | 3.39 | 4.28 | 4.44 | 3.49 | 2.95 | 8.10 | 5.84 |
| $S$ (átomos/íons) para $Ar^+$ com 0.5 keV | 1.05 | 1.1  | 1.45 | 2.35 | 3.12 | 0.57 | 1.40 |
| $S$ (átomos/íons) para $Ar^+$ com 1.0 keV | 1.0  | 1.3  | 2.2  | 2.85 | 3.8  |      |      |

***Magnetron sputtering***

Os processos de *sputtering* podem ser divididos em DC e RF que se diferem na forma em que o plasma é produzido. Existem também alguns tipos de deposição que alteram a eficiência e as características do plasma, como *magnetron sputtering* e *sputtering* reativo. No *sputtering* DC é aplicado uma tensão elétrica dc entre o material alvo (catodo) e o porta substrato (anodo), que normalmente está aterrado. No *sputtering* DC o alvo deve ser condutor para que os íons de  $Ar^+$  sejam atraídos para o mesmo. *Sputtering* DC não funciona para depositar materiais isolantes. A aplicação de tensão DC em alvos isolantes cria um acúmulo de cargas positivas no alvo evitando o processo de *sputtering*. Para se depositar materiais isolantes usa-se a técnica de deposição por *sputtering* RF, na qual é aplicada uma tensão alternada de 13.6 MHz entre o catodo e anodo. Esta técnica também permite depositar materiais condutores. Para frequências menores do que  $\sim 50$  kHz, ambos, elétrons e íons seguem o campo elétrico e basicamente o anodo e o catodo são evaporados simultaneamente, o que é indesejado. Em altas frequências, íons e elétrons possuem mobilidades muito diferentes (os íons são muito mais pesados do que os elétrons).

Isto significa que o eletrodo positivo drena comparativamente mais corrente de elétrons do que o eletrodo negativamente carregado drena corrente de íons. Por isto a curva  $I-V$  mostrada na Figura 2-6 é assimétrica, se assemelhando à curva  $I-V$  de um diodo ruim. Quando a corrente aplicada é AC, uma grande quantidade de carga é drenada durante o meio ciclo positivo e uma pequena corrente de íons no meio ciclo negativo. Isto resulta numa corrente líquida num ciclo, ver Figura 2-6 a). Porém, como o alvo está capacitivamente acoplado com o plasma, esta transferência líquida de carga não ocorre através do capacitor. O ponto de operação é deslocado negativamente, como mostrado na Figura 2-6 b), significando uma polarização efetivamente negativa. Assim, um alvo isolante, alimentado por uma tensão de rf resulta numa polarização negativa, que atrai íons positivos levando ao *sputtering*.

O *magnetron sputtering* consiste na geração de um campo magnético estático (utilizando ímãs permanentes), superposto ao campo elétrico, cujas linhas de força se fecham acima da superfície do alvo (região entre alvo e substrato). Esta configuração de campos elétrico e magnético faz com que

## 2 Dinâmica da magnetização e métodos experimentais

os elétrons fiquem submetidos à lei de Lorentz, confinando-os helicoidalmente próximos ao material alvo, aumentando a chance de colisões entre elétrons e átomos de Ar, tornando o processo de ionização mais eficiente. Dessa forma, as taxas de deposição no caso do *magnetron sputtering* são consideravelmente maiores que o *sputtering* convencional, além de ser um plasma mais “concentrado”, a pressão de argônio necessária para a sustentação do plasma se torna menor, tornando este processo muito mais eficiente. Um esquema da organização dos ímãs para o confinamento do plasma no *magnetron sputtering* é mostrado na Figura 2-5

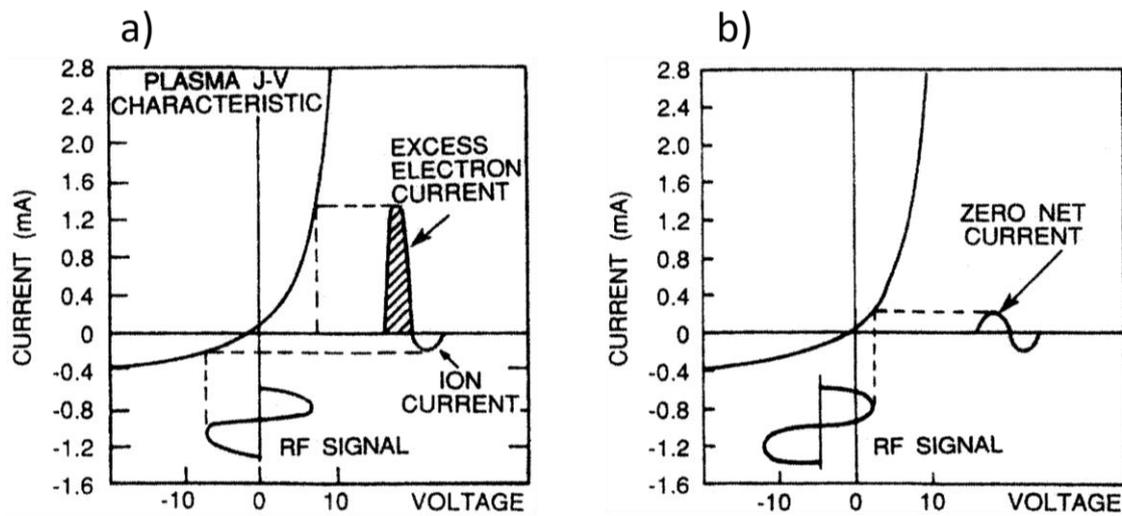


Figura 2-6: Formação da tensão de rf, a) curva característica I - V. b) Devido ao acoplamento capacitivo a corrente total deve ser nula e o ponto de operação se move para um valor negativo de tensão. Adaptada de [69].

No *sputtering* reativo, o gás de trabalho usualmente Ar puro (inerte) é substituído por alguma mistura ou por outro gás reativo, geralmente,  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $C_2H_2$ , entre outros gases. Por usar gases não inertes o *sputtering* reativo tem o intuito de modificar a morfologia, cristalinidade, estequiometria e natureza do filme fino depositado sobre estas condições. Algumas estruturas de filmes somente podem ser atingidas pelo crescimento na condição de *sputtering* reativo.

### 2.2.1 Calibração da taxa de deposição

Para a deposição controlada e para definir precisamente as espessuras dos filmes, é necessário determinar a taxa de deposição média (em nm/unidade de tempo) de cada material utilizado. Isto é feito preparando uma amostra onde apenas uma parte do substrato é utilizada para depositar o filme e outra não, formando assim um degrau como mostrado na Figura 2-7 a). A altura do degrau, é então medida por um perfilômetro D-100, da KLA Tencor. O princípio do funcionamento do perfilômetro é baseado na deflexão da sonda na ponta do *cantilever*. Essa deflexão, que é monitorada pela reflexão de um laser na parte de trás do *cantilever*, é detectada por um fotodetector. Dessa forma, o

## 2.2 Deposição por evaporação catódica (Sputtering)

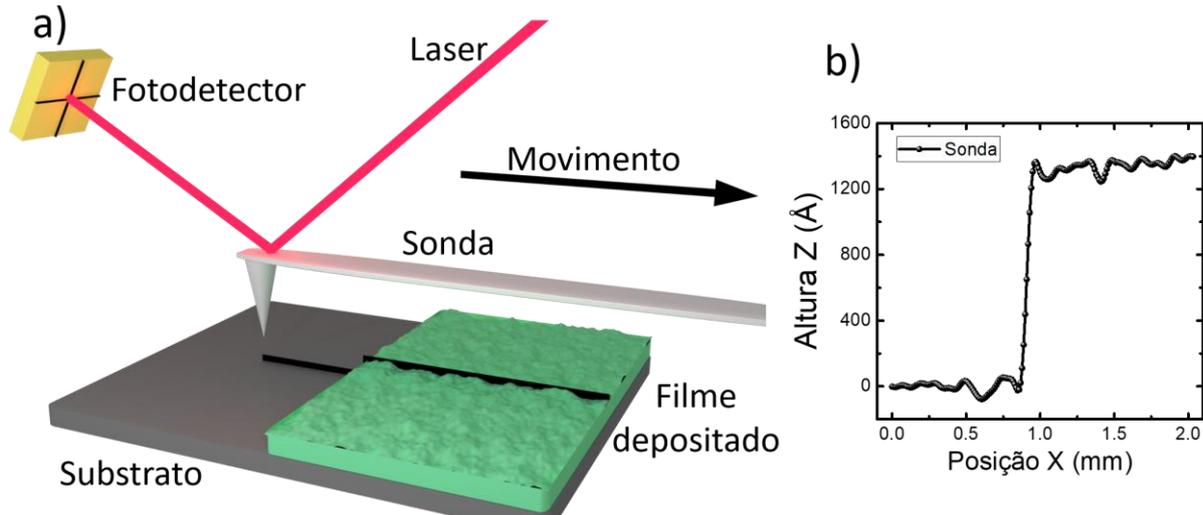


Figura 2-7: a) Princípio básico de um perfilômetro utilizado para a calibração das taxas de deposição. b) Medida usual do degrau entre o substrato e o filme depositado, determinando assim a taxa de deposição.

monitoramento da posição do laser no fotodetector é proporcional à altura Z do filme, em função do movimento transversal relativo da amostra e do *cantilever*.

A Figura 2-7 b) é uma medida usual obtida pelo equipamento. Para maior confiabilidade dos resultados, a altura do degrau é medida em pelo menos seis diferentes posições da mesma amostra e em pelo menos três amostras com diferentes tempos de deposição (tipicamente, 15 min, 30 min e 45 min), mantendo fixos os parâmetros de deposição. Dessa forma obtemos a taxa de deposição a partir da média aritmética das alturas medidas pelo tempo de deposição de cada amostra.

Tabela 2-2: Taxas e parâmetros de deposição dos materiais utilizados na tese:

| Material alvo    | Taxa (nm/min) | Corrente do plasma (mA) | Tensão do plasma (V) | Potência do plasma (W) | Fluxo de Ar (sccm) |
|------------------|---------------|-------------------------|----------------------|------------------------|--------------------|
| $Y_3Fe_5O_{12}$  | 2.52          | RF                      | 180 – 200 (bias)     | 50                     | 550                |
| $Ni_{81}Fe_{19}$ | 6.18          | DC 50                   | 420 – 440            | 22                     | 550                |
| Pt               | 10.2          | DC 50                   | 440 – 460            | 24                     | 550                |
| Ag               | 28.8          | DC 50                   | 400 – 420            | 21                     | 560                |
| Cu               | 13.4          | DC 50                   | 440 – 460            | 25                     | 560                |
| IrMn             | 7.4           | DC 50                   | 320 – 340            | 18                     | 840                |
| Ta               | 3.95          | DC 50                   | 340 – 360            | 19                     | 550                |
| NiO              | 2.5           | RF                      | 200 – 220 (bias)     | 50                     | 550                |

## 2 Dinâmica da magnetização e métodos experimentais

A pressão de base, ou seja, a pressão mais baixa antes da inserção do Ar que obtemos é da ordem de  $2 - 4 \times 10^{-7}$  torr, enquanto a pressão de trabalho (aquela na qual se deposita o filme) varia baseado no fluxo de Ar utilizado mostrado na Tabela 2-2, contudo se encontra em torno de  $3.0 \times 10^{-3}$  torr. Nas deposições com a fonte DC, a corrente é mantida constante no valor de 50 mA, enquanto nas deposições com fonte RF (óxidos) é mantido uma potência constante de 50 W.

### 2.2.2 Granada de ítrio e ferro (YIG)

Um dos materiais magnéticos mais utilizados e amplamente conhecidos é a granada de ítrio e ferro ( $Y_3Fe_5O_{12}$ ), ou YIG (*Yttrium Iron Garnet*). Este material ferrimagnético possui propriedades únicas e essenciais para o desenvolvimento da spintrônica atual, devido à sua versatilidade magnética. Entre suas características mais marcantes e interessantes para a spintrônica podemos destacar: (i) Um parâmetro de amortecimento de Gilbert extremamente baixo, da ordem de  $10^{-5}$ , que como veremos, favorece a injeção de corrente de spin [11]; (ii) Alto comprimento de difusão de spin (da ordem de centímetros) [76], [77], o que favorece a investigação de propagação de ondas de spin no YIG. (iii) Possui alto *gap* de energia (entre banda de valência e de condução) da ordem de  $\sim 3$  eV [78]–[81], o que o torna isolante. Esta característica é desejável quando queremos nos livrar de efeitos galvanomagnéticos, tais como magnetorresistência anisotrópica e efeito Hall etc., que muitas vezes são mais intensos do que efeitos típicos de spintrônica, tais como o efeito spin Hall; (iv) Temperatura de Curie de 545 K [82] a qual permite o estudo experimental à temperatura ambiente. Portanto uma das tarefas essenciais desta tese foi a obtenção de YIG de alta qualidade cristalográfica e magnética, crescido por *sputtering*.

O YIG possui uma estrutura cristalina cúbica de corpo centrado contendo 80 átomos por célula unitária [83]. Por conta do íon  $Y^{3+}$  ser diamagnético, a propriedade ferrimagnética do YIG vem dos íons  $Fe^{3+}$ . Como vemos na Figura 2-8 (obtida em [84]), dos cinco íons de ferro na estequiometria  $Y_3Fe_5O_{12}$  dois se encontram nos sítios octaédricos (ciano) enquanto os outros três nos sítios tetraédricos (magenta). Os íons de cada sub-rede se alinham paralelamente entre si, porém devido à interação de *super-exchange* através do íon de  $O^{2+}$ , os íons de ferro das duas sub-redes se orientam antiparalelamente, formando, assim, sua estrutura ferrimagnética. Cada íon  $Fe^{3+}$  carrega um momento magnético de  $5\mu_B$ , devido às suas sub-redes antiparalelas, o momento magnético total do YIG é de  $5\mu_B$  [83]. Sua estrutura cristalina possui um parâmetro de rede de  $a = 1.2376$  nm e pertence ao grupo espacial  $O_h(1) - Ia\bar{3}d$  [85].

## 2.2 Deposição por evaporação catódica (Sputtering)

A fabricação de YIG por *sputtering* se deu a partir de sua deposição sobre o substrato de granada de gadolínio e gálio (GGG - Gadolinium Gallium Garnet =  $Gd_3Ga_5O_{12}$ ) de 0.5 mm de espessura com orientação 111. O substrato de GGG é essencial para o crescimento epitaxial do YIG, pois este possui mesma estrutura cristalina e parâmetro de rede de  $a = 1.2383$  nm [86], facilitando assim o crescimento do YIG com sua estrutura desejada. A deposição ocorreu em atmosfera de Ar com os parâmetros mostrados na Tabela 2-2. Após sua deposição, sua estrutura ainda não é monocristalina, condição necessária para que o material apresente baixas perdas magnéticas. Para obter a cristalização do filme de YIG submete-se o filme a um tratamento térmico de 850°C durante 4h em um forno tubular com fluxo constante de  $O_2$ , as taxas de aquecimento e resfriamento são respectivamente 10°/min e 1°/min [81], [87].

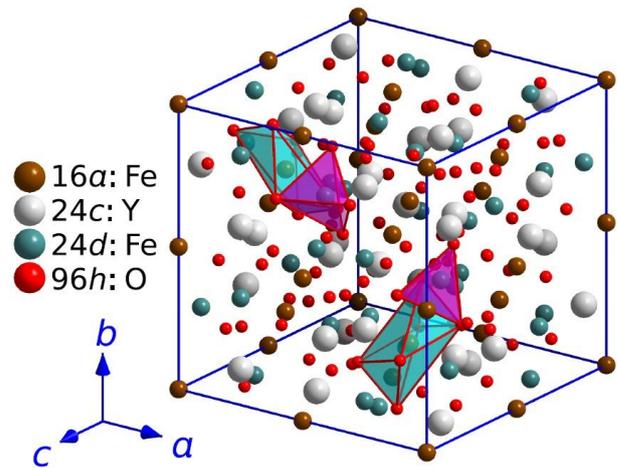


Figura 2-8: Estrutura cristalina cúbica de corpo centrado do YIG, aqui contendo 160 átomos.

Com esses parâmetros foi possível obter um crescimento cristalino do YIG com espessuras tão finas quanto 50 nm. Como mostrado na Figura 2-9 a), o padrão de raio-x de alta resolução mostra as posições dos picos do YIG e do GGG, e as oscilações de Laue indicam uma alta uniformidade do filme. O padrão XRD (*X-ray diffraction*) indica: reflexões somente na família dos planos cristalinos (111) e nenhuma formação de fases espúrias; total crescimento pseudomorfológico; e uma interface lisa e regular entre o filme de YIG e o substrato de GGG. No *inset* da Figura 2-9 temos a *rocking curve* do XRD medida a  $2\theta = 51.254^\circ$ , correspondente ao primeiro pico à direita do pico principal do GGG(444). Pelo ajuste gaussiano foi possível obter uma largura à meia altura de  $0.013^\circ$ , demonstrando sua excelente qualidade cristalina do YIG depositado por *sputtering*.

A espessura ( $t$ ) e a rugosidade superficial ( $\sigma$ ) foram estimadas através da medida de refletividade de raio-X (*X-ray reflectivity* - XRR), usando um difratômetro Bruker D8, com radiação  $K\alpha_{1,2}$  do cobre mostrado na Figura 2-9 b). As oscilações ocorrem devido à interferência dos feixes de R-X refletidos na 1ª superfície e na interface filme/substrato. Estas oscilações dependem da espessura da amostra de YIG. A partir do ângulo crítico (ângulo em que as oscilações se iniciam) podemos estimar a densidade do filme, enquanto pela inclinação da curva estima-se a rugosidade. As oscilações de Kiessig bem definidas confirmam que a superfície e interface são planas e com rugosidades desprezíveis. A curva vermelha representa o melhor ajuste (como discutido logo abaixo), confirmando os valores de densidade, rugosidade superficial e espessura do YIG em  $\sim 5.2$  g/cm<sup>3</sup>,

## 2 Dinâmica da magnetização e métodos experimentais

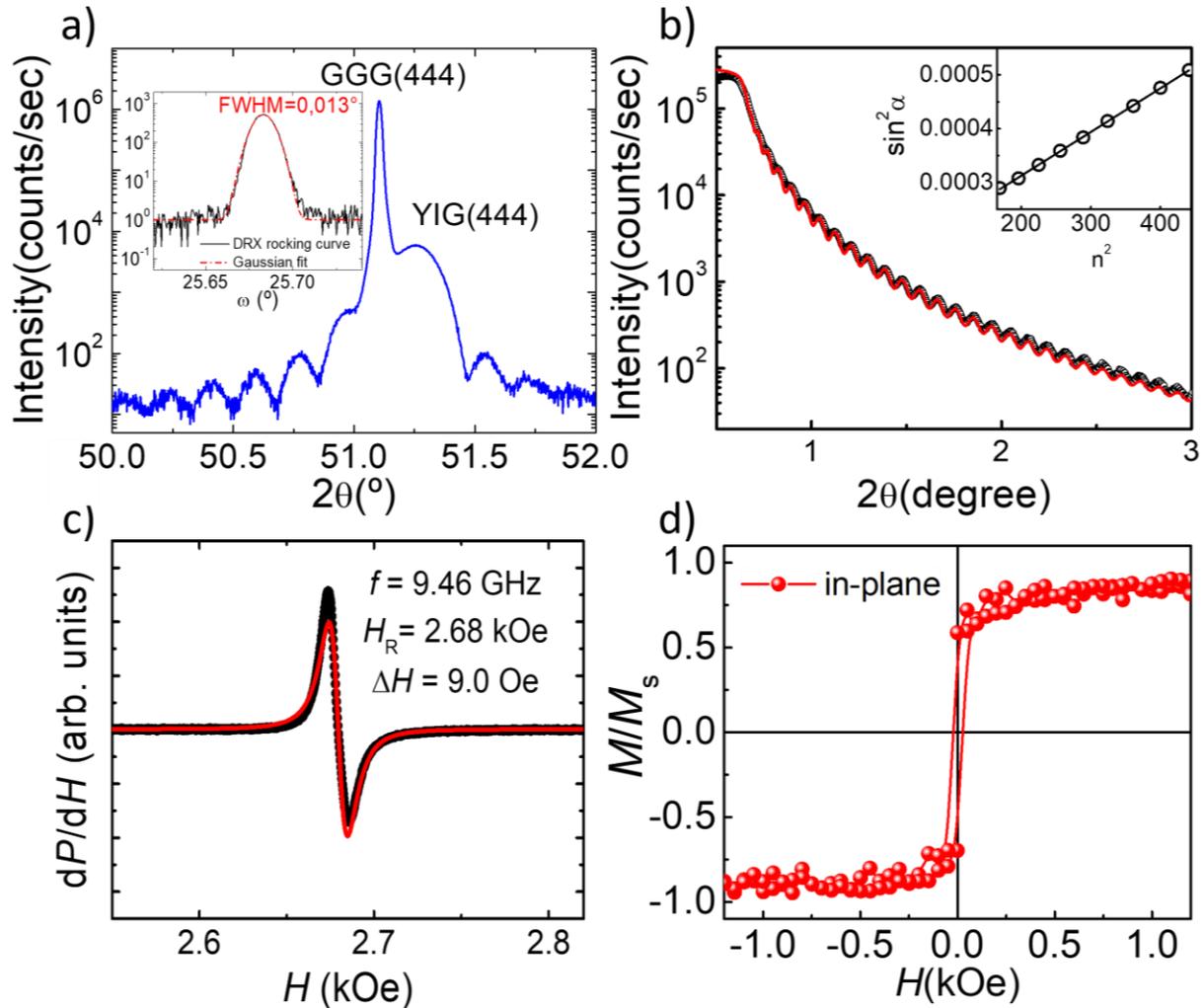


Figura 2-9: a) Padrão de difração XRD da estrutura GGG/YIG, o inset mostra a rocking curve do filme de YIG. b) Franjas de Kiessig obtidas por medida de refletividade, possibilita determinar a espessura e rugosidade do filme. c) Espectro FMR do filme de YIG. d) Curva de histerese medida por VSM.

2.0 nm e 87.0 nm respectivamente. A espessura foi possível ser estimada através dos máximos valores de refletividade nas posições ( $2\theta$ ) das franjas. Os máximos valores podem ser expressos por  $\sin^2 \alpha = \sin^2 \alpha_c + (\lambda/2t)n^2$ , onde  $n$  é a ordem dos picos,  $\lambda$  o comprimento de onda do R-X,  $t$  a espessura do filme,  $\alpha$  e  $\alpha_c$  são o ângulo refletido e ângulo crítico, respectivamente. O inset da Figura 2-9 b) mostra a relação linear entre  $\sin^2 \alpha$  vs  $n^2$ , a espessura calculada corresponde a 85.7 nm, em concordância com o ajuste das franjas.

Uma boa estrutura cristalina não é parâmetro suficiente para a confirmação da qualidade magnética do YIG. A confirmação da qualidade magnética dos filmes fabricados de YIG foi realizada através de medidas de curvas de magnetização e de ressonância ferromagnética. A Figura 2-9 c) mostra a curva de absorção por FMR, como vimos na seção anterior na equação 2-20, a largura de linha é proporcional à perda magnética no filme. As larguras de linha obtidas variam de 6 a 10 Oe, demonstrando uma baixa perda magnética. Na Figura 2-9 d), temos a curva de histerese da

## 2.3 Ressonância ferromagnética (FMR)

magnetização do filme de YIG obtida por VMS, na qual vemos outra boa característica, sua baixa coercividade. Estes resultados demonstram a boa qualidade das amostras fabricadas, ponto essencial para o estudo de conversão e injeção de correntes de spin.

Usando os parâmetros de crescimento e cristalização descritos acima, foi possível fabricar amostras de YIG tão finas quanto 50 nm, sobre substratos de GGG. Pelo fato de o GGG ser translúcido e o YIG possuir baixa espessura, foi possível a realização de medidas ópticas, de absorção magneto-óptica. Utilizando a montagem experimental mostrada na figura 1 do apêndice A, foi observado um deslocamento Zeeman gigante, à temperatura ambiente, nas transições óticas no orbital 3d do ferro, este controle da transição de energia óticas para campos baixos, pode ser útil para a criação e funcionalização de novos dispositivos magneto-ópticos [81].

---

## 2.3 Ressonância ferromagnética (FMR)

Uma das técnicas experimentais mais utilizadas para o estudo de dinâmica de magnetização, discutido na seção 2.1 é a ressonância ferromagnética. Ela é poderosa pois permite extrair parâmetros tais como: (i) magnetização de saturação, (ii) campos de anisotropias magnéticas, (iii) mecanismos de relaxação magnética, entre outros. A técnica se baseia na absorção da radiação de micro-ondas na condição de ressonância ferromagnética, que satisfaz à equação 2-21. Esta absorção ocorre na frequência natural de precessão da magnetização do meio. Como as interações e perdas magnéticas afetam essa precessão, a medida macroscópica de ressonância ferromagnética é capaz de extrair informações da dinâmica microscópica do spin.

A primeira observação da absorção ferromagnética correu em 1911, por V.K. Arkad'yev, quando observou-se a absorção de radiação UHF em um meio ferromagnético. As explicações qualitativas e quantitativas do fenômeno foram dadas por Ya Dorfman em 1923 [88]. Avanços posteriores no experimento de FMR foram obtidos por Zavoiski [89] e Griffiths [64], quando foi possível verificar absorção de micro-ondas em Ni, Fe e Co. A teoria geral que explicou satisfatoriamente o fenômeno foi desenvolvida nos trabalhos de Charles Kittel, [65], [66] baseando-se nos trabalhos de permeabilidade magnética de Landau e Lifshitz [90].

Experimentalmente existem duas formas básicas de realizar uma medida de FMR: (i) fixando o campo magnético estático, realizando uma varredura em frequência e observando sua absorção; (ii)

## 2 Dinâmica da magnetização e métodos experimentais

fixando a frequência de micro-ondas e monitorando a absorção de radiação durante a varredura de campo magnético. Este último caso é utilizado nesta tese. As medidas de ressonância ferromagnética foram realizadas utilizando duas montagens experimentais distintas.

O esquema experimental da principal montagem utilizada desta tese é mostrada na Figura 2-10 a). Este espectrômetro foi montado pelo próprio grupo de magnetismo e materiais magnéticos do departamento de física da UFPE e ao longo dos anos foi sendo aprimorado. A amostra é colocada dentro de cavidade retangular de micro-ondas que opera no modo  $TE_{102}$ . A mesma é posicionada dentro da cavidade, na parte inferior da cavidade ressonante, onde ocorrem os máximos valores de  $h_{rf}$  e menores valores de  $e_{rf}$ . O gerador utilizado é um HP 8350B, operando na banda X (5.7 – 12 GHz). A radiação de micro-ondas é então transmitida por um guia de onda passando pelo circulador até a cavidade ressonante. As micro-ondas refletidas pela cavidade retornam pelo guia de ondas até o diodo detector. O detector transforma o sinal de micro-ondas em uma tensão DC que é medida pelo amplificador *lock-in*, modelo Ametek 7265. Como a amostra está submetida a um campo de modulação que perturba o campo estático, a medição realizada pelo *lock-in* corresponde à derivada do sinal de absorção. O sinal de modulação de referência para o *lock-in* é gerada pelo gerador de onda do osciloscópio Agilent Technologies DSO-X 2022A. No computador o valor do campo correspondente medido no gaussímetro FW Bell 9640, junto com a tensão *lock-in* referente à absorção de micro-onda, é a base de dados adquirida para a obtenção de curvas de ressonância ferromagnética como mostrada na Figura 2-9 c).

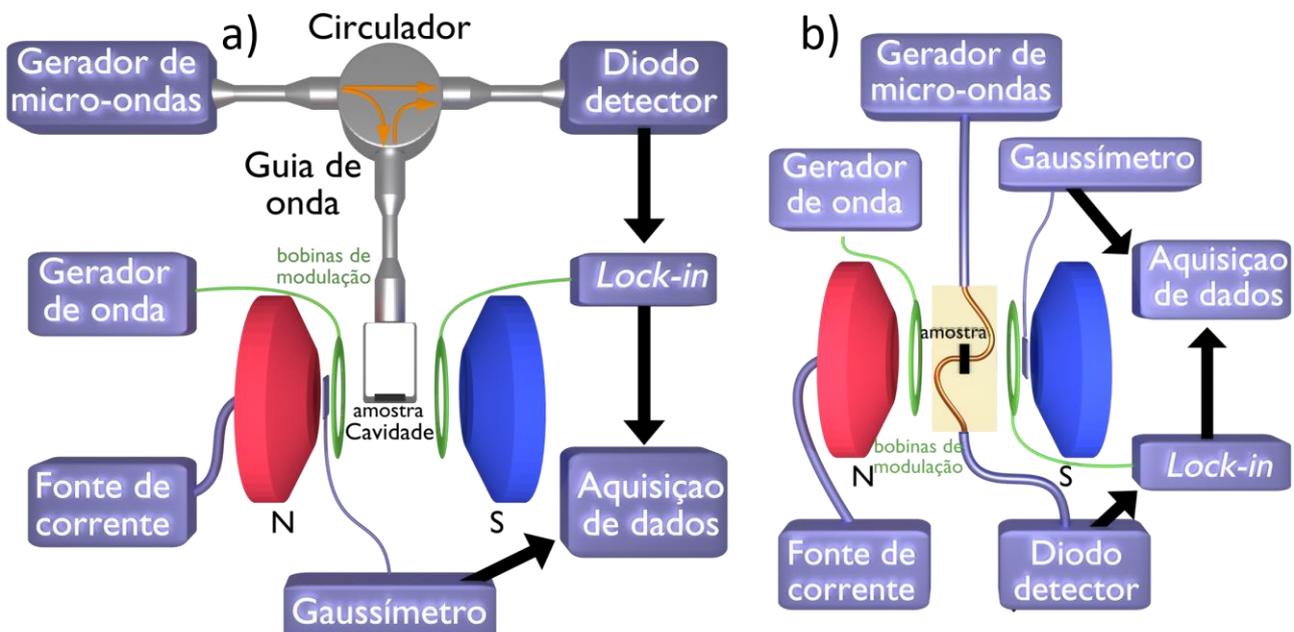


Figura 2-10: Diagrama de blocos das montagens experimentais de ressonância ferromagnética. a) Cavidade ressonante operando na banda X. b) Linha de fita por onde passa micro-ondas.

## 2.3 Ressonância ferromagnética (FMR)

Na parte b) da Figura 2-10, temos o diagrama de blocos da montagem experimental para as medidas de ressonância ferromagnética por linha de fita (*stripline*). Nesta segunda montagem, o gerador utilizado é um Agilent Technologies E8257D operando de (0.3 – 31 GHz), a radiação de micro-ondas passa por cabos SMA até a entrada da linha de fita, especialmente desenhada para uma impedância de 50  $\Omega$ . Por transmissão, a micro-onda é detectada pelo diodo detector. Novamente a absorção é medida pelo amplificador *lock-in* EG&E 7260, assim como na montagem anterior, a aquisição de dados se dá pela obtenção da tensão *lock-in* pelo respectivo campo, medido pelo gaussímetro FW Bell 7640.

### 2.3.1 Potência absorvida e susceptibilidade magnética

Como vimos na seção anterior, o fenômeno de ressonância ferromagnética ocorre quando a frequência de excitação externa coincide com a frequência de ressonância natural da amostra. É experimentalmente mais fácil variar o campo DC externo, mantendo a frequência de excitação fixa. Nesta condição a amostra ferromagnética absorve radiação eletromagnética, logo, a potência média absorvida será a derivada temporal da energia eletromagnética, escrita por:

$$|P|_t = \left| \frac{dE}{dt} \right| = - \left| \frac{d}{dt} (\vec{M} \cdot \vec{H}_{eff}) \right| = \left| \frac{d\vec{M}}{dt} \cdot \vec{H}_{eff} + \frac{d\vec{H}_{eff}}{dt} \cdot \vec{M} \right|, \quad 2-31$$

Utilizando a equação 2-6, junto com os resultados da seção 2.1 é possível obter a média temporal da potência absorvida em termos do tensor susceptibilidade magnética  $\vec{\chi}$ :

$$|P|_t = -\frac{1}{2} Re[2i\omega \cdot \vec{h}(t) \cdot \vec{\chi} \cdot \vec{h}(t)], \quad 2-32$$

aqui, o campo  $\vec{h}(t)$  encontra-se no plano  $xy$  enquanto o tensor susceptibilidade possui componentes  $\chi_{ij}$  obedecendo a 2-17 e 2-18. Experimentalmente é usual polarizar o campo de micro-ondas em uma direção  $x$  ou  $y$ , dessa forma a equação acima 2-32 torna-se mais simples resultando em:

$$|P(H_0)| = -\omega \cdot h_{xx}^2 Im[\chi_{xx}(H_0)]. \quad 2-33$$

Dessa forma, torna-se claro que a resposta no detector de micro-ondas na Figura 2-10 será similar à curva da susceptibilidade magnética mostrada em Figura 2-3, mantendo uma frequência fixa e varrendo o campo magnético. No caso de filmes finos, nos quais existe pouca quantidade de material ferromagnético, a medida direta da absorção se torna difícil, portanto é realizada a modulação do campo magnético estático  $H_0$ , de baixa frequência  $\omega_{mod}$  e baixa amplitude  $h_m$  obedecendo a  $\omega_m \ll \omega$  e  $h_m \ll H_0$ . Esta modulação serve de referência para o amplificador *lock-in*.

## 2 Dinâmica da magnetização e métodos experimentais

### Técnica de modulação de campo: princípio de detecção da ressonância ferromagnética usando *lock-in*

A grande maioria dos espectrômetros de ressonância ferromagnética (ou ressonância paramagnética eletrônica) usa a modulação de campo magnético para realizar a detecção *lock-in* da absorção de micro-ondas. Vamos supor que a varredura do campo magnético estático é realizada em torno de  $H_0$  desde um valor  $H_0 - \frac{\delta H}{2}$  até o valor  $H_0 + \frac{\delta H}{2}$ , no intervalo de tempo de  $0 \rightarrow t_0$ , como mostrado na figura abaixo. A ressonância deve estar localizada neste intervalo de varredura.

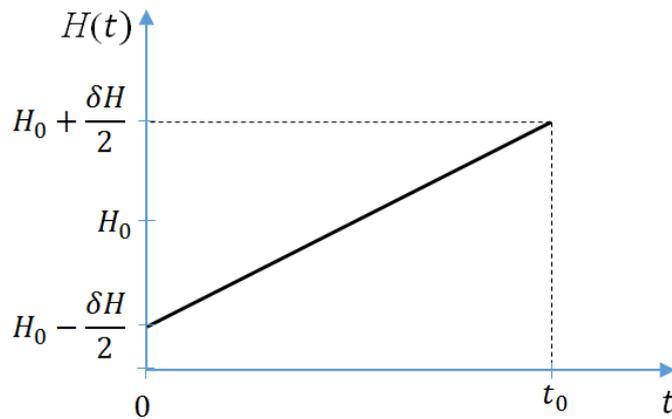


Figura 2-11: O campo efetivo aplicado, oscila em torno do valor central  $H_0$ .

O campo total aplicado sobre a amostra é (desconsiderando o campo de rf):

$$H(t) = H_0 + \delta H \left( \frac{t}{t_0} - \frac{1}{2} \right) + h_m \sin \omega_m t, \quad 2-34$$

onde  $h_m \sin \omega_m t$  é o campo de modulação e  $h_m \ll H_0$ . A varredura de campo é muito lenta para permitir muitos ciclos de oscilação do campo de modulação durante a passagem entre os pontos de meia altura. Isto garante que o campo aplicado  $H_0 + \delta H \left( \frac{t}{t_0} - \frac{1}{2} \right)$  pode ser considerado constante.

O mecanismo através do qual a modulação de campo se transforma em modulação da potência de micro-ondas e da detecção *lock-in* pode ser explicado pela figura abaixo

### 2.3 Ressonância ferromagnética (FMR)

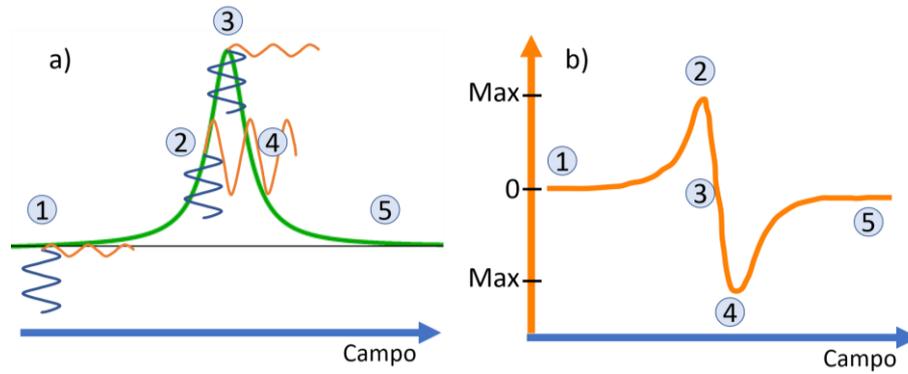


Figura 2-12: a) Curva de absorção ferromagnética por FMR. Modulado-se o campo podemos observar dois máximos valores na saída de tensão modulada mostrada em b).

A Figura 2-12 a) mostra uma a curva típica de absorção por ressonância FMR (ou EPR) em função do campo aplicado. A modulação do campo está representada pelas oscilações verticais (em azul) que possuem mesma amplitude. A resposta da amostra é indicada pelas oscilações horizontais (em laranja) com amplitudes que variam dependendo da posição do campo em relação à curva de absorção. A resposta da amostra será máxima quando a inclinação da curva de absorção for máxima, em torno dos pontos de inflexão (pontos 2 e 4). No lado direito da curva, a resposta sofre uma defasagem de  $\pi$ , passando a ser um máximo negativo (ponto 4). Os pontos 1, 3 e 5 correspondem a pontos onde a inclinação da curva é desprezível. O ponto 3 é o ponto de máxima absorção e corresponde ao campo de ressonância.

Portanto, a medida da tensão no detector, será proporcional à derivada da potência absorvida, ou seja:

$$V(H) \propto -h_m \left. \frac{d\langle P(H) \rangle}{dH} \right|_{H_0} = -h_m \omega h^2 \left. \frac{d\langle \text{Im}[\chi_{xx}(H_0)] \rangle}{dH} \right|_{H_0}, \quad 2-35$$

$$V(H) = h_m \omega h_{xx}^2 (M_s) \left[ \frac{(H_0 - H_r) \Delta H}{(\Delta H)^2 + (H_0 - H_r)^2} \right].$$

A tensão de FMR medida, Figura 2-12 b), resultará em uma largura de linha pico 2 a pico 4 em campo escrito por  $\Delta H_{pp}$ . Podemos relacionar a largura de linha pico a pico, com a largura de linha de FMR  $\Delta H$  por:

$$\Delta H_{pp} = \frac{2}{\sqrt{3}} \Delta H. \quad 2-36$$

Em resumo, as medidas de FMR fornecem duas grandezas experimentais: i) o campo de ressonância, que permite investigar efeitos de anisotropias e outras interações e ii) a largura de linha, que fornece informações sobre os processos de relaxação magnética do material.

### 2.3.2 Detecção de tensão DC excitada por FMR

O esquema montado para a detecção de tensão é muito semelhante ao de FMR como mostrado na Figura 2-10, uma vez que a tensão devido ao efeito spin hall inverso (ISHE) e ao efeito Edelstein é excitada na condição de FMR da amostra. Portanto, as únicas alterações em comparação com o experimento de FMR são:

- ✦ Contatos elétricos são feitos usando tinta de prata nas extremidades das amostras. Estes contatos são conectados a um nanovoltímetro da Keithley modelo 2182a, através de fios, onde é feita a detecção e digitalizada para o computador.
- ✦ A modulação do campo DC é desligada, uma vez que este campo magnético alternado gera uma tensão DC induzida que pode mascarar o sinal gerado pela corrente de spin.
- ✦ A amostra é colocada no fundo de uma cavidade (quando o filme magnético é metálico) ou no fundo de um guia de micro-ondas em curto (quando o filme ferromagnético é a granada de ítrio e ferro (YIG)). A forte absorção do YIG descasa a cavidade ressonante modificando a forma de onda de absorção. Devido à fraca absorção dos filmes metálicos usamos uma cavidade ressonante para concentrar energia de rf e facilitar a medida do efeito desejado.

#### Cavidade ressonante

A cavidade ressonante é um dispositivo importante tanto para as medidas de tensão ISHE quanto para as de absorção por FMR. Como a distribuição dos campos elétricos e magnéticos de rf obedecem às equações de Maxwell e às condições de contorno nas paredes da cavidade, podemos calcular a sua distribuição dentro de uma cavidade retangular. Resolvendo-se o problema eletromagnético onde devido a reflexões nas superfícies da cavidade os campos serão apropriados às ondas estacionárias ( $A \sin kz + B \cos kz$ ), tendo as superfícies em  $z = 0$  e  $z = l$ , as condições de contorno podem ser satisfeitas para cada superfície se o vetor de onda  $k$  for dado por  $\left[ k = p \frac{\pi}{l} \right]$  com ( $p = 0, 1, 2 \dots$ ) obtemos dois modos de propagação, o TM (Transversal Magnético) e o TE (Transversal elétrico), descritos por [91]:

$$\begin{array}{ll}
 \text{Modo TM} & \text{Modo TE} \\
 \psi_{mn}(z, x) = H_0 \cos\left(\frac{m\pi z}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi x}{b}\right) & \psi_{mn}(z, x) = E_0 \sin\left(\frac{m\pi z}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi x}{b}\right) \\
 \gamma_{mn}^2 = \pi^2 \left[ \left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 \right] & \gamma_{mn}^2 = \pi^2 \left[ \left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 \right] \\
 (n, m = 0, 1, 2 \dots) & (n, m = 1, 2, 3 \dots)
 \end{array} \tag{2-37}$$

onde a frequência de ressonância é dada por::

### 2.3 Ressonância ferromagnética (FMR)

$$\omega_{mnp} = \frac{\pi c}{\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2}. \quad 2-38$$

As dimensões da nossa cavidade ressonante são ( $a = 2.4 \text{ cm}$ ,  $b = 1.19 \text{ cm}$ ,  $d = 5.04 \text{ cm}$ ), como visto na Figura 2-13 (a). Vemos que um bom modo operacional para a realização das medidas é o modo  $TM_{102}$ , cujas expressões para o campo elétrico e magnético são mostradas em 2-39:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{t(102)} &= i \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \sqrt{1 + .4 \left(\frac{a}{d}\right)^2} H_0 \sin\left(\frac{2\pi y}{d}\right) \sin\left(\frac{\pi z}{a}\right) \hat{x} \\ \vec{H}_{t(102)} &= \frac{-2\pi^2}{ad\gamma^2} H_0 \cos\left(\frac{2\pi y}{d}\right) \sin\left(\frac{\pi z}{a}\right) \hat{x}. \end{aligned} \quad 2-39$$

A distribuição de campos descrita por 2-39 está ilustrada na Figura 2-13 (a) e (b). Neste caso fica claro o uso deste modo, pois este terá um máximo valor de  $H_{rf}$  e mínimo de  $E_{rf}$  na posição em que é colocada a amostra dentro da cavidade. Podendo assumir como nulo o campo elétrico de rf nos experimentos de FMR e de tensão DC.

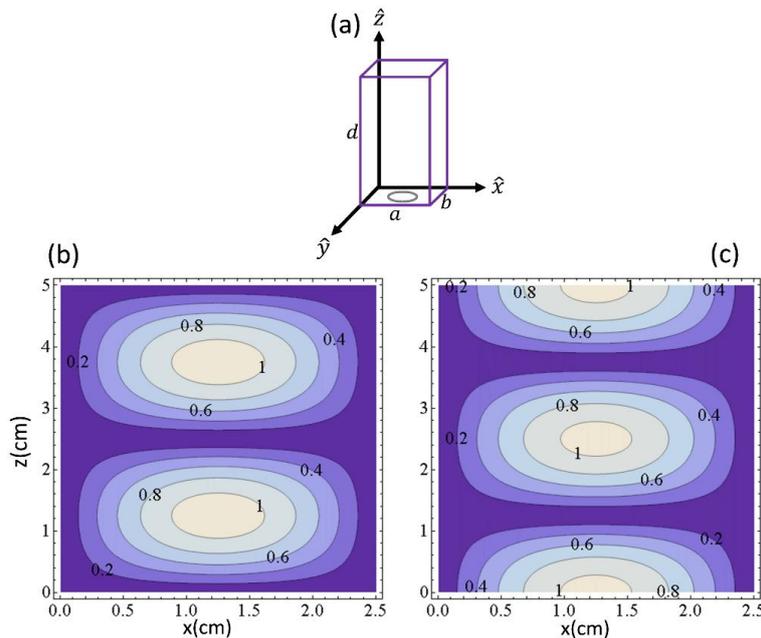


Figura 2-13: (a) Cavidade ressonante usada, com dimensões ( $a=2.4$ ,  $b=1.19$ , e  $d=5.04$ ). (b): Distribuição da intensidade do campo elétrico para o modo  $TE_{102}$ . (c): Distribuição do campo Magnético dentro da cavidade do modo  $TE_{102}$ .

### 3 Efeitos spintrônicos

O elétron é uma partícula com duas importantes propriedades, sua carga e seu spin. A cada uma delas podemos associar uma corrente, como mostrado na Figura 3-1. A corrente de spin pode ser entendida então como a movimentação de elétrons com spins opostos se movendo em sentidos opostos. Dessa forma a corrente de carga líquida é nula, no entanto cada elétron transfere o seu

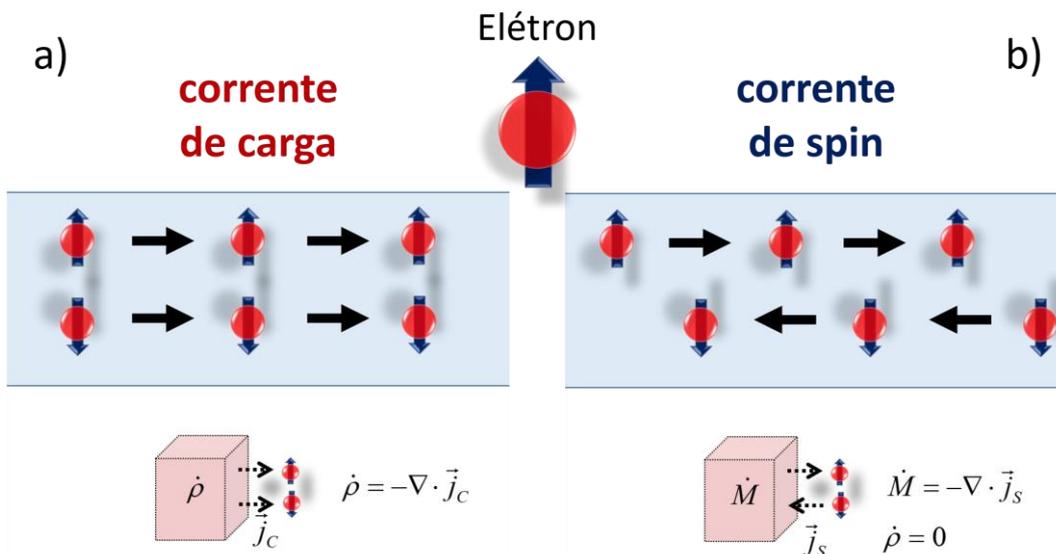


Figura 3-1: Ilustração do conceito de corrente de spin e corrente de carga, para a movimentação de elétrons. Abaixo temos ilustrações das leis de conservação de carga e magnetização.

momento angular de spin de um lado para outro. A equação de continuidade de carga aplicada localmente é dada pela equação diferencial,  $\partial\rho/\partial t = -\nabla \cdot \vec{j}_c$ , onde  $\rho$  e  $\vec{j}_c$  são a densidade e a corrente de cargas no local. Aplicando a lei de conservação para corrente de spin assim como aplicamos para corrente de carga, o termo correspondente é a conservação do momento magnético. Dessa forma, se o momento magnético é conservado e a equação de continuidade para a magnetização por unidade de volume pode ser escrita como:

$$\frac{dM_\alpha}{dt} = -\nabla \cdot \vec{j}_M^{M_\alpha}, \quad 3-1$$

onde  $M_\alpha$  é a componente  $\alpha$  da magnetização local e  $\vec{j}_M^{M_\alpha}$  a corrente de momento magnético, polarizada na direção  $\alpha$ . A corrente de spin se relaciona com a corrente de momento magnético pela equação,

### 3.1 Efeito de bombeamento de Spin

$\vec{j}_s^{M\alpha} = \vec{j}_M^{M\alpha} / \gamma$ , onde  $\gamma$  é o fator giromagnético. Como a corrente de spin tem duas orientações, a orientação do fluxo e a orientação da polarização de spin, o valor esperado da densidade de corrente de spin deve ser um tensor.

Em escala nanométrica, a conservação de momento angular se torna uma boa aproximação, no entanto o momento angular de spin, e a própria corrente de spin são quantidades que não se conservam em escala macroscópica (tamanhos maiores do  $\lambda_{SF}$ ) devido à relaxação de spin. Portanto podemos reescrever 3-1, para uma corrente de spin com polarização na direção  $z$  como:

$$\frac{d\vec{M}_z}{dt} = -\gamma \nabla \cdot \vec{j}_s + \vec{T}, \quad 3-2$$

onde o último termo na equação acima, representa o termo de relaxação da magnetização [92].

A geração de correntes de spin, assim como a conversão das mesmas em correntes de cargas, está entre os efeitos físicos fundamentais investigados nesta tese. Veremos a seguir duas formas de geração de uma corrente pura de spin, através dos fenômenos de *spin pumping* e efeito spin Seebeck.

### 3.1 Efeito de bombeamento de Spin

Como visto na seção 2.1 (Dinâmica da magnetização), a equação fundamental da dinâmica de magnetização é a equação fenomenológica de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG), a qual é essencial para a identificação de mecanismos de perda magnéticas. Em 2002, Yaroslav Tserkovnyak et. al. [20] propuseram o mecanismo de bombeamento de spin ou (*spin pumping*) como mecanismo responsável pelas perdas magnéticas medidas na estrutura N/Py/N onde (N=Pt, Pd, Ta, Cu) [19]. Esta teoria pode ser formulada em termos da matriz de espalhamento da precessão da magnetização  $\vec{m}$ , analogamente a teoria de bombeamento paramétrico de carga [93], e é uma extensão da abordagem da teoria quântica de espalhamento dependente do spin e do tempo [94].

#### 3.1.1 Teoria de bombeamento de spin

De acordo com Yaroslav Tserkovnyak et. al. [20], a corrente de spin,  $I_s$ , flui da camada ferromagnética para a camada de metal normal, podendo ser escrita como:

## 3 Efeitos spintrônicos

$$\vec{l}_s^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi} \left[ A_r \left( \hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right) - A_i \frac{d\hat{m}}{dt} \right], \quad 3-3$$

onde  $\hat{m}$  é o vetor unitário da magnetização,  $\vec{l}_s^{pump}$  tem dimensão de momento angular/(área  $\times$  tempo), e  $A_r$  e  $A_i$  são os parâmetros de espalhamento da interface, definidos por:

$$A_r = \frac{1}{2} \sum_{mn} \left[ |r_{mn}^\uparrow - r_{mn}^\downarrow|^2 + |t_{mn}^\uparrow - t_{mn}^\downarrow|^2 \right], \text{ e} \quad 3-4$$

$$A_i = \text{Im} \sum_{mn} \left[ r_{mn}^\uparrow (r_{mn}^\downarrow)^* + t_{mn}^\uparrow (t_{mn}^\downarrow)^* \right].$$

Aqui  $r_{mn}^\uparrow$ ,  $[r_{mn}^\downarrow]$ ,  $t_{mn}^\uparrow$  e  $[t_{mn}^\downarrow]$ , são os coeficientes de reflexão e transmissão da matriz de transmissão para os elétrons de spin *up* e [*down*] na interface.  $m$  e  $n$  denotam os modos transversais da energia de Fermi, antes e depois do processo de espalhamento [20], [95]. O momento angular bombeado para o metal normal por revolução da magnetização é proporcional a  $A_r$  (uma vez que o termo associado em 3-3 tem a mesma forma que o termo de perda magnética de Gilbert da equação 2-22).  $A_r$  pode ser interpretado como uma transparência de spin. Somando-se ambos os termos temos:

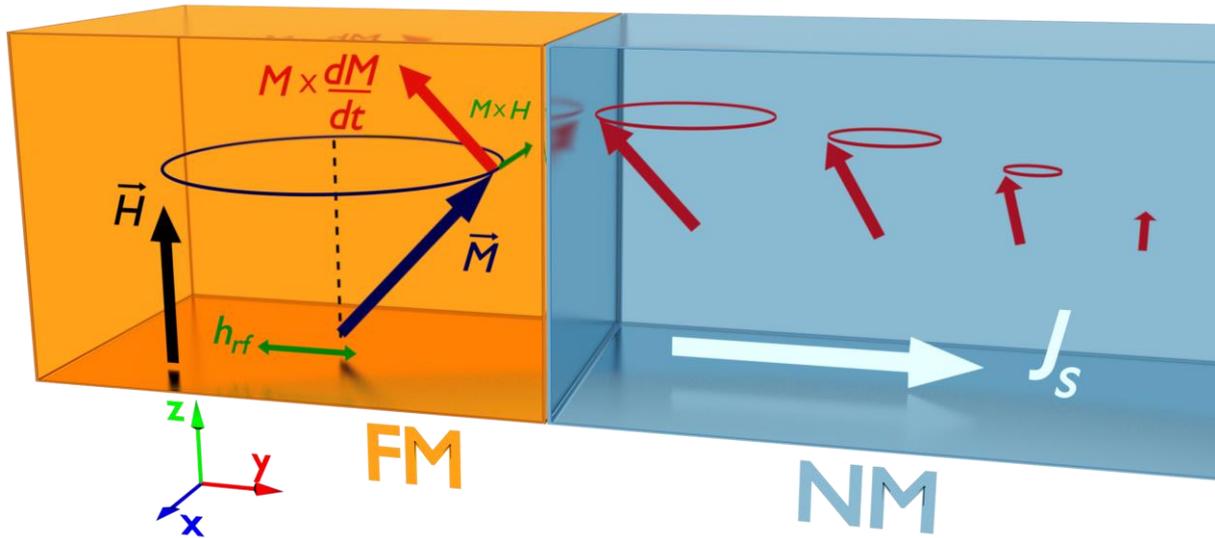


Figura 3-2: Ilustração do processo de bombeamento de spin. A precessão da magnetização da camada ferromagnética, injeta corrente de spin polarizada no metal não magnético vizinho.

$$A_r + iA_i = g^{\uparrow\downarrow} - t^{\uparrow\downarrow} = \sum_{mn} [\delta_{mn} - r_{mn}^\uparrow (r_{mn}^\downarrow)^*] - \sum_{mn} t_{mn}^\uparrow (t_{mn}^\downarrow)^*, \quad 3-5$$

onde,  $g^{\uparrow\downarrow}$  é a condutância mista de spin (com dimensão de  $\text{área}^{-1}$ ), e  $t^{\uparrow\downarrow}$  o coeficiente de transmissão [95], [96]. Por revolução, a precessão da magnetização bombeia momento angular de spin para o metal normal. Este bombeamento é proporcional a  $A_r$ , é direcionado perpendicularmente à interface e é polarizado ao longo do campo magnético aplicado. O termo  $t^{\uparrow\downarrow}$  se cancela para filmes

### 3.1 Efeito de bombeamento de Spin

ferromagnéticos com espessura maior do que o comprimento de coerência  $\lambda_{spin} = \pi/(k_{\uparrow} - k_{\downarrow})$ , onde  $k_{\uparrow}$  e  $k_{\downarrow}$  são os números de onda de Fermi [20]. Portanto a corrente de spin é governada pela condutância mista de spin  $g^{\uparrow\downarrow}$ . Na maioria das interfaces de interesse onde o contato é balístico, a componente imaginária  $\text{Im}g^{\uparrow\downarrow}$  se torna desprezível, logo a corrente de spin pode ser expressa como:

$$\vec{I}_s^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \left( \hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right) = \frac{\hbar\omega p}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \left( \frac{h}{\Delta H} \right)^2 L(H - H_R), \quad 3-6$$

onde  $g_r^{\uparrow\downarrow}$  é a parte real do *spin mixing conductance*,  $p$  é o fator de elipticidade da precessão da magnetização,  $\omega$  a frequência de micro-ondas,  $h$  a intensidade do campo de micro-ondas,  $\Delta H$  a largura de linha da amostra ferromagnética e  $L(H - H_R)$  a curva lorentziana, correspondente à forma de absorção de micro-ondas durante o processo de ressonância FMR. Lembrando que  $g_r^{\uparrow\downarrow}$  tem dimensão de  $\text{área}^{-1}$ ,  $\hat{m} = \vec{M}/M_0$  é adimensional e  $\hbar$  tem dimensão de momento angular.

Por conservação de momento angular, o torque do spin no ferromagneto devido à corrente de spin, leva a um termo adicional na equação de LLG. Considerando que a variação da magnetização em um volume  $V$  é transmitida por uma corrente de spin em uma superfície  $A$  temos:

$$\frac{d}{dt} \int \left( \frac{M_z}{\gamma} dV \right) = \int I_s(0) dA, \quad 3-7$$

resultando na equação de movimento da magnetização:

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma \frac{I_s(0)}{t_{FM}} = \frac{\gamma\hbar}{4\pi t_{FM}} g_r^{\uparrow\downarrow} \left( \hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right), \quad 3-8$$

usando  $\hat{m} = \vec{M}/M$ , temos:

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{\gamma\hbar g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi t_{FM} M^2} \left( \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right)_z. \quad 3-9$$

A equação de LLG, tendo em conta o mecanismo de *spin pumping*, se torna:

$$\frac{d\vec{M}_z}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H})_z + \frac{\alpha_0}{M} \left( \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right)_z + \frac{\gamma\hbar g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi t_{FM} M^2} \left( \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right)_z, \quad 3-10$$

onde  $\alpha_0$  está relacionada às perdas intrínsecas do material, além de englobar mecanismo extrínsecos de perda magnética, como espalhamento mágnon-fônon, por elétrons de condução, correntes de Foucault, e espalhamento por dois mágnons. Uma boa revisão desses mecanismos de perda magnética pode ser encontrado em [97]–[99]. Podemos notar por 3-10 que uma maneira natural de se medir o efeito de bombeamento de spin seria quantificar o amortecimento adicional, que como mostrado por Tserkovnyak et. al. [20], deve cair com  $1/t_{FM}$ . Medidas de largura de linha de FMR em função da

### 3 Efeitos spintrônicos

espessura do filme FM foram mostradas ter dependências do tipo  $1/t_{FM}$  (devido ao mecanismo de *spin pumping*) e  $(1/t_{FM})^2$  (devido ao espalhamento de 2- mágnons [100]). Assim o *damping* efetivo pode ser escrito como a soma de contribuições descritas pelo mecanismo de Gilbert e a contribuição de *spin pumping*:

$$\alpha_{eff} = \alpha_0 + \alpha_{SP}, \quad 3-11$$

onde:

$$\alpha_{SP} = \frac{\gamma \hbar g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi t_{FM} M}. \quad 3-12$$

Desta maneira concluímos que o processo de *spin pumping* provoca um aumento da largura de linha de FMR que é descrita por:

$$\Delta H_{SP} = \frac{\alpha_{SP} \omega_0}{\gamma} = \frac{\hbar \omega_0 g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi t_{FM} M}. \quad 3-13$$

#### 3.1.2 Processo de difusão de corrente de spin em bicamadas FM/NM

A equação 3-6 mostra que o termo de corrente de spin injetada na camada de metal normal (NM) adjacente tem a mesma forma do termo de amortecimento de Gilbert, e por isto, se soma naturalmente à equação 2-10 como um termo adicional de *damping*. Essa corrente de spin em um processo adiabático deve acumular momento de spin no metal não magnético. Isto pode ser afirmado analisando o tempo de precessão e o tempo de relaxação de spin, onde a frequência de precessão  $\omega \ll \tau_{sf}^{-1}$ . Desse modo os elétrons sempre “veem” a magnetização como um termo estático de spin, conservado e acumulando momento angular na interface do metal normal. Desse modo a acumulação de spin deve gerar uma corrente de *backflow*  $\vec{I}_s^{back}$ , ver 3-3, a qual contribuirá para a corrente total de spin injetada:

$$\vec{I}_s = \vec{I}_s^{pump} - \vec{I}_s^{back}. \quad 3-14$$

Na condição do metal normal ser um perfeito absorvedor de spin (*perfect spin sink*), têm-se que todos os spins injetados relaxam pelo processo de *spin-flip*, logo, nessa situação, teremos  $\vec{I}_s \approx \vec{I}_s^{pump}$  e  $\vec{I}_s^{back} \approx 0$ . O caso oposto ocorre quando o material não é um absorvedor de spin, neste caso teremos  $\vec{I}_s \approx 0$  e  $\vec{I}_s^{pump} \approx \vec{I}_s^{back}$ , significando que toda a corrente de spin bombeada na camada NM retorna para a camada FM. A platina, tântalo, tungstênio são materiais caracterizados por serem perfeitos

## 3.1 Efeito de bombeamento de Spin

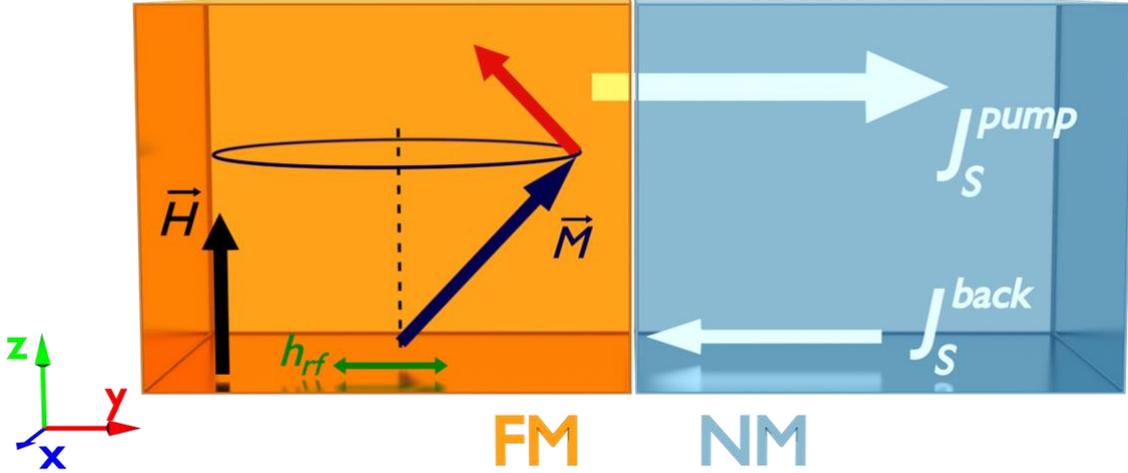


Figura 3-3: O acúmulo de spin na interface, resulta por um processo de difusão, em duas contribuições, a corrente bombeada e a corrente de backflow, ambas são relevantes para se obter a corrente spin efetiva que é injetada na camada vizinha.

absorvedores de spin, enquanto prata e cobre são elementos com baixa capacidade de absorver spin [101], [102].

Podemos analisar a situação intermediária, na qual o material NM absorve e reflete corrente de spin. Neste caso o processo de acumulação de momento angular é analisado como uma difusão de spin. A acumulação de spin na interface FM/NM,  $\vec{\mu}_s(y)$ , é na verdade um tensor que se propaga perpendicular à interface e tem polarização paralela ao campo aplicado. Analisando apenas a dependência com a variável  $y$ , onde  $0 < y < t_{NM}$ , e  $t_{NM}$  a espessura do NM, a acumulação de spin se difunde para dentro do metal normal, obedecendo à equação de difusão:

$$\frac{\partial \vec{\mu}_s(y)}{\partial t} = D \nabla^2 \vec{\mu}_s(y) - \frac{\vec{\mu}_s(y)}{\tau_{sf}}, \quad 3-15$$

onde  $D$  é o coeficiente de difusão e  $\tau_{sf}$  é o tempo de *spin-flip*. A solução da equação 3-15 se dá aplicando as condições de contorno determinadas pela condição de continuidade da corrente de spin:

- ✦ (i)  $\frac{\partial \vec{\mu}_s(y)}{\partial y} = -\left(\frac{2}{\hbar ND}\right) \vec{J}_S(y)$  em  $y = 0$ ;
- ✦ (ii)  $\frac{\partial \vec{\mu}_s(y)}{\partial y} = 0$  em  $y = t_{NM}$ .

A grandeza  $N$  na condição de contorno acima representa a densidade de estados por unidade de volume na camada NM. Resolvendo a equação 3-15 junto com as condições de contorno, podemos escrever a equação de acumulação de spin em função da espessura  $y$ , como:

$$\vec{\mu}_s(y) = \frac{2}{\hbar k ND} \frac{\cosh[k(t_{NM} - y)]}{\sinh(kt_{NM})} \vec{J}_S(y = 0). \quad 3-16$$

## 3 Efeitos spintrônicos

Esta equação pode ser simplificada escrevendo o vetor de onda  $k$ , dado por [20]:

$$k = \sqrt{\frac{(1 - i\tau_{sf}\omega)}{D\tau_{sf}}} = \frac{1}{\lambda_{SD}} \sqrt{(1 - i\tau_{sf}\omega)}, \quad 3-17$$

onde  $\lambda_{SD} \equiv \sqrt{D\tau_{sf}}$  é o comprimento de difusão de spin no metal normal. Nos experimentos de FMR a frequência de precessão  $\omega/2\pi$ , usualmente da ordem de GHz, é menor do que a taxa de relaxação de *spin flip*  $1/\tau_{sf}$ , ( $\omega \ll 1/\tau_{sf}$ ). Portanto, o vetor de onda  $k$  pode ser aproximada como  $k = (\lambda_{SD})^{-1}$ . Utilizando 3-17 em 3-16, temos:

$$\vec{\mu}_s(y) = \frac{2\lambda_{SD}}{\hbar ND} \frac{\cosh\left[\frac{(t_{NM} - y)}{\lambda_{SD}}\right]}{\sinh\left(\frac{t_{NM}}{\lambda_{SD}}\right)} \vec{J}_S(y=0). \quad 3-18$$

Como visto anteriormente, a corrente de spin na interface é majoritariamente governada pela parte real da condutância mista de spin,  $g_r^{\uparrow\downarrow}$ . Portanto a corrente de spin de *backflow* pode ser escrita em termos da densidade de spin  $\vec{\mu}_s(y)$  como:

$$\vec{I}_S^{back}(y=0) = S \cdot \vec{J}_S^{back}(y=0) = \frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi} \vec{\mu}_s(0), \quad 3-19$$

onde  $S$  corresponde à área da interface FM/NM por onde a densidade de corrente  $\vec{J}_S^{back}$  atravessa. Dessa forma a equação 3-14 avaliada em  $y=0$  se torna:

$$\vec{I}_S(0) = \vec{I}_S^{pump}(0) - \vec{I}_S^{back}(0) = \vec{I}_S^{pump}(0) - g_r^{\uparrow\downarrow} \frac{\lambda_{SD}}{\hbar NSD \tanh\left(\frac{t_{NM}}{\lambda_{SD}}\right)} \vec{I}_S(0) \quad 3-20$$

$$\vec{I}_S(0) = \vec{I}_S^{pump}(0) - g_r^{\uparrow\downarrow} \cdot \beta \cdot \vec{I}_S(0),$$

onde  $h$  é a constante de Plank e  $\beta = \frac{\lambda_{SD}}{\hbar NSD \tanh\left[\frac{t_{NM}}{\lambda_{SD}}\right]}$  é um parâmetro que governa a corrente de *backflow*. Reorganizando 3-20, obtemos:

$$\begin{aligned} \vec{I}_S^{pump}(0) &= \vec{I}_S(0) + g_r^{\uparrow\downarrow} \cdot \beta \cdot \vec{I}_S(0) = (1 + g_r^{\uparrow\downarrow} \cdot \beta) \vec{I}_S(0), \text{ ou seja:} \\ \vec{I}_S(0) &= \frac{1}{(1 + g_r^{\uparrow\downarrow} \cdot \beta)} \vec{I}_S^{pump}(0). \end{aligned} \quad 3-21$$

Comparando 3-21 com 3-6, temos que a corrente de spin na interface é escrita por:

$$\vec{I}_S(0) = \frac{1}{(1 + g_r^{\uparrow\downarrow} \cdot \beta)} \vec{I}_S^{pump}(0) = \frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{(1 + g_r^{\uparrow\downarrow} \cdot \beta)} \frac{\hbar}{4\pi} \left( \hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right), \quad 3-22$$

### 3.2 Efeito spin Seebeck

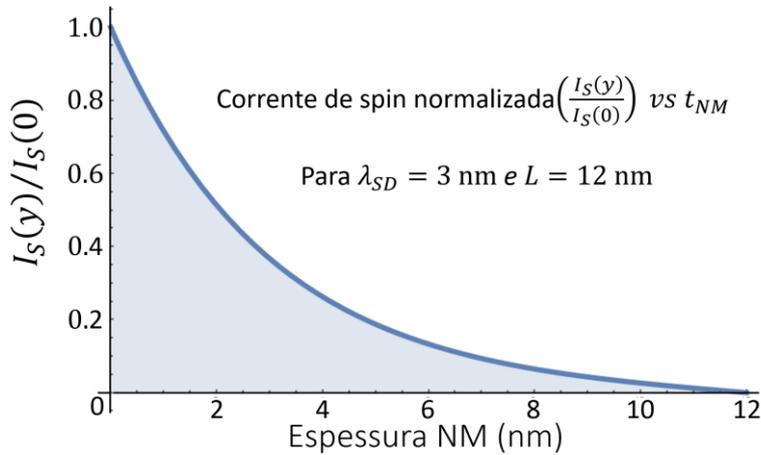


Figura 3-4: A corrente de spin injetada se difunde dentro da camada de metal normal obedecendo a 3-23. A figura ao lado mostra o seu comportamento para  $\lambda_{SD} = 3$  nm, em um filme de espessura  $L = 12$  nm.

podemos tomar  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow} = \frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{(1+g_r^{\uparrow\downarrow}\cdot\beta)}$ , onde  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$  denota a condutância mista de spin efetiva, levando em consideração a corrente de *backflow*. Para qualquer posição de  $y$  a corrente de spin pode ser escrita em termos da equação 3-18:

$$\vec{I}_s(y) = \frac{\hbar NSD}{2} \frac{\partial \vec{\mu}_s(y)}{\partial y} = \frac{\hbar}{4\pi} g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \left( \hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right) \frac{\sinh[(t_{NM} - y)/\lambda_{SD}]}{\sinh(t_{NM}/\lambda_{SD})}. \quad 3-23$$

A corrente de spin resultante do processo de bombeamento de spin, descrita em 3-23, se difunde dentro do metal normal e seu comportamento em função da espessura do NM está ilustrado na Figura 3-4.

## 3.2 Efeito spin Seebeck

O efeito Seebeck (1821) descreve a geração de uma tensão elétrica ao longo de um material condutor, quando submetido a uma diferença de temperatura, ver Figura 3-5 a). Neste efeito, os elétrons na extremidade quente possuem mais energia cinética (maior agitação térmica) e se difundem para a extremidade fria, criando um desbalanço de cargas elétricas. No efeito recíproco, conhecido como efeito Peltier, a passagem de uma corrente elétrica gera uma diferença de temperatura entre as extremidades da amostra. Em 2008 foi descoberto o efeito spin Seebeck [36]–[39], [41], [103], [104], no qual a aplicação de um gradiente de temperatura num ferromagnético metálico (com magnetização não nula) cria um desbalanço nas populações de spins ao longo da amostra. O efeito mais evidente é a criação de um acúmulo de spin *up* numa extremidade e spins *down* na outra extremidade, o que corresponderia a uma “tensão de spin”. Quando estudamos o efeito spin Seebeck em metais ferromagnéticos é necessário o separá-lo da contribuição que vem do efeito Nernst anômalo (ANE),

## 3 Efeitos spintrônicos

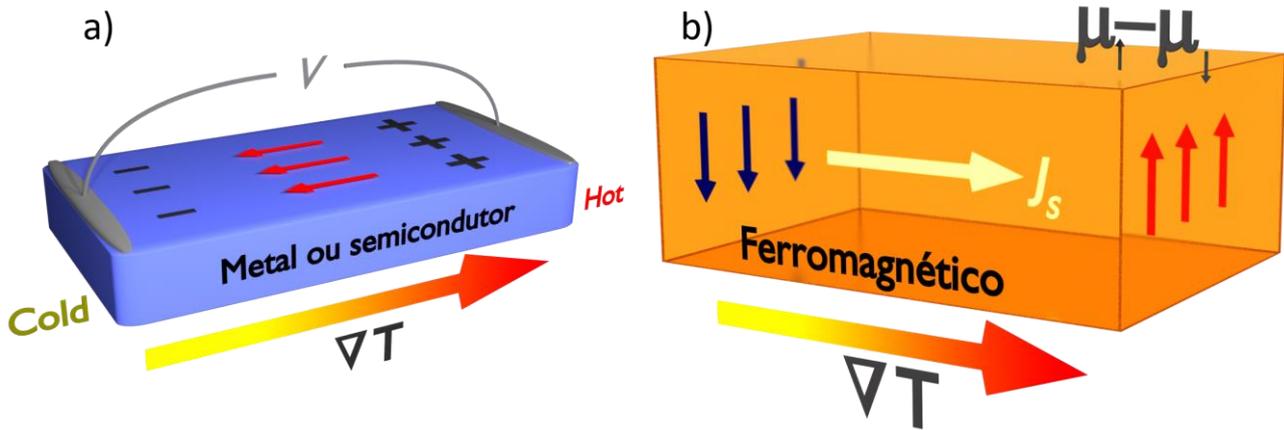


Figura 3-5: a) Ilustração do efeito Seebeck convencional, cujo princípio é utilizado em termopares e cujo efeito recíproco é utilizado em módulos Peltier. b) Analogamente ao caso clássico, o efeito spin Seebeck gera um desequilíbrio nas densidades de spin up (down),  $\mu_{\uparrow}$  ( $\mu_{\downarrow}$ ), nas extremidades da amostra.

que induz um campo elétrico transversal à magnetização e ao gradiente térmico e é descrito por,  $\vec{E}_{ANE} \sim \vec{\nabla}T \times \vec{M}$  [104]–[107].

O efeito spin Seebeck ocorre em dois tipos de configurações: (i) Spin Seebeck longitudinal. Neste caso a corrente de spin flui na mesma direção que o gradiente de temperatura aplicado. Essa é a configuração mais utilizada em experimentos e foi utilizada nas medidas apresentadas nesta tese. A mesma está ilustrada na Figura 3-5 b) [37], [46], [105]; (ii) Spin Seebeck transversal. Neste caso a corrente de spin flui na direção perpendicular ao gradiente de temperatura (que é aplicado no plano da amostra) [36], [38], [46], [108].

Enquanto o caso transversal é observado em ferromagnéticos metálicos e isolantes, o caso longitudinal apenas é observado em ferromagnéticos isolantes, devido à sobreposição com o efeito Nerst anômalo que ocorre em ferromagnéticos metálicos [104]–[107]

Inicialmente, o efeito spin Seebeck foi observado na liga ferromagnética metálica Permalloy [36], e em 2010 este mesmo efeito foi observado em ferrimagnéticos isolantes [37], utilizando o YIG como injetor de corrente de spin pelo gradiente térmico. Neste caso o mecanismo responsável pelo transporte de spin são as excitações de ondas de spin. O efeito SSE foi inicialmente explicado a partir da teoria de espalhamento, desenvolvida por Xiao et al. [41], ou pela teoria de resposta linear proposta por Adachi et al. [44]. Ambas as propostas resultam em uma mesma equação, e sua explicação se baseia na diferença de temperatura entre mágnons e fônons. Devido ao acoplamento mágnon-fônon, em uma situação de equilíbrio térmico, ambas as temperaturas são iguais. Quando um gradiente térmico é aplicado na presença de um campo magnético, a corrente de spin gerada pela flutuação térmica da magnetização no ferromagneto, (proporcional à temperatura de mágnons), seria menor do que a corrente de spin gerada pelo ruído de Johnson-Nyquist, a qual depende da temperatura dos

## 3.2 Efeito spin Seebeck

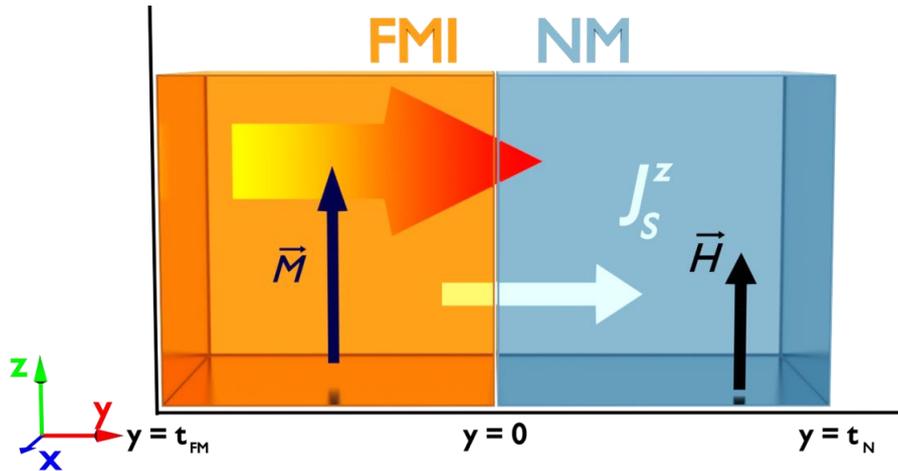


Figura 3-6: Ilustração da densidade de corrente de spin  $J_{sz}$  injetada do FMI no metal não magnético vizinho.

elétrons no metal normal. Segundo os autores desta teoria, resultando assim em uma corrente de spin líquida proporcional à diferença de temperatura entre mágnons e fônons [41], [44], [46]:

$$\vec{I}_S^z = \frac{\gamma \hbar g_r^{\uparrow\downarrow} k_B}{2\pi M_S V} (T_{FM}^m - T_{NM}^e), \quad 3-24$$

onde  $V$  é o volume de coerência magnética.

A comparação da equação 3-24 com resultados experimentais leva a discrepâncias e obtenção de parâmetros não-físicos medidos. Em 2014 Rezende et al. propuseram um mecanismo diferente, no qual explica que a corrente de spin é criada pelo fluxo de mágnons que se difunde através do material ferromagnético isolante (FMI) [104], [109]. O mecanismo proposto se baseia na corrente de spin gerada no *bulk* do FMI e não na interface com a camada de metal normal (caso da equação 3-24). Esta corrente ao chegar na interface penetra o metal adjacente gerando uma corrente de spin a qual se difunde similarmente ao caso do SPE. A corrente de spin de *bulk* pode ser calculada macroscopicamente utilizando a equação de Boltzmann para o fluxo de mágnons.

Considerando a bicamada FMI/MN mostrada na Figura 3-6, na presença de um gradiente de temperatura perpendicular ao plano do filme e um campo magnético  $\vec{H}$  paralelo à interface. A corrente de spin acompanha o gradiente térmico na direção  $y$ . Segundo Rezende et al. a corrente de spin é transmitida por mágnons, com vetor de onda  $\vec{k}$  e energia  $\hbar\omega_k$ . A equação final obtida por Rezende et. al. para injeção de corrente de spin originada do *bulk* do FMI para o efeito spin Seebeck é escrita como:

$$\vec{J}_S^z(0) = -C_s \rho g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \nabla T, \quad 3-25$$

### 3 Efeitos spintrônicos

onde  $C_s$  é um coeficiente que depende dos parâmetros do material, temperatura e da intensidade do campo magnético aplicado, enquanto  $\rho$  é o fator que representa o efeito da espessura finita da camada FMI, dado por:

$$\rho = \frac{\cosh(t_{FM}/l_m) - 1}{\sinh(t_{FM}/l_m)}, \quad 3-26$$

Atualmente, a teoria acima consegue explicar todos os resultados experimentais de injeção de corrente de spin por gradiente de temperatura, equação 5-16. Dessa forma é reconhecida como a teoria mais correta para a explicação destes fenômenos.

#### Efeito do gradiente térmico no amortecimento magnético

Como pode ser visto pela equação 3-25, o sentido da corrente de spin muda seguindo o sentido do gradiente de temperatura. Isto significa que as perdas magnéticas do material ferromagnético podem ser afetadas por este momento angular que está sendo “cedido” ou “retido” pelo gradiente de temperatura. Portanto, um dos fenômenos mais intrigantes associado com o efeito spin Seebeck é a mudança do amortecimento magnético em YIG/Pt pelo gradiente de temperatura, visto na atenuação de onda de spin ou na mudança da largura de linha da ressonância ferromagnética [50]–[52], [54], [110]–[112].

Durante o doutorado foi possível colaborar no desenvolvimento uma montagem experimental descrita em detalhes em [56], quando realizamos a injeção simultânea de corrente de spin pelos efeitos SPE e SSE. Tal *setup* consiste na adaptação de um módulo Peltier à montagem de medidas de FMR por linha de fita, como mostrado no *inset* da Figura 3-7 a). Como será descrito na seção seguinte, parte da corrente de spin injetada em um metal normal, como a platina, converte-se em corrente de

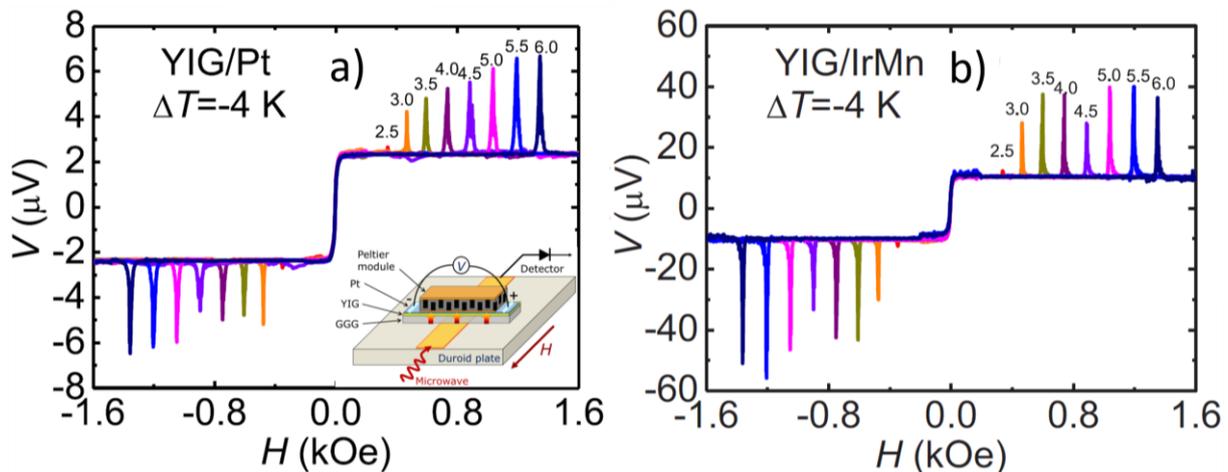


Figura 3-7: Na montagem experimental de injeção simultânea de corrente de spin, a tensão resultante é uma soma das tensões devido aos dois efeitos  $V = V_{SPE} + V_{SSE}$ , o comportamento é similar tanto para a) YIG/Pt, quanto para b) YIG/IrMn.

### 3.2 Efeito spin Seebeck

carga, podendo ser medida uma diferença de potencial entre as bordas do metal, descrita por  $V = V_{SPE} + V_{SSE}$ , mostrado na Figura 3-7 a) YIG/Pt e b) YIG/IrMn.

Além disso podemos realizar medidas de ressonância ferromagnética com um controle bem definido do gradiente de temperatura no FMI. A variação da largura de linha em função da diferença de temperatura, medida para YIG/Pt e YIG/IrMn, é mostrada na Figura 3-8 a) e b) para 3 GHz e 5 GHz. As larguras de linha foram medidas pelo ajuste da derivada de lorentziana nos dados experimentais da derivada da absorção  $dP/dH$ , para alguns modos magnetostáticos. Em cada espectro de absorção foram escolhidos três modos de absorção para calcular o valor médio da largura de linha, assim como também estimar uma barra de erro correspondente. Utilizando os dados da Figura 3-8 a) e b) é possível observar uma diminuição de aproximadamente 0.5 – 1.0 Oe na largura de linha pelo incremento de 10 K.

O mecanismo por trás do controle térmico do amortecimento magnético continua controverso [55], [113]–[115]. Tendo em vista os resultados experimentais da Figura 3-8, é possível comparar os dois modelos teóricos citados acima: (i) a magnetização sofre um torque pela corrente de spin gerada pela diferença de temperatura  $\delta T$  entre os elétrons e os mágnons [115]. (ii) E o proposto por Rezende et. al. em que a mudança do amortecimento é decorrente da corrente de spin de mágnons criada no bulk do ferromagneto pelo efeito spin Seebeck [55].

A teoria proposta no caso (i), segundo [115], o parâmetro de amortecimento de Gilbert é dado por:

$$\Delta\alpha = -\eta \frac{S}{G_d + G} \frac{\delta T}{\hbar\omega}, \quad 3-27$$

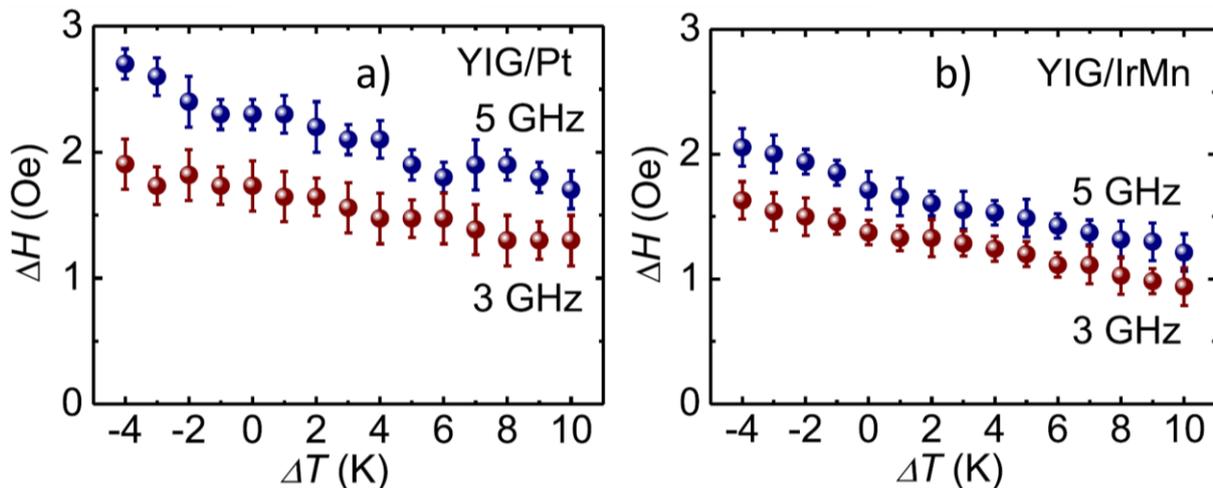


Figura 3-8: Mostra o comportamento da largura de linha obtida pelas medidas da derivada da absorção para as amostras a) YIG/Pt e b) YIG/IrMn. Ambas possuem comportamento similar.

### 3 Efeitos spintrônicos

onde  $\eta$  representa uma integral que envolve interações de quatro mágnons,  $S$  é o coeficiente Seebeck, enquanto  $G$  e  $G_d$  são parâmetros proporcionais à condutância mista de spin na interface YIG/NM. A equação 3-27 mostra que o *damping* é maior para frequências de excitação de micro-ondas  $\omega$  mais baixas. Este fato não é confirmado na Figura 3-8 a) e b), onde a variação da largura de linha é maior para 5 GHz do que 3 GHz, contradizendo 3-27.

O mecanismo (ii) proposto em [55] sugere que o termo teórico correspondente a variação da largura de linha na Figura 3-8 a) e b) se torna:

$$\Delta H = -\frac{\xi_m c_T \hbar \omega g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M^2 t_{FM}} \nabla T. \quad 3-28$$

Considerando as incertezas nos diversos parâmetros, pode-se obter um valor do incremento da largura de linha, utilizando:  $\xi_m = 5.5$  cm,  $M = 140$  G,  $c_T = -\partial M/\partial T = 3.6/4\pi$  G/K,  $t_{FM} \approx 100$  nm,  $f = \omega/2\pi = 5$  GHz, e  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow} = 10^{14}$  cm<sup>-2</sup>. Como vimos,  $\Delta T = 10$  K corresponde a  $\nabla T = 200$  K/cm, substituindo esses valores em 3-28, resulta em  $\Delta H = -0,42$  Oe. Resultado esse na mesma ordem de magnitude dos valores obtidos em linha na Figura 3-8 a) e b). Podendo concluir que os resultados do experimento de injeção simultânea de corrente de spin são previstos pelo modelo teórico baseado no fluxo de momento angular no filme de YIG, transmitido pela parte coerente de injeção de spin, ao qual sobre influência do gradiente de temperatura obedecendo a 3-28 [55], [56], [116].

---

### 3.3 Efeito spin Hall

O termo *Spin Hall Effect* foi adotado primeiramente por Jorge Hirsch em seu famoso artigo de 1999 [15], cujo título coincide com o nome do efeito. Porém a ideia de que uma corrente elétrica poderia induzir uma orientação de spin em materiais com efeito spin-órbita grande já havia sido prevista por Dyakonov e Perel em 1971 [14]. Os trabalhos de Dyakonov e Perel ficaram restritos a uma comunidade científica mais especializada e a importância do efeito SHE só foi compreendida após a publicação do artigo de Hirsch em 1999. O efeito spin Hall é uma das maneiras de se criar um fluxo de spins sem necessariamente existir fluxo líquido de cargas. Todas as propostas teóricas foram baseadas em processos de espalhamento dependente de spin. Mesmo antes do trabalho de Dyakonov e Perel (1971), Smit (1958) e Berger (1970) haviam explorado este tema [117], [118]. Como enfatizado no capítulo de introdução, a verificação experimental do SHE ocorreu no início dos anos 2000, em dois trabalhos que foram publicados quase que simultaneamente por Kato et al., (final de

### 3.3 Efeito spin Hall

2004) e Wunderlich et al. (início de 2005). Nestes experimentos, realizados em semicondutores, foi detectado um acúmulo de spins nas laterais de amostras transversais à passagem da corrente de carga.

Atualmente considera-se o efeito spin Hall como uma das descobertas mais importante para a Spintrônica, pois em princípio permite manipular o spin sem aplicação de campos magnéticos externos. Desta maneira o SHE tem grande potencial para aplicações práticas assim como ocorreu com os efeitos Hall clássico e Hall anômalo. De fato, as descobertas dos efeitos Hall [16] e efeito Hall anômalo [17] que foram realizadas por Edwin Hall, levaram a inúmeras aplicações em engenharia de dispositivos e física de estado sólido e de semicondutores, principalmente devido à sua utilização em sensores diversos. Os efeitos Hall (ordinário e anômalo) são frequentemente usados em experimentos de medidas de transporte eletrônico na física do estado sólido [119]. Assim como os efeitos Hall (ordinário e anômalo) tiveram uma importância incalculável para a física e engenharias, os efeitos SHE e ISHE têm despertado um interesse crescente da comunidade científica não apenas para entender os conceitos básicos, mas principalmente em desenvolver aplicações diversas na área de spintrônica.

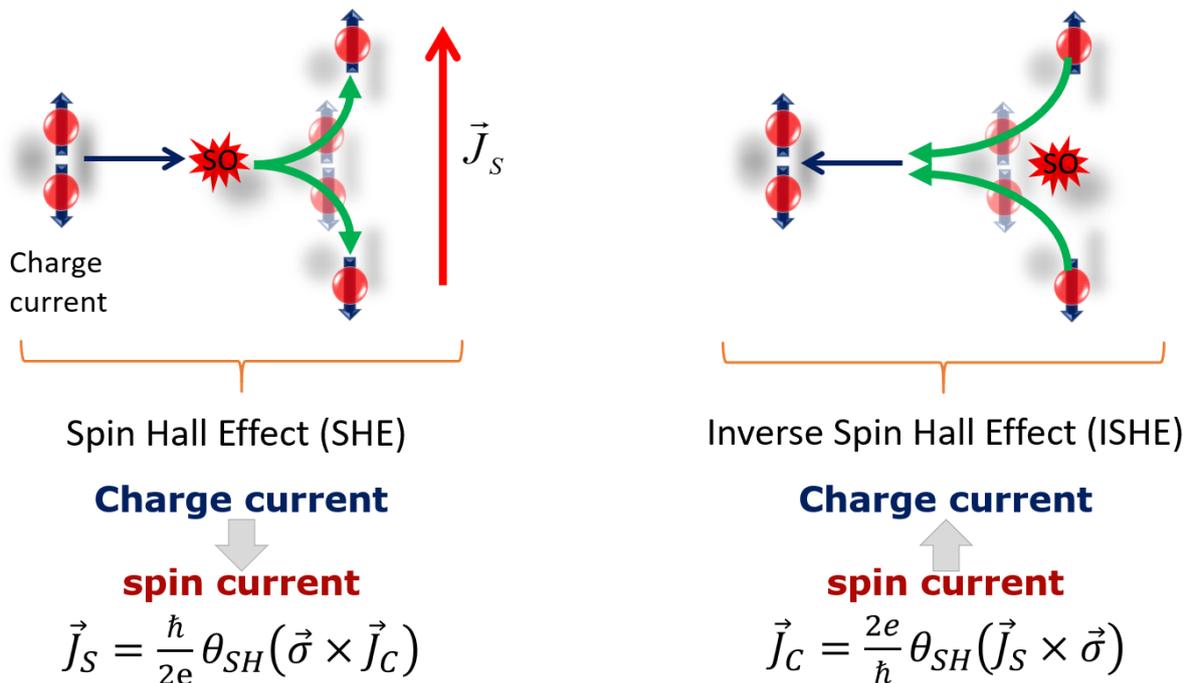


Figura 3-9: Ilustração do processo básico de conversão de corrente de carga em corrente de spin (SHE) e seu processo inverso, de corrente de spin em corrente de carga. Em ambos os casos, a interação spin-órbita dos centros espalhadores é crucial para o fenômeno.

Em analogia ao efeito Hall que separa cargas com sinais opostos, o efeito Hall de spin é uma deflexão dos elétrons com spins de orientações opostas para lados opostos da amostra. Como dito acima, sua observação experimental foi feita em semicondutores por Kato *et al.* em 2004 [21] e por Wunderlich *et al.* em 2005 [22]. Em ambos os trabalhos se observou que uma corrente elétrica gerava

### 3 Efeitos spintrônicos

um acúmulo de spins com polarizações opostas nas extremidades das amostras. A primeira evidência do efeito inverso está no trabalho de Azevedo *et al* [23] de 2005, porém a explicação definitiva do fenômeno foi dada em 2006 por Saitoh *et. al.* [24], que interpretou corretamente a tensão medida como o efeito inverso do efeito spin Hall, surgindo assim o termo efeito spin Hall inverso (ISHE).

A relação entre corrente de spin e corrente de carga pode ser obtida utilizando a formulação de Takahashi e Maekawa [120]. Esta formulação considera o efeito do espalhamento spin-órbita no transporte de carga e spin em metais não magnéticos (NM), como Cu, Al, Ag, etc. e se baseia em dois tipos de mecanismo de interação, o processo *side jump* (SJ) e *skew scattering* (SS) [117], [118], [121], [122]. A ilustração dos mecanismos é mostrada na Figura 3-10. A interação spin-órbita provocada pela presença de impurezas locais [123] pode gerar um potencial elétrico descrito por  $V_{imp}(\vec{r}) = V_{im} \sum_i \delta(r - r_i)$  com impurezas nas posições  $r_i$ . Portanto, um elétron com velocidade  $\vec{p}/m = (\hbar/i) \nabla/m$  passando próximo a este potencial sentirá um campo magnético efetivo  $H_{ef} = (1/mc) \hat{p} \times \vec{E}$ , onde  $\vec{E} = -(1/e) \nabla V_{imp}(\vec{r})$ . Resultando em um acoplamento spin-órbita descrito por:

$$V_{so} = -\mu_B \vec{\sigma} \cdot \vec{B}_{ef} = \eta_{so} \vec{\sigma} \cdot \left[ V_{im} \sum_i \delta(r - r_i) \times \frac{\nabla}{i} \right], \quad 3-29$$

onde  $\vec{\sigma}$  é o vetor do operador de spin de Pauli e  $\eta_{so}$  é o parâmetro de acoplamento spin-órbita. A interação spin órbita está descrita de maneira didática no apêndice A.



Figura 3-10: Ilustração dos mecanismos skew scattering a) e side jump b).

O deslocamento  $\Delta x$  e  $\delta$  para o SJ e SS, mostrado na Figura 3-10, é diferente para as correntes de spin com polarizações *up* e *down*. Dessa forma uma corrente líquida de carga flui para uma das direções transversalmente à corrente de spin [120]. O processo inverso também é medido pelos dois tipos de processos de espalhamento, respeitando o princípio de reciprocidade de Onsager [124]. Portanto uma relação entre corrente de spin e corrente de carga pode ser escrita:

$$\vec{J}_S = \gamma [\vec{\sigma} \times \vec{J}_C], \text{ e } \vec{J}_C = \gamma [\vec{J}_S \times \vec{\sigma}], \quad 3-30$$

onde  $\gamma = \gamma^{SJ} + \gamma^{SS} = \bar{\eta}_{so} \left[ \frac{1}{(k_F l)} + \left( \frac{2\pi}{3} \right) N(0) V_{imp} \right]$  [120],  $\gamma$  é o parâmetro de acoplamento entre as correntes de spin e de carga, possuindo ambas as contribuições SJ e SS. Uma outra forma muito comum de escrever 3-30 é:

### 3.3 Efeito spin Hall

$$\begin{aligned}\vec{J}_S &= \frac{\hbar}{2e} \theta_{SH} (\vec{\sigma} \times \vec{J}_C) e \\ \vec{J}_C &= \frac{2e}{\hbar} \theta_{SH} (\vec{J}_S \times \vec{\sigma}),\end{aligned}\tag{3-31}$$

onde  $\theta_{SH}$  é o ângulo spin Hall, coeficiente adimensional, que se traduz na eficiência de conversão spin para carga e vice-versa. Dentro dos materiais com maiores valores de  $\theta_{SH}$  encontra-se a Pt, W, Ta, Pd, todos estes materiais possuem um alto acoplamento spin-órbita e número atômico  $Z$ , ver equações [a 20] e [a 21]. Materiais com baixo número atômico são em sua maioria péssimos conversores de corrente de spin em corrente de carga, como a Ag, Cu, Mn ou baixo acoplamento spin órbita como Ti [101], [102], [125].

#### Corrente de carga total em um filme metálico simples

Considerando, então, a conversão de corrente de spin em corrente de carga dentro do metal normal NM, podemos calcular a tensão elétrica nas bordas do mesmo. A densidade de corrente de carga  $\langle J_C \rangle$  gerada por uma corrente de spin  $\vec{J}_S^z$  que flui na interface em  $z = 0$  pode ser escrita por:

$$\langle J_C \rangle = \frac{2e}{\hbar} \theta_{SH} \frac{1}{t_{NM}} \int_0^{t_{NM}} J_S^z(y) dy.\tag{3-32}$$

Vimos que a corrente de spin que se difunde dentro do metal normal pode ser escrita na forma:

$\vec{J}_S^z(y) = \frac{\sinh[(t_{NM}-y)/\lambda_{SD}]}{\sinh(t_{NM}/\lambda_{SD})} \vec{J}_S^z(0)$ . Onde  $\vec{J}_S^z(0)$  é a corrente de spin na interface FM/MN, podendo ter origem pelo processo de *spin pumping* ou pelo processo spin Seebeck.

$$\langle J_C \rangle = \theta_{SH} \frac{2e}{\hbar} \frac{\lambda_{SD}}{t_{NM}} \tanh\left(\frac{t_{NM}}{2\lambda_{SD}}\right) J_S^z(0).\tag{3-33}$$

A corrente  $I_{ISHE}$  portanto pode ser escrita em termos da tensão  $V_{ISHE}$  como:

$$I_{ISHE} = \frac{V_{ISHE}}{R_{NM}} = \theta_{SH} \frac{w\lambda_{SD}}{t_{NM}} \left(\frac{2e}{\hbar}\right) \tanh\left(\frac{t_{NM}}{2\lambda_{SD}}\right) J_S^z(0) \cos \alpha,\tag{3-34}$$

onde  $w$  é a largura do filme, e o termo  $\cos \alpha$  representa a dependência angular entre a direção de corrente de carga medida e a relação entre  $\vec{J}_S \times \vec{\sigma}$ , a qual corresponde à orientação entre o campo magnético  $\vec{H}$  e a direção dos contatos elétricos. A equação 3-34 representa as correntes elétricas medidas nesta tese originadas pela conversão de corrente de spin em corrente de carga. O termo  $J_S^z(0)$  representa as equações 3-6 para injeção por bombeamento de spin e 3-25 para o efeito Seebeck como mostra a Figura 3-11.

## 3 Efeitos spintrônicos

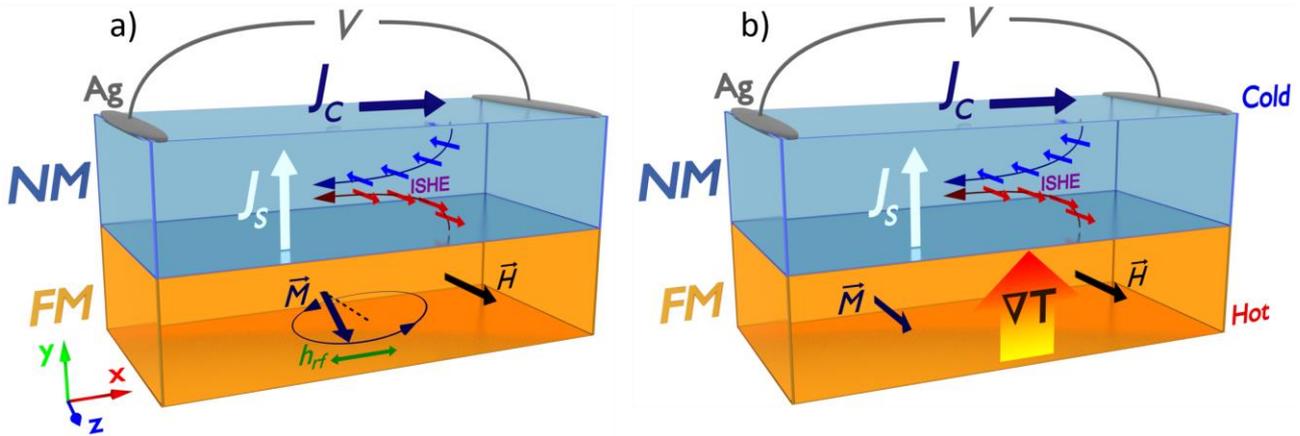


Figura 3-11: Ilustração dos fenômenos de geração de corrente elétrica pelos processos conjuntos: a) SPE + ISHE, e b) SSE + ISHE. ambos seguem a dependência descrita em 3-34.

### 3.4 Efeito Edelstein

Existe uma certa confusão na literatura sobre os seguintes efeitos: *spin galvanic effect* (SGE), seu efeito inverso *inverse spin galvanic effect* (ISGE) e os efeitos Rashba-Edelstein e seu inverso (REE e IREE). No SGE, uma corrente de spin gera uma corrente de carga enquanto no ISGE uma corrente de carga gera um acúmulo de spin fora do equilíbrio, ou seja, uma corrente de spin. O ISGE é muitas vezes confundido com o SHE. Podemos fazer uma breve revisão histórica para tentar esclarecer o assunto. O termo *spin galvanic effect* apareceu pela primeira vez em 2002 (*Spin-galvanic effect*, [126]), portanto dois anos após o artigo de J. Hirsch 1999. Neste artigo, o artigo do Hirsch não é citado. A física do ISGE e do SHE estão conectadas pela interação spin-órbita e aparentemente representam duas famílias de efeitos relativísticos relacionados à geração e detecção de acúmulos de spins fora do equilíbrio.

O termo *spin galvanic effect* é derivado da analogia com células galvânicas (voltaicas), só que em vez da tensão ser gerada por uma reação química, é gerada por um acúmulo (polarização) de spin no meio. O SGE foi primeiro observado em um gás de elétrons bidimensional 2DEG (*two-dimensional electron gas*) assimetricamente confinado num poço quântico de GaAs. A principal característica do SGE é o surgimento de uma corrente elétrica induzida por um acúmulo de spins fora do equilíbrio. A diferença de populações de spin *up* e *down* foi induzida incidindo-se luz circularmente polarizada no meio, criando assim um deslocamento nas sub-bandas de spins, ver [126]. O fenômeno que foi batizado como spin galvanic effect em 2002, na verdade foi proposto teoricamente em 1978 por Ivchenko e Pikus, que publicaram um artigo intitulado “New

### 3.4 Efeito Edelstein

photogalvanic effect in gyrotropic crystals” [127]. Este efeito foi explicado por Edelstein [59] como sendo um Rashba 2DEG com acoplamento spin órbita.

O que está começando a ficar claro na literatura é que o SHE ocorre no volume, em 3D, enquanto o ISGE ocorre em 2D (interfacial). Como é um efeito interfacial e depende fortemente da quebra de simetria e da interação spin órbita, o ISGE também é chamado de Edelstein ou Rashba-Edelstein. Aparentemente os artigos de revisão mais importantes publicados recentemente, [128], [129], dão preferência à nomenclatura *Rashba-Edelstein effect* (REE) ou *Edelstein effect* para a conversão de corrente de carga em corrente de spin e o *inverse Rashba-Edelstein effect* (IREE) para a conversão de corrente de spin em carga. Ambos os fenômenos, REE e IREE, são mediados pela interação spin-órbita interfacial.

O termo *inverse Rashba-Edelstein effect* (IREE) se popularizou a partir de 2013 com o trabalho de Rojas-Sanchez et al. (“Spin-to charge conversion using Rashba coupling at the interface between non-magnetic materials”, [60]), onde foi demonstrada a conversão de corrente de spin em corrente de carga na interface metálica Ag/Bi. Teoricamente já se sabia que esta interface possui um dos maiores coeficientes Rashba interfaciais. Foi este trabalho que nos inspirou para interpretar o fenômeno de conversão de corrente de spin em corrente de carga na interface YIG/grafeno que será discutido mais adiante. O efeito interfacial Rashba-Edelstein pode ser aplicado em estados de superfície existentes em isolantes topológicos (TIs) e também nos inspirou para explicar resultados de conversão de spin em carga na interface YIG/TI.

O efeito Edelstein (*Edelstein effect* - EE) se baseia na geração de uma polarização líquida de spin, em um sistema de elétrons bidimensionais. Estes sistemas sob a interação Rashba, como descrito no apêndice A, cria uma separação na relação de dispersão de momentos diferentes para diferentes spins. O Hamiltoniano de Rashba pode ser escrito por:

$$H_R = \frac{\alpha_R}{\hbar} (\vec{\sigma} \times \vec{p}) \cdot \hat{z} = \alpha_R (\vec{\sigma} \times \vec{k}) \cdot \hat{z}. \quad 3-35$$

A equação acima causa uma relação de dispersão mostrada nas Figura 3-12 a) e b). Neste sistema na ausência de corrente elétrica, a população de spin *up* e *down* é a mesma, portanto, não existe acumulação de spin, Figura 3-12 c). No entanto, quando se aplica um campo elétrico  $\mathcal{E}_x$ , gerando uma corrente na mesma direção, ocorre uma translação das bandas de energia. Nesta situação, a população com momento  $k_x$  e spin *up* é favorecida, resultando em um acúmulo de spin, este acúmulo resultante do travamento entre momento  $k_x$  e spin *up* pode ser entendido com uma corrente de spin Figura 3-12 d).

## 3 Efeitos spintrônicos

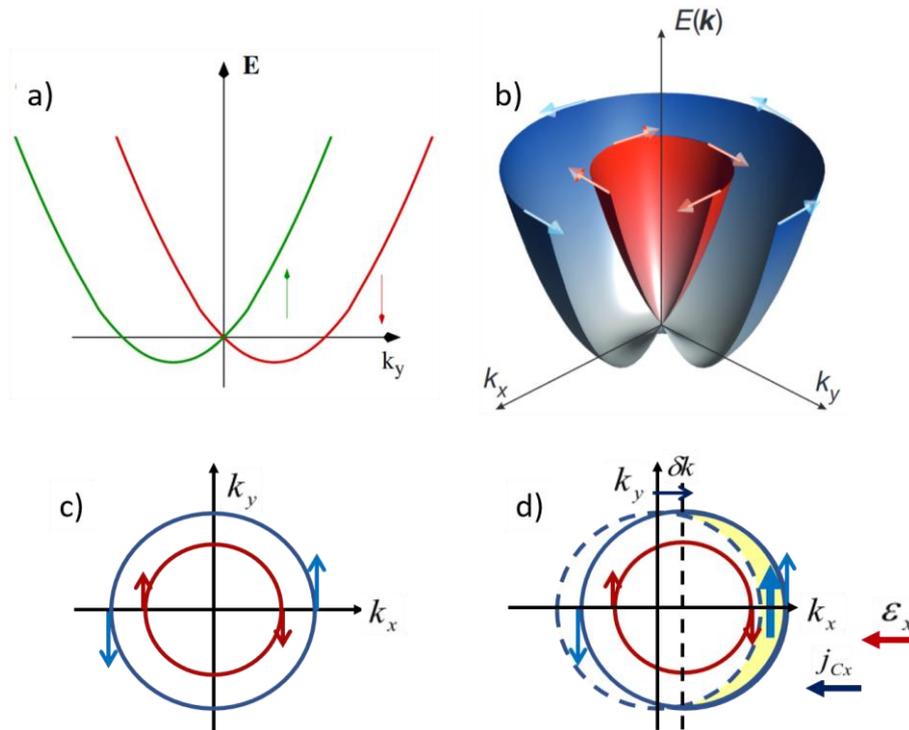


Figura 3-12: A atuação do efeito Rashba, ou campo Rashba, causa uma deflexão na relação de dispersão de energia causando um travamento entre o spin e o momento do elétron a) e b). Em c) temos a visão superior da relação de dispersão sem a aplicação de campo elétrico. d) A atuação do campo elétrico resulta em um acúmulo líquido de polarização de spin. Adaptado de [129], [130].

O efeito inverso, chamado efeito Edelstein inverso (IEE), ocorre quando para o mesmo sistema uma corrente de spin 3D é injetada, desbalanceando a distribuição de spin na superfície, portanto aumentando a população de elétrons com spin *up* e momento  $k_x$ . O excesso de elétrons com momento  $k_x$  resulta em uma corrente de carga 2D.

Uma forma simples de escrever esta relação é expressada por:

$$j_c = \lambda_{IEE} J_s, \quad 3-36$$

onde  $\lambda_{IEE}$  é o parâmetro de efeito Edelstein, possuindo unidade de comprimento.  $\lambda_{IEE} = \frac{\alpha_R \tau}{\hbar}$ , onde  $\alpha_R$  é a constante de Rashba, que mede a intensidade da interação e depende do campo elétrico, da interação spin-órbita e de outras propriedades dependentes do material, e  $\tau$  o tempo de relaxação do momento  $k$  [60], [129].

## 3.4 Efeito Edelstein

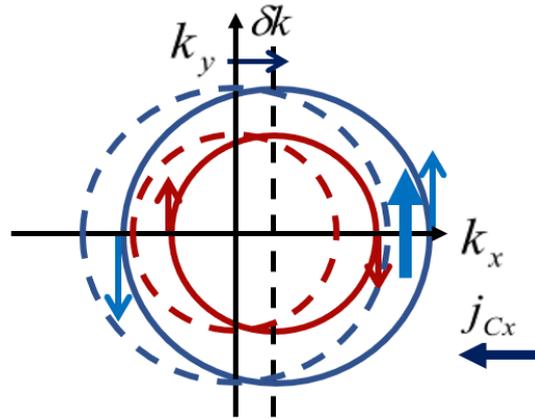


Figura 3-13: No processo inverso, o acúmulo de spin na interface, favorece a população de elétrons com spin “up” e momento  $k$ , desse modo, a maior quantidade de elétrons com momento  $k$  resulta em uma corrente elétrica 2D.

Utilizando 3-36, podemos escrever a corrente e a tensão de carga gerada pelo efeito Edelstein, sob a ação de uma corrente de spin. Esta relação é expressa por:

$$V_{IEE} = R_S w j_c = \lambda_{IEE} R_S w J_S^z(0). \quad 3-37$$

Assim como ocorre para o efeito ISHE,  $J_S^z(0)$  pode ser gerado por *spin pumping*, ou spin Seebeck, ambos os tipos de injeção de corrente de spin em sistema Rashba são mostrados nesta tese. Para o caso do bombeamento de spin, o valor máximo da tensão IEE é expresso por:

$$V_{IEE}^{peak} = \lambda_{IEE} R_S w f g_{eff}^{\uparrow\downarrow} e \left( \frac{\hbar}{\Delta H} \right)^2. \quad 3-38$$

## 4 Tensão MCP e conversão Edelstein inverso

Neste capítulo serão apresentados e discutidos com detalhes, resultados que envolvem fenômenos spintrônicos em sistemas bidimensionais ou em que anisotropias de superfície são extremamente importantes. A metodologia utilizada para a obtenção dos resultados discutidos neste capítulo segue mais ou menos as seguintes etapas: (i) Fabricação de amostras com diferentes arranjos estruturais; (ii) Caracterização magnética básica; (iii) Tensões elétricas na condição de ressonância ferromagnética além de tensão geradas por gradientes de temperatura. Na primeira parte é analisada a tensão elétrica em um filme simples de Py para entender sua contribuição no processo de bombeamento de spin. Na segunda parte serão apresentadas medidas de injeção de corrente de spin e conversão em corrente de cargas em monocamadas de grafeno sobre YIG. E na terceira parte, veremos tensões elétricas no isolante topológico  $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3$  por SPE e SSE. Nas últimas duas partes, a conversão de corrente de spin em corrente de carga se deve ao efeito Edelstein inverso.

---

### 4.1 Processo de conversão de spin em filmes simples de Py (MCP)

A tensão  $V_{SP}$  medida em bicamadas FM/NM pode vir contaminada de uma componente de sinal gerada no próprio filme FM (tensão auto induzida). Essa componente é importante quando o filme ferromagnético é metálico, e tem origem em efeitos galvanomagnéticos diversos como magnetorresistência anisotrópica, efeito Hall anômalo, efeito Hall planar, etc. Portanto, é fundamental que nos experimentos de *spin pumping* a tensão gerada por efeitos galvanomagnéticos seja separada da tensão gerada pelo efeito spin Hall inverso ( $V_{ISHE}$ ). Mesmo tendo o cuidado de colocar a bicamada FM/NM numa região do guia de micro-ondas onde não exista campo elétrico de rf, ainda existe uma tensão DC indesejada e de origem controversa. Na década de 1960, os efeitos galvanomagnéticos foram estudados com excitação por campos de rf em montagens utilizando guias de micro-ondas que se assemelhavam a experimentos de FMR [131]–[133]. Nesta seção apresentaremos uma investigação realizada sobre a origem da tensão DC gerada em filmes simples de Py, na condição de ressonância

#### 4.1 Processo de conversão de spin em filmes simples de Py (MCP)

FMR. Mostraremos que esta tensão tem características que podem ser explicadas com base no fenômeno de *magnonic charge pumping* (MCP) recentemente descoberto [134].

Enquanto o processo de conversão de corrente de spin em corrente de carga que ocorre em metais NM é relativamente bem entendido como consequência do espalhamento provocado pela interação spin órbita, a tensão total medida pode estar contaminada com sinais elétricos de origens diversas. Se a tensão total medida for interpretada como devido apenas ao efeito ISHE, corre-se o sério risco de extrair parâmetros físicos não realísticos. Isto pode explicar por que o valor do ângulo Hall de spin da Pt tem valores reportados na literatura que variam de  $\sim 0.5\%$  a  $\sim 8.0\%$ . Uma das principais fontes espúrias de sinal é a tensão DC gerada na própria camada de Py que coloca dois aspectos a serem investigados: (i) a origem física desta tensão gerada no filme simples FM metálico; (ii) como esta tensão afeta a medida de tensão  $V_{\text{ISHE}}$  [135]. Além da auto geração de corrente elétrica na condição de FMR [136]–[138], os filmes simples de Permalloy foram utilizados para converter corrente de spin em corrente de carga [107], [138] pelo efeito ISHE.

Com base no estudo deste fenômeno foi possível estudar a tensão elétrica auto induzida no Py, para tal foram fabricadas amostras de Si/Py( $t_{\text{Py}}$ ) de dimensões laterais  $1.5 \times 4.0$  mm e espessuras que variaram entre 4.0 nm a 150 nm. Após a deposição do filme de permalloy, eletrodos de prata foram depositados, com 0.5 mm nas bordas da amostra, como ilustrado na Figura 4-1 b). As amostras são montadas nas ponta de varetas de plástico e inseridas no fundo da cavidade ressonante retangular operando no modo  $TE_{102}$ , a 9.4 GHz com fator Q da ordem de 2000. Nesta configuração foi possível realizar as medidas de ressonância ferromagnética e tensão DC auto induzida.

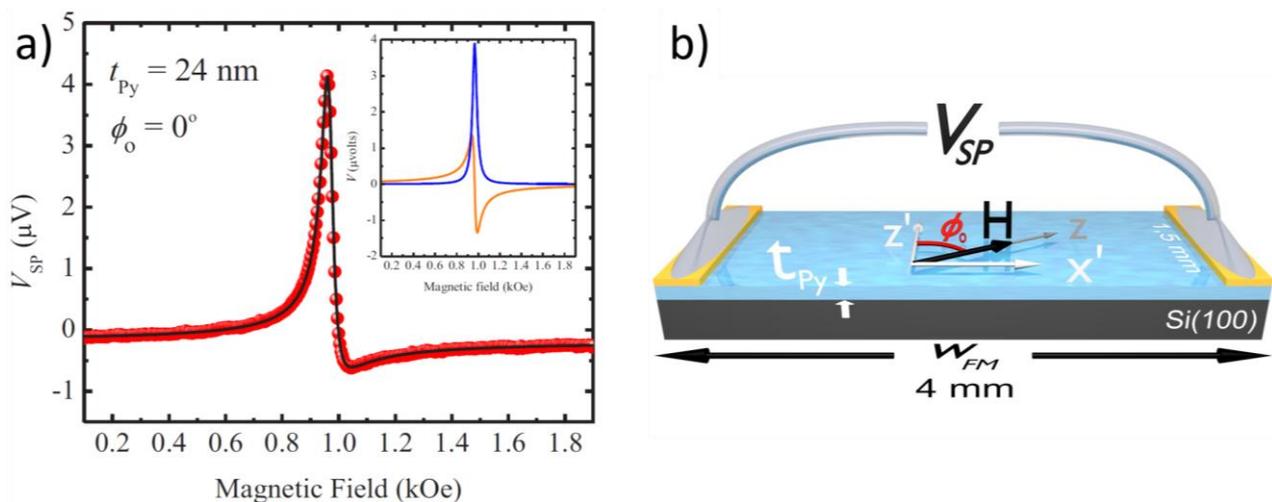


Figura 4-1: a) Medida de tensão DC para amostra com espessura  $t_{\text{Py}} = 34$  nm, para  $\phi_0 = 0^\circ$ . A curva preta corresponde a combinação de curvas lorentzianas simétricas e assimétricas, mostrada separadamente no inset. b) Esquema da configuração utilizada para medir a tensão DC.

## 4 Tensão MCP e conversão Edelstein inverso

No processo de *spin pumping* em bicamadas FM/NM a tensão elétrica medida pode ser interpretada como a sobreposição da contribuição devido ao processo de bombeamento de spin ( $V_{SP}$ ) e retificação de spin ( $V_{SRE}$ ). Enquanto  $V_{SRE}$  possui ambas componentes simétrica e antissimétrica,  $V_{SPE}$  possui apenas contribuição simétrica e ambas possuem dependência angular diferentes como mostrado no trabalho de Azevedo et. al. [34]. A Figura 4-1 a) mostra a medida da tensão DC auto induzida (símbolos vermelhos) obtidos para a camada de Py com espessura de 24 nm, e campo

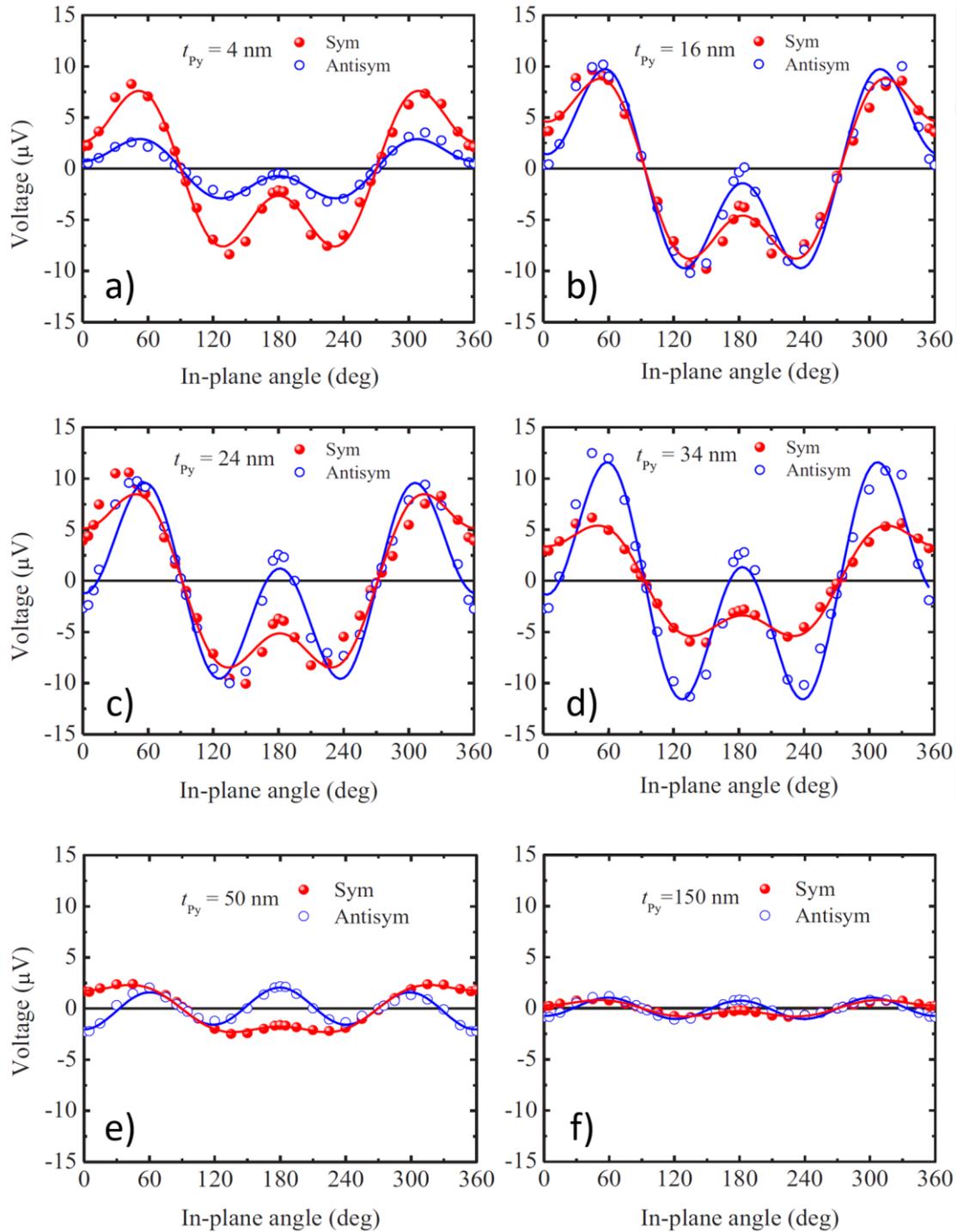


Figura 4-2: Dependência angular das amplitudes simétricas e antissimétricas retirada do ajuste da equação 4-1. Os ajustes em vermelho e azul referem-se às equações em 4-2.

#### 4.1 Processo de conversão de spin em filmes simples de Py (MCP)

magnético aplicado ao longo da direção  $z'$  ( $\phi_0 = 0^\circ$ ). A curva em preto corresponde à  $V(H)$  descrito por:

$$V(H) = V_{sym}L + V_{anti}L' = V_{sym} \frac{\Delta H^2}{(H - H_R)^2 + \Delta H^2} + V_{anti} \frac{\Delta H(H - H_R)}{(H - H_R)^2 + \Delta H^2}, \quad 4-1$$

onde  $V_{sym}$  e  $V_{anti}$  correspondem às amplitudes das componentes simétricas e antissimétricas,  $\Delta H$  a largura de linha e  $H_R$  o campo de ressonância, o *inset* mostra as intensidades de cada uma das componentes separadamente. O melhor ajuste, mostrado na Figura 4-1 a), foi obtido para  $V_{sym} = 3.9 \pm 0.3 \mu\text{V}$ ,  $V_{anti} = -2.7 \pm 0.2 \mu\text{V}$ ,  $\Delta H = 24.5 \text{ Oe}$  e  $H_R = 0.967 \text{ kOe}$ . Tomando o valor de  $V_{sym}$  e  $V_{anti}$  para cada ângulo, através do ajuste 4-1, podemos analisar o comportamento angular de suas componentes como mostrado na Figura 4-2 c) para  $t_{Py} = 24 \text{ nm}$ . Diferentemente dos resultados apresentados em [34], em que  $V_{anti}$  apresenta valores nulos para  $\phi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  e  $270^\circ$ , os resultados da Figura 4-2 demonstram que a mesma abordagem não pode ser feita, uma vez que para diversas espessuras os valores não se anulam para estes ângulos.

A dependência angular de seis das 18 amostras preparadas é mostrada na Figura 4-2 . Os ajustes nos dados experimentais são equações escritas na forma:

$$\begin{aligned} A_{sym}(\phi_0) &= a_{sym} \sin \phi_0 \sin(2\phi_0) + b_{sym} \cos \phi_0, \text{ (linhas vermelhas)} \\ B_{anti}(\phi_0) &= a_{anti} \sin \phi_0 \sin(2\phi_0) + b_{anti} \cos \phi_0, \text{ (linhas azuis)} \end{aligned} \quad 4-2$$

#### **Interpretação dos resultados através do processo MCP**

Diferentes efeitos foram reportados e que demonstram formas eficientes de gerar toque magnético através de correntes elétricas, dentre eles o torque spin-orbital (*spin-orbit torque* - SOT) [139], observado inicialmente em filmes simples de Py. Neste caso a interação spin-órbita atua construtivamente gerando uma acumulação de spin dos elétrons de condução, causando um torque sobre a própria magnetização do material. Para gerar esta acumulação de spin, o material dever ter propriedades diferentes para os elétrons de condução que se movem em direções opostas [140].

Como acontece no caso de STT/SPE, SHE/ISHE, REE/IREE, onde a reciprocidade de Onsager é observada, o efeito oposto ao SOT, isto é, a geração de uma corrente elétrica pela dinâmica da magnetização em filme simples de material ferromagnético, também deveria ser possível. Este efeito recíproco foi descoberto em 2014 por C. Ciccarelli et. al. [134] e denominado de (*magnonic charge pumping* - MCP). É um efeito que parece ser promissor para explicar os resultados da Figura 4-1 e Figura 4-2. Para isto deveremos adicionar um termo devido ao efeito MPC, nas contribuições de SRE, derivadas em [34].

## 4 Tensão MCP e conversão Edelstein inverso

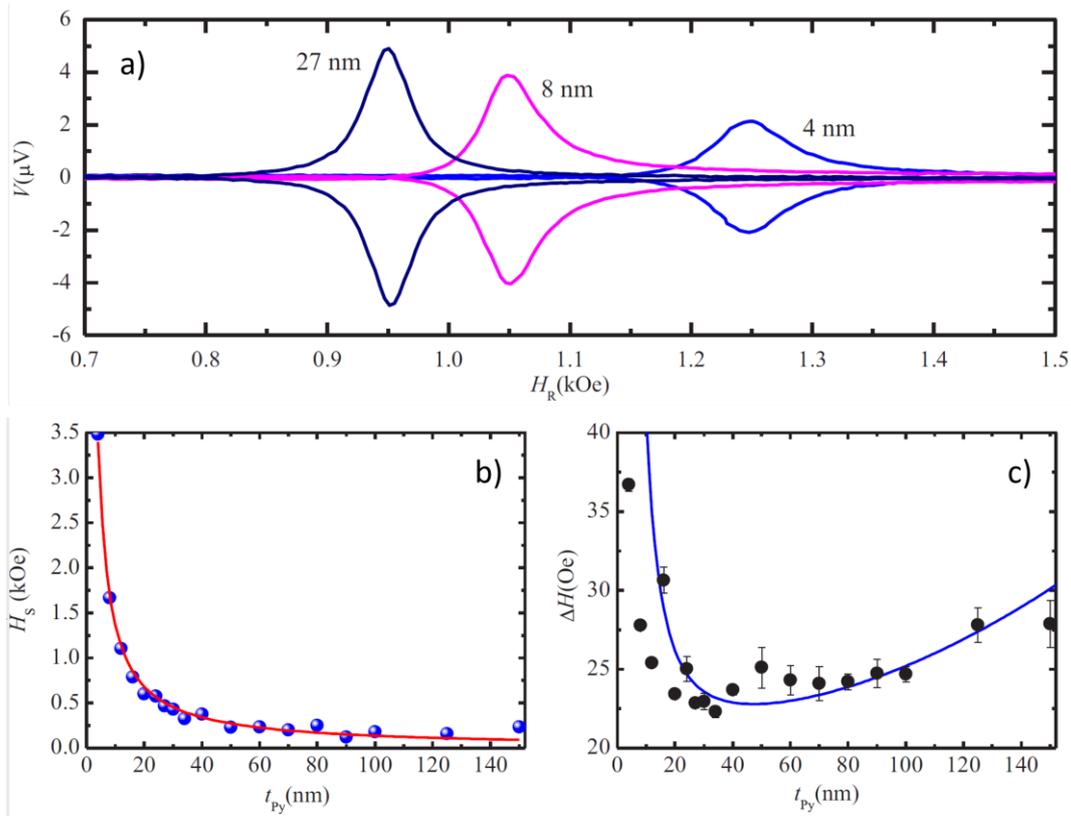


Figura 4-3: a) Tensão DC medida para três diferentes amostras para  $\phi_0 = 0^\circ$ , o deslocamento para campos altos pelo decréscimo da espessura, e aumentando a largura de linha. b) Dependência do campo de anisotropia superficial em função da espessura  $t_{Py}$ , valor obtido para cada amostra preparada a linha sólida confirma sua dependência proporcional a  $1/t_{Py}$ . c) Largura de linha vs  $t_{Py}$ , a linha sólida é discutida no texto.

Duas evidências permitem a suposição da contribuição de MCP nas tensões medidas: i) Py exibe alta interação spin-órbita, [107], e ii) possui quebra de simetria perpendicular extrínseca no plano da amostra, a qual se manifesta como um campo anisotropia magnética superficial  $H_S$ . Esta contribuição aparece na expressão para a frequência de ressonância FMR para um filme fino, expressa por:

$$f = \gamma [H_R (H_R - 4\pi M_{eff})]^{1/2}, \quad 4-3$$

onde a magnetização efetiva corresponde a:

$$4\pi M_{eff} = 4\pi M_S - H_S, \quad 4-4$$

aqui,  $M_S$  é a magnetização de saturação e  $H_S = 2K_S / (M_S t_{Py})$ , onde  $K_S$  é a constante de anisotropia de superfície [141]. O valor do campo de ressonância  $H_R$  desloca consideravelmente com o decréscimo da espessura do filme, devido ao campo de anisotropia perpendicular, cuja dependência está mostrada na Figura 4-3 a). O ajuste (curva vermelha sólida) corresponde a uma equação do tipo  $\propto t_{Py}^{-1}$ . Surpreendentemente, o efeito da quebra de simetria perpendicular de superfície pode ser observado para espessura de até 30 nm. Resultados similares foram obtidos em [142], reforçando a

#### 4.1 Processo de conversão de spin em filmes simples de Py (MCP)

ideia que esta anisotropia superficial pode ativar o efeito de MCP. A Figura 4-3 b) mostra a dependência da largura de linha de FMR em função da espessura do filme de Py.

Como mostrado por [143], [144], o acoplamento spin-órbita tipo Rashba (*Rashba spin-orbit coupling* – RSOC, ver apêndice A), tem um papel crucial na origem da anisotropia superficial de filmes ferromagnéticos. Um dos maiores argumentos para justificar que o RSOC está por trás do campo de anisotropia perpendicular, e consequentemente o MCP, está no fato de que em todos os metais, exceto ouro e Pt, uma camada natural de óxido é formada na superfície à temperatura ambiente. É de se esperar que os filmes de Py aqui preparados possuam oxidação nativa em sua superfície. Esta camada de óxido cria um gradiente de densidade de carga, gerando então um campo elétrico perpendicular à superfície. Conclusões similares também foram obtidas por [143], [144].

Portanto, o modelo descrito em [140] leva em consideração as contribuições de SRE e MCP na densidade de corrente gerada pela dinâmica da magnetização escrita por:

$$\vec{j}_e = \vec{j}_e^{(SRE)} + \vec{j}_e^{(MCP)}, \quad 4-5$$

Por conta de as dimensões das amostras não corresponderem ao caso unidimensional, as componentes da corrente na direção  $z'$  devem ser levadas em consideração além da direção de medida  $x'$ . Vale ressaltar, que devido às condições da cavidade ressonante, o campo elétrico externo de rf na amostra pode ser desprezado. Portanto a corrente elétrica surge da precessão da magnetização exercida pelo campo de rf magnético. As correntes e tensões geradas no ferromagneto metálico na condição FMR resultam no aparecimento de termos não lineares na lei de Ohm generalizada:

$$\sigma \vec{E} = \vec{j}_e \left( \frac{\sigma \Delta \rho}{M_S^2} \right) (\vec{M} \cdot \vec{j}_e) \vec{M} - R \sigma \vec{j}_e \times \vec{M}, \quad 4-6$$

onde  $\sigma$  é a condutividade elétrica,  $\vec{j}_e$  é a densidade de corrente. O segundo termo da equação acima surge devido às contribuições anisotrópicas da resistividade [AMR e *Planar Hall Effect* - PHE],  $\Delta \rho = \rho_{\parallel} - \rho_{\perp}$ ,  $M_S$  a magnetização de saturação e  $R$  o coeficiente Hall extraordinário. A magnetização, deve ser expressa em termos de sua componente no eixo  $z$  e da magnetização oscilante excitada pelo campo de micro-ondas, ou seja,  $\vec{M} = \vec{M}_z + \vec{m}$ . A média temporal do campo elétrico pode ser escrita por:

$$\vec{E}_0 = - \left( \frac{\Delta \rho}{M_S^2} \right) [2 \langle \vec{m} \cdot \vec{j}_e \rangle \vec{M}_z + \langle \vec{j}_e \times \vec{m} \rangle \times \vec{M}_z] (\vec{M} \cdot \vec{j}_e) \vec{M} + R \langle \vec{j}_e \times \vec{m} \rangle. \quad 4-7$$

As componentes da densidade de corrente elétrica incluindo a contribuição de MCP, podem ser escrita no plano  $x'y'$  por:

## 4 Tensão MCP e conversão Edelstein inverso

$$\vec{j}'_e = \left[ (j_{ex'} - j_z^{(MCP)}) \sin \phi_0, 0, (-j_{ez'} + j_z^{(MCP)}) \cos \phi_0 \right]. \quad 4-8$$

O trabalho de C. Ciccarelli et. al. [134] demonstra que a densidade de corrente de carga devido ao processo MCP é proporcional à  $\partial m_x / \partial t$  e  $\partial m_y / \partial t$ ; escrita por:

$$\vec{j}_e^{(MCP)} = \left( \frac{\Lambda^{(r)}}{M_S} \right) \frac{\partial m_x}{\partial t} + \left( \frac{\Lambda^{(d)}}{M_S} \right) \frac{\partial m_x}{\partial t}, \quad 4-9$$

onde  $\Lambda^{(r)}$  e  $\Lambda^{(d)}$  representam os termos reativo e dissipativo do processo de bombeamento de carga. Tomando  $M_0 \approx M_S$  e  $m_x$  e  $m_y$  como as componentes de rf ao longo das direções  $x$  e  $y$  respectivamente, a componente  $x'$  do campo elétrico pode ser escrito como:

$$\begin{aligned} \vec{E}'_0 \cdot \hat{x}' = & - \left( \frac{\Delta \rho}{M_S} \right) \left[ -\frac{3}{2} \langle m_x j_{ex'} \rangle \sin \phi_0 \sin 2\phi_0 + \frac{3}{2} \langle m_x j_{ez'} \rangle \sin \phi_0 \sin 2\phi_0 \right] \\ & + \left( \frac{\Delta \rho}{M_S} \right) \left[ (\langle m_x j_{ex'} \rangle + \langle m_x j_z^{(MCP)} \rangle) \cos \phi_0 \right]. \end{aligned} \quad 4-10$$

A média temporal da corrente elétrica devido ao MCP pode ser escrita por:

$$\langle m_x j_z^{(MCP)} \rangle = \frac{A_{xy} A_{xx} \Lambda^{(d)} \omega h_x^2}{2M_S} \left[ \frac{\Delta H^2}{(H - H_R)^2 + \Delta H^2} \right]. \quad 4-11$$

onde  $A_{xx}$  e  $A_{xy}$  correspondem aos termos da componente da magnetização em  $x$  e em  $y$ , escrito por:

$$A_{xx} = \frac{M(H + 4\pi M_{eff})}{\Delta H_G (2H + 4\pi M_{eff})} \text{ e } A_{xy} = \frac{M\omega}{\gamma \Delta H_G (2H + 4\pi M_{eff})}. \quad 4-12$$

onde  $\Delta H_G$  é a contribuição de Gilbert para a largura de linha.

A tensão medida ao longo do eixo  $x'$  pode ser calculada pela integral do campo elétrico da equação 4-10, por:

$$V_{FMR} = \int_{-\frac{w_{FM}}{2}}^{\frac{w_{FM}}{2}} \vec{E}'_0 \cdot \hat{x}' dx', \quad 4-13$$

onde  $w_{FM}$  corresponde ao comprimento da camada ferromagnética. O cálculo é mostrado em detalhe em [140]. Em resumo, as dependências angulares da tensão  $V_{FMR}$  podem ser expressas por:

$$\begin{aligned} V_{FMR}(\phi_0, H) = & [A \sin \Phi \sin \phi_0 \sin(2\phi_0) + B \sin \Phi \cos \phi_0 + V_{MCP} \cos \phi_0] L \\ & + [A \cos \Phi \sin \phi_0 \times \sin(2\phi_0) + B \cos \Phi \cos \phi_0] L', \end{aligned} \quad 4-14$$

onde  $L$  e  $L'$  correspondem às dependências tipo lorentzianas e derivada de lorentzianas respectivamente e descritas em 4-1. Os termos  $A$  e  $B$  correspondem a:

#### 4.1 Processo de conversão de spin em filmes simples de Py (MCP)

$$A = \frac{\Delta\rho}{2M_S} \frac{I'_{rfx'}}{t_{FM}} A_{xx} h_x \text{ e} \quad 4-15$$

$$B = \frac{\Delta\rho}{2M_S} \frac{I'_{rfz'}}{t_{FM}} A_{xx} h_x.$$

onde  $I'_{rfx'}$  e  $I'_{rfz'}$  são as correntes ao longo das direções  $x'$  e  $z'$  respectivamente. O ângulo  $\Phi$  em 4-14 representa o deslocamento de fase relativa entre o campo elétrico e magnético de rf. A expressão da tensão devido ao efeito MCP pode ser escrita na forma:

$$V_{MCP} = \frac{\Delta\rho}{2M_S^2} w_{FM} A_{xy} A_{xx} \omega h_x^2 = \frac{\Delta\rho w_{FM} M_{eff} \gamma}{2M_S^2 4\pi\alpha^2} \Lambda^{(d)} h_x^2. \quad 4-16$$

Aqui  $\alpha = \gamma \frac{\Delta H}{\omega}$ , é o *damping* de Gilbert. A equação 4-14 pode ser escrita na forma:

$$V_{FMR}(\phi_0, H) = A_{sym}(\phi_0) \cdot L(H - H_R) + B_{anti}(\phi_0) L'(H - H_R), \quad 4-17$$

onde  $A_{sym}(\phi_0)$  e  $B_{anti}(\phi_0)$  são descritos em 4-2. Comparando 4-17, 4-14 e 4-2, podemos escrever:  $a_{sym} = A \sin \Phi$ ,  $b_{sym} = B \sin \Phi + V_{MCP}$ ,  $a_{anti} = A \cos \Phi$  e  $b_{anti} = B \cos \Phi$ . Portanto a contribuição do efeito MCP pode ser expressa em termos das componentes do ajuste 4-2, nos gráficos da Figura 4-2 como:

$$V_{MCP} = b_{sym} \left[ 1 - \left( \frac{a_{sym}}{b_{sym}} \right) \left( \frac{b_{anti}}{a_{anti}} \right) \right]. \quad 4-18$$

Exemplificando a equação acima, podemos tomar a contribuição MCP para a amostra com 34 nm de espessura. A Figura 4-2 d) mostra o ajuste obtido com  $a_{sym} = 4.3 \pm 0.3 \mu\text{V}$ ,  $b_{sym} = 3.4 \pm 0.2 \mu\text{V}$ ,  $a_{anti} = 16.1 \pm 0.8 \mu\text{V}$  e  $b_{anti} = -1.3 \pm 0.5 \mu\text{V}$ , que resulta em  $V_{MCP} = 3.8 \pm 0.2 \mu\text{V}$ . Utilizando este valor de  $V_{MCP}$ , na equação 4-16, é possível obter o valor para  $\Lambda^{(d)}$ , considerando uma AMR de 2% e estimando a magnitude do campo de rf em 0.4 Oe, que corresponde a uma potência de micro-ondas de 40 mW, obtemos  $\Lambda^{(d)} \sim 7 \times 10^{-6} \text{ A s cm}^{-2}$ . O parâmetro que caracteriza o SOT,  $\eta^{(d)} = \rho \frac{\Lambda^{(d)}}{M_S}$ , deduzido por [134], para a espessura de 34 nm, corresponde à  $\eta^{(d)} = 2 \times 10^{-9} \text{ T A}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ , o qual é uma ordem de grandeza maior do que o valor reportado por K. Garello et. al. [145] para a estrutura Pt/Co/AlO<sub>x</sub>.

Realizando o mesmo cálculo do parágrafo acima, podemos gerar o gráfico de  $V_{MCP}$  vs  $t_{Py}$ , mostrado na Figura 4-4. A curva sólida vermelha corresponde à equação 4-16, utilizando os dados experimentais de  $M_{eff}(t_{Py})$  e  $\alpha(t_{Py})$ , e considerando uma dependência de  $\Lambda^{(d)} \propto \frac{1}{t_{Py}}$ , como observado em [146]. A dependência da largura de linha pela espessura do filme é mostrada na Figura

## 4 Tensão MCP e conversão Edelstein inverso

4-3 b), enquanto a dependência do amortecimento de Gilbert  $\alpha(t_{Py}) = (\gamma/\omega)\Delta H(t_{Py})$  aparece na Figura 4-3 c). A largura de linha pode ser expressa pela composição de três termos que resultam na curva azul da Figura 4-3 c): contribuição intrínseca  $\Delta H_G$ , dois mágnons  $\Delta H_{2M}$  e corrente de Foucault  $\Delta H_{eddy}$ , que quando somados resultam em:

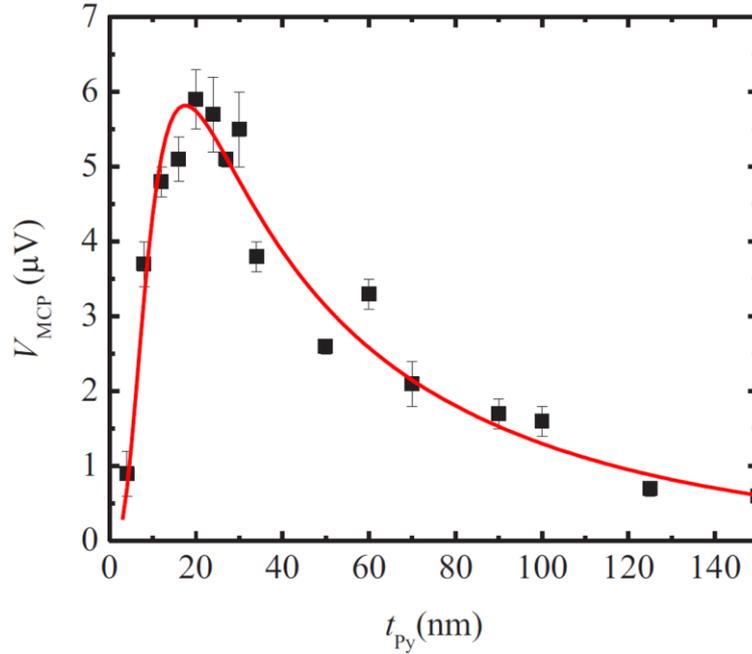


Figura 4-4: Valores de  $V_{MCP}$ , obtido utilizando a equação 4-18 para diversos valores de espessura  $t_{Py}$ . A curva sólida em vermelho, é obtida através da equação 4-16 e os resultados de magnetização efetiva  $M_{eff}$  e amortecimento de Gilbert  $\alpha$ .

$$\Delta H(t_{Py}) = \Delta H_G + \Delta H_{2M} + \Delta H_{eddy} = \Delta H_G + \frac{C_{2M}}{t_{Py}^2} + C_{eddy}t_{Py}^2. \quad 4-19$$

Ajustando-se os pontos experimentais com a equação 4-19, obtém-se  $\Delta H_G = 21$  Oe,  $C_{2M} = 2.0$  Oe  $\times$  nm<sup>2</sup> e  $C_{eddy} = 4.0 \times 10^{-7} \frac{\text{Oe}}{\text{nm}^2}$ . Incorporando as dependências com a espessura de 4-16, podemos ver sua concordância com os dados experimentais da Figura 4-4. Seu comportamento deixa claros os dois regimes. No primeiro regime (4 nm até 30 nm) que é caracterizado por uma alta anisotropia perpendicular,  $V_{MCP}$  aumenta linearmente com a espessura. No segundo regime, para espessuras maiores que 30 nm, onde a anisotropia perpendicular deixa de ser importante, ocorre a diminuição da contribuição MCP.

Estes resultados contribuem para o entendimento das tensões elétricas que aparecem na condição de FMR em ferromagnéticos metálicos em que muitas vezes podem sobrepor outros efeitos como *spin pumping* e *spin rectification*. O MCP, processo recíproco do SOT, gera, portanto, uma corrente elétrica convertida a partir da dinâmica da magnetização em materiais com quebra de

## 4.2 Conversão de corrente de spin em heteroestruturas de YIG/grafeno por IEE

simetria superficial. Podemos ver aqui, que este fenômeno recente parece estar por trás das medidas aqui apresentadas.

---

### 4.2 Conversão de corrente de spin em heteroestruturas de YIG/grafeno por IEE

Como visto na seção 3.4, a descoberta recente do mecanismo de conversão de corrente de spin em corrente de carga baseado no efeito Edelstein inverso, enriqueceu e abriu novas possibilidades para avanços na spintrônica [60] em sistemas bidimensionais. Possuindo propriedades excepcionais de transporte eletrônico, o grafeno tem sido considerado como um material bastante promissor para aplicações em spintrônica [147]–[150]. No entanto, devido ao baixo número atômico do carbono, o grafeno intrínseco possui baixo SOC e, conseqüentemente, um baixo efeito spin Hall [151].

Porém, foi demonstrado teoricamente que quando a monocamada de grafeno (*single layer of graphene* - SLG) é depositada em contato atômico com um ferromagnético isolante ocorre a hibridização entre os orbitais  $\pi$  do carbono no grafeno e os orbitais  $p$  do FMI [152]. Dessa forma surge um efeito de proximidade resultando em um ordenamento ferromagnético dos spins no grafeno [153]. Como visto anteriormente, uma condição desejável para ocorrer *spin pumping* é que a interface entre o meio ferromagnético e o não magnético propicie a interação de *exchange* entre os spins eletrônicos dos dois materiais. Portanto, um bom candidato para investigar a transferência de spins para SLGs seria uma bicamada de YIG com grafeno. Ambos os materiais possuem propriedades magnéticas e elétricas excepcionais e a fabricação de uma interface limpa com boa aderência é fundamental para investigar fenômenos magnéticos de interface.

Dessa forma, para o estudo do bombeamento de spin em grafeno, foi usado um monocristal de YIG, crescido pelo método de epitaxia em fase líquida, sobre um substrato de GGG(111) de 0,5 mm de espessura. As dimensões laterais da amostra foram  $1.5 \times 3.0$  mm ao longo do eixo  $\langle 111 \rangle$  e a espessura do filme de YIG foi de 6  $\mu\text{m}$ .

A Figura 4-5 ilustra a configuração final da amostra usada. A deposição da SLG sobre YIG foi realizada no Instituto de Física da UFMG e seguiu a seguinte metodologia: (i) o grafeno é crescido sobre um substrato de cobre, utilizando a técnica de deposição química em fase vapor (*chemical vapor deposition* - CVD) como descrito em [154], [155]; (ii) é depositada uma camada de polimetil-

## 4 Tensão MCP e conversão Edelstein inverso

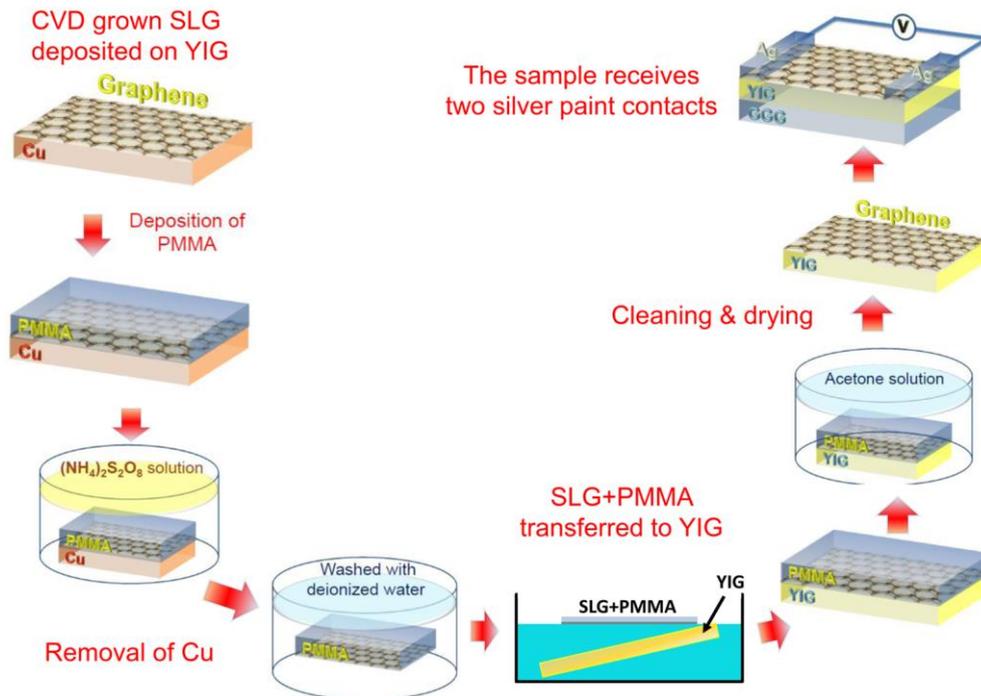


Figura 4-5: Descrição dos passos utilizados para a transferência e preparação da heteroestrutura de YIG/SLG.

metacrilato ou PMMA; (iii) em seguida a tricamada é imersa em persulfato de amônia  $(\text{NH}_4)_2\text{S}_2\text{O}_8$  onde o cobre é dissolvido e limpo em água deionizada; (iv) a transferência ocorre submergindo o YIG sobre a camada flutuante de grafeno-PMMA e, então, “pescada” pelo YIG; (v) após uma limpeza com acetona, o PMMA é então removido, restando apenas o grafeno em contato atômico direto com o YIG; (iv) o último passo é a deposição dos contatos de prata nas bordas da amostra para medições elétricas posteriores.

Para o estudo da heteroestrutura mostrada na Figura 4-6 a), foi realizada a investigação da magnetorresistência na SLG, bem como a injeção de corrente de spin no grafeno por bombeamento de spin. Ambas as investigações foram realizadas à temperatura ambiente. Antes das medidas magnéticas foi realizada a caracterização da SLG por diferentes técnicas. Tínhamos que ter certeza de que a camada de grafeno era uma monocamada contínua e de boa qualidade. Para isto foi obtida uma imagem por microscópio de corrente de tunelamento (*scanning tunneling microscope* - STM). A Figura 4-6 b) mostra a estrutura hexagonal característica do grafeno. A evidência da existência de uma monocamada pôde ser confirmada através da comparação dos picos G ( $1580\text{ cm}^{-1}$ ) e 2D ( $2700\text{ cm}^{-1}$ ) obtidos por espectroscopia Raman e mostrada na Figura 4-6 c). A razão entre as intensidades dos picos confirma o crescimento de SLG sobre YIG(111) [156]. A curva  $I - V$  mostrada na Figura 4-6 d) confirma o comportamento ôhmico da camada condutora de grafeno.

#### 4.2 Conversão de corrente de spin em heteroestruturas de YIG/grafeno por IEE

A investigação da magnetorresistência se deu através da medida diferencial da resistência  $dR/dH = [R(H + dH) - R(H)]/R(H)$ , onde  $R(H)$  é a resistência medida no valor de campo  $H$ . O campo magnético foi aplicado no plano da amostra e perpendicular à direção dos contatos elétricos. Sendo o grafeno não magnético e o YIG isolante, qualquer mudança nas propriedades de transporte pelo campo pode ser atribuída ao efeito de proximidade, similarmente ao que ocorre no sistema YIG/Pt [157].

Uma vez que a variação absoluta da resistência  $R$  é pequena, foi necessário utilizar a técnica de detecção *lock-in*. Para isto foi realizada a modulação do campo magnético DC com frequência de 26 kHz, amplitude de 4 Oe e uma corrente DC constante de 3.0 mA foi injetada na amostra YIG/SLG  $3 \times 1.5$  mm. A Figura 4-7 a) mostra a variação da tensão medida pelo *lock-in*, a qual representa a mudança da resistência pelo campo magnético. Os resultados são idênticos para campo crescente e decrescente.

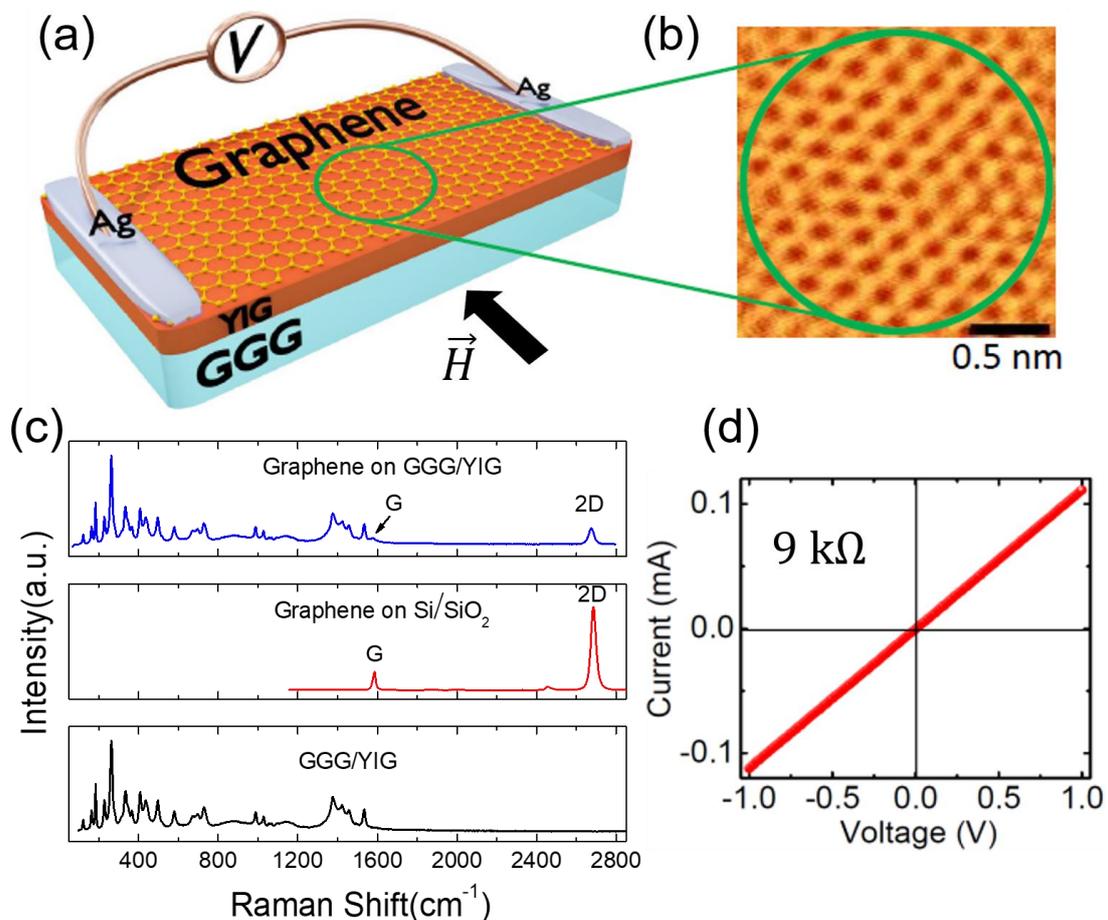


Figura 4-6: a) Ilustração da amostra com contatos elétricos. b) Imagem de STM (scanning tunneling microscope) mostrando a estrutura hexagonal do grafeno. c) Espectroscopia Raman do GGG/YIG (inferior), SiO<sub>2</sub>/grafeno (meio) e GGG/YIG/grafeno (superior). Os picos G e 2D confirmam o sucesso da transferência da SLG para a superfície do YIG. d) Curva I-V mostrando o comportamento ôhmico do grafeno.

## 4 Tensão MCP e conversão Edelstein inverso

Os resultados podem ser explicados utilizando a regra de Kohler para a magnetorresistência,  $[\Delta\rho/\rho \approx (H/\rho)^2]$  [158]. Assim:  $M_R = \Delta R/R \propto (H_G)^2$  onde  $H_G$  é o campo local aplicado no grafeno. Porém, se o efeito da magnetorresistência decorre do efeito de proximidade, o campo sentido pela monocamada de grafeno será proporcional à magnetização do YIG [152], [153], ou seja,  $H_G$  é proporcional à magnetização do YIG ( $M_{YIG}$ ). Devido ao campo de modulação ac, a mudança da resistência, usando a regra de Kohler, pode ser expressa por:

$$M_R \propto (M_{YIG})^2 \approx (M + \delta M)^2 \approx M^2 + 2M\delta M, \quad 4-20$$

$$\delta M_R \propto \left| M \cdot \left( \frac{dM}{dH} \right) \right| \delta H.$$

A Figura 4-7 b) mostra a curva de magnetização do YIG (obtida por VSM) para varreduras de campo crescente e decrescente. A partir dessa curva podemos calcular numericamente a grandeza  $|M \cdot (dM/dH)|$ , cujo resultado está mostrado na Figura 4-7 c). Comparando as figuras 4-3 a) e 4-3 c), observa-se uma excelente concordância. Esta concordância é uma evidência clara da ocorrência de dois efeitos: (i) Os spins dos portadores de carga no grafeno se acoplam (muito provavelmente por *exchange*) com os spins do YIG. Esta suposição é confirmada pela relação  $M_G \propto M_{YIG}$  usada da regra de Kohler para interpretar o resultado; (ii) O grafeno em contato atômico com o YIG adquire uma polarização de spin bidimensional que pode ser entendida como um acoplamento spin órbita de origem extrínseca. Como veremos depois, a conversão spin-carga no grafeno/YIG muito provavelmente ocorre pelo efeito Rashba-Edelstein inverso desencadeado pelo efeito de proximidade.

O estudo da injeção de corrente de spin se dá inicialmente pela análise da absorção de micro-ondas por FMR. Na Figura 4-8 a) temos o espectro de absorção de FMR para o filme simples de YIG, medido num guia de ondas em curto, na frequência  $f = 9.4$  GHz, com modulação de campo em 1.2 kHz e uma potência incidente de micro-ondas de 32 mW. O modo mais intenso corresponde à

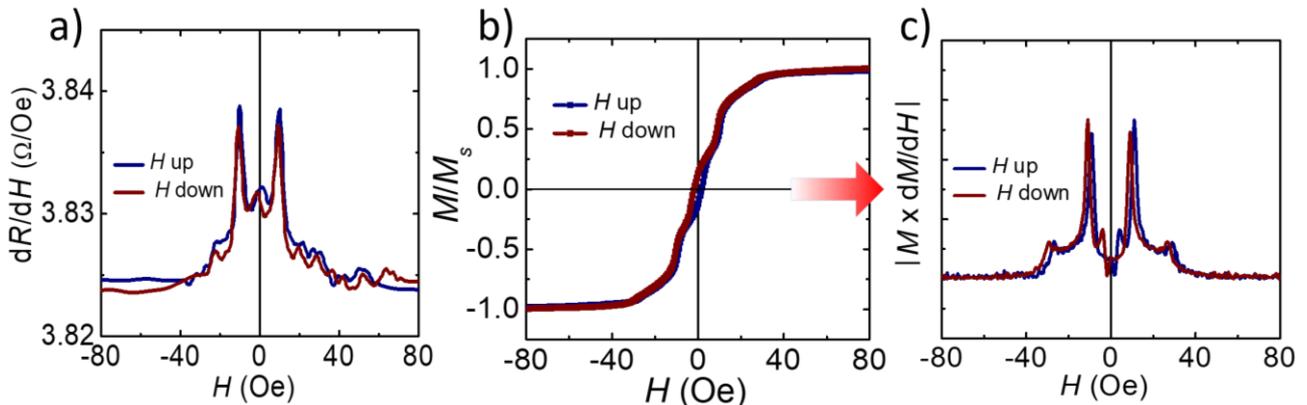


Figura 4-7: a) Medida da derivada da resistência do grafeno sobre o YIG, para campo crescente e decrescente. b) Medida de  $M$  vs  $H$  em função do campo magnético transversal ao eixo maior da amostra. c) Magnetorresistência calculada utilizando a regra de Kohler a partir dos dados de b).

#### 4.2 Conversão de corrente de spin em heteroestruturas de YIG/grafeno por IEE

ressonância do modo uniforme com  $k = 0$ , obedecendo a  $\omega_0 = \gamma H^{1/2}(H + 4\pi M_s)^{1/2}$ , onde  $\gamma = 2\pi \times 2.8 \text{ GHz/kOe}$  para o YIG e magnetização de saturação de  $4\pi M_s \approx 1.76 \text{ kG}$  à temperatura ambiente. A largura de linha de FMR do YIG corresponde a  $\Delta H_{YIG} = 0.31 \text{ Oe}$ . Na Figura 4-8 b) nota-se claramente a excitação dos modos magnetostáticos de ondas de spin.

O contato atômico do grafeno sobre o YIG causa um aumento da largura de linha como mostrado na Figura 4-8 b), resultando em uma largura de linha de  $\Delta H_{YIG/SLG} = 0.54 \text{ Oe}$ . Podemos relacionar o aumento da largura de linha com a condutância mista de spin  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ , dada por:

$$\Delta H_{SP} = \frac{\hbar\omega g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M t_{coh}} \rightarrow g_{eff}^{\uparrow\downarrow} = \frac{4\pi M t_{coh}}{\hbar\omega} (\Delta H_{YIG/SLG} - \Delta H_{YIG}), \quad 4-21$$

onde  $\omega = 2\pi f$  e  $t_{coh}$  é a espessura do YIG a qual efetivamente injeta corrente de spin no grafeno, este valor pode ser tomado como o comprimento de coerência do YIG [116], obtendo, assim, um valor de  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \approx 4 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ , que é próximo à condutância mista de spin de sistemas metálicos usados em estudos de injeção de corrente de spin como YIG/Pt ou YIG/IrMn.

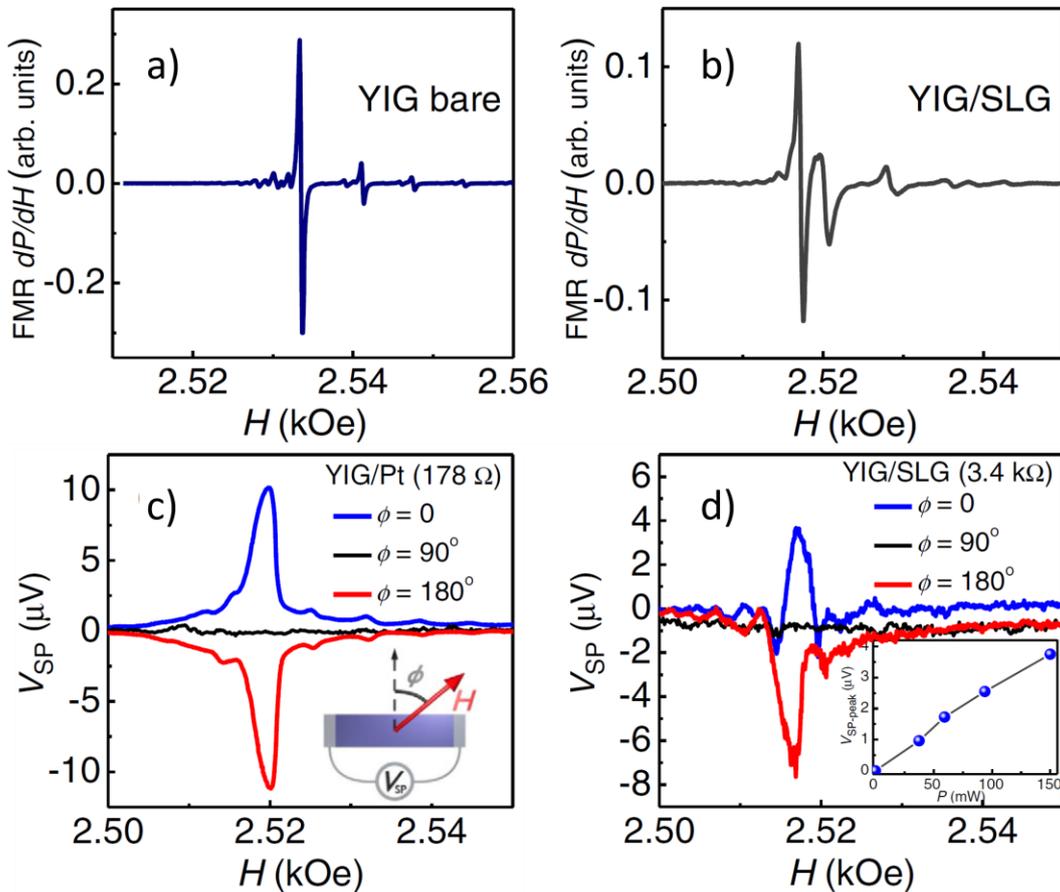


Figura 4-8: a) Varredura em campo do espectro de absorção da amostra de YIG puro. b) A adição de grafeno causa um aumento da largura de linha devido ao efeito de proximidade, similar ao que ocorre em YIG/Pt. c) Medida SP-ISHE em YIG/Pt para comparação com o grafeno. d) Medida da conversão SP-IEE da amostra de YIG/SLG.

#### 4 Tensão MCP e conversão Edelstein inverso

O experimento de conversão de corrente de spin em corrente de carga foi realizado na condição de FMR, onde o *inset* da Figura 4-8 c) mostra o ângulo entre o campo aplicado e a direção de referência perpendicular aos contatos elétricos. Dois fios de cobre (diâmetro de 200  $\mu\text{m}$ ) são colados com tinta de prata nos contatos previamente fabricados. Os fios de cobre são diretamente conectados à entrada de um nanovoltímetro para a medida direta da tensão  $V_{SP}(H)$  gerada pelo processo de *spin pumping*. Durante a medida de tensão o campo de modulação ac é desligado para evitar tensão por indução de Faraday. Ao variar o ângulo  $\phi$  entre a direção dos contatos e o campo magnético é possível caracterizar a tensão originada pelo bombeamento de spin, que possui uma dependência do tipo  $V_{SP} \propto \cos \phi$ .

Na Figura 4-8 c) temos a tensão  $V_{SP}(H)$  da amostra de YIG/Pt(4 nm), onde o processo de conversão neste caso é o efeito spin Hall inverso. Como visto no capítulo 4, no processo de conversão por ISHE na Pt, uma corrente de spin 3D é convertida em uma corrente transversal de cargas 3D. Porém, como o grafeno é constituído de uma única camada de espessura atômica, esta interpretação se torna errônea. Dessa forma a interpretação mais correta é que a conversão no grafeno é feita através do efeito Edelstein inverso [60], [159]. Uma tentativa para interpretar a origem da tensão medida em YIG/SLG como sendo devido ao efeito spin Hall inverso seria aplicar a equação  $V_{SP} = (R_N f e \theta_{SH} w p_{xy} g_{eff}^{\uparrow\downarrow} t_N / 8) (h_{cav} / \Delta H)^2$ , onde  $R_N$ ,  $t_N$  e  $w$  são respectivamente a resistência, a espessura e a largura da camada de NM;  $p_{xy}$  é um fator que expressa a elipticidade e a variação espacial da magnetização de rf do modo uniforme;  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$  representa a condutância efetiva de spin na interface;  $t_N$  é a espessura efetiva da camada NM;  $h_{cav}$  e  $\Delta H$  representam o campo de micro-ondas sobre a amostra e a largura de linha de FMR. A equação anterior, que é válida no limite  $t_N / 2\lambda_N \ll 1$ , não depende do comprimento de difusão de spin  $\lambda_N$ , como esperado para uma camada, porém é atribuída uma espessura efetiva  $t_N$  para a SLG. Usando  $R_N = 3,4 \text{ k}\Omega$ ,  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \approx 4 \times 10^{17} \text{ m}^{-2}$ ,  $\theta_{SH} = 0,2$ ,  $p_{1,1} = 0,31$ ,  $f = 9,4 \text{ GHz}$ ,  $h = 48 \text{ mOe}$ , etc. Para  $V_{SP} = 5 \mu\text{V}$  obtemos  $t_N = 2 \times 10^{-11} \text{ m}$ . Teoricamente a espessura de uma SLG é cerca de 0,34 nm, porém devido à adsorção do grafeno na superfície, os valores medidos consistentemente ficam na faixa de 0,8 a 1,2 nm. Como o valor encontrado é muito menor do que os valores acima, concluímos que o mecanismo de conversão de spin em carga no grafeno não deve ser o efeito spin Hall inverso. Passamos a interpretar que a conversão de spin em carga no grafeno acontece devido ao efeito Edelstein inverso.

A corrente de spin gerada pelo YIG é convertida em uma corrente bidimensional de carga seguindo  $j_c = (2e/\hbar)\lambda_{IEE} \cdot J_s$ , onde  $\lambda_{IEE}$  é o parâmetro que mede a eficiência da conversão spin-carga no efeito Edelstein inverso, possuindo dimensão de comprimento. A relação da corrente de

## 4.2 Conversão de corrente de spin em heteroestruturas de YIG/grafeno por IEE

carga bidimensional e a tensão medida na Figura 4-8 d), segue  $V_{SP-IEE} = R_N w j_C$ , onde  $R_N = 3.4 \text{ k}\Omega$  é a resistência, e  $w = 1.5 \text{ mm}$  a largura da camada do grafeno. A expressão completa para a tensão de pico da conversão SP-IEE obedece a:

$$V_{IEE-pico} = \lambda_{IEE} R_N w f g_{eff}^{\uparrow\downarrow} e \left( \frac{h}{\Delta H} \right)^2. \quad 4-22$$

Utilizando o campo magnético de rf,  $h = 4.8 \times 10^{-2} \text{ Oe}$ , correspondente a uma potência de 150 mW na amostra, obtemos um valor de  $\lambda_{IEE} \approx 10^{-3} \text{ nm}$ . Este valor é duas ordens de grandeza menor do que o reportado na interface Ag/Bi [60]. Isto não é uma surpresa uma vez que o Bi possui alto SOC, enquanto no grafeno o acoplamento spin-órbita possui origem extrínseca induzida pelo efeito de proximidade com o YIG.

Complementando os resultados de conversão de IEE no grafeno foi preparada uma nova amostra medindo  $8 \times 3 \text{ mm}$ . Assim como na amostra menor, o sinal de tensão elétrica possui características de injeção de corrente de spin por *spin pumping* e conversão por efeito Edelstein inverso, Figura 4-9 a). O alto valor do pico de tensão em comparação com a amostra menor na Figura 4-8 d) se deve ao fato de a amostra possuir maior resistência e maior largura. Na Figura 4-9 b) mostramos a dependência de curvas  $V_{SP}$  vs  $H$  para diferentes potências de micro-ondas incidente na amostra, demonstrando o comportamento linear de  $V_{SP}$  vs Potência.

A Figura 4-9 c) corresponde à medida de  $V_{SP}$  para a mesma amostra de  $8 \times 3 \text{ mm}$ , realizada em uma linha de fita, como descrito na seção 2.4. A *stripline* possui impedância característica de  $Z_0 = 50 \Omega$ , largura de 0.5 mm, e separada da amostra de YIG/SLG por espaçador de  $60 \mu\text{m}$ , com potência fixada em  $P_i = 100 \text{ mW}$ . Podemos observar duas importantes características: (i) Comportamento linear do máximo valor de tensão pela frequência  $f$  mostrado na equação 4-22. (ii) A queda abrupta da tensão para frequências de micro-ondas abaixo de 3 GHz. Isto é explicado por

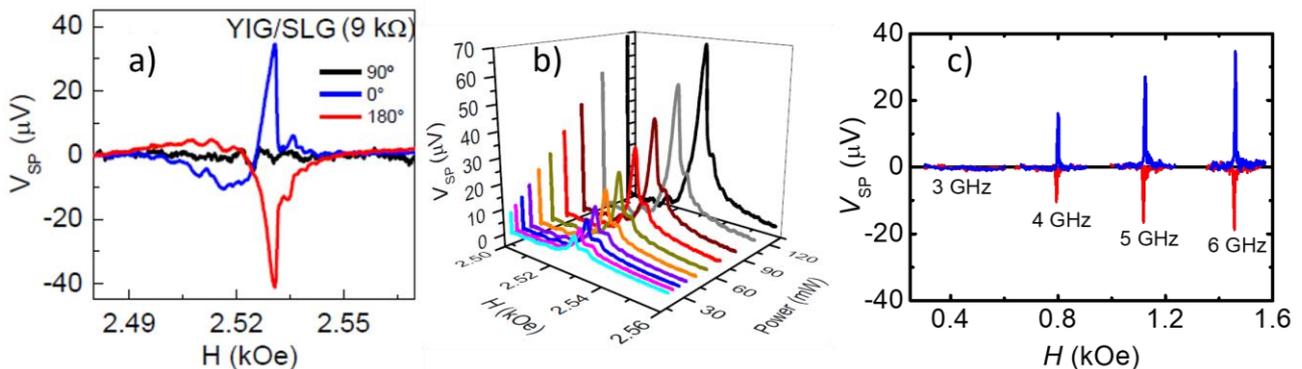


Figura 4-9: a) Tensão SP-IEE do sistema YIG/SLG, com dimensões laterais  $8 \times 3 \text{ mm}$ . b) Construção em 3D da tensão  $V_{SP}$  para diferentes potências de micro-ondas. c) Tensão medida em linha de fita para diferentes frequências, em azul campo positivo e em vermelho campo negativo.

#### 4 Tensão MCP e conversão Edelstein inverso

um fenômeno não-linear que ocorre em baixos níveis de potência e em frequências abaixo de um valor crítico,  $f < f_c$ . Neste fenômeno, o mágnon com  $k = 0$  (excitado na ressonância) decai em um par de mágnons com metade da frequência e vetores de onda opostos. Em filmes de YIG de 6  $\mu\text{m}$  de espessura a frequência crítica abaixo da qual ocorre o processo de 3 mágnons é  $f \approx 3,3$  GHz [160].

De forma geral, foi possível concluir a existência de uma interação spin-órbita de origem extrínseca do grafeno quando em contato atômico com um filme de YIG. A nossa conclusão se baseou nos dois fenômenos observados [159]:

- ✦ A magnetorresistência do grafeno induzida pelo efeito de proximidade em contato atômico com o YIG;
- ✦ A detecção de uma tensão DC ao longo do grafeno devido à injeção de corrente de spin pelo processo de *spin pumping*. Identificamos que o mecanismo mais provável de conversão de corrente de spin em corrente de carga no grafeno ocorre pelo efeito Edelstein inverso

---

### 4.3 Conversão por efeito Edelstein no isolante topológico $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3$ .

Um conjunto de materiais que desperta bastante interesse da comunidade científica atual são os chamados isolantes topológicos (*Topological Insulators* - TIs). Esta classe de materiais possui como uma de suas maiores características, o fato de serem isolantes em *bulk*, porém condutores em sua superfície. Isto se deve aos seus estados de superfície serem topologicamente protegidos, despertando interesse de pesquisa em diversas áreas como: spintrônica, computação quântica, monopolos magnéticos e sistemas de elétrons altamente correlacionados [161]–[164]. Estes estados de superfície são caracterizados por exibirem um cone de Dirac, de *gap* zero, e exibem um travamento entre a direção do spin e a direção do momento linear do elétron, de modo que o spin do elétron está sempre perpendicular à direção do movimento de carga, como ilustrado na Figura 4-10 a) [164], [165]. TIs exibem outro fator interessante para o estudo em spintrônica. Estes materiais possuem um alto acoplamento spin-órbita, assim como alta capacidade de torque de spin e, como já vimos, são pontos cruciais para a conversão eficiente de corrente de spin em corrente de carga [166]–[168].

### 4.3 Conversão por efeito Edelstein no isolante topológico $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3$ .

Para o estudo da conversão de corrente de spin em corrente de carga em isolantes topológicos foram utilizadas duas amostras, cujas estruturas são: i) Sapphire/ $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3$ /Py(12 nm), ilustrada na Figura 4-10 b) e ii) Sapphire/ $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3$ /NiO(5 nm)/Py(12 nm), ilustrada na Figura 4-14 a). Neste caso, o ferromagnético Py é utilizado como injetor de corrente de spin. Foram realizadas, portanto medidas de injeção de corrente de spin pelo efeito de *spin pumping* e efeito spin Seebeck.

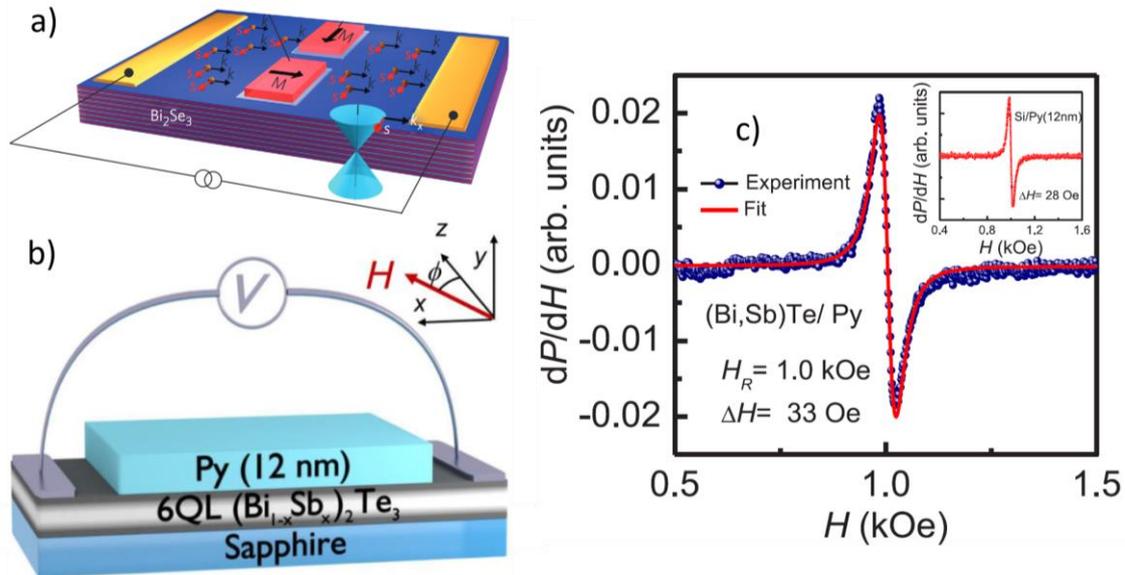


Figura 4-10: a) Mecanismo de spin-momentum locking. Os elétrons se movem com orientação de spin bem definida, adaptado de [166]. b) Ilustração da bicamada 6-QL  $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3/\text{Py}(12\text{ nm})$ , coordenadas utilizadas nesta sessão, considerando  $\phi$  como o ângulo entre a direção dos contatos e o campo magnético  $H$ . c) Derivada da absorção FMR pelo campo magnético  $H$ , medida para 9.4 GHz e potência de micro-ondas de 24 mW, o inset mostra o espectro de absorção FMR para o filme de Py(12 nm) sobre Si.

As amostras de TI foram crescidas no Laboratório do Prof. J. Moodera, do Instituto de Tecnologia de Massachusetts (MIT), Estados Unidos, seguindo os procedimentos descritos em [169]. As seis quintuplas camadas (6QL) de  $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3$  foram crescidas utilizando-se um sistema caseiro de epitaxia de feixe molecular (MBE), sobre substratos de safira(0001) com espessura 0.5 mm. Os substratos são previamente aquecidos a 800 °C antes da deposição. Durante o crescimento a temperatura do substrato se mantém próxima a 230 °C. Com o intuito de evitar contaminação, uma camada de 3 nm de Te é depositada à temperatura ambiente antes de retirar as amostras da câmara de MBE. O crescimento das demais camadas seguiu os passos e as configurações descritos na seção 2.2. Para obtenção do contato atômico entre o filme de Py e o TI, a camada de Te é removida através do aquecimento do substrato a uma temperatura de aproximadamente 120° dentro da câmara de *sputtering* enquanto a deposição de Py ocorre à temperatura ambiente. Na segunda estrutura, foi fabricado um filme de NiO depositado a 160 °C para isolar eletricamente o filme de Py da superfície do TI. O NiO não deixa fluir a corrente elétrica, mas conduz corrente de spin. Este procedimento é fundamental para evitar a contaminação do sinal gerado pela conversão de spin em carga pelo efeito

## 4 Tensão MCP e conversão Edelstein inverso

ANE(*Anomalous Nerst Effect*). A espessura do NiO deve ser fina e uniforme para evitar *pinholes* que dificultariam o isolamento elétrico entre as camadas de Py e TI. A escolha da concentração de Bi em 0.22 se deve ao fato de que neste caso o nível de Fermi se encontra próximo ao cone de Dirac [170]–[172].

As medidas de FMR e *spin pumping* foram realizadas com parâmetros similares aos descritos na seção anterior, as dimensões laterais da amostra corresponde a  $3 \times 1.5$  mm. A Figura 4-10 c) mostra a absorção de micro-ondas por FMR da estrutura  $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3/\text{Py}(12 \text{ nm})$  para uma potência incidente de 24 mW e largura de linha de  $\Delta H = 33.0$  Oe. O *inset* mostra o espectro de FMR para o filme simples de Py(12 nm) sobre Si, correspondendo a  $\Delta H_{\text{Py}} = 28.0$  Oe. Isto demonstra que a camada de isolante topológico produz um termo adicional de amortecimento magnético, similar ao ocorrido em bicamadas Py/Pt [34], [173].

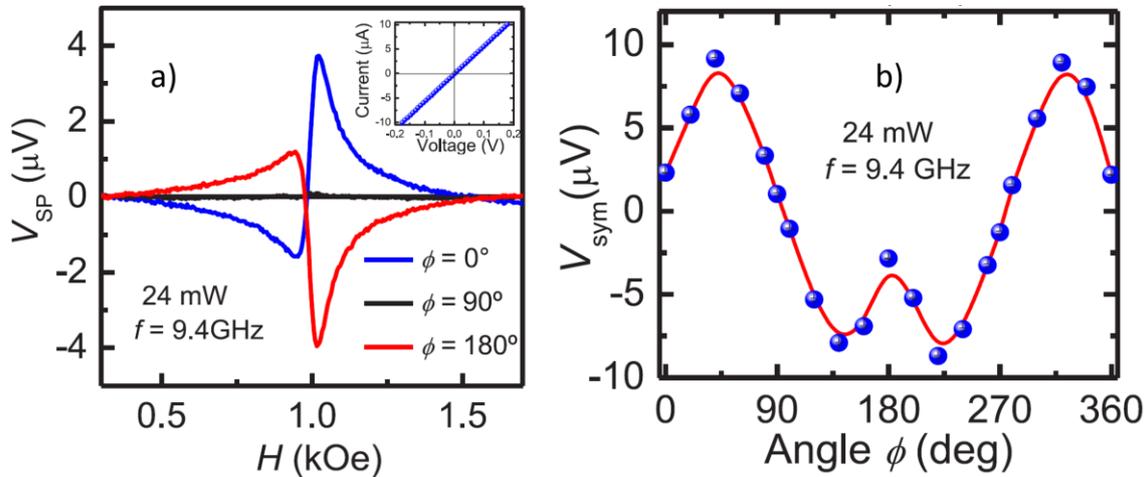


Figura 4-11: a) Tensão elétrica medida nas laterais da amostra para três diferentes ângulos  $\phi$  sob mesma potência de micro-ondas, o inset da figura mostra a curva I-V para a estrutura  $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3/\text{Py}(12 \text{ nm})$  demonstrando a formação de um contato ôhmico entre os pads de prata e o isolante topológico. d) Dependência angular dos valores máximos da componente simétrica da tensão de SPE.

A tensão elétrica medida na condição de ressonância ferromagnética é mostrada na Figura 4-11 a) para três valores de ângulos  $\phi$ . Para cada curva  $V(H, \phi)$ , pode-se ajustar uma curva descrita por 4-1, separando então as componente simétricas e antissimétricas da curva de tensão. A Figura 4-11 b) mostra o comportamento angular da componente simétrica da tensão. Escrevendo  $V_Q^{peak}$  como o valor máximo da componente simétrica da tensão com dependência angular dada por  $V(H, \phi) = V_Q^{peak} L(H - H_R) \cos \phi + [V_{CL}^{sym} L(H - H_R) + V_{CL}^{asym} D(H - H_R)] \sin 2\phi \sin \phi$ . Obtemos da Figura 4-11 b),  $V_Q^{peak} = 2.3 \mu\text{V}$ . Como visto nos resultados do filme simples de Py,  $V_{SPE}$  e  $V_{MCP}$  possuem dependência angular proporcional a  $\propto \cos \phi$ . Portanto parte desta tensão corresponde ao

### 4.3 Conversão por efeito Edelstein no isolante topológico $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3$ .

sinal de MCP. Para separar as contribuições, foi preparado um filme simples de Py(12 nm) com mesmas dimensões. A tensão elétrica medida para a mesma potência correspondeu à  $V_{MCP} = 0.4 \mu\text{V}$ .

Figura 4-12 mostra o comportamento de a)  $V(H) = V_{sym}(H) + V_{anti}(H)$ , b)  $V_{sym}(H)$  e c)  $V_{anti}(H)$  para diferentes potências incidentes sobre a amostra. O comportamento linear esperado da componente simétrica de  $V(H)$  é confirmado na Figura 4-12 d).

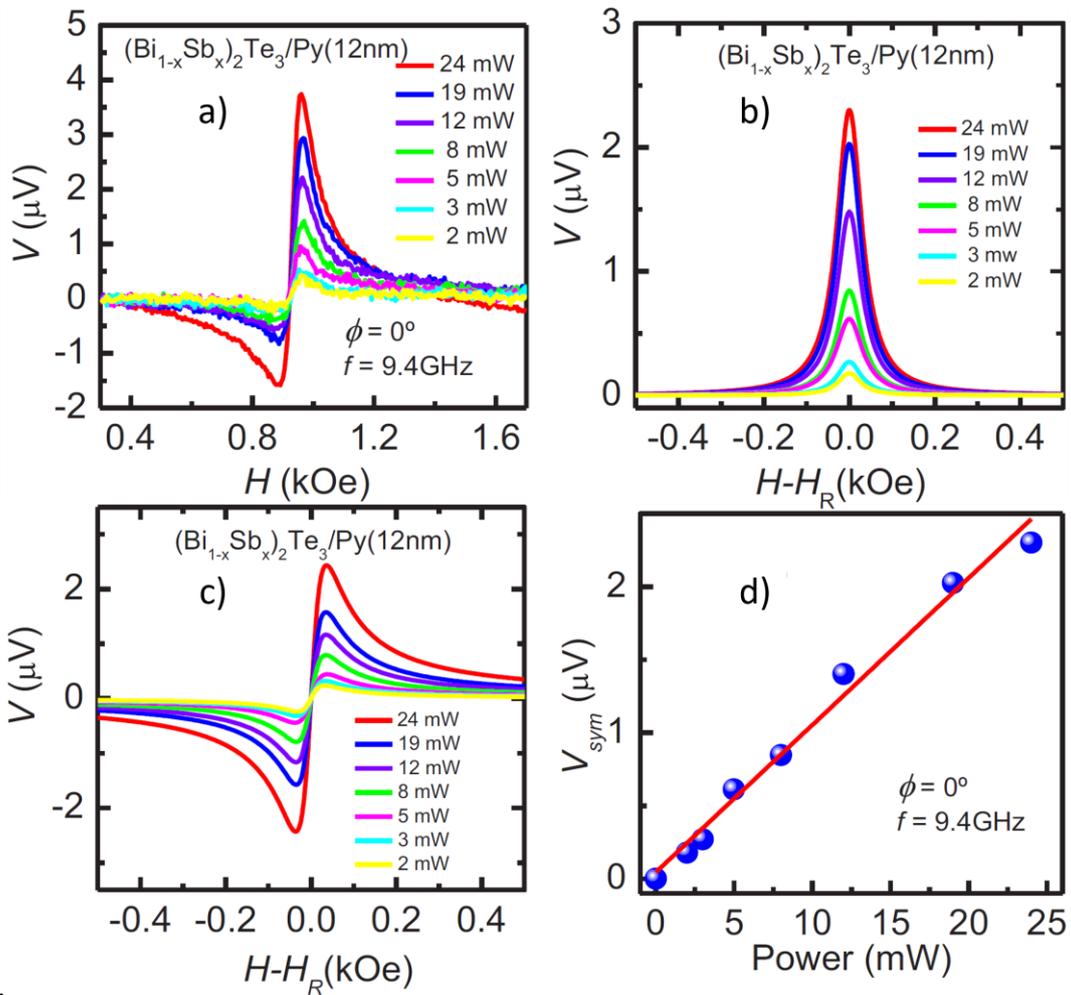


Figura 4-12: a) Curvas de  $V_{SPE}$  vs  $H$  para diferentes potências incidentes na amostra, para  $\phi = 0^\circ$ . b) e c) representam a variação das componentes simétrica e antissimétrica da tensão DC detectada. d) Dependência linear do pico de tensão pela potência incidente.

Como se pôde observar, a maior parte da tensão elétrica medida decorre da conversão de corrente de spin em corrente de carga no isolante topológico [169]. Esta conversão não pode ser explicada através do efeito spin Hall inverso, uma vez que a condição de condução elétrica superficial do  $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3$  impossibilita a injeção de uma corrente elétrica 3D dentro do isolante topológico. Portanto, a conversão neste caso é similar ao caso do YIG/grafeno, ou seja, a tensão elétrica medida se dá pela injeção de corrente de spin por SPE e conversão por efeito Rashba-Edelstein inverso [60],

## 4 Tensão MCP e conversão Edelstein inverso

[159], [167], [174]–[178]. No máximo de absorção ferromagnética, o Py acumula na interface  $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3/\text{Py}$  uma corrente de spin proporcional a  $J_S$  escrita por:

$$J_S = \frac{\hbar\omega p}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \left(\frac{h}{\Delta H}\right)^2 L(H - H_R), \quad 4-23$$

O *spin-momentum locking*, devido à interação orbital tipo Rashba do gás de elétrons, faz com que a corrente de spin 3D se converta em uma corrente de carga 2D, com densidade escrita por  $j_C = \left(\frac{2e}{\hbar}\right) \lambda_{IEE} J_S$ . Onde  $\lambda_{IEE}$  corresponde ao coeficiente de efeito Edelstein com dimensão de comprimento. A tensão elétrica medida pode ser escrita por  $V_{IEE} = R_S w j_C$ , onde  $w$  é a largura da amostra e  $R_S$  a resistência *shunt* da amostra.

No intuito de obter o  $\lambda_{IEE}$ , a partir dos dados experimentais devemos calcular a relação entre  $j_C$  e  $J_S$ . A largura de linha aumentou em 5 Oe, isto significa que, utilizando a relação entre aumento da largura de linha e  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ , equação 4-21, com  $4\pi M_0 = 11$  kG,  $t_{Py} = 12$  nm, e  $\omega/2\pi = 9.4$  GHz, obtemos  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow} = 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ , valor este similar ao da bicamada Py/Pt. Para uma potência de 24 mW o campo de micro-ondas corresponde a  $h = 0.3$  Oe. Substituindo esses valores em 4-23, calculamos  $J_S = 2.3 \times 10^5 \text{ A/m}^2$ . A corrente de carga corresponde a  $J_C = \frac{V_{IEE}^{peak}}{(wR_S)}$ , onde  $V_{IEE}^{peak} = 1.9 \text{ } \mu\text{V}$ ,  $R_S = 71 \text{ } \Omega$  e  $w = 1.5 \text{ mm}$ , isto resulta em  $J_C = 1.7 \times 10^{-5} \text{ A/m}$ . Portanto temos  $\lambda_{IEE} = 0.075 \text{ nm}$ . Vale apenas ressaltar que, para estes tipos de materiais, a magnitude de  $\lambda_{IEE}$  é muito dependente da preparação da amostra e das suas propriedades de interface [176], [178].

Além das medidas realizadas em cavidade ressonante, a geração de tensão por SPE-IEE foi realizada através da montagem de linha de fita mostrada na Figura 2-10 b). Esta montagem permite a obtenção de  $V_{SPE}$  para diversas frequências de micro-ondas, a potência incidente é similar à potência da cavidade, e corresponde neste caso a 28 mW. Na parte inferior da Figura 4-13 vemos as curvas de tensão  $V_{SPE}(H)$  para diferentes frequências. Na parte superior temos a relação entre frequência de micro-ondas incidentes em função do campo central de absorção de FMR. O *inset* da Figura 4-13 mostra o valor de  $V^*(\mu\text{V})$  vs  $f(\text{GHz})$ , onde:

$$V^* = V \left(\frac{\Delta H}{\Delta H_5}\right)^2, \quad 4-24$$

que corresponde à tensão elétrica normalizada pela razão das larguras de linha  $\Delta H$  em relação à largura de linha para 5 GHz  $\Delta H_5$ . O comportamento linear em função da frequência demonstra que a origem da corrente elétrica é diretamente relacionada com a corrente de spin  $J_S$ , equação 4-23.

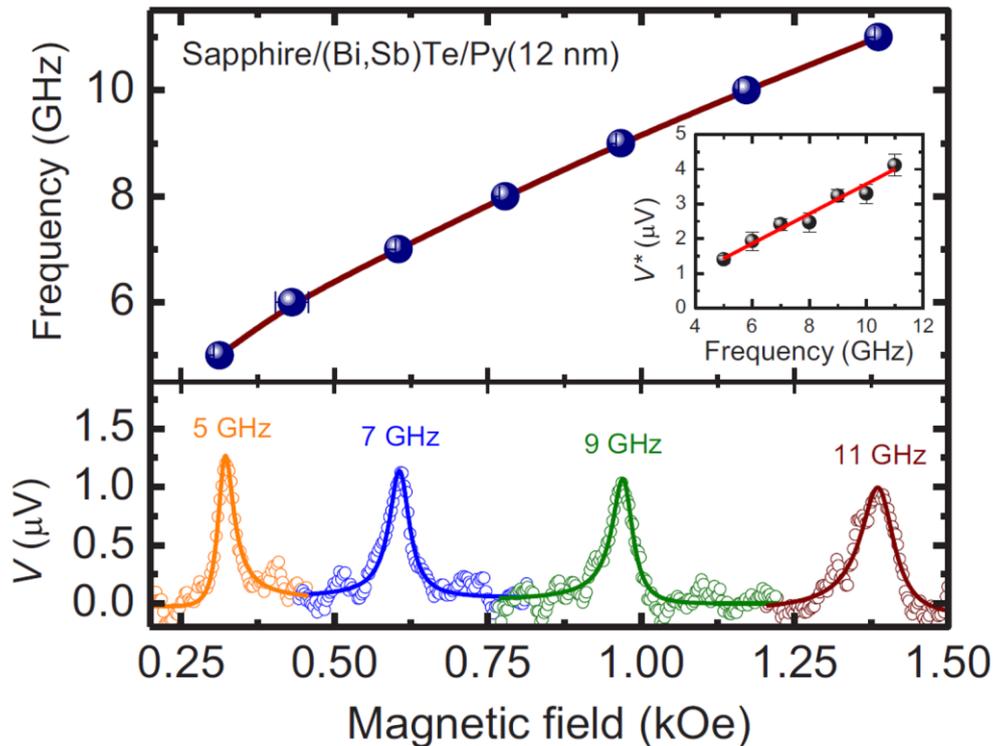
4.3 Conversão por efeito Edelstein no isolante topológico  $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3$ .

Figura 4-13: A parte inferior mostra medidas de  $V_{SPE}$  por excitação em linha de fita, para diferentes valores de frequências de micro-ondas, com potência incidente de 28 mW. Na parte superior, vemos a curva de Kittel ajustada para o gráfico da frequência de micro-ondas vs  $H_R$ , o inset mostra a dependência do máximo valor de tensão normalizada pela largura de linha, demonstrando seu comportamento linear.

Além da injeção de spin por *spin pumping*, foram realizadas medidas de efeito spin Seebeck. Na 4-14 a) temos a ilustração do *setup* utilizado para as medidas. Aplicando corrente elétrica no módulo Peltier podemos aquecer ou resfriar a estrutura em contato direto com o Py. Como a base é o substrato de safira que está à temperatura ambiente, cria-se assim um gradiente de temperatura através da estrutura. Este gradiente gera uma corrente pura de spin pelo efeito spin Seebeck descrito em 3-25. Sendo o Py um ferromagnético condutor, o efeito Nernst anômalo cria uma tensão elétrica ao longo da camada ferromagnética perpendicular ao gradiente de temperatura. Este efeito pode mascarar as tensões devido ao processo SSE-IEE. Para separar os efeitos foi depositado 5 nm de NiO, (óxido de níquel) que é conhecido por ser um isolante elétrico com capacidade de conduzir corrente de spin [13], [179]–[182]. Portanto, ele impede que a tensão ANE seja medida no filme de  $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3$ , permitindo que a corrente de spin alcance o TI e seja convertida por IEE.

Figura 4-14 b) mostra as tensões medidas nos eletrodos do filme de TI para diferentes valores de gradiente de temperatura. Todas exibem a assinatura característica da tensão por SSE, que se assemelha à curva de magnetização, possuindo valor máximo proporcional ao gradiente aplicado. A Figura 4-14 c) mostra os valores  $V_{SSE}$  máximos para  $H = \pm 0.4$  kOe. A barra de erro apresentada refere-se às flutuações da tensão em torno do valor atribuído. O comportamento linear de  $V_{SSE}$  vs  $\Delta T$ , confirma a concordância do resultado experimentais com a equação 3-25.

## 4 Tensão MCP e conversão Edelstein inverso

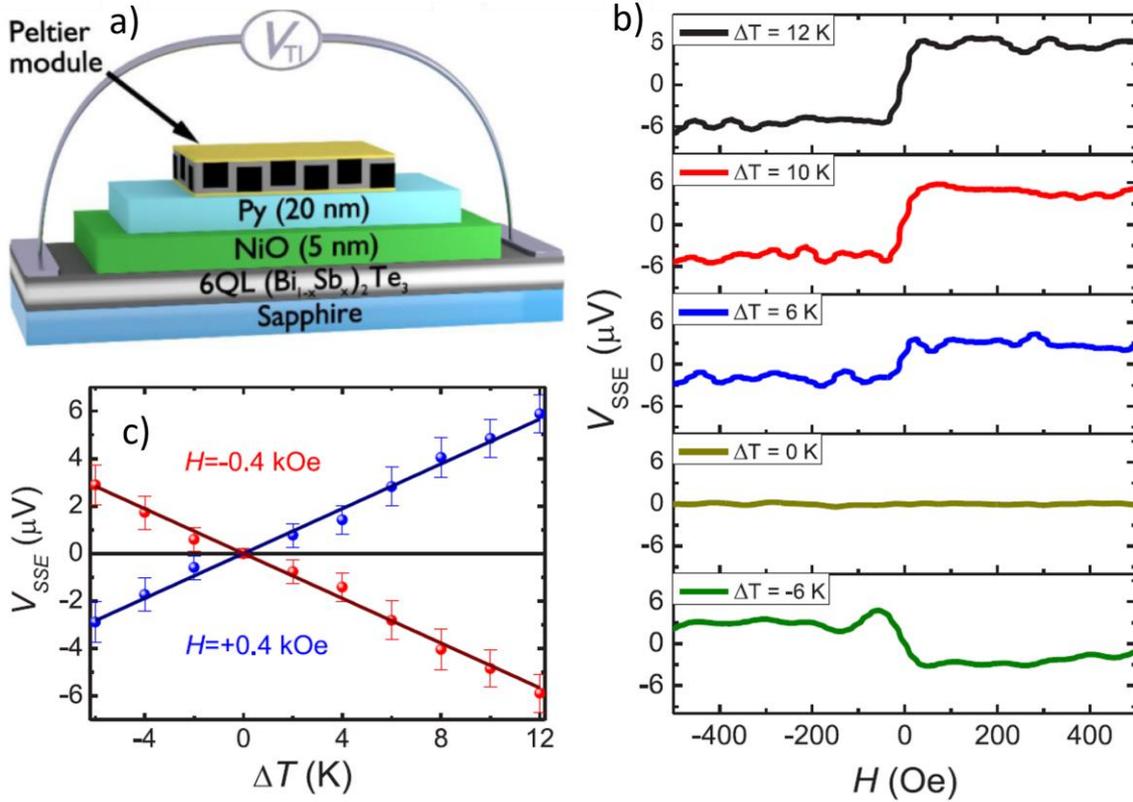


Figura 4-14: a) Ilustração da estrutura utilizada para as medidas de injeção de corrente de spin por efeito Seebeck. b) Curvas características de SSE para diferentes gradientes de temperatura. c) Dependência de  $V_{SSE}$  pelo gradiente de temperatura, seu comportamento linear é assinatura dos processos SSE-IEE, tensões medidas para  $H = 4$  kOe.

Assim como mostrado acima, o parâmetro  $\lambda_{IEE}$  pode ser obtido através dos dados de spin Seebeck, através da razão entre as correntes de spin e de carga. Podemos estimar a corrente de spin gerada no isolante topológico comparando com os dados da amostra Si/Py(20 nm)/NiO(5 nm)/Pt(6 nm), a qual para  $\Delta T = 12$  K produz uma corrente de carga na platina de  $J_C = 1.6 \times 10^3$  A/m<sup>2</sup> [179]. Considerando o ângulo spin Hall da platina  $\theta_{Pt} = 0.05$ , isto resulta em uma corrente de spin de  $J_S = 3.2 \times 10^4$  A/m<sup>2</sup>. O gradiente de temperatura do Py pode ser encontrado através das condutividades térmicas do Si ( $K_{Si}$ ) e do Py ( $K_{Py}$ ) por:  $\nabla T = \left(\frac{K_{Si}}{K_{Py}}\right) \left(\frac{\Delta T}{t_s}\right)$ , onde  $t_s = 0.4$  mm corresponde à espessura do substrato. No caso da amostra comparativa tem-se  $\nabla T_{Py} \approx 957$  K/cm. Para a amostra de TI temos  $\nabla T = \left(\frac{K_{Al_2O_3}}{K_{Py}}\right) \left(\frac{\Delta T}{t_s}\right)$ , que resulta em  $\nabla T_{Py} \approx 217$  K/cm para o caso do isolante topológico. A corrente de spin é proporcional ao gradiente de temperatura, equação 3-25, portanto, é possível estimar a corrente de spin no isolante topológico em  $J_S = 7.2 \times 10^3$  A/m<sup>2</sup>. A corrente de carga superficial é obtida utilizando  $V_{SSE} = 5.9$   $\mu$ V, e resistência  $R = 1.08 \times 10^4$   $\Omega$ , desta forma,  $J_C = 5.46 \times 10^{-7}$  A/m. Portanto para o efeito spin Seebeck temos  $\lambda_{IEE} = 0.076$  nm, este valor é o mesmo obtido através dos resultados de *spin pumping*, demonstrando bastante coerência entre as duas formas de injeção de corrente de spin [169].

### 4.3 Conversão por efeito Edelstein no isolante topológico $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3$ .

Em resumo foi possível observar a conversão de corrente de carga em corrente de spin no isolante topológico  $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3$  através da injeção de corrente de spin gerada pelo Py. Nos resultados de bombeamento de spin, foi possível subtrair a contribuição devido ao efeito MCP e obter  $\lambda_{IEE}^{SPE} = 0.075$  nm. Nos resultados de injeção por spin Seebeck, foi depositada uma camada de NiO, a qual permite a separação entre os efeitos SSE e ANE e com os dados de spin Seebeck. Foi possível estimar  $\lambda_{IEE}^{SSE} = 0.076$  nm. A conversão através do efeito Edelstein inverso surge através do *spin-momentum coupling* nos estados de superfície do isolante topológico.

## 5 Transporte de spin e conversão spin Hall inverso

Neste capítulo apresentaremos uma série de resultados obtidos nesta tese, os quais possuem em comum o mecanismo de conversão de corrente de spin em corrente de carga através do efeito Hall de spin inverso. Os resultados apresentados enfatizam três grandes pontos: i) observação experimental da conversão ISHE no antiferromagnético metálico IrMn; ii) transporte eficiente de corrente de spin através do polímero condutor PANI, utilizando um filme de Pt como detector de corrente de spin; e iii) aumento da eficiência efetiva de conversão ISHE por nanopartículas de Ag incorporadas aleatoriamente numa matriz de Pt.

### 5.1 Conversão em metais antiferromagnéticos

Em 2014, Chen *et al* [183] demonstraram teoricamente que o material antiferromagnético IrMn<sub>3</sub>, não colinear com magnetização líquida nula à temperatura ambiente, possuía uma alta condutividade Hall anômala. Os cálculos na referência [183] foram feitos para o monocristal IrMn<sub>3</sub> na fase  $\gamma$ . É possível esperar propriedades similares em Ir<sub>20</sub>Mn<sub>80</sub> (IrMn) policristalino, uma vez que este é formado por grãos de IrMn<sub>3</sub> [184], [15]. O IrMn é um material antiferromagnético (AF) à temperatura ambiente, facilmente fabricado por *sputtering* na fase policristalina e que pode ser usado para polarizar (prender) a magnetização de camadas ferromagnéticas adjacentes em estruturas

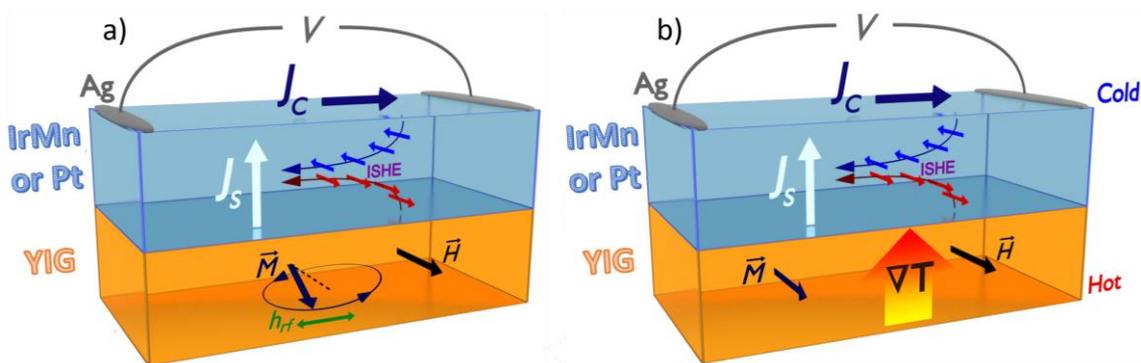


Figura 5-1: Ilustração esquemática dos métodos de spin pumping (a) e spin Seebeck (b) usados para injetar corrente de spin a partir do YIG no IrMn.

## 5.1 Conversão em metais antiferromagnéticos

válvulas de spin. Como o efeito spin Hall (SHE) tem a mesma origem que o efeito Hall anômalo (AHE), é esperado que a liga de IrMn tenha efeitos SHE e ISHE consideráveis. Foi baseado nestas premissas que fabricamos bicamadas de YIG/IrMn e investigamos as suas propriedades magnéticas, principalmente o processo de conversão de corrente de spin em corrente de carga pelos efeitos de *spin pumping* e spin Seebeck.

A Figura 5-1 mostra de forma esquemática as montagens usadas para investigação dos processos de geração e injeção de correntes de spin pelos métodos de *spin pumping* (a) e spin Seebeck (b), bem como a geração de corrente de carga na Pt pelo efeito ISHE. A vantagem de usar o isolante ferrimagnético YIG no experimento de *spin pumping* é que nos livramos de efeitos galvanomagnéticos indesejáveis, como a magnetorresistência anisotrópica, que ocorrem em metais ferromagnéticos.

As Figura 5-2 (a) e (c) mostram as derivadas das curvas de absorção por FMR do YIG(6  $\mu\text{m}$ ) puro, com largura de linha de  $\Delta H_{HWHM} = 0.43$  Oe e da bicamada YIG(6  $\mu\text{m}$ )/IrMn(5 nm), com largura de linha de  $\Delta H_{HWHM} = 0.68$  Oe. A Figura 5-2 (b) mostra a derivada do espectro de absorção

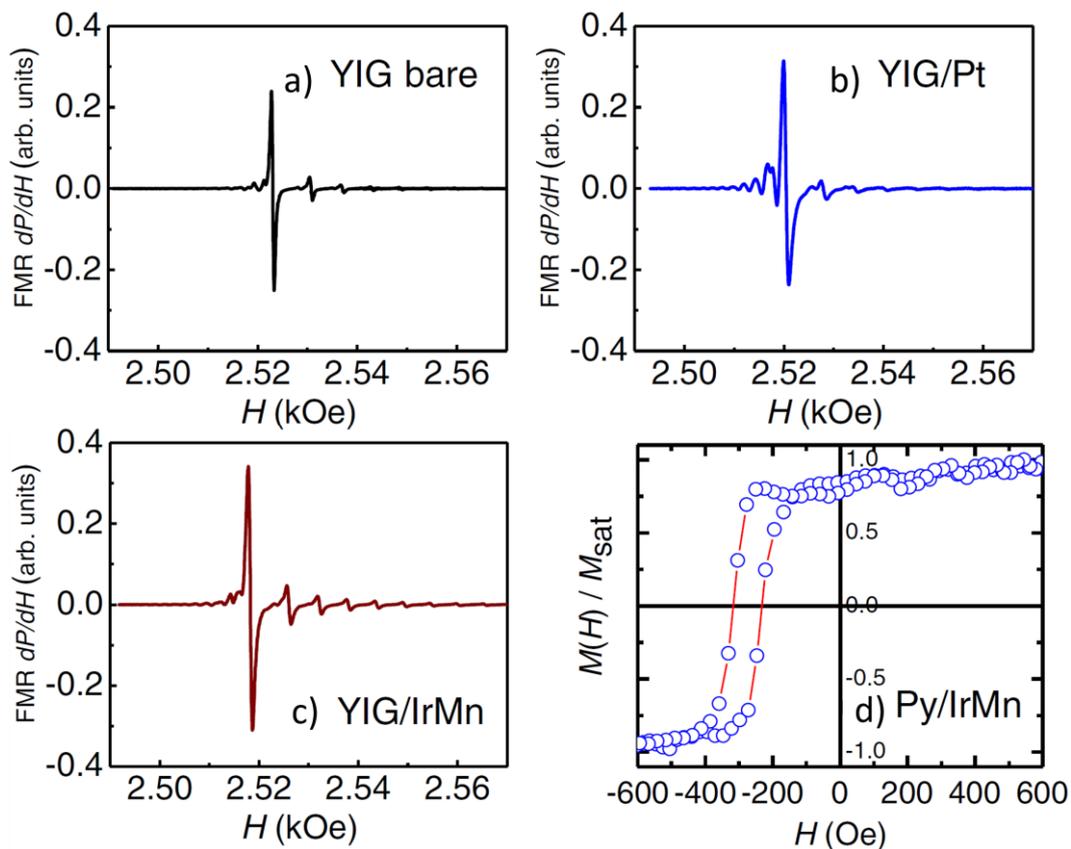


Figura 5-2: Em (a), (b) e (c), estão mostradas as derivadas das curvas de absorção de FMR da camada pura de YIG, das bicamada YIG/Pt e YIG/IrMn, respectivamente, Em (d) temos uma curva de histerese obtida por MOKE, da bicamada IrMn(5nm)/Py(4 nm), mostrando o efeito de exchange bias característico de uma bicamada AF/FM.

## 5 Transporte de spin e conversão spin Hall inverso

de FMR para a bicamada YIG(6  $\mu\text{m}$ )/Pt(4 nm), que possui largura de linha de  $\Delta H_{HWHM} = 1.0$  Oe. Se supusermos que o aumento adicional da largura de linha de FMR ocorre devido unicamente ao mecanismo de *spin pumping*, concluímos que:

$$\frac{g_{eff}^{\uparrow\downarrow}(\text{IrMn})}{g_{eff}^{\uparrow\downarrow}(\text{Pt})} = \frac{0.68 - 0.43}{1 - 0.43} = \frac{0.25}{0.57} \therefore g_{eff}^{\uparrow\downarrow}(\text{Pt}) \cong 2.3 \times g_{eff}^{\uparrow\downarrow}(\text{IrMn}). \quad 5-1$$

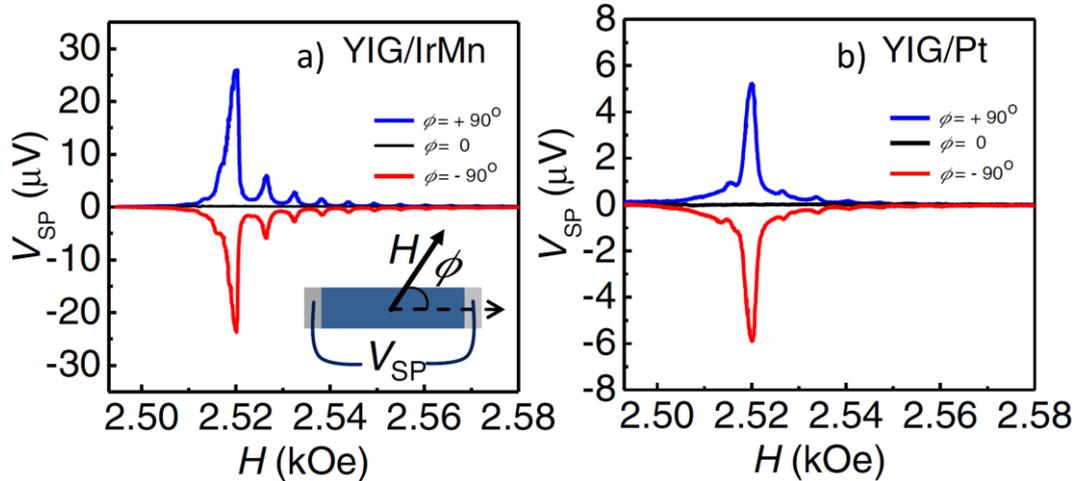


Figura 5-3: Dependência com o campo aplicado das tensões  $V_{SHE}$  para diferentes ângulos  $\phi$ , para as amostras YIG/IrMn em (a) e YIG/Pt em (b). As diferenças de amplitude são em parte explicadas pela alta resistência elétrica do IrMn. Os modos magnetostáticos, excitados pela micro-ondas, também injetam correntes de spin no metal adjacente ao YIG.

A Figura 5-3 mostra curvas de tensão DC geradas por *spin pumping* e medidas diretamente em um nanovoltímetro em função do campo magnético aplicado, nas bicamadas de YIG/IrMn em (a) e YIG/Pt em (b). Dois *pads* de Ag (150  $\mu\text{m}$  x 1.5 mm) são depositados nas extremidades das amostras, cujas dimensões laterais são 1.5 x 3.0 mm<sup>2</sup>. Utilizando tinta de prata são feitos os contatos elétricos dos *pads* com o nanovoltímetro. A excitação da FMR foi feita com a amostra colocada num guia em curto, para uma potência incidente de micro-ondas de 80 mW na frequência de 9.4 GHz. A Figura 5-3 mostra claramente as tensões geradas pelo modo uniforme e pelos modos magnetostáticos. Variando-se o ângulo  $\phi$ , ilustrado no *inset* da Figura 5-3 (a), podemos medir a tensão  $V_{SP}$  para diferentes ângulos e mostrar que  $V_{SP}$  é positivo para  $\phi = 90^\circ$ , é nula para  $\phi = 0^\circ$  e negativo para  $\phi = -90^\circ$ . Estes valores concordam com a relação  $\vec{J}_C \propto \vec{J}_S \times \hat{\sigma}$ , onde  $\hat{\sigma} \parallel \vec{H}$  e  $\vec{J}_S$  aponta perpendicular ao plano da amostra. Como vimos anteriormente, o pico de tensão ISHE medido no campo de ressonância é dado por  $V_{SP} \propto R_N \theta_{SH} g_{eff}^{\uparrow\downarrow} (P/\Delta H^2)$ , onde  $R_N$  é a resistência da camada metálica,  $P = h^2$  é a potência de rf incidente e  $\Delta H$  é a largura de linha de absorção por FMR. As resistências elétricas medidas são  $R_{Pt} = 178 \Omega$  e  $R_{IrMn} = 1250 \Omega$ , que dão condutividades de  $\sigma_{Pt} = 2.42 \times 10^4 (\Omega\text{cm})^{-1}$  e  $\sigma_{IrMn} = 3.6 \times 10^3 (\Omega\text{cm})^{-1}$ . Usando os valores das larguras de linha obtidos por

## 5.1 Conversão em metais antiferromagnéticos

FMR de  $\Delta H_{IrMn} = 0.68\Delta H_{Pt}$ ,  $g_{IrMn}^{\uparrow\downarrow} = 0.43g_{Pt}^{\uparrow\downarrow}$  e  $V_{SP}(IrMn) \approx 5 V_{SP}(Pt)$ , obtemos um ângulo Hall de spin para IrMn de  $\theta_{SH}(IrMn) \approx 0.8\theta_{SH}(Pt)$ .

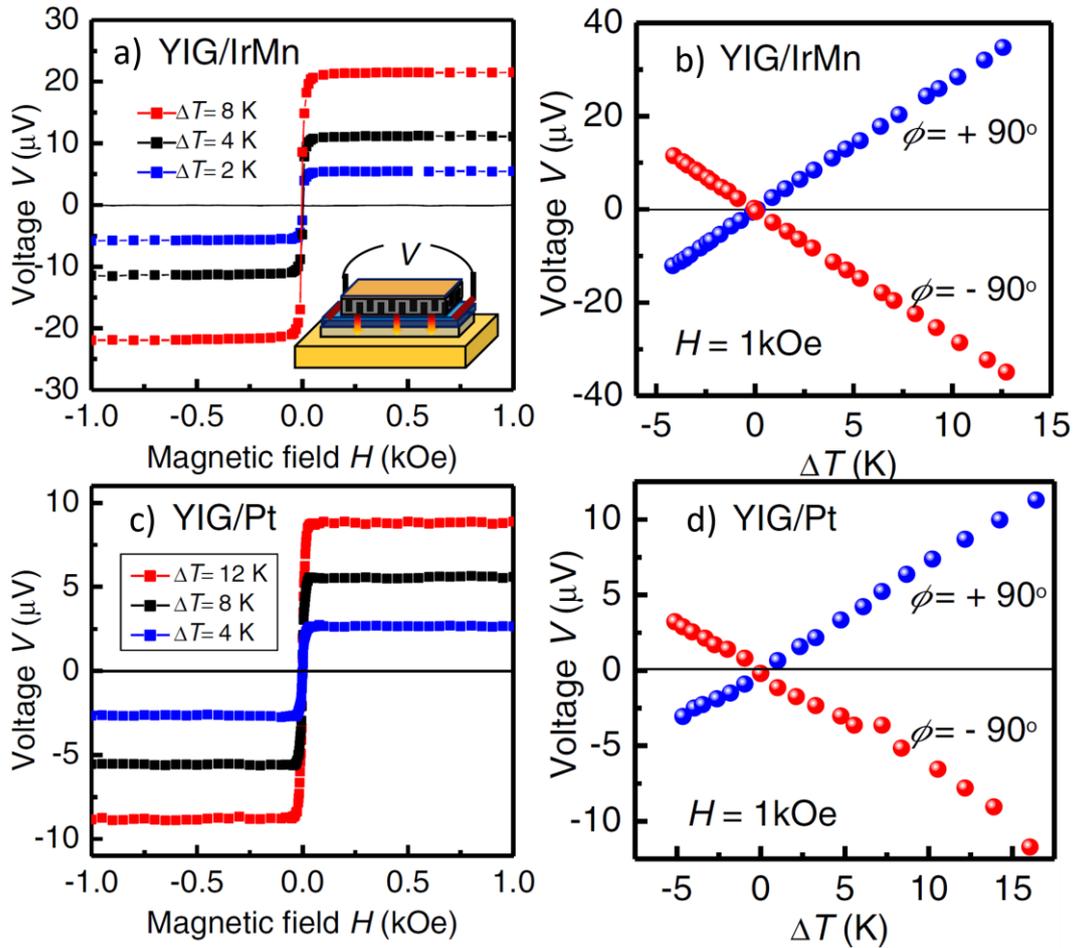


Figura 5-4: Mostram as variações das tensões ISHE criadas pelo efeito Seebeck de spin na geometria longitudinal para diferentes valores de  $\Delta T$  aplicados ( $\Delta T = 4$  K, 8 K e 12 K) para as amostras de YIG/IrMn em (a) e YIG/Pt em (c). As variações de tensão reproduzem ciclos de histerese da magnetização, como esperado. As figuras (b) e (d) mostram as variações das tensões em função de  $\Delta T$  para um campo aplicado de 1.0 kOe ao longo das direções definidas por  $\Delta = 90$  e  $\Delta = -90$ .

A Figura 5-4. mostra medidas de efeito Seebeck de spin obtidas na geometria longitudinal, na qual as bicamadas de YIG/NM (NM = *normal metal*) estão submetidas a um gradiente de temperatura normal ao plano das amostras. Usamos amostras de GGG/YIG/IrMn e GGG/YIG/Pt preparadas nas mesmas condições que as amostras analisadas por *spin pumping*, mas com dimensões laterais ligeiramente diferentes,  $10 \times 2.5$  mm<sup>2</sup>. Isto permite mais área transversal para aplicação da diferença de temperatura. O *inset* da Figura 5-4 (a) mostra uma ilustração da montagem utilizada, onde módulos Peltier comerciais foram usados para aplicar o gradiente térmico vertical. As figuras mostram as variações das tensões ISHE criadas pelo efeito Seebeck de spin na geometria longitudinal para diferentes valores de  $\Delta T$  aplicados ( $\Delta T = 4$  K, 8 K e 12 K) para as amostras de YIG/IrMn em (a) e YIG/Pt em (c). As variações de tensão reproduzem ciclos de histerese da magnetização, como

## 5 Transporte de spin e conversão spin Hall inverso

esperado. As figuras (b) e (d) mostram as variações das tensões em função de  $\Delta T$  para um campo aplicado de 1.0 kOe ao longo das direções definidas por  $\phi = 90$  e  $\phi = -90$ . Ambos os dados mostram a variação linear esperada de  $V_{SSE}$  vs.  $\Delta T$  com a mudança de sinal quando o campo é invertido. Usando o modelo desenvolvido por Rezende et. al, no qual o gradiente térmico cria uma corrente de spin através do volume do filme de YIG que é injetada na interface YIG/NM, essa corrente de spin é transformada em corrente de carga gerando uma tensão na NM dada por  $V_{ISHE} \propto R_N \theta_{SH} g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \Delta T$ . Considerando os valores para estas novas amostras, onde  $R_{IrMn} = 3200 \Omega$  e  $R_{Pt} = 314 \Omega$  e  $V_{IrMn} \approx 4 V_{Pt}$ , obtemos valores para o ângulo Hall de spin para IrMn como  $\theta_{SH}(IrMn) \approx 0.8 \theta_{SH}(Pt)$ . Este é o mesmo valor encontrado pela medida de tensão gerada por *spin pumping* [186].

Considerando que a tensão criada pela conversão da corrente de spin em corrente de carga pelo ISHE é proporcional ao  $\theta_{SH}$  e também à resistência da camada NM, podemos definir uma figura de mérito para um detector de corrente de spin pela razão  $\theta_{SH}/\sigma_{ML}$ , onde  $\sigma_{ML}$  é a condutividade da camada NM. Utilizando este critério, concluímos que o IrMn tem uma figura de mérito que é 6.5 vezes maior do que a figura de mérito da Pt, que é considerado um dos materiais que possui maior efeito spin Hall.

A principal conclusão desta parte do nosso trabalho é que fomos capazes de demonstrar que o antiferromagneto IrMn possui propriedades de conversão de corrente de spin em corrente de carga semelhante à Pt. Este resultado confirma a previsão teórica de que o IrMn possui um alto efeito Hall anômalo. Desta maneira mostramos que os antiferromagnetos são materiais muito interessantes para investigar propriedades spintrônicas.

---

### 5.2 Transporte eficiente de corrente de spin através de polianilina

A procura por materiais que sejam bons condutores de corrente de spin é de interesse atual para aplicações em transporte de spin em distâncias longas sem perda do estado de polarização. Devido a mecanismos de espalhamentos dependentes de spin, à medida que o elétron se propaga o estado de spin não se conserva, ao contrário do que ocorre com a carga. Uma consequência é que a corrente de spin muitas vezes não se propaga por longas distâncias. Uma exceção é o YIG que por ser um ferrimagnético isolante com baixas perdas magnéticas, o seu comprimento de difusão de spin pode

## 5.2 Transporte eficiente de corrente de spin através de polianilina

alcançar até 47  $\mu\text{m}$  [187]. Outros materiais também possuem alto *spin diffusion length*, caso do  $\lambda_{\text{Cu}}^{\text{SD}} = 500 \text{ nm}$  e  $\lambda_{\text{Ag}}^{\text{SD}} = 700 \text{ nm}$  [102], [125].

Nesta seção mostramos mais um resultado obtido nesta tese onde investigamos o transporte de spin através do polímero condutor polianilina (PANI). Mostramos que foi possível obter um comprimento de difusão de spin de  $\lambda_{\text{PANI}}^{\text{SD}} = 590 \pm 40 \text{ nm}$ . Este valor é consideravelmente maior do que a maioria dos metais normais, demonstrando que a PANI pode ser usada como um eficiente condutor de spin [188].

Polímeros condutores são alvo de intensa pesquisa pela sua importância em diversas aplicações tecnológicas, como eletrônica molecular e optoeletrônica, especialmente utilizados em telas de celulares, televisores, computadores, etc. onde se usam OLEDs. Em paralelo, estes materiais têm atraído a atenção de pesquisadores nas áreas de fenômenos de magneto-transporte, abrindo assim a área de spintrônica orgânica [189], [190]. A problemática maior desta área está no fato de o SOC dos polímeros ser intrinsecamente pouco intenso devido ao número atômico do carbono ser considerado pequeno. A primeira observação da conversão de corrente de spin em corrente de carga em orgânicos se deu pelo processo SP-ISHE, usando o YIG como injetor e o polímero PEDOT:PSS como conversor [191]. A validade deste resultado foi questionada recentemente em um artigo publicado por P. Wang et al. [192].

Apesar da PANI ser um dos semicondutores orgânicos mais estudados, suas propriedades de spin não tinham sido investigadas. Nesta tese foi possível então estudar o transporte de spin através

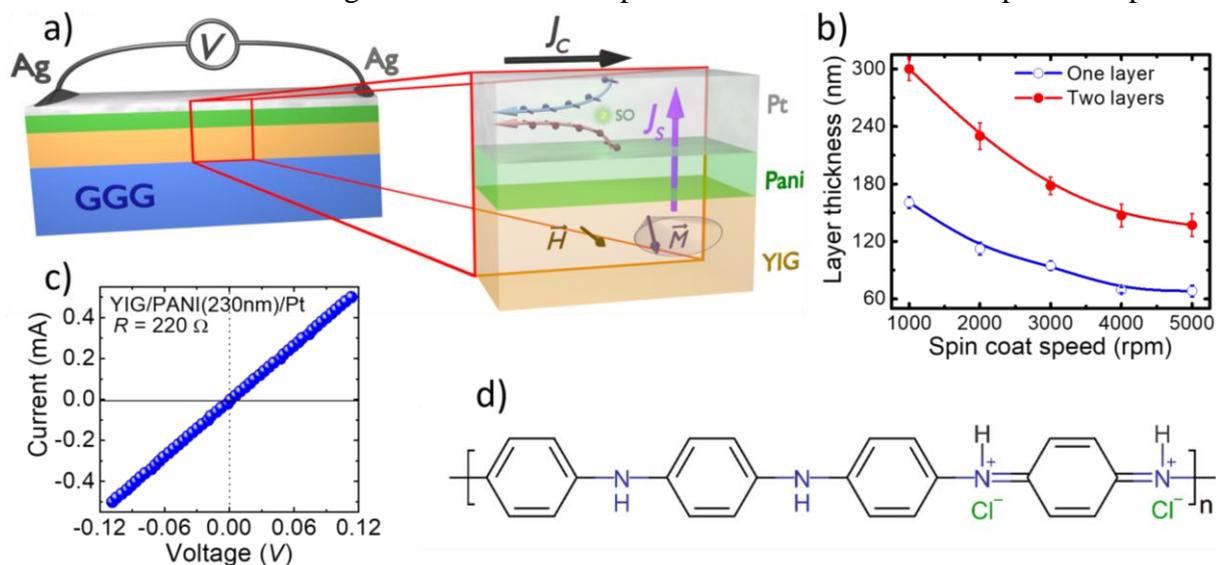


Figura 5-5: a) Ilustração da estrutura YIG/PANI/Pt com os contatos de prata em suas extremidades. b) Curva de calibração da espessura de PANI para uma (azul) e duas (vermelho) camadas. c) Curva I-V demonstrando o comportamento ôhmico dos contatos. d) Estrutura química da polianilina condutora utilizada.

## 5 Transporte de spin e conversão spin Hall inverso

da Pani usando a estrutura YIG/PANI/Pt, mostrada na Figura 5-5 a), que envolve quatro diferentes fenômenos: (i) a geração de uma corrente pura de spin pelo processo de bombeamento de spin na interface YIG/PANI; (ii) transporte da corrente de spin pelo polímero; (iii) injeção através da interface PANI/Pt; (iv) conversão de corrente de spin em corrente de carga na Pt pelo efeito spin Hall inverso.

As amostras são constituídas de retângulos de dimensões laterais  $3 \times 1.5$  mm de um monocristal de GGG/YIG(6  $\mu$ m) com orientação (111). A camada de PANI sobre o YIG possui espessura que varia entre 137 e 300 nm. A síntese da polianilina foi realizada no Departamento de Física da Universidade Federal de Viçosa e seguiu métodos químicos conhecidos e descritos em [193], [194]. A anilina é dissolvida em uma solução aquosa de HCl, com pH 0 à temperatura próxima a 0° C. Em seguida, uma solução de persulfato de amônia [(NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>S<sub>2</sub>O<sub>8</sub>] é adicionada lentamente à solução de anilina. Após algumas horas, um precipitado esverdeado é formado podendo ser coletado e purificado. Para preparar a solução para o uso no *spin coating*, alguns miligramas de PANI são dissolvidos em solução aquosa de ácido fórmico (CH<sub>2</sub>O<sub>2</sub>). A camada de PANI sobre o YIG é preparada pelo método de *spin coating* para diferentes velocidades de rotação (por 60 s), a relação de velocidade de rotação e espessura da PANI é mostrada na Figura 5-5 b). O último passo da preparação da PANI é a imersão em solução aquosa de ácido sulfúrico (H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>) para aumentar sua condutividade. Uma camada final de 10 nm de platina é depositada por *sputtering* sobre a estrutura YIG/PANI como detector de corrente de spin.

As melhores condutividades da PANI crescida pelo método descrito acima, sem a camada de Pt, variam entre 0.93 e 1.43 ( $\Omega \cdot \text{cm}$ )<sup>-1</sup>. Estes valores são característicos de semicondutores dopados [193]. Após a deposição da camada de platina, as resistências medidas na camada de Pt se situam na faixa de 0.22 a 4.2 k $\Omega$ . Sabemos que as resistências típicas deveriam ser em torno de 100  $\Omega$ . Este aumento nos valores das resistências na camada de Pt se deve ao fato de a superfície da PANI ser bastante rugosa, facilitando a formação de uma superfície de platina também muito rugosa. A relação completa das resistências e resistividades das amostras é mostrada na Tabela 5-1.

Tabela 5-1: Resistências e resistividades em função da espessura da PANI, para a as duas camadas de PANI e bicamadas de PANI/Pt(10 nm):

| $t_{PANI}$ (nm) | $R_{PANI}$ (k $\Omega$ ) | $\rho_{PANI}$ ( $\Omega \cdot \text{cm}$ ) | $R_{PANI/Pt}$ (k $\Omega$ ) | $\rho_{PANI/Pt}$ ( $\Omega \cdot \text{cm}$ ) |
|-----------------|--------------------------|--|-----------------------------|---|
| $137 \pm 12$    | $146.0 \pm 0.1$          | $1.0 \pm 0.1$                              | $1.90 \pm 0.02$             | $1.10 \pm 0.01$                               |
| $180 \pm 9$     | $120.0 \pm 0.1$          | $1.08 \pm 0.06$                            | $4.20 \pm 0.04$             | $2.40 \pm 0.02$                               |
| $230 \pm 14$    | $80.00 \pm 0.02$         | $1.06 \pm 0.07$                            | $0.220 \pm 0.005$           | $0.13 \pm 0.01$                               |
| $300 \pm 12$    | $35.00 \pm 0.05$         | $0.70 \pm 0.03$                            | $0.66 \pm 0.01$             | $0.38 \pm 0.04$                               |

## 5.2 Transporte eficiente de corrente de spin através de polianilina

Para as medidas de excitação de FMR e conversão de corrente de spin em corrente de carga, seguiu-se a mesma metodologia usada no sistema YIG/SLG, usando modulação de campo de 1.2 kHz e detecção de absorção de micro-ondas por *lock-in*, com rf de 9.4 GHz e potência de entrada de 80 mW. Nas Figura 5-6 a) à d), temos os espectros de absorção para uma camada simples de YIG, YIG/Pt(10 nm), YIG/PANI(137 nm) e YIG/PANI(137 nm)/Pt(10 nm), respectivamente.

Interessantemente, ocorre um leve aumento da largura de linha de FMR após a camada de PANI sobre o YIG e um novo aumento subsequente após a camada de Pt ser adicionada no sistema YIG/PANI. Os valores das larguras de linha ( $\Delta H_{YIG} = \Delta H_{pp}\sqrt{3}/2 = 0.31 \text{ Oe}$ ) para YIG/Pt, YIG/PANI e YIG/PANI/Pt são 1.0, 0.69 e 0.93 Oe, respectivamente. O *damping* adicional se deve ao fato de o processo de bombeamento de spin estar ocorrendo [20]. A condutância mista de spin efetiva das interfaces  $g_{eff1}^{\uparrow\downarrow} \rightarrow \text{YIG/PANI}$  e  $g_{eff2}^{\uparrow\downarrow} \rightarrow \text{YIG/PANI(137 nm)/Pt}$  pode ser obtida através da equação 4-21, podendo ser comparada com a interface YIG/Pt, obtendo:

$$g_{eff1}^{\uparrow\downarrow} = 0.55g_{YIG/Pt}^{\uparrow\downarrow} \text{ e } g_{eff2}^{\uparrow\downarrow} = 0.90g_{YIG/Pt}^{\uparrow\downarrow}, \quad 5-2$$

o baixo valor de  $g_{eff1}^{\uparrow\downarrow}$  pode indicar uma opacidade da interface YIG/PANI para o transporte de spin. No entanto o alto valor de  $g_{eff2}^{\uparrow\downarrow}$  revela que não é o caso, pois uma grande quantidade de corrente de spin é absorvida pela camada de platina, tendo em vista o aumento da largura de linha, quando a mesma está presente. Portanto, podemos concluir que apenas uma pequena parte da corrente de spin é absorvida na camada de PANI, enquanto sua maior parte é transportada para a camada de platina subjacente.

Esta afirmação é corroborada pelos resultados de tensão por SP-ISHE, mostrado na Figura 5-6 de e) a h). Concluímos que a corrente de spin alcança a camada de platina ocorrendo a conversão e assim a detecção de uma tensão DC nas extremidades da amostra. Todas as medidas foram realizadas com uma potência de 160 mW utilizando um guia de ondas em curto. A Figura 5-6 f) mostra a tensão ISHE obtida para YIG/PANI(112 nm)/Pt(10 nm), onde a camada de PANI está levemente dopada por ácido clorídrico. Em contrapartida, Figura 5-6 g) e h) mostram as tensões medidas para camadas de PANI altamente dopadas, com imersão em ácido sulfúrico por 20 s. A tensão  $V_{ISHE}$  da PANI levemente dopada apresenta-se vezes menor que a PANI com alta dopagem, reforçando a conclusão de que o mecanismo de condutividade elétrica está diretamente ligada com a propriedade de transporte de spin através da PANI [188]. Possivelmente importante também para outros polímeros condutores.

## 5 Transporte de spin e conversão spin Hall inverso

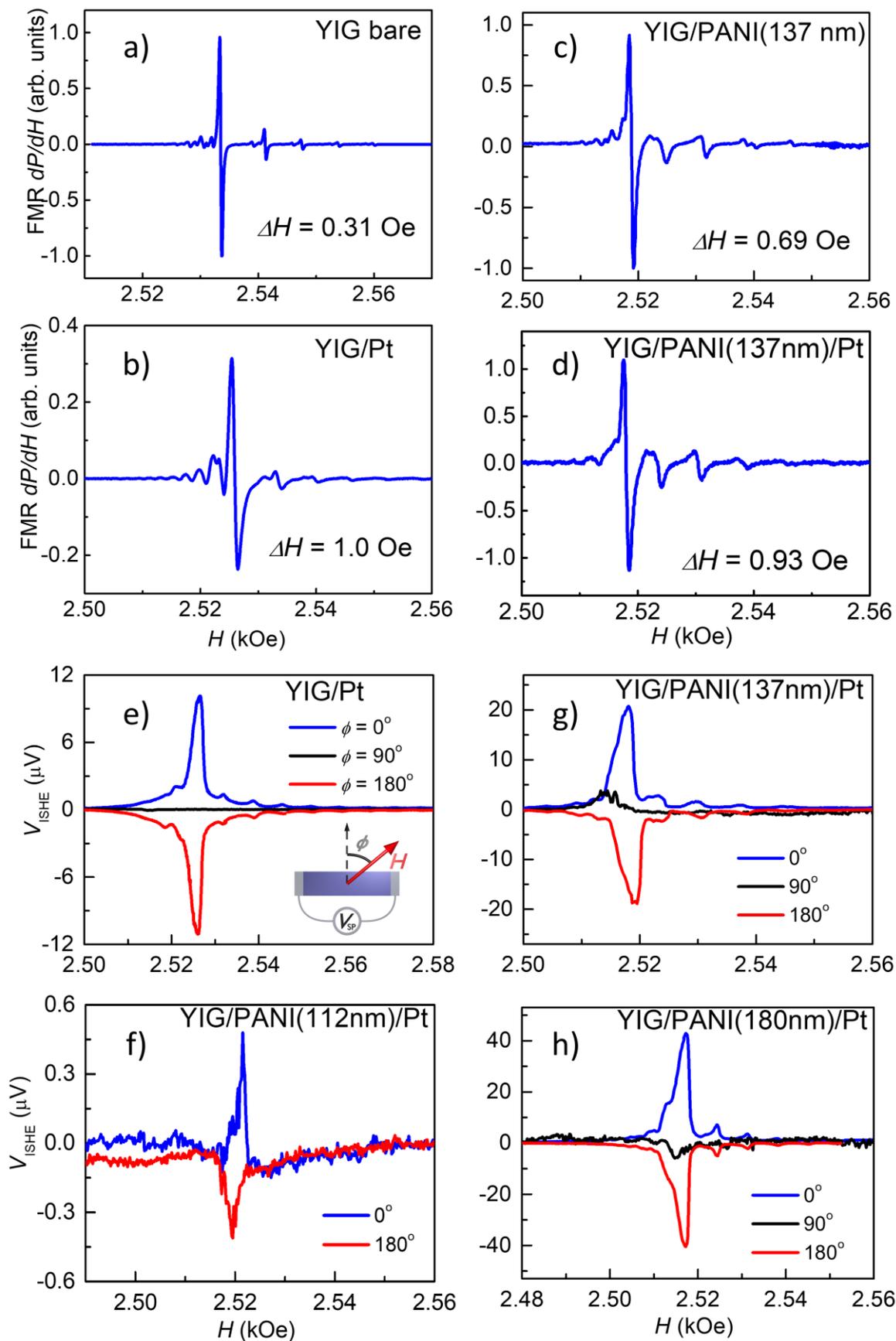


Figura 5-6: Espectros de absorção de micro-ondas por FMR para a) YIG (6  $\mu m$ ), b) YIG/Pt, c) YIG/PANI e d) YIG/PANI/Pt. e) Tensão de SP-ISHE sem a camada de PANI, f) PANI levemente dopada com baixo sinal de tensão comparada com a PANI altamente dopada de espessuras g) 137 nm e f) 180 nm.

## 5.2 Transporte eficiente de corrente de spin através de polianilina

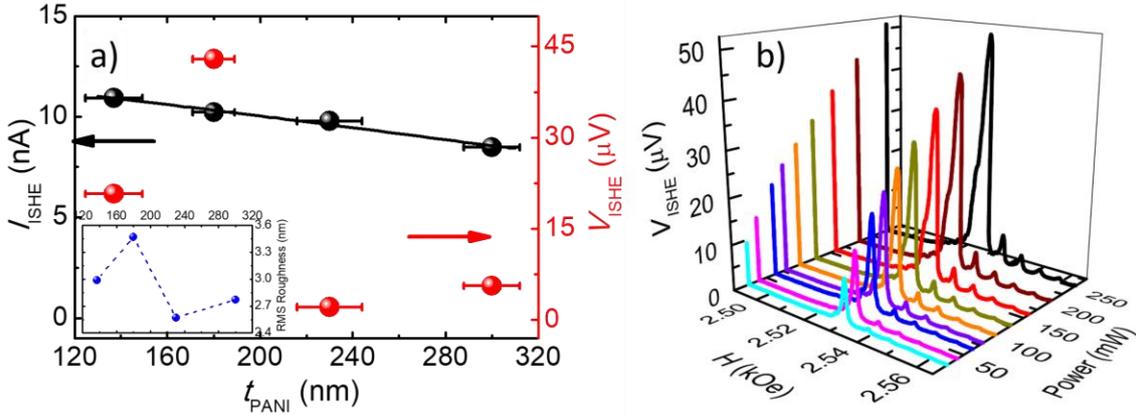


Figura 5-7: a) Tensão (vermelho) e corrente (preto) de spin pumping em função da espessura da polianilina. A curva preta sólida foi obtido usando um modelo de difusão de spin. b) Espectro de  $V_{ISHE}$  vs campo magnético para diferentes valores de potência, para a mostra YIG/PANI(180 nm)/Pt(10 nm).

Figura 5-7 b) mostra a variação de tensão SP-ISHE *versus*  $H$  em função da potência de micro-ondas incidente na amostra. O pico mais intenso corresponde ao modo uniforme de precessão da magnetização, o qual possui dependência linear para ( $P_{rf} < 70$  mW), como reportado em experimentos similares de *spin pumping* [25], [28], [77], [101], [186], [195]–[201]. Em potências maiores ( $P_{rf} > 70$  mW), a dependência foge da dependência linear devido ao fenômeno de saturação prematura (processo Suhl de segunda ordem) da absorção FMR, resultando em um aumento da largura de linha visto em Figura 5-7 b).

### Interpretação teórica da propagação de spin em condutores não metálicos

A Figura 5-8 mostra o sistema de tricamadas utilizado, com o condutor não metálico (*nonmetal conductor* - NMC) sanduichado entre a camada de YIG e a camada de metal normal. Como visto anteriormente, a corrente de carga medida nas bordas da Pt é proporcional à densidade de corrente de carga dada por:  $\vec{J}_C = \theta_{SH}(e/\hbar) \cdot \vec{J}_S(d) \times \hat{\sigma}$ , onde  $\vec{J}_S(d)$  é a densidade de corrente de spin na interface PANI/Pt. Seguindo abordagem similar à referência [13], são levadas em conta a transmissão e reflexão do fluxo de spins nas interfaces YIG/PANI e PANI/Pt. A corrente de spin injetada na PANI pela precessão da magnetização do YIG cria uma acumulação de spin  $\vec{\mu}_S$  no NMC. Este acúmulo de spins se difunde pela camada de PANI chegando à interface PANI/Pt, obedecendo a seguinte equação:

$$\frac{\partial \vec{\mu}_S}{\partial t} = D \nabla^2 \vec{\mu}_S - \frac{\vec{\mu}_S}{\tau_{sf}} \quad 5-3$$

Na equação 5-3,  $D$  é o coeficiente de difusão e  $\tau_{sf}$  é o tempo de *spin-flip*. A solução de 5-3 se dá aplicando as condições de contorno dadas pela continuidade da corrente de spin:

$$\star \text{ (i) } \partial_y \vec{\mu}_S = -(2/\hbar ND) \vec{J}_{S1} \text{ em } y = 0;$$

## 5 Transporte de spin e conversão spin Hall inverso

$$\star \text{ (ii) } \partial_y \vec{\mu}_S = -(2/\hbar ND) \vec{J}_{S2} \text{ em } y = d.$$

Aqui,  $N$  é a densidade de estados de um spin e  $\vec{J}_{S1}$  e  $\vec{J}_{S2}$  são as densidades totais de corrente de spin através das interfaces  $y = 0$  e  $y = d$ , respectivamente. De acordo com a seção 3.1, a corrente de spin líquida em cada interface é dada por  $\vec{J}_S = \vec{J}_S^{pump} - \vec{J}_S^{back}$ . A relação entre a corrente de *backflow* e a parte real do *spin mixing conductance*, seguindo a equação 3-19 resulta em:  $\vec{J}_{S1}^{back} = (g_{r1}^{\uparrow\downarrow}/4\pi) \vec{\mu}_S(0)$  e  $\vec{J}_{S2}^{back} = (g_{r2}^{\uparrow\downarrow}/4\pi) \vec{\mu}_S(d)$ .

Considerando inicialmente apenas a bicamada YIG/NMC, a equação 5-3 se modifica para:

$$\frac{d^2}{dy^2} \mu_S = \frac{1}{D\tau_s} \mu_S = \frac{\mu_S}{\lambda_{SD}^2}, \quad 5-4$$

onde  $\tau_{sf} = 2\tau_s$ , sabendo que  $\tau_s$  é o tempo de relaxação de spin e  $\lambda_{SD} = \sqrt{D\tau_s}$  é o comprimento de difusão de spin. A segunda condição de contorno na ausência da camada de Pt se torna então  $\partial_y \mu_S = 0$  em  $y = d$ . Similarmente ao resultado obtido em 3.1.2 a solução de 5-4 para  $\mu_S(y)$  se torna:

$$\mu_S(y) = \frac{\cosh[(y-d)/\lambda_{SD}]}{\sinh(d/\lambda_{SD})} \frac{2}{\hbar ND} J_{S1}. \quad 5-5$$

Dessa forma a corrente total de spin em  $y = 0$  será:

$$J_S = J_S^{pump} - J_S^{back} = J_S^{pump} - \frac{1}{4\pi} g_{r1}^{\uparrow\downarrow} \frac{1}{\tanh(d/\lambda_{SD})} \frac{2}{\hbar ND} J_{S1}, \quad 5-6$$

$$J_S = J_S^{pump} [1 + \beta g_{r1}^{\uparrow\downarrow}]^{-1},$$

onde  $\beta = \frac{1}{\tanh(d/\lambda_{SD})} \frac{2}{\hbar ND}$ . Como visto na seção 3.1, a corrente de spin bombeada pela magnetização pode ser escrita como:

$$J_S^{pump} = \frac{\hbar g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M^2} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} = \frac{\hbar}{4\pi M^2} \frac{g_{r1}^{\uparrow\downarrow}}{[1 + \beta g_{r1}^{\uparrow\downarrow}]} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}. \quad 5-7$$

Aqui,  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow} = \frac{g_{r1}^{\uparrow\downarrow}}{[1 + \beta g_{r1}^{\uparrow\downarrow}]}$ , é a condutância mista de spin efetiva. Note que para um comprimento de difusão de spin muito maior do que a espessura da camada de NMC, isto é:  $d/\lambda_{SD} \ll 1$ ,  $\tanh(d/\lambda_{SD}) \rightarrow 0$ ,  $\beta \rightarrow \infty$ , desta forma obtendo  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \rightarrow 0$ . Neste caso, a corrente de *backflow* de spin cancela a corrente de spin bombeada, de modo que um amortecimento adicional da largura de linha do FMR pelo processo de *spin pumping* se torna bastante pequeno.

## 5.2 Transporte eficiente de corrente de spin através de polianilina

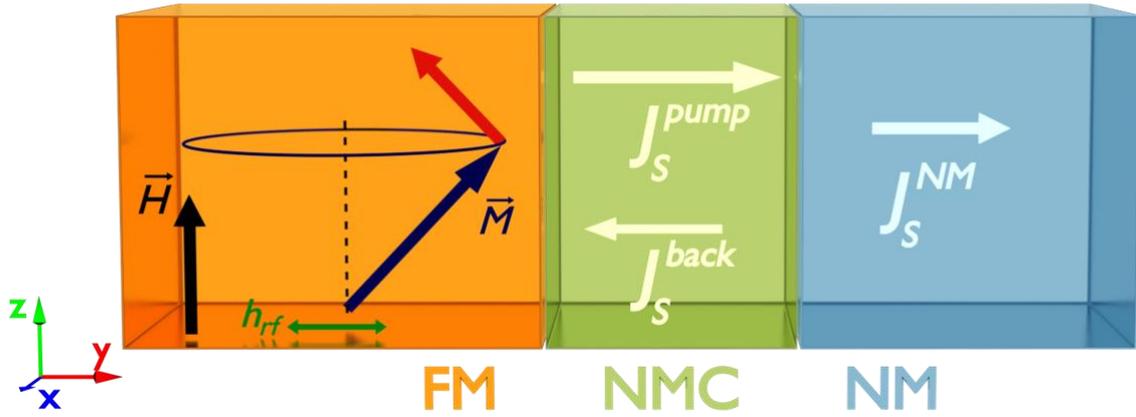


Figura 5-8: Ilustração do sistema de tricamadas empregado para o transporte de spin pela camada de PANI.

Consideramos então toda a estrutura de YIG/NMC/NM, como mostrado na Figura 5-8. Podemos usar as mesmas considerações e condições de contorno descritas acima, para escrever a função de acumulação de spin dada por:

$$\mu_S(y) = \left[ \frac{\cosh[(y-d)/\lambda_{SD}]}{\sinh(d/\lambda_{SD})} J_{S1}(0) - \frac{\cosh(y/\lambda_{SD})}{\sinh(d/\lambda_{SD})} J_{S2}(d) \right] \frac{2}{\hbar ND}. \quad 5-8$$

Como  $J_{S2} = \frac{g_{r2}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi} \mu_S(d)$ , usamos 5-8 para escrever o acúmulo de spin em  $y = d$ :

$$\mu_S(d) = \left[ \frac{1}{\frac{\hbar ND}{2} \sinh(d/\lambda_{SD}) + \frac{g_{r2}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi} \cosh(d/\lambda_{SD})} \right] J_{S1}(0). \quad 5-9$$

A corrente de spin total na interface NMC/Pt pode ser escrita como:

$$J_{S2}(d^+) = \frac{g_{r2}^{\uparrow\downarrow}}{hND} \left[ \frac{1}{\sinh(d/\lambda_{SD}) + \frac{g_{r2}^{\uparrow\downarrow}}{hND} \cosh(d/\lambda_{SD})} \right] J_{S1}(0), \quad 5-10$$

onde  $h$  é a constante de Planck. A condutância mista de spin na primeira interface, considerando a tricamada YIG/NMC/NM, torna-se um pouco mais complexa do que na camada simples YIG/NMC:

$$g_{1eff}^{\uparrow\downarrow}(d) = g_{r1}^{\uparrow\downarrow} \left[ \delta + \frac{c_2 \tanh(d/\lambda_{SD})}{c_2(1+r) + (1+rc_2^2) \tanh(d/\lambda_{SD})} \right], \quad 5-11$$

onde  $c_1 = g_{r1}^{\uparrow\downarrow}/hND$  e  $c_2 = g_{r2}^{\uparrow\downarrow}/hND$ ,  $r = c_1/c_2 = g_{r1}^{\uparrow\downarrow}/g_{r2}^{\uparrow\downarrow}$  e  $\delta$  é um parâmetro adimensional adicionado para a equação poder ser ajustada no limite em que a camada de NMC tende a zero. A razão das correntes de spin em  $y = d$  e  $y = 0$  é dada por:

## 5 Transporte de spin e conversão spin Hall inverso

$$\frac{J_{S2}(d^+)}{J_{S1}(d=0)} = \frac{g_{1eff}^{\uparrow\downarrow}(d)}{g_{1eff}^{\uparrow\downarrow}(0)} \quad 5-12$$

A corrente de carga medida ao longo da camada de Pt é proporcional à densidade de corrente de spin na interface NMC/Pt. A razão das correntes de carga com  $y = d$  e  $y = 0$ , usando 5-12 é [13], [188]:

$$\frac{I_{ISHE}(d)}{I_{ISHE}(0)} = \frac{c(1+r)}{1+\delta(1+r)} \left[ \delta + \frac{c_2 \tanh(d/\lambda_{SD})}{c_2(1+r) + (1+rc_2^2) \tanh(d/\lambda_{SD})} \right] \times \left[ \frac{1}{\sinh(d/\lambda_{SD}) + c \cosh(d/\lambda_{SD})} \right] \quad 5-13$$

Para o ajuste dos dados experimentais da Figura 5-7 a), utilizando a equação 5-13, foram feitas algumas suposições físicas sobre os parâmetros  $c_1$  e  $c_2$ . Como a interface PANI/Pt exibe uma rugosidade entre  $10^3 - 10^4$  vezes maior que a rugosidade da interface YIG/PANI, o parâmetro  $r = c_1/c_2$  pode variar entre  $10^2 - 10^4$ . O melhor ajuste da curva sólida em Figura 5-7 a) foi obtido com  $c_2 = 0.8 \pm 0.1$ ,  $\delta = 0.008 \pm 0.001$ ,  $r = 300 \pm 100$  e  $\lambda_{SD} = 590 \pm 40$  nm.

O efeito dessa injeção e conversão de corrente de spin em corrente de carga da camada de Pt, e assim, aumentando a largura de linha, pode ser vista nos resultados de FMR pela última coluna da Tabela 5-2. Estes resultados mostram que o aumento relativo da largura de linha para as interfaces 1 (YIG/PANI) e 2 (YIG/PANI/Pt) multiplicada pela rugosidade média ponderada da espessura de PANI exibe um comportamento similar à corrente ISHE mostrado na Figura 5-7 b).

*Tabela 5-2: Incremento da largura de linha em relação ao YIG puro em função da espessura da PANI para a bicamada YIG/PANI ( $\delta H_1$ ) e incremento adicional após a camada de Pt ( $\delta H_2$ ). A última coluna mostra o aumento relativo ( $\delta H_1$ )/( $\delta H_2$ ) multiplicado pela rugosidade relativa da PANI ( $\langle r \rangle$ ):*

| $t_{PANI}$ (nm) | $\delta H_1$ (Oe) | $\delta H_2$ (Oe) | $\langle r \rangle$ (nm) | $(\delta H_1/\delta H_2) \times (\langle r \rangle/t_{PANI})$ |
|-----------------|-------------------|-------------------|--------------------------|---|
| $137 \pm 12$    | 0.38              | 0.62              | 2.99                     | $0.035 \pm 0.007$   |
| $180 \pm 9$     | 0.96              | 1.31              | 3.47                     | $0.026 \pm 0.003$   |
| $230 \pm 14$    | 0.65              | 1.19              | 2.57                     | $0.020 \pm 0.002$   |
| $300 \pm 12$    | 0.56              | 0.92              | 2.77                     | $0.015 \pm 0.001$   |

Apesar do fato de o mecanismo de transporte de corrente de spin através de polímeros condutores não ser completamente entendido [202], foi possível demonstrar que a polianilina com alta dopagem pode conduzir corrente de spin de maneira muito eficiente. Mostramos que a mesma possui um comprimento de difusão de spin  $\lambda_{SD}^{PANI} = 590 \pm 40$  nm, valor este próximo aos valores encontrados para o cobre  $\lambda_{Cu}^{SD} = 500$  nm e para a prata  $\lambda_{Ag}^{SD} = 700$  nm.

## 5.2 Transporte eficiente de corrente de spin através de polianilina

Mostramos que a polianilina é um material que pode ser utilizado para transporte eficiente de corrente de spin, servindo como meio de ligação entre dispositivos spintrônicos. Do ponto de vista de física básica, a nossa investigação mostra que os mecanismos de condução elétrica da PANI desempenham um papel importante no transporte de spin, o que poderá ser um mecanismo geral válido para outros polímeros condutores.

---

### 5.3 Conversão spin-carga gigante por partículas nanoscópicas de Ag incorporadas em Pt

O sucesso da área de spintrônica depende fundamentalmente de processos de manipulação controlada de correntes de spin. Isto envolve a geração e o transporte deste tipo de corrente bem como a sua conversão em corrente de carga e vice-versa. Portanto, a busca por processos que permitam a geração eficiente de correntes de spin vem sendo cada vez mais investigada por pesquisadores na área de spintrônica. O parâmetro fenomenológico que quantifica a conversão de corrente de carga em corrente de spin e vice-versa é o ângulo Hall de spin (SHA), também escrito como  $\theta_{SH}$ . Portanto, um material que possui efeito spin Hall significativo deve ter um SHA grande.

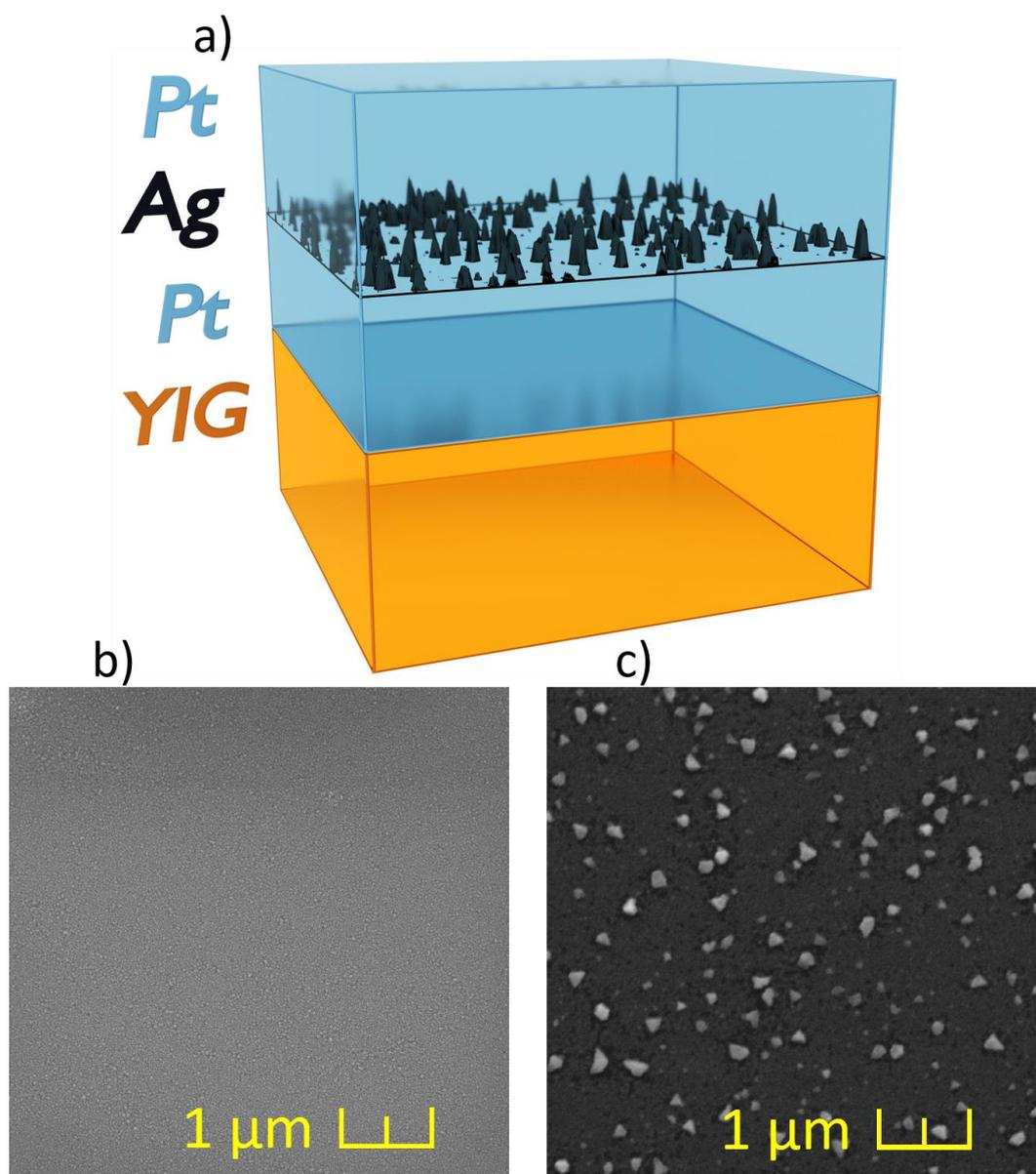


Figura 5-9: a) Ilustração da heteroestrutura. b) Imagem topográfica da deposição de Ag(3 nm) sobre SiOx, neste caso a deposição forma uma superfície rugosa. c) Quando depositado sobre a platina, SiOx/Pt(3 nm)/Ag(3 nm), a formação de nanoparticulados de prata é favorecida.

### 5.3 Conversão spin-carga gigante por partículas nanoscópicas de Ag incorporadas em Pt

Os mecanismos de conversão de corrente de spin em corrente de carga e vice-versa explicados pelo efeito spin Hall inverso (ISHE), possuem origens intrínsecas (dependem da estrutura eletrônica do material) e origens extrínsecas - *side jump* [118] e *skew scattering* [117], que dependem do espalhamento eletrônico por impurezas mediado pelo efeito spin-órbita. Enquanto os mecanismos intrínsecos são difíceis de ser controlados, o aumento do processo de conversão spin-carga depende fundamentalmente da descoberta de mecanismos extrínsecos [203]–[205]. Resultados experimentais recentes têm demonstrado a viabilidade do controle extrínseco do SHA utilizando diferentes esquemas baseados em nanopartículas, ligas metálicas e introdução de rugosidades [87], [206]–[209].

Particularmente, Zhou *et al* [204] demonstraram num estudo teórico que rugosidades podem funcionar como centro de impurezas adicional, aumentando dessa forma o acoplamento spin-órbita local e, portanto, intensificando o ângulo Hall de spin efetivo do meio. Inspirados nesta proposta teórica que decidimos fabricar a estrutura mostrada na Figura 5-9 a). Primeiro depositamos uma camada de Pt de 3 nm de espessura. Em seguida, aproveitando a propriedade apresentada pela Ag de formar agregados no estágio inicial de formação de um filme [210]–[212], depositamos particulados de Ag sobre a camada de Pt. Por último depositamos uma camada adicional de Pt sobre as partículas de Ag com o intuito de evitar oxidação das mesmas.

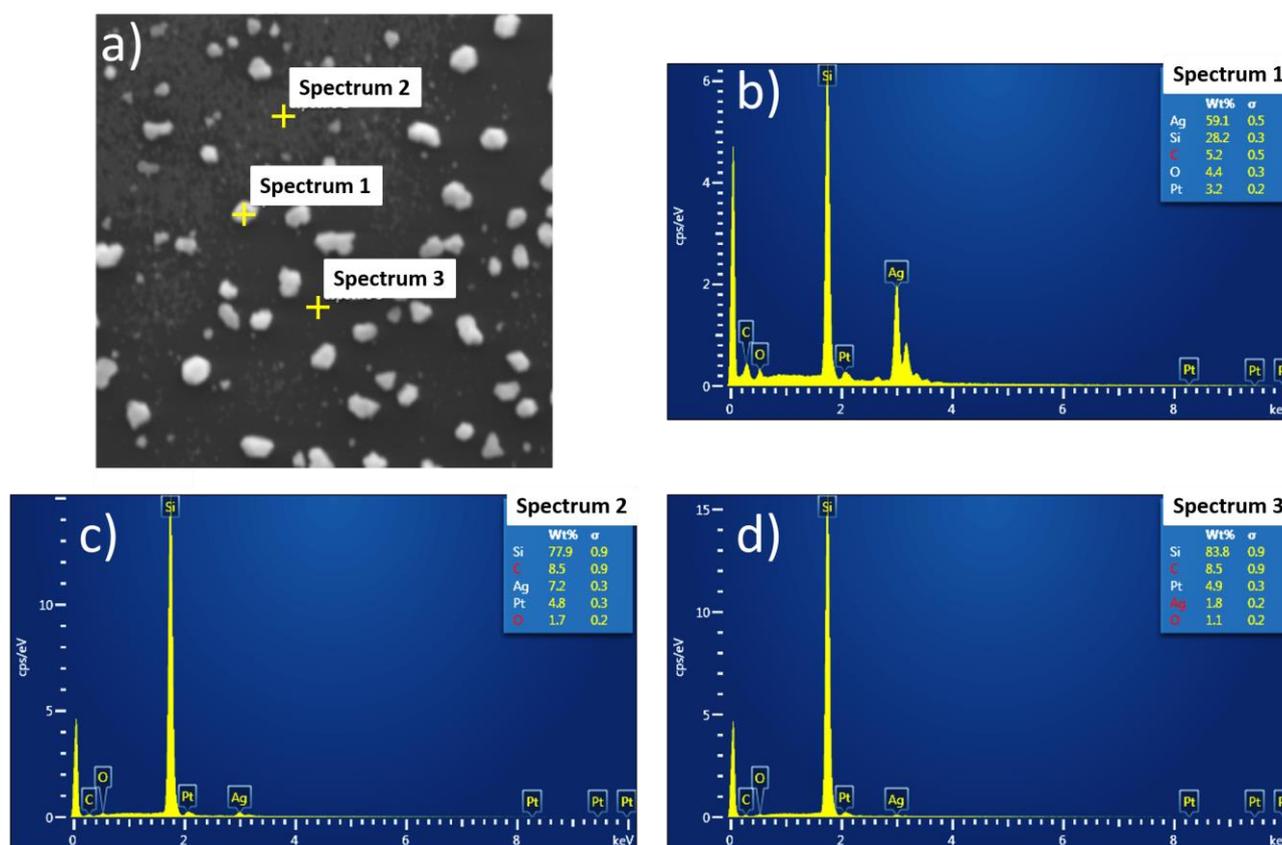


Figura 5-10: a) Região escolhida para as medidas de espectroscopias de EDS b), c) e d) confirmando a baixa capacidade de formação de um filme contínuo de prata.

## 5 Transporte de spin e conversão spin Hall inverso

Figura 5-9 b) mostra uma imagem obtida por microscopia eletrônica de varredura (SEM) após a deposição de uma camada nominal de 6 nm de Ag sobre substrato de  $\text{SiO}_x$ . Pode-se observar a formação de uma superfície altamente rugosa, capaz de induzir alto *damping* magnético em filmes de Py crescido acima do filme de prata [213]. A capacidade de coalescência dos átomos de Ag é diminuída quando esta é depositada sobre um filme fino de Pt(3 nm), como mostrado na Figura 5-9 c). Neste caso observa-se a formação de partículas maiores e mais espaçadas.

Figura 5-10 mostra espectros de EDS (*energy dispersive spectroscopy*) da superfície da amostra  $\text{SiO}_x/\text{Pt}(3 \text{ nm})/\text{Ag}(6 \text{ nm})$ . Tomando três pontos distintos da superfície (marcados em a) com *spectrum* 1, *spectrum* 2 e *spectrum* 3), foi possível confirmar a formação de nano partículas de prata. No espectro 1, vemos o pico relativo ao sinal da Ag com a maior intensidade, confirmando a alta concentração de Ag na partícula clara. Nos espectros 2 e 3 praticamente não formação de partículas grandes de Ag, mas apenas formação muito inicial do depósito.

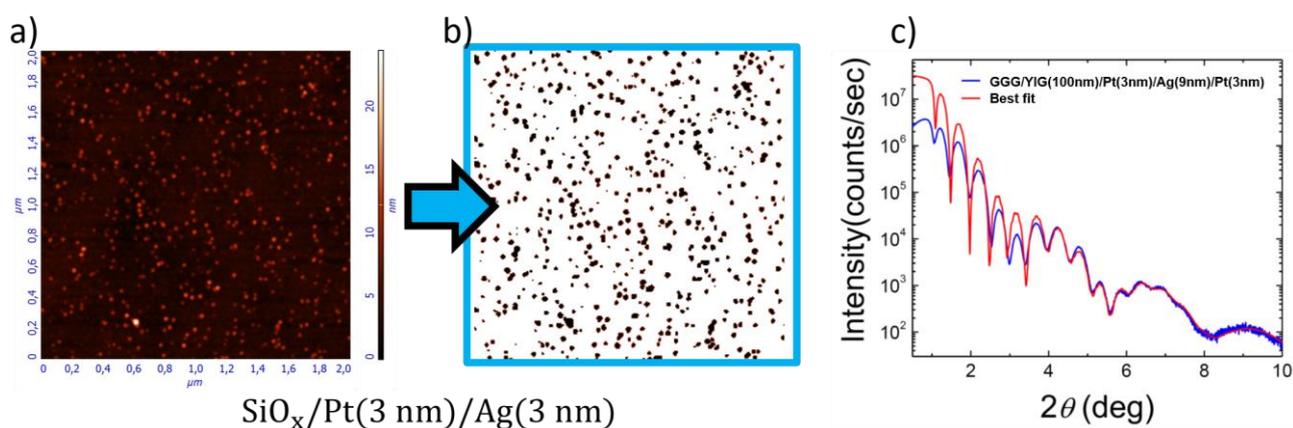


Figura 5-11: a) Mostra a imagem 3D de AFM as superfície de  $\text{SiO}_x/\text{Pt}(3 \text{ nm})/\text{Ag}(3 \text{ nm})$ . b) Imagem a) subtraída do background para cálculo de diâmetro médio das partículas pelo programa “Image Analysis”. c) Medida de refletividade de raio-X, o ajuste numérico em vermelho confirma as espessuras e alta rugosidade do filme de Ag.

O tamanho médio das partículas pôde ser mensurado através da medida de topografia superficial pela técnica de microscopia de força atômica. A Figura 5-11 a) mostra uma varredura em uma área de ( $2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$ ) onde se vê claramente a formação aleatória das ilhas de Ag. O passo seguinte é a subtração do valor de background, para que os grãos sejam evidenciados, como mostrado na Figura 5-11 b). Utilizando o programa “Image Analysis” foi possível calcular o valor médio do diâmetro dos grãos da ordem de 50 nm.

Figura 5-11 c) mostra uma medida de refletividade de raio-X, medida para a estrutura final  $\text{YIG}(100 \text{ nm})/[\text{Pt}(3 \text{ nm})-\text{Ag}(9 \text{ nm})]/\text{Pt}(3 \text{ nm})$ , a nomenclatura “[ ]” é utilizada para não confundir com ligas do tipo  $\text{Pt}_{1-x}\text{Ag}_x$ . Como esperado as franjas de interferência do  $\text{YIG}(100 \text{ nm})$ , Figura 2-9 b), não

### 5.3 Conversão spin-carga gigante por partículas nanoscópicas de Ag incorporadas em Pt

estão mais visíveis, de forma que as franjas da Figura 5-11 c) correspondem à estrutura superior de [Ag-Pt]. A curva em vermelho representa o melhor ajuste para a curva de refletividade, obtida com os parâmetros a seguir:

- ✦ Rugosidade da interface GGG/YIG: 0.5 nm;
- ✦ YIG: Espessura = 91 nm e rugosidade = 0.2 nm;
- ✦ Pt: Espessura = 3.2 nm e rugosidade = 0.25 nm;
- ✦ Ag: Espessura = 9.2 nm e rugosidade = 1.8 nm;
- ✦ Pt: Espessura = 3.5 nm e rugosidade = 0.55 nm.

O estudo da conversão de spin em corrente de carga e vice-versa, no sistema [Ag-Pt], foi confirmado por um procedimento experimental que usou três técnicas de injeção de corrente pura de spin que se baseiam em princípios físicos diferentes. As técnicas utilizadas foram: *spin pumping effect* (SPE), *spin Seebeck effect* (SSE) e *spin Hall magnetoresistance* (SMR). Nas duas primeiras técnicas, filmes de YIG(100 nm), crescidos com as condições descritas na seção 2.2.2, são usados para gerar e injetar corrente de spin. No processo SMR, uma corrente de carga fluindo no plano da estrutura [Ag-Pt] gera – por efeito spin Hall – uma corrente de spin transversal em direção à interface YIG/Pt. Esta corrente de spin pode ser absorvida ou refletida pela camada de YIG. Será refletida quando a magnetização do YIG for paralela à polarização da corrente de spin e será absorvida quando a magnetização do YIG for perpendicular à polarização da corrente de spin. Quando a corrente de spin é refletida de volta à camada de Pt, transforma-se em corrente de carga, intensificando a corrente de carga original. Este efeito pode ser entendido como uma alteração da resistência da camada metálica [87].

#### 5.3.1 Aumento da conversão spin-to-charge na condição de formação de nanoparticulados

Como visto acima, a formação de nanoparticulados de Ag é favorecida quando a mesma é depositada sobre um filme de Pt. Para explorar a influência das nanopartículas de Ag no processo de conversão spin-carga, inicialmente fabricamos amostras de [Ag-Pt] em diferentes configurações, sendo que em todas elas foram usados filmes de 100 nm de YIG. As amostras inicialmente investigadas foram: (i) YIG/Pt(6 nm); (ii) YIG/Ag(3 nm)/Pt(6 nm); (iii) YIG/Pt(6 nm)/Ag(3 nm); (iv) YIG/Pt(3 nm)/Ag(3 nm)/Pt(3 nm). Todas as amostras possuem dimensões laterais de 3.5 mm × 1.7 mm.

## 5 Transporte de spin e conversão spin Hall inverso

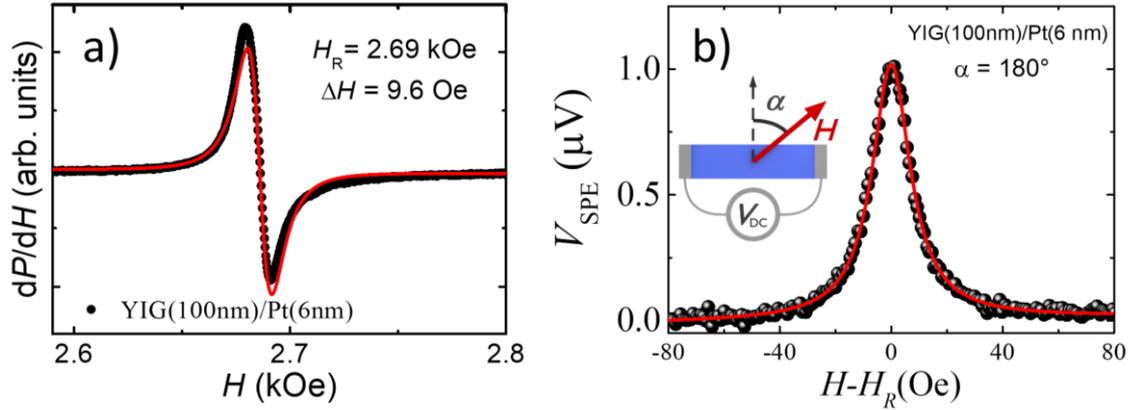


Figura 5-12: a) Medida de FMR da amostra base YIG/Pt(6 nm). b) Tensão medida através dos efeitos SPE-ISHE, a linha sólida corresponde ao ajuste de  $V = V_s L(H-H_r) + V_a L'(H-H_r)$ .

Figura 5-12 a) mostra a varredura em campo da derivada da absorção ( $dP/dH$ ) de FMR (símbolos em pretos) para a amostra YIG/Pt(6 nm). Os ajustes numéricos foram obtidos utilizando-se a função lorentziana e sua derivada (linhas sólidas vermelhas). A função lorentziana é dada por:

$$L(H) = V_{sym} \Delta H_{HWHM} / [(H - H_0)^2 + (\Delta H_{HWHM})^2], \quad 5-14$$

e sua derivada, dada por:

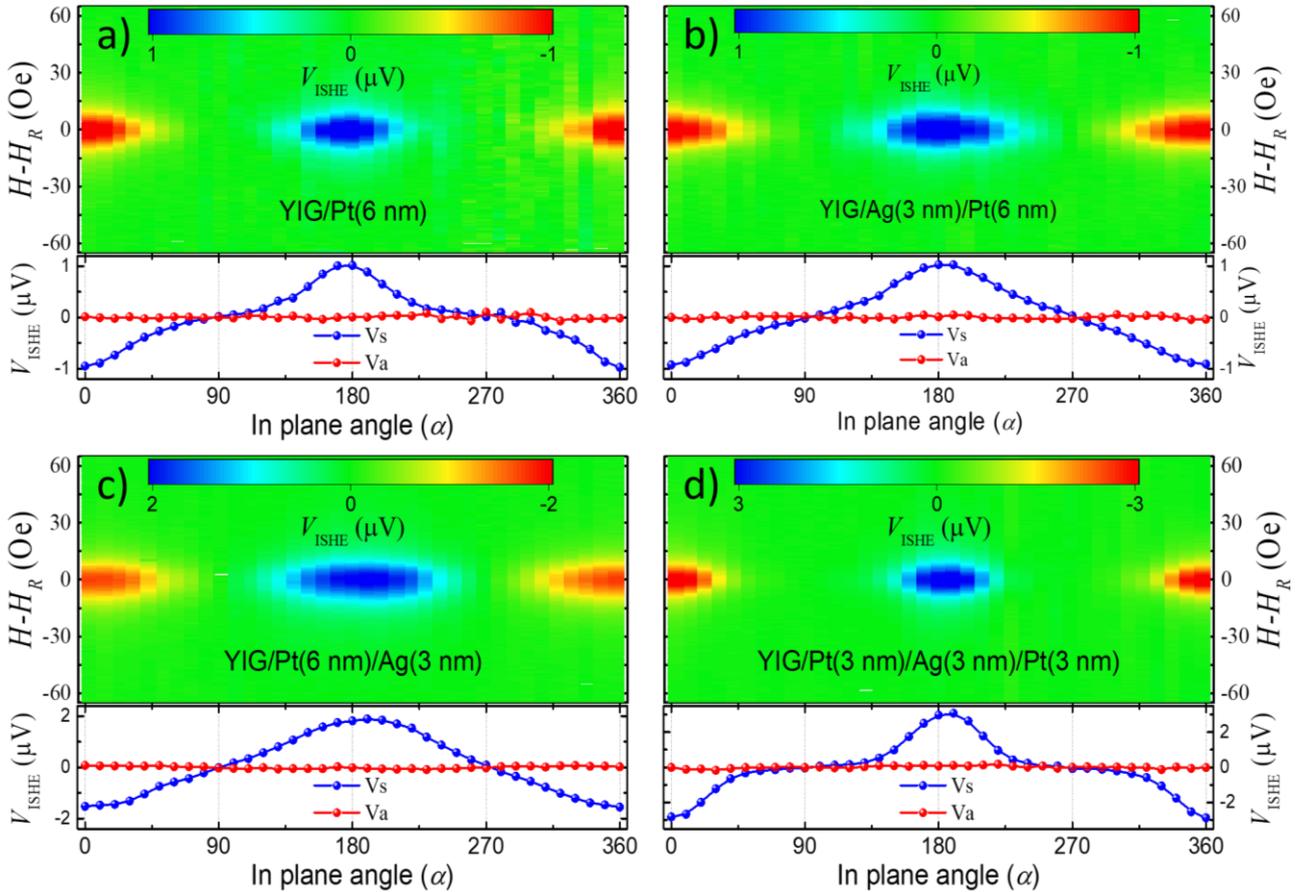


Figura 5-13: Mapa de intensidade de spin pumping para as amostras: a) YIG/Pt(6 nm), b) YIG/Ag(3 nm)/Pt(6 nm), c) YIG/Pt(6 nm)/Ag(3 nm) e d) YIG/Pt(3 nm)/Ag(3 nm)/Pt(3 nm).

### 5.3 Conversão spin-carga gigante por partículas nanoscópicas de Ag incorporadas em Pt

$$L'(H) = V_{asym} [-2\Delta H_{HWHM}(H - H_R)] / [(H - H_0)^2 + (\Delta H_{HWHM})^2], \quad 5-15$$

onde  $\Delta H_{HWHM}$  é a meia largura de linha de FMR medida à meia altura,  $\Delta H_{FWHM}$  é a largura de linha de FMR medida à meia altura e  $H_0$  é o campo de ressonância.

A Figura 5-12 b) corresponde à varredura em tensão elétrica, medida nas laterais da amostra na presença do campo de micro-ondas. A tensão medida possui características da tensão devido ao processo SPE-ISHE. Realizando estas medidas em função do ângulo  $\alpha$  indicado no *inset* da Figura 5-12 b) podemos investigar a dependência angular da amplitude da tensão de *spin pumping*, como mostrado na Figura 5-13.

O pico de tensão para a amostra de referência YIG/Pt(6 nm) obtido para  $\alpha = 0^\circ$  e  $180^\circ$  corresponde a  $V_{ISHE}^{Pt} = 1 \mu V$ . A Figura 5-13 b) mostra o mapa de tensão de *spin pumping*, para YIG/Ag(3 nm)/Pt(3 nm). O valor máximo da tensão neste caso se mantém próximo a  $V_{ISHE}^{Ag/Pt} \approx 1 \mu V$ , indicando que as partículas de Ag quando depositadas na interface YIG/Pt (em contato direto com o YIG) não influenciam o processo de conversão spin-carga. Porém as Figura 5-13 c) e d) mostram um aumento considerável do máximo da tensão quando a deposição de prata ocorre sobre o filme de platina. A tensão  $V_{ISHE}$  para a amostra YIG/[Pt(6 nm)-Ag(3 nm)], corresponde a  $V_{ISHE}^{Pt/Ag} \approx 2 \mu V$  e a amostra YIG/[Pt(3 nm)-Ag(3 nm)]/Pt(3 nm) corresponde a  $V_{ISHE}^{Pt/Ag/Pt} \approx 3 \mu V$ . Como será visto na próxima seção, estes resultados nos encorajaram a investigar o efeito das nanopartículas de Ag espalhadas no filme de Pt.

Como discutido anteriormente, a tensão elétrica é a quantidade real que se mede. No entanto, esta depende do valor da resistência da amostra, desse modo, faz-se necessário explicitar os valores da corrente de *spin pumping*, ( $I_{SPE} = V_{ISHE}/R_N$ ). A corrente e a largura e linha correspondente às amostras da Figura 5-13 encontram-se na Tabela 5-3:

Tabela 5-3: Larguras de linha e corrente de *spin pumping* para as amostras da Figura 5-13:

| Amostra                          | $\Delta H$ (Oe) | $I_{SPE}$ (nA) |
|----------------------------------|-----------------|----------------|
| YIG/Pt(6 nm)                     | 9.6             | 11.0           |
| YIG/Ag(3 nm)/Pt(6 nm)            | 9.2             | 13.2           |
| YIG/[Pt(6 nm)-Ag(3 nm)]          | 8.5             | 37.0           |
| YIG/[Pt(3 nm)-Ag(3 nm)]/Pt(3 nm) | 8.9             | 31.3           |

## 5 Transporte de spin e conversão spin Hall inverso

Apesar de os injetores de corrente de spin, filmes de YIG, serem preparados todos sob a mesma deposição e tratamento térmico, estes possuem valores de largura de linha ligeiramente diferentes. Devido a injeção de corrente pura de spin na condição de FMR ser proporcional à largura de linha:

$$J_{S_y}^z \propto \left( \frac{1}{\Delta H^2} \right), \quad 5-16$$

faz-se necessário redimensionar a corrente de *spin pumping* como  $I_{SPE}^* = I_{SPE} \left( \frac{\Delta H}{\Delta H_{Pt}} \right)^2$  para poder comparar diretamente a conversão de carga em spin. Este procedimento evita a contaminação dos dados devido a duas fontes de flutuação: (i) variação da resistência; (ii) variação das larguras de linha de FMR. Comparando diretamente a máxima tensão para  $\alpha = 180^\circ$ , foi possível construir a Figura 5-14 a). Vê-se claramente dois regimes de conversão de corrente de carga em corrente de spin. Os picos que possuem valores de  $I_{SPE}^* \approx 37$  nA foram obtidos nas amostras em que a Ag está depositada diretamente sobre a platina (curvas vermelha e azul). Os picos que possuem valores de  $I_{SPE}^* \approx 12$  nA foram obtidos nas amostras em que a Ag está depositada diretamente sobre o YIG (curva preta) ou quando não há deposição de prata (curva verde). Estes resultados são uma clara indicação de que a formação das ilhas nanoscópicas de Ag numa matriz de Pt deve desempenhar um papel importante para converter corrente de carga em corrente de spin e vice-versa. Os itens d) e f) da Figura 5-14 confirmam a composição majoritária de Ag nas nanopartículas, assim como corresponde a um

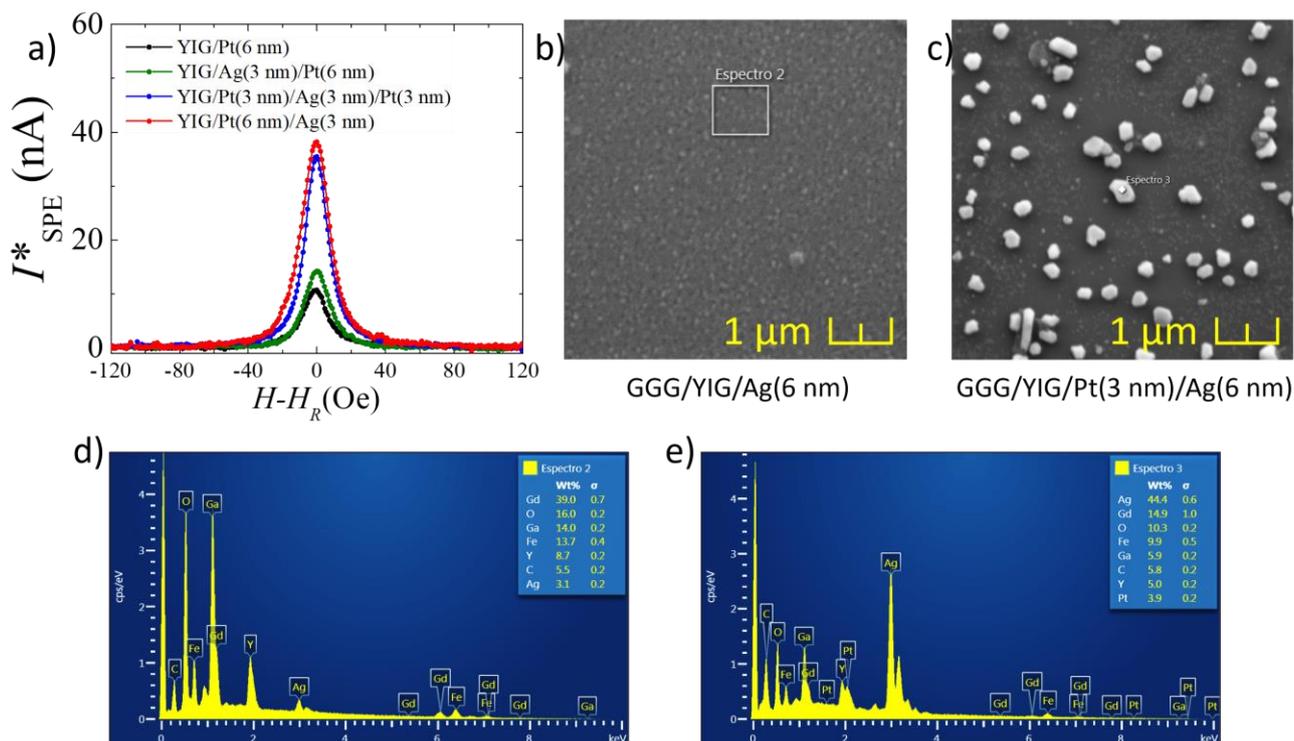


Figura 5-14: a) Corrente de spin redimensionada pela correção da equação 5-16 onde vemos dois regimes na intensidade das correntes. b) e c) Mostram resultados similares à Figura 5-10, para deposição sobre YIG. d) e e) Confirmam as composições dos filmes depositados e a alta concentração de Ag.

### 5.3 Conversão spin-carga gigante por partículas nanoscópicas de Ag incorporadas em Pt

resultado similar comparado com a Figura 5-9 b) e c), podendo concluir que o filme de Pt favorece a formação das ilhas e estas estão diretamente relacionadas com o aumento da conversão efetiva de corrente de spin em corrente de carga.

#### 5.3.2 Dependência do $\theta_{eff}$ nas amostras YIG/[Pt(3 nm)-Ag(t)]/Pt(3 nm)

Com o objetivo de realizar uma investigação sistemática do efeito de conversão spin-carga induzido pelas nanopartículas de Ag incorporadas na Pt, fabricamos uma série de amostras YIG/[Pt(3 nm)-Ag(t)]/Pt(3 nm), onde a espessura nominal da camada de Ag incorporada na metade do filme de Pt(6 nm) variou entre 0 e 15 nm. Observamos que o regime de coalescência, na qual as partículas de Ag começam a se aglutinar iniciando a formação um filme contínuo, ocorre para  $t_{Ag} > 9.0$  nm. Figura 5-15 a) mostra a curva de absorção FMR, para a amostra YIG/[Pt(3 nm)-Ag(6 nm)]/Pt(3 nm). A figura b) mostra a varredura em campo de  $V_{SPE}$  para valores de ângulos no plano  $\alpha = 0^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 180^\circ$ . O mapa de *spin pumping* é mostrado na parte superior da Figura 5-15 c), para  $t_{Ag} = 6$  nm, a parte inferior corresponde à dependência angular das componentes simétrica ( $V_S$ ) e antissimétrica ( $V_A$ ) da tensão de spin pumping, ajustada utilizando a equação  $V_{SPE} \propto \cos(\alpha + \pi)$ . A tensão  $V_{SPE}$  possui as características esperadas: (i) Curvas lorentzianas centradas no campo de máxima absorção FMR, (ii) o máximo valor de tensão ocorre para os ângulos ( $0^\circ$  e  $180^\circ$ ) enquanto possui valor nulo em ( $90^\circ$  e  $270^\circ$ ), (iii) sendo seu comportamento proporcional a  $\cos \alpha$  (curva sólida vermelha na parte inferior da Figura 5-15 c)).

A Figura 5-15 d) mostra o comportamento da corrente de *spin pumping*  $I_{SPE}$  para as diferentes espessuras nominais de prata. O valor máximo da corrente elétrica que resulta da conversão de spin em carga aumenta consideravelmente, saindo de cerca de 10 nA para a amostra com apenas o filme puro de Pt até atingir um valor máximo de  $I_{SPE}^{t_{Ag}=9\text{ nm}} = 198$  nA, para amostra com espessura nominal de Pt igual a 9.0 nm, caindo em seguida para espessuras maiores. Como discutido anteriormente, a comparação direta da conversão por bombeamento de spin necessita ser normalizada pela largura de linha de FMR de cada amostra. A corrente elétrica cujo valor será analisado no final desta seção é definido como  $I_{SPE}^* = I_{SPE} \left( \frac{\Delta H}{\Delta H_{Pt}} \right)^2$ .

Como visto no capítulo 3, a corrente de *spin pumping*, pode ser expressa teoricamente por:

$$I_{SPE} = \frac{V_{SPE}}{R_N} = w\lambda_N \left( \frac{2e}{\hbar} \right) \theta_{SH} \tanh \left( \frac{t_N}{2\lambda_N} \right) J_{Sy}^z(0) \cos \alpha, \quad 5-17$$

## 5 Transporte de spin e conversão spin Hall inverso

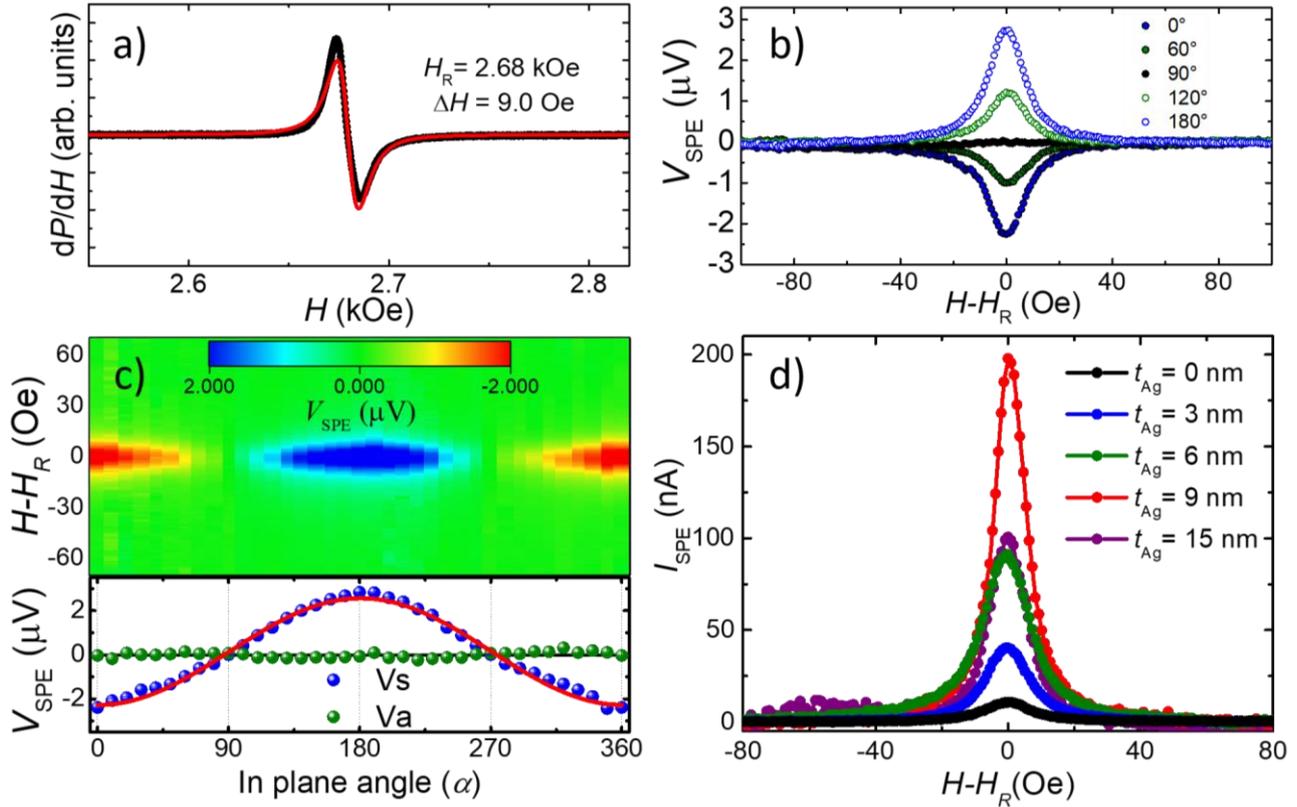


Figura 5-15: a) Primeira derivada da absorção de micro-ondas por FMR, b) varredura em campo de  $V_{SPE}$  para alguns ângulos  $\alpha$  no plano, c) na parte superior mostra o mapa de spin pumping, e na inferior os valores de  $V_s$  e  $V_a$  para a amostra YIG/[Pt(3 nm)-Ag(6 nm)]/Pt(3 nm). d) Varredura em campo de  $I_{SPE}$  para diferentes espessuras de  $t_{Ag}$ .

onde,  $J_{S_y}^z(0)$  é escrito segundo a equação 3-34, a condutância mista de spin  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$  foi obtida utilizando equação 4-21 e a corrente de carga  $I_{SPE}$ . Dessa forma podemos utilizar os dados e calcular o ângulo Hall de spin de cada amostra, seguindo:

$$\theta_{eff}^{SPE} = \frac{8\pi I_{SPE}}{p_{xz} w \lambda_N \omega e g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \tanh\left(\frac{t_N}{2\lambda_N}\right) \left(\frac{h_{rf}}{\Delta H}\right)^2}, \quad 5-18$$

e, dessa forma, construímos a Tabela 5-4, abaixo. Usando essa abordagem, vemos que o ângulo Hall de spin aumenta de 1.5% (para a platina pura) até 27% para [Pt(3 nm)-Ag(9 nm)]/Pt(3 nm), que representa uma magnitude ao menos uma ordem de grandeza maior.

Tabela 5-4: Mostra os valores de  $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$  extraído da equação 4-21 e  $\theta_{eff}^{SPE}$  utilizando a equação 5-18. Aqui foram utilizados os parâmetros  $w = 0.17$  cm,  $\lambda_N = 3.7$  nm,  $t_N = 6$  nm,  $h_{rf} = 0.2$  Oe,  $p_{xz} = 0.3$  e  $\omega = 2\pi \times 9.4 \times 10^9$  rad/s:

| $t_{Ag}$ (nm) | $\delta H$ (Oe) | $\Delta H$ (Oe) | $I_{SPE}$ (nA) | $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ (cm <sup>2</sup> ) | $\theta_{eff}^{SPE}$ |
|---------------|-----------------|-----------------|----------------|---|----------------------|
| 0             | 1.2             | 9.6             | 11.0           | $3.37 \times 10^{14}$                             | $0.015 \pm 0.008$    |
| 3             | 1.1             | 8.5             | 37.0           | $3.09 \times 10^{14}$                             | $0.045 \pm 0.004$    |

## 5.3 Conversão spin-carga gigante por partículas nanoscópicas de Ag incorporadas em Pt

|    |     |     |      |                       |                    |
|----|-----|-----|------|-----------------------|--------------------|
| 6  | 1.4 | 9.0 | 97.0 | $3.93 \times 10^{14}$ | $0.104 \pm 0.009$  |
| 9  | 0.6 | 6.2 | 224  | $1.68 \times 10^{14}$ | $0.268 \pm 0.0004$ |
| 15 | 0.7 | 7.4 | 135  | $1.96 \times 10^{14}$ | $0.197 \pm 0.0005$ |

As mesmas amostras que foram investigadas por *spin pumping*, e discutidas na seção anterior, foram também investigadas utilizando o efeito spin Seebeck longitudinal. Neste caso, foi aplicado um gradiente de temperatura perpendicular ao plano das amostras e uma tensão DC foi medida entre os eletrodos depositados nas extremidades das amostras. Para cada valor de gradiente de temperatura foi realizada uma varredura de campo aplicado positivo e negativo. A Figura 5-16 a) mostra as varreduras em campo da tensão medida nos contatos de tinta de prata nas extremidades da amostra YIG/[Pt (3 nm)–Ag (6 nm)]/Pt (3 nm) para 3 valores de gradiente térmicos distintos:  $\Delta T = 4$  K, (curva azul),  $\Delta T = 10$  K, (curva vermelha),  $\Delta T = 16$  K, (curva preta). É possível observar o comportamento característico da  $V_{SSE}$  a qual é uma representação em tensão da curva de magnetização, Figura 2-9 d). A mudança no sinal de tensão ao passar por  $H = 0$  se deve à mudança da polarização  $\vec{\sigma}$  da magnetização.

Corroborando a equação 3-25, vemos que a dependência de  $V_{SSE}$  em função do gradiente térmico apresenta um comportamento linear como mostrado na Figura 5-16 b) para a amostra

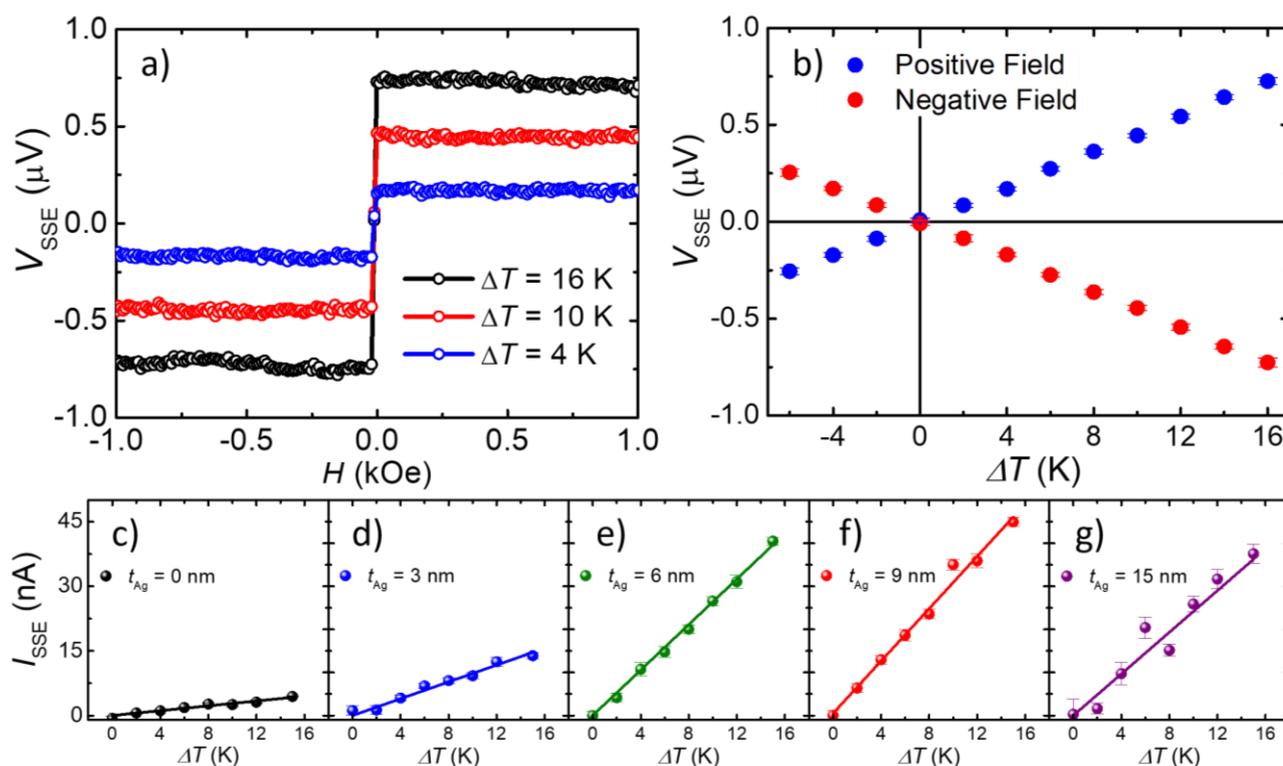


Figura 5-16: a) Varredura em campo de  $V_{SSE}$  para diferentes  $\Delta T$  para  $t_{Ag} = 6$  nm e b) variação do valor da tensão em função do gradiente térmico. c)-g) Mostram o primeiro quadrante de  $I_{SPE}$  vs  $\Delta T$  para as diferentes espessuras de  $t_{Ag}$ .

## 5 Transporte de spin e conversão spin Hall inverso

YIG/[Pt(3 nm)-Ag(6 nm)]/Pt(3 nm). Os pontos em azul foram obtidos com o campo positivo e os pontos em vermelho com o campo negativo. Cada ponto na Figura 5-16 b) representa o valor da tensão atingida em  $H = 1$  kOe (amostra saturada), as barras de erro representam as flutuações da tensão em torno do valor tomado. Realizando esta curva para todas as amostras da série podemos comparar o primeiro quadrante de cada amostra, como mostrado na Figura 5-16 c) à g). Todas as amostras demonstraram um comportamento linear da corrente Seebeck de spin em função do gradiente térmico. Para a máxima diferença de temperatura ( $\Delta T = 15$  K), o valor da corrente obtida para a amostra [Pt(3 nm)-Ag(9 nm)]/Pt(3 nm) correspondeu à 44.9 nA, o qual é aproximadamente 10 vezes maior do que o valor obtido para a platina pura, valor este de 4.4 nA. Diferentemente do SPE, a largura de linha não contribui para alterar o valor da corrente elétrica medida pelo processo SSE. Portanto, neste caso nenhuma correção devido à largura de linha precisa ser feita, a comparação da efetividade da conversão de corrente de spin em corrente de carga se torna mais direta.

Continuando a investigação do processo de conversão de corrente de spin em corrente de carga e vice-versa, mediada pelas nanopartículas de Ag incorporadas em Pt, realizamos um experimento onde a corrente de carga é convertida em corrente de spin e seu efeito é investigado medindo-se a magnetorresistência spin Hall [214]–[216]. Neste caso, uma corrente de carga fluindo ao longo da heteroestruturas Pt-Ag é parcialmente transformada em uma corrente de spin transversal que incide na interface YIG/Pt. A Figura 5-17 mostra esquematicamente o processo do efeito SMR, em que uma corrente de carga  $\vec{J}_C = J_C \hat{x}$  flui pela camada de platina, gerando uma corrente de spin  $\vec{J}_S = J_S \hat{y}$  devido ao efeito spin Hall. Dependendo da orientação relativa entre o vetor polarização da corrente de spin  $\hat{\sigma}$ , que incide na interface YIG/Pt, e o vetor magnetização  $\vec{M}$  da camada de YIG, a corrente de spin pode ser refletida ( $\vec{M} \perp \hat{\sigma}$ ) ou absorvida ( $\vec{M} \parallel \hat{\sigma}$ ). A corrente refletida gera uma corrente de carga

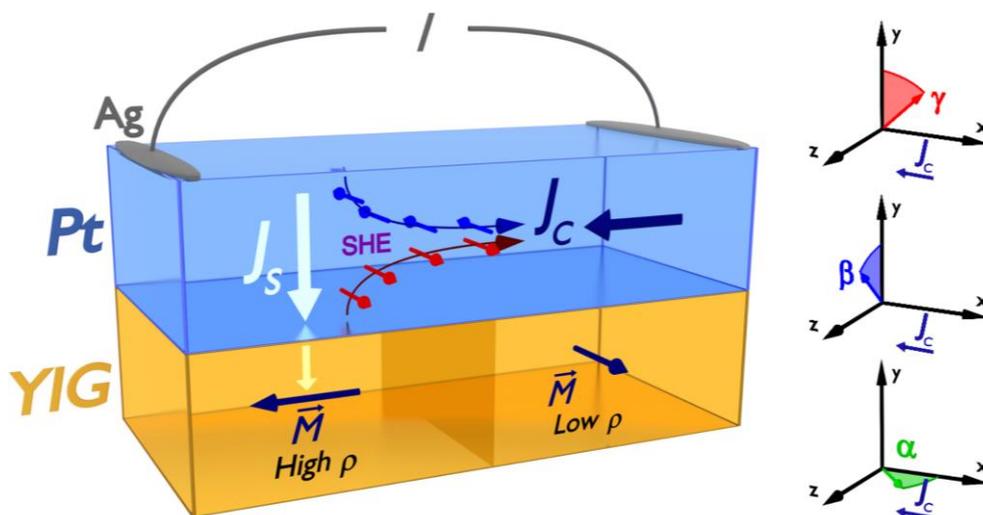


Figura 5-17: Ilustração esquemática do processo SMR. À direita a relação dos ângulos utilizados nas medidas da Figura 5-18.

### 5.3 Conversão spin-carga gigante por partículas nanoscópicas de Ag incorporadas em Pt

(pelo efeito ISHE) adicional à  $\vec{J}_C$ , em contrapartida a corrente de spin quando absorvida não afeta a corrente de carga inicial.

Nas medidas de SMR foi utilizada a técnica de quatro pontas, na qual a corrente elétrica é injetada pelas pontas externas, enquanto nas internas é medida a tensão correspondente. A dependência angular das medidas de magnetorresistência foi realizada sob um campo magnético de 5 kOe, valor bem acima do campo de saturação do YIG. Seguindo estes parâmetros as medidas foram realizadas utilizando-se a técnica chamada de *angle dependent magnetoresistance* (ADMR) onde a MR é medida nos planos (i)  $yx \rightarrow \gamma$ , (ii)  $yz \rightarrow \beta$  e (iii)  $yx \rightarrow \alpha$ , como mostrado na Figura 5-17.

Pela teoria SMR, a resistividade longitudinal é expressa por:

$$\rho_L = \rho_0 + \Delta\rho_L m_z^2, \quad 5-19$$

onde  $\rho_0$  é a resistividade da camada de platina, e  $m_z$  é a componente transversal no plano do vetor de magnetização unitário  $\hat{m} = \vec{M}/M$ . O SMR se define segundo [215], como sendo a razão entre a variação da resistividade no ângulo  $\beta$  e a resistividade “base”  $\rho_0$ . O termo SMR pode ser escrito como:

$$\frac{\Delta\rho_L}{\rho_0} = \theta_{SH}^2 \frac{\lambda_N}{d_N} \frac{2\lambda_N \rho_0 G_r \tanh^2\left(\frac{d_N}{2\lambda_N}\right)}{\left(1 + 2\lambda_N \rho_0 G_r \coth\left(\frac{d_N}{\lambda_N}\right)\right)}, \quad 5-20$$

onde  $\lambda_N$  é o comprimento de difusão de spin da platina,  $G_r$  (em unidades de  $\Omega\text{m}^{-2}$ ) corresponde à condutância mista de spin interfacial, e  $d_N$  e  $\theta_{SH}$  são espessura efetiva da camada NM e o ângulo Hall de spin, respectivamente. Considerando  $G_r = g^{\uparrow\downarrow}(e^2/h)$  onde  $g^{\uparrow\downarrow} = 2.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  [215], [216],  $\rho_0 \approx 10^{-7} \Omega\text{m}$ , e  $\lambda_N = 3.7 \text{ nm}$ , estimamos  $2\lambda_N \rho_0 G_r \coth\left(\frac{d_N}{\lambda_N}\right) \ll 1$ , logo podemos reescrever a equação acima como:

$$\frac{\Delta\rho_L}{\rho_0} = \theta_{SH}^2 \frac{\lambda_N}{d_N} 2\lambda_N \rho_0 G_r \tanh^2\left(\frac{d_N}{2\lambda_N}\right). \quad 5-21$$

No caso (i), plano  $yx$ , é esperado nenhuma mudança na resistência longitudinal  $R_L(\gamma)$  pelo efeito SMR. No caso (ii) a variação da resistência  $R_L(\beta)$  é atribuída ao efeito SMR sendo escrito por:

$$R_L = R_0 + \Delta R_L \cos^2(\beta), \quad 5-22$$

enquanto para o caso (iii) não é possível de se distinguir a contribuição da magnetorresistência anisotrópica (AMR) do efeito SMR através da dependência de  $R_L(\alpha)$ . Dessa forma o efeito SMR é apenas discernível pela resistência  $R_L(\beta)$ .

## 5 Transporte de spin e conversão spin Hall inverso

As dependências angulares das amostras variando a espessura  $t_{Ag}$  da prata é mostrada na Figura 5-18 a) a d). Primeiramente voltamos nossa atenção à amostra sem as nanopartículas de Ag, *inset* da Figura 5-18 a). É esperado o surgimento de duas contribuições na resistência: a primeira é a AMR devido ao efeito de proximidade que surge através do contato atômico entre o YIG e a Pt; o segundo é o efeito SMR, pelo efeito combinado SHE e ISHE.

Para a amostra de  $t_{Ag} = 3.0$  nm a contribuição da AMR desaparece totalmente, como visto nos símbolos vermelho da Figura 5-18 a), enquanto a contribuição devido ao SMR aumenta muitas vezes em comparação com a amostra pura de platina. Nas amostras seguintes, a contribuição de AMR continua sem aparecer, enquanto o termo  $\Delta R_L/R_0$  continua a aumentar para  $t_{Ag} = 6.0$  nm. Esta começa a decrescer na amostra de 9 nm de prata e torna-se insignificante para amostra com  $t_{Ag} = 15.0$  nm, como observado na Figura 5-18.

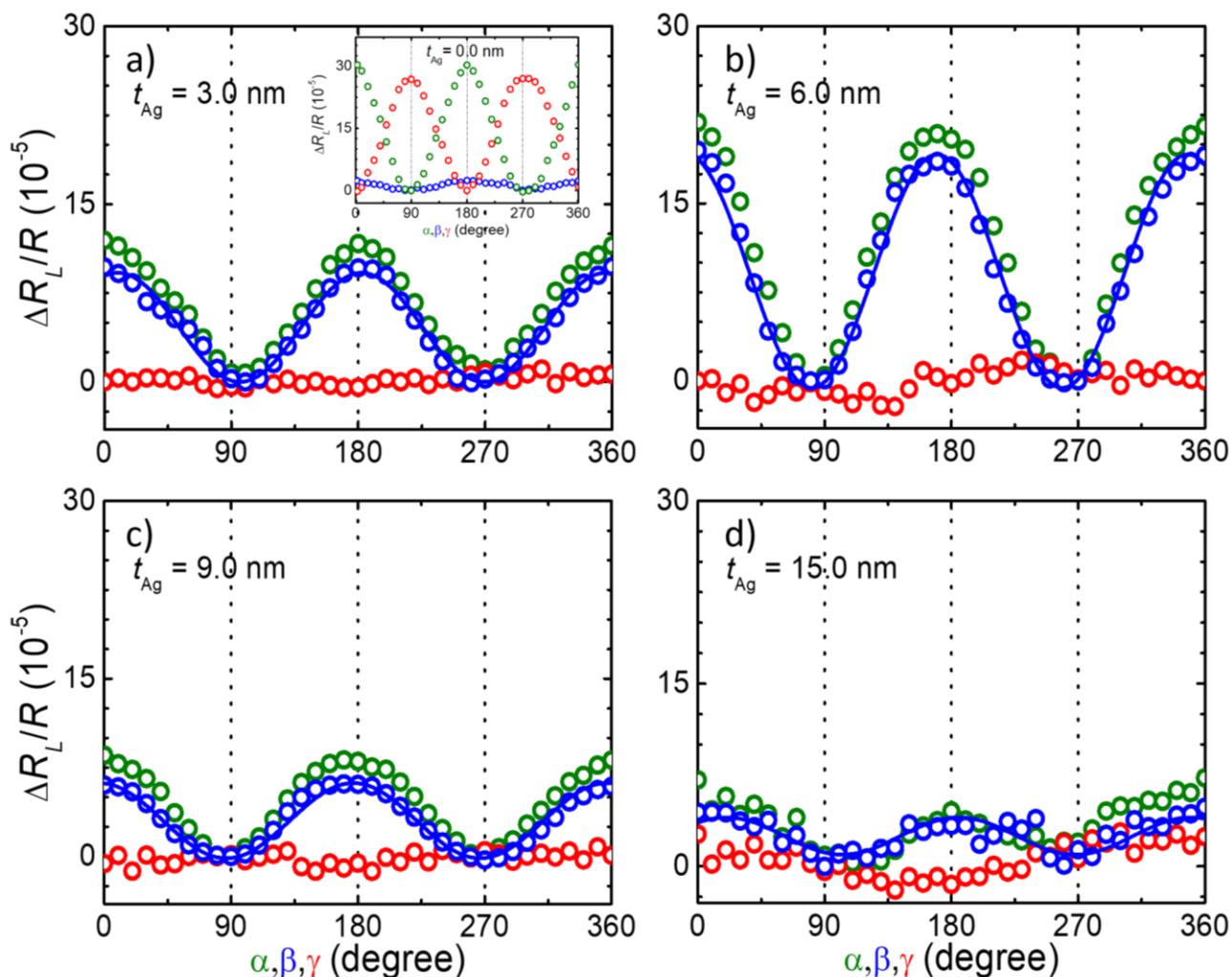


Figura 5-18: a) Resultados de SMR para as amostras  $t_{Ag} = 0$  nm (*inset*) e para nanopartículas de Ag com espessura nominal de  $t_{Ag} = 3.0$  nm e suas dependências de  $\Delta R_{LR0}$  para os ângulos  $\beta$  (azul),  $\alpha$  (verde) e  $\gamma$  (vermelho). As linhas sólidas correspondem ao melhor ajuste usando a relação  $\Delta R_{LR0} \approx \cos^2\beta$ . Para  $t_{Ag} = 3.0$  nm o efeito de proximidade desaparece enquanto a componente ao efeito SMR se mantém aumentando para as demais amostra b)-d).

### 5.3 Conversão spin-carga gigante por partículas nanoscópicas de Ag incorporadas em Pt

A ocorrer a contribuição de AMR devido ao efeito de proximidade, a corrente de carga deve fluir próxima à interface YIG/Pt, que é o que acontece na ausência das nanopartículas de prata. Quando as nanopartículas de Ag são adicionadas na parte intermediária da camada de platina, surge um caminho de mais baixa resistência. Dessa forma, a maior parte da corrente elétrica se move pelas nanopartículas de Ag, afastando-se da interface YIG/Pt. O efeito de proximidade ainda ocorre, porém apenas uma fração da corrente de teste é influenciada. Por outro lado, a corrente de spin transversal criada pelo efeito Rashba na interface Ag/Pt aumenta pelo aumento do número de nanopartículas até a espessura de coalescência da prata. Ainda que os resultados de SMR não possam ser diretamente comparados com os resultados de SPE e SSE, existe uma correlação expressiva dos dados obtidos pelas três distintas técnicas [87].

Se consideramos que o comprimento de difusão de spin não se altera com a estrutura de nanoparticulados de Ag, visto que o ângulo Hall da prata é entorno de 500 nm, utilizando 5-21, podemos escrever a razão do SHA das amostras com nanopartículas de prata em relação a amostra padrão de platina como:

$$\frac{\theta_{eff}^{SPE}(t_{Ag})}{\theta_{eff}^{Pt}} = \sqrt{\frac{\Delta R_L(t_{Ag})}{\Delta R_L(0)}} \cdot \frac{R_0(0)}{R_0(t_{Ag})}. \quad 5-23$$

Podemos compilar os resultados da injeção de corrente de spin por bombeamento de spin, Figura 5-15, e efeito spin Seebeck, Figura 5-16, comparando diretamente a razão das correntes de cargas obtidas para cada amostra,  $\left(\frac{I_{t_{Ag}}}{I_{t_{Ag}=0}}\right)$  vs  $t_{Ag}$  é mostrado na Figura 5-19 a). A concordância das

razões das correntes pelos dois fenômenos é notável, demonstra que, que independente da forma de

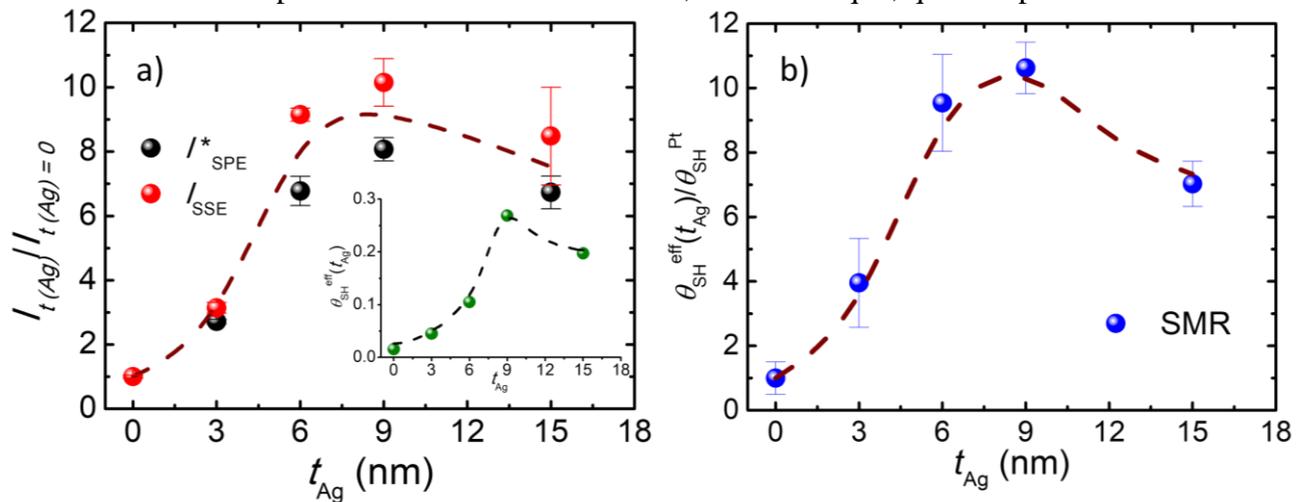


Figura 5-19: a) Dependência de  $I_{t_{Ag}}/I_{t_{Ag}=0}$  para SSE (símbolos vermelhos) e  $(I_{t_{Ag}}/I_{t_{Ag}=0}) \times (\Delta H_{t_{Ag}}/\Delta H_{t_{Ag}=0})^2$  para SPE (símbolos pretos) em função da espessura  $t_{Ag}$ , o inset mostra a dependência de  $\theta_{SH}^{eff}(t_{Ag})$  assumindo que o SPE é o único mecanismo de damping. b) Razão  $\theta_{SH}^{eff}(t_{Ag})/\theta_{SH}^{Pt}$  obtida a partir dos dados extraídos da Figura 5-18. O máximo valor ocorre em  $t_{Ag} = 9.0$  nm.

## 5 Transporte de spin e conversão spin Hall inverso

injeção de corrente de spin, o mecanismo de conversão pelo efeito ISHE ocorre da mesma maneira. Os resultados da Tabela 5-4 está demonstrado no *inset* da Figura 5-19 a).

Tomando os resultados de SMR da Figura 5-18, é possível construir um gráfico  $\left(\frac{\theta_{SH}^{eff}(t_{Ag})}{\theta_{SH}^{Pt}}\right)$  vs  $t_{Ag}$  utilizando a equação 5-23. Novamente existe uma concordância incrível entre os resultados de SPE, SSE e SMR. Todos demonstram um aumento da eficiência de conversão de corrente de spin em corrente de carga entre 9 e 10 vezes. Assumindo o valor típico de ângulo spin Hall da platina em 5%, os resultados demonstram que o aumento do SHA efetivo entre 40% à 50% para a amostra YIG/[Pt(3 nm)-Ag(9 nm)]/Pt(3 nm).

Em conclusão, tirando vantagem da incapacidade da Ag na formação de um filme uniforme no regime de baixas espessuras, foi possível fabricar nanoparticulados de prata com diâmetro entre 40-60 nm embebidas na altura média do filme de platina com espessura de 6 nm. Variando o tempo de deposição da prata, foi possível obter nanopartículas isoladas para  $t_{Ag} \leq 9.0$  nm, após esta espessura um filme contínuo de Ag começa a ser formado. A rugosidade da prata serve como moldes nanoscópicos que melhoram o processo de interconversão entre corrente de spin e carga, aumentando em uma ordem de grandeza em relação ao SHA da platina no caso da amostra YIG/[Pt(3 nm)-Ag(9 nm)]/Pt(3 nm). Estes resultados foram demonstrados por pelo menos três técnicas diferentes, confirmando a robustez dos resultados deste novo efeito. Esta descoberta, portanto, fornece uma técnica confiável de controlar localmente o ângulo Hall efetivo.

## 6 Conclusões e perspectivas

Através da pesquisa desenvolvida no grupo de Magnetismo e Materiais Magnéticos (MMM) do departamento de física da UFPE (DF/UFPE), sob a supervisão do Prof. Dr Antonio Azevedo da Costa, foi possível trabalhar de maneira direta, em todos os passos que configuram uma sólida formação acadêmica e científica. Esta formação científica que se divide em atividades experimentais e de entendimento dos fenômenos físicos estudados nesta tese, ocorreu através das seguintes etapas: (i) Fabricação de amostras, que é provavelmente a etapa mais importante de qualquer atividade de física experimental. Como tivemos atividades de pesquisa em sistemas muito diferentes (metálicos, isolantes, orgânicos, etc.) foi necessária a colaboração com outros grupos, em especial o grupo liderado pelo Prof. Joaquim Mendes da UFV, MG. (ii) Entendimento da física básica que explica os fenômenos investigados, o que envolve análise e discussão de resultados, propostas de modelos fenomenológicos, propostas de montagens experimentais e produção de trabalhos científicos, entendimento profundo das técnicas e equipamentos utilizado, etc. A diversidade de assuntos aqui abordados demonstra o leque de possibilidades que a spintrônica e o trabalho dedicado podem fornecer. Deste modo foi possível abordar ao longo do doutorado diversos assuntos que tocam não só a spintrônica, mas o magnetismo de forma geral, efeitos magneto-ópticos dentre outros, são somente dentro do grupo MMM, mas também podendo atuar em conjunto com demais pesquisadores da própria UFPE e de outras instituições, nacionais e internacionais. O trabalho ao longo do doutorado resultou em um conjunto de trabalhos aqui listados:

- [1] R. L. Rodríguez-Suárez, A. B. Oliveira, F. Estrada, D. S. Maior, M. Arana, **O. Alves Santos**, A. Azevedo, e S. M. Rezende, “Rotatable anisotropy on ferromagnetic/antiferromagnetic bilayer investigated by Brillouin light scattering”, *J. Appl. Phys.* **123**, 43901 (2018).
- [2] J. B. S. Mendes, **O. Alves Santos**, J. Holanda, R. P. Loreto, C. I. L. de Araujo, C.-Z. Chang, J. S. Moodera, A. Azevedo, e S. M. Rezende, “Dirac-surface-state-dominated spin to charge current conversion in the topological insulator  $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3$  films at room temperature”, *Phys. Rev. B* **96**, 180415 (2017).
- [3] J. B. S. Mendes, **O. Alves Santos**, J. P. Gomes, H. S. Assis, J. F. Felix, R. L. Rodriguez-Suarez, S. M. Rezende, e A. Azevedo, “Efficient spin transport through polyaniline”, *Phys. Rev. B* **95**, 14413 (2017).
- [4] **O. Alves-Santos**, E. F. Silva, M. Gamino, R. O. Cunha, J. B. S. Mendes, R. L. Rodriguez-Suarez, S. M. Rezende, e A. Azevedo, “Giant spin-charge conversion driven by nanoscopic particles of Ag in Pt”, *Phys. Rev. B* **96**, 060408(R) (2017).

## 6 Conclusões e perspectivas

- [5] J. B. S. Mendes, S. L. A. Mello, **O. Alves Santos**, R. O. Cunha, R. L. Rodriguez-Suarez, A. Azevedo, e S. M. Rezende, “Inverse spin Hall effect in the semiconductor (Ga,Mn) As at room temperature”, *Phys. Rev. B* **95**, 214405 (2017).
- [6] J. Holanda, **O. Alves Santos**, R. O. Cunha, J. B. S. Mendes, R. L. Rodriguez-Suarez, A. Azevedo, e S. M. Rezende, “Longitudinal spin Seebeck effect in permalloy separated from the anomalous Nernst effect: Theory and experiment”, *Phys. Rev. B* **95**, 214421 (2017).
- [7] J. Holanda, **O. A. Santos**, R. L. Rodriguez-Suarez, A. Azevedo, e S. M. Rezende, “Simultaneous spin pumping and spin Seebeck experiments with thermal control of the magnetic damping in bilayers of yttrium iron garnet and heavy metals: YIG/Pt and YIG/IrMn”, *Phys. Rev. B* **95**, 134432 (2017).
- [8] J. Holanda, D. S. Maior, **O. Alves Santos**, L. H. Vilela-Leão, J. B. S. Mendes, A. Azevedo, R. L. Rodríguez-Suárez, e S. M. Rezende, “Spin Seebeck effect in the antiferromagnet nickel oxide at room temperature”, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 172405 (2017).
- [9] E. F. Silva, M. A. Correa, R. D. Della Pace, C. C. P. Cid, P. R. Kern, M. Carara, C. Chesman, **O. A. Santos**, R. L. Rodriguez-Suarez, A. Azevedo, S. M. Rezende, e F. Bohn, “Thickness dependence of the magnetic anisotropy and dynamic magnetic response of ferromagnetic NiFe films”, *J. Phys. D-Applied Phys.* **50**, 185001 (2017).
- [10] R. Vidyasagar, **O. Alves Santos**, J. Holanda, R. O. Cunha, F. L. A. Machado, P. R. T. Ribeiro, A. R. Rodrigues, J. B. S. Mendes, A. Azevedo, e S. M. Rezende, “Giant Zeeman shifts in the optical transitions of yttrium iron garnet thin films”, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 122402 (2016).
- [11] A. Azevedo, R. O. Cunha, F. Estrada, **O. A. Santos**, J. B. S. Mendes, L. H. Vilela-Leao, R. L. Rodriguez-Suarez, e S. M. Rezende, “Electrical detection of ferromagnetic resonance in single layers of permalloy: Evidence of magnonic charge pumping”, *Phys. Rev. B* **92**, 24402 (2015).
- [12] J. B. S. Mendes, **O. A. Santos**, L. M. Meireles, R. G. Lacerda, L. H. Vilela-Leao, F. L. A. Machado, R. L. Rodriguez-Suarez, A. Azevedo, e S. M. Rezende, “Spin-Current to Charge-Current Conversion and Magnetoresistance in a Hybrid Structure of Graphene and Yttrium Iron Garnet”, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 226601 (2015).
- [13] A. Azevedo, **O. Alves Santos**, G. A. Fonseca Guerra, R. O. Cunha, R. Rodriguez-Suarez, e S. M. Rezende, “Competing spin pumping effects in magnetic hybrid structures”, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 52402 (2014).
- [14] J. B. S. Mendes, R. O. Cunha, **O. A. Santos**, P. R. T. Ribeiro, F. L. A. Machado, R. L. Rodriguez-Suarez, A. Azevedo, e S. M. Rezende, “Large inverse spin Hall effect in the antiferromagnetic metal Ir<sub>20</sub>Mn<sub>80</sub>”, *Phys. Rev. B* **89**, 140406 (2014).
- [15] A. Azevedo, **O. Alves Santos**, R. O. Cunha, R. Rodriguez-Suarez, e S. M. Rezende, “Addition and subtraction of spin pumping voltages in magnetic hybrid structures”, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 152408 (2014).

Spintrônica tem como intuito principal a adição de um novo grau de liberdade para a eletrônica convencional. Enquanto que a eletrônica manipula e controla correntes de carga elétrica, a spintrônica se propõe à geração e à manipulação de sinais utilizando correntes de spin. Esta área do magnetismo atrai bastante atenção acadêmica devido à sua investigação em diversos fenômenos na matéria condensada e pela sua possibilidade de aplicação direta na tecnologia. Utilizando o crescimento controlado de heteroestruturas magnéticas, foi possível realizar um estudo vasto e sistemáticos de quatro dos mais importantes efeitos spintrônicos, dois efeitos de injeção pura de corrente de spin: *spin*

## 6 Conclusões e perspectivas

*pumping effect* (SPE) e *spin Seebeck effect* (SSE); e dois efeitos de conversão de corrente de carga em corrente de spin e seus efeitos inversos: *spin Hall effect* (SHE/ISHE) e *Edelstein effect* (EE/IEE).

Podemos resumir os resultados em dois grandes grupos: 1) Conversão e transporte de corrente de spin em materiais orgânicos 2) Conversão e transporte de corrente de spin em heteroestruturas metálicas e filmes simples de Py.

No primeiro grupo de estudo destacam-se as tensões elétricas na condição de ressonância FMR em filmes simples de Py foram observadas em **4.1**, variando a espessura de Permalloy entre 4 nm à 150 nm. As tensões elétricas medidas, correspondem a sobreposição de curvas lorentzianas simétricas e assimétricas. Através da dependência angular dessas componentes, foi possível verificar a contribuição do efeito MCP, nos filmes ferromagnéticos metálicos, este efeito recém-descoberto corresponde ao efeito recíproco do *spin orbital torque*, e que é capaz de converter dinâmica da magnetização em corrente de carga, este efeito surge devido à quebra de simetria espacial de superfície [140], este efeito deve ser levado em consideração na utilização do Permalloy como injetor de corrente de spin. **4.2:** A capacidade de observar dois efeitos em uma larga área de grafeno crescida por CVD sobre o monocristal de YIG, o primeiro efeito se deve à magnetorresistência do grafeno induzida pelo efeito de proximidade com o YIG, o segundo trata-se da detecção de uma tensão DC ao longo da camada de grafeno, esta tensão surge da conversão de corrente de spin gerada pelo efeito *spin pumping*, em corrente de carga, nós interpretamos essa conversão através do efeito Edelstein inverso IEE, essas observações concluem que o acoplamento spin-órbita do grafeno possui origem intrínseca, proporcionada pelo efeito de proximidade [159].

Ainda dentro do grupo de estudo 1), vimos na seção **4.3** o estudo da conversão de corrente de spin em corrente de carga no isolante topológico  $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3$  à temperatura ambiente, onde sua conversão é atribuída ao efeito Edelstein inverso (IEE). O injetor de corrente de spin utilizado foi o Permalloy, e técnicas de *spin pumping* e *spin Seebeck*. Através da análise feita na seção **4.1** pôde-se separar as contribuições da tensão devido ao MCP no Py do processo SPE-IEE, com base nos resultados foi obtido um  $\lambda_{IEE}^{SPE} = 0.075$  nm. No caso do efeito Seebeck, foi adicionada filme de NiO entre o isolante topológico e o Py, no intuito de separar a tensão elétrica por SSE-IEE, do efeito Nernst anômalo, desta forma foi obtido  $\lambda_{IEE}^{SSE} = 0.076$  nm [169]

No segundo grupo de estudo, em **5.1**, foi possível demonstrar que o metal antiferromagneto de alta temperatura  $\text{Ir}_{20}\text{Mn}_{80}$ , o qual é empregado usualmente em dispositivos de válvulas de spin, exhibe propriedades spin-Hall similares à platina, de modo que este pode converter corrente de spin em corrente de carga. Esta afirmação é verdade tanto para a injeção de corrente de spin por *spin pumping*

## 6 Conclusões e perspectivas

e spin Seebeck [186]. Estes resultados experimentais confirmaram as previsões teóricas de Chen et al [183]. Na seção 5.2, vimos que o condutor orgânico “polianilina” possui a capacidade de transporte de spin por espessuras de até  $\lambda_{PANI} = 590$  nm. Esta conclusão foi possível através da injeção de corrente de spin pelo YIG e a utilização do filme de Pt como sensor de corrente de spin nas estruturas YIG/PANI/Pt. Apesar de o mecanismo de transporte de spin não estar bem estabelecido, foi constatada sua correlação com sua condutividade elétrica, quanto melhor condutor de carga, melhor sua condução de spin [188].

O último resultado apresentado, na seção 5.3, refere-se ao aprimoramento do  $\theta_{SH}^{eff}$ , parâmetro este que quantifica a capacidade de conversão de corrente de spin em corrente de carga através do efeito spin Hall inverso. Este parâmetro, chamado ângulo Hall de spin efetivo, pode ser aumentado na estrutura YIG/[Pt(3 nm)-Ag(t)]/Pt(3 nm). Através da formação de partículas nanométricas de Ag na camada intermediária do filme de Pt(6 nm), a formação destes nanopartículas é conhecida na literatura e se deve ao fato das propriedades de coalescência durante a deposição do filme de Ag. Verificou-se, então, que as nano partículas atuam como centros espalhadores capazes de amplificar a conversão spin-carga. Esta afirmação foi confirmada por ao menos três técnicas spintrônica distintas i) SPE, ii) SSE e iii) SMR (magnetorresistência de spin). Em todos os três casos, foi observado que  $\theta_{SH}^{eff}$  é crescente até o regime de formação de filme contínuo de Ag para  $t_{Ag} > 9$  nm. O valor máximo obtido para  $\theta_{SH}^{eff}$  ocorreu na amostra YIG/[Pt(3 nm)-Ag(9 nm)]/Pt(3 nm) e corresponde a uma ordem de grandeza maior do que YIG/Pt(6 nm), lembrando que a platina possui o maior valor de ângulo Hall de spin entre os metais, descoberta esta que fornece uma técnica confiável de controle local do ângulo Hall de spin  $\theta_{SH}$  [87].

Apesar de a spintrônica estar há mais 10 anos como uma área de intensa pesquisa científica, ela ainda possui diversos pontos de interesse e que precisam ser entendidos de maneira completa, tanto no caráter teórico de determinar suas origens quanto nos possíveis dispositivos e técnicas experimentais que explorem fenômenos spintrônicos.

A minha expectativa futura é que existem muitos problemas e fenômenos que podem vir a ser investigados, principalmente os relacionados com a busca por novos efeitos que aumentem o processo de conversão spin em carga e vice-versa. Durante a pesquisa do doutorado pode-se citar algumas ideias/pontos que necessitam dedicação e trabalho, podemos listar alguns pontos:

- i) Vimos que materiais antiferromagnéticos convertem corrente de spin em corrente de carga, tendo em vista o efeito de *exchange bias*, pode-se supor a preparação de uma

## 6 Conclusões e perspectivas

amostra de YIG(15 nm)/IrMn(15 nm), na qual para estas espessuras o campo de *exchange* atuante no YIG pode ser suficiente para que o efeito SSE ocorra somente com a adição de um gradiente de temperatura.

- ii) O mecanismo de transporte de spin na PANI continua um ponto não muito esclarecido, este estudo teórico/experimental é vital para a área de spintrônica em materiais orgânicos.
- iii) A combinação do controle do *damping* magnético pela ação simultânea de SPE e SSE com o alto  $\theta_{SH}^{eff}$  dos nanoparticulados [Ag-Pt] pode ser essencial para a geração de alta oscilação magnética.
- iv) O estudo do efeito MCP pode ser ampliado para outros metais ferromagnéticos, no intuito de confirmar/generalizar o modelo proposto.
- v) A formação de nanoparticulados para “controle” do ângulo Hall efetivo pode ocorrer para diversos outros sistemas como [Cu-Bi], [Ag-Bi], entre outros. Estes estudos podem resultar em uma engenharia de *spin Hall angle*.

O entendimento dos efeitos bidimensionais em spintrônica ainda está no seu início, abrindo uma grande perspectiva com aplicações em isolantes topológicos e outros materiais bidimensionais. Gostaria de chamar a atenção para uma área que está bem no início, que é a aplicação de métodos e fenômenos spintrônicos nos chamados materiais quânticos (*quantum materials*). A revista Nature Physics tem publicado editoriais sobre o tema [217]. E seguramente veremos no futuro muito trabalho nesta área.

## Referências

## Referências

- [1] S. A. Wolf *et al.*, “Spintronics: a spin-based electronics vision for the future.”, *Science*, vol. 294, nº 5546, p. 1488–95, nov. 2001.
- [2] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, e W. Zinn, “Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange”, *Phys. Rev. B*, vol. 39, nº 7, p. 4828–4830, mar. 1989.
- [3] M. N. Baibich *et al.*, “Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, nº 21, p. 2472–2475, nov. 1988.
- [4] M. Julliere, “Tunneling between ferromagnetic films”, *Phys. Lett. A*, vol. 54, nº 3, p. 225–226, set. 1975.
- [5] T. Miyazaki e N. Tezuka, “Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/Fe junction”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 139, nº 3. North-Holland, p. L231–L234, 02-jan-1995.
- [6] J. S. Moodera, L. R. Kinder, T. M. Wong, e R. Meservey, “Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, nº 16, p. 3273–3276, abr. 1995.
- [7] J. M. Slaughter *et al.*, “Fundamentals of MRAM Technology”, *J. Supercond. Inc. Nov. Magn.*, vol. 15, nº 1, p. 19–25, 2002.
- [8] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, e L. Thomas, “Magnetic domain-wall racetrack memory.”, *Science*, vol. 320, nº 5873, p. 190–4, abr. 2008.
- [9] B. Heinrich e J. A. C. Bland, *Ultrathin Magnetic Structures II*, vol. 3, nº 9. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 1994.
- [10] D. D. Stancil e A. Prabhakar, *Spin Waves: Theory and Applications*. Springer, 2008.
- [11] A. A. Serga, A. V Chumak, e B. Hillebrands, “YIG magnonics”, *J. Phys. D. Appl. Phys.*, vol. 43, nº 26, p. 264002, jul. 2010.
- [12] H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, e F. Yang, “Spin transport in antiferromagnetic insulators mediated by magnetic correlations”, *Phys. Rev. B*, vol. 91, nº 22, p. 220410, jun. 2015.
- [13] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, e A. Azevedo, “Diffusive magnonic spin transport in antiferromagnetic insulators”, *Phys. Rev. B*, vol. 93, nº 5, p. 54412, fev. 2016.
- [14] M. I. Dyakonov e V. I. Perel, “Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors”, *Phys. Lett. A*, vol. 35, nº 6, p. 459–460, 1971.
- [15] J. E. Hirsch, “Spin Hall effect”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 83, nº 9, p. 1834–1837, 1999.
- [16] E. H. Hall, “On a New Action of the Magnet on Electric Currents”, *Am. J. Math.*, vol. 2, nº 3, p. 287, set. 1879.
- [17] E. H. Hall, “XVIII. On the ‘Rotational Coefficient’ in nickel and cobalt”, *Philos. Mag. Ser. 5*, vol. 12, nº 74, p. 157–172, set. 1881.
- [18] S. Mizukami, Y. Ando, e T. Miyazaki, “The study on ferromagnetic resonance linewidth for NM/80NiFe/NM (NM = Cu, Ta, Pd and Pt) films”, *Japanese J. Appl. Physics, Part 1 Regul. Pap. Short Notes Rev. Pap.*, vol. 40, nº 2 A, p. 580–585, fev. 2001.
- [19] S. Mizukami, Y. Ando, e T. Miyazaki, “Ferromagnetic resonance linewidth for NM/80NiFe/NM films (NM=Cu, Ta, Pd and Pt)”, *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 226–230, p. 1640–1642, 2001.
- [20] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, e G. E. W. Bauer, “Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 88, nº 11, p. 117601, fev. 2002.
- [21] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, e D. D. Awschalom, “Observation of the spin hall effect in semiconductors”, *Science (80-. )*, vol. 306, nº 5703, p. 1910–1913, 2004.
- [22] J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, e T. Jungwirth, “Experimental observation of the spin-Hall effect in a two-dimensional spin-orbit coupled semiconductor system”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, nº 4, 2005.
- [23] A. Azevedo, L. H. V Leao, R. L. Rodriguez-Suarez, A. B. Oliveira, e S. M. Rezende, “Dc effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect?”, *J. Appl. Phys.*, vol. 97, nº 10, p. 3, 2005.
- [24] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, e G. Tatara, “Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, nº 18, p. 3, 2006.

## Referências

- [25] H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V. E. Demidov, D. Fang, A. J. Ferguson, e S. O. Demokritov, “Controlled enhancement of spin-current emission by three-magnon splitting”, *Nat. Mater.*, vol. 10, nº 9, p. 660–664, jul. 2011.
- [26] C. W. Sandweg *et al.*, “Spin pumping by parametrically excited exchange magnons”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, nº 21, p. 216601, maio 2011.
- [27] H. Kurebayashi, O. Dzyapko, V. E. Demidov, D. Fang, A. J. Ferguson, e S. O. Demokritov, “Spin pumping by parametrically excited short-wavelength spin waves”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, nº 16, p. 162502, out. 2011.
- [28] D. Hou *et al.*, “Interface induced inverse spin Hall effect in bismuth/permalloy bilayer”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, nº 4, 2012.
- [29] K. Ando e E. Saitoh, “Spin pumping driven by bistable exchange spin waves”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, nº 2, p. 26602, jul. 2012.
- [30] H. Nakayama *et al.*, “Geometry dependence on inverse spin Hall effect induced by spin pumping in Ni 81 Fe 19 /Pt films”, *Phys. Rev. B*, vol. 85, nº 14, p. 144408, abr. 2012.
- [31] V. Castel, N. Vlietstra, J. Ben Youssef, e B. J. Van Wees, “Platinum thickness dependence of the inverse spin-Hall voltage from spin pumping in a hybrid yttrium iron garnet/platinum system”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, nº 13, p. 132414, set. 2012.
- [32] H. Nakayama *et al.*, “Inverse spin-hall effect induced by spin pumping in different thickness Pt films”, in *IEEE Transactions on Magnetics*, 2010, vol. 46, nº 6, p. 2202–2204.
- [33] K. Ando *et al.*, “Angular dependence of inverse spin-Hall effect induced by spin pumping investigated in a Ni81 Fe19 /Pt thin film”, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 78, nº 1, p. 14413, jul. 2008.
- [34] A. Azevedo, L. H. Vilela-Leao, R. L. Rodriguez-Suarez, A. F. L. Santos, e S. M. Rezende, “Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment”, *Phys. Rev. B*, vol. 83, nº 14, p. 6, 2011.
- [35] W. Thomson, “On a Mechanical Theory of Thermo-Electric Currents”, *Proc. R. Soc. Edinburgh*, vol. 3, nº 42, p. 91–98, mar. 1857.
- [36] K. Uchida *et al.*, “Observation of the spin Seebeck effect”, *Nature*, vol. 455, nº 7214, p. 778–781, 2008.
- [37] K. Uchida, H. Adachi, T. Ota, H. Nakayama, S. Maekawa, e E. Saitoh, “Observation of longitudinal spin-Seebeck effect in magnetic insulators”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, nº 17, p. 3, 2010.
- [38] K. Uchida *et al.*, “Spin Seebeck insulator”, *Nat. Mater.*, vol. 9, nº 11, p. 894–897, 2010.
- [39] K. Uchida, T. Nonaka, T. Kikkawa, Y. Kajiwara, e E. Saitoh, “Longitudinal spin Seebeck effect in various garnet ferrites”, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 87, nº 10, p. 104412, mar. 2013.
- [40] S. Bosu *et al.*, “Spin Seebeck effect in thin films of the Heusler compound Co 2MnSi”, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 83, nº 22, p. 224401, jun. 2011.
- [41] J. Xiao, G. E. W. Bauer, K. C. Uchida, E. Saitoh, e S. Maekawa, “Theory of magnon-driven spin Seebeck effect”, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 81, nº 21, p. 214418, jun. 2010.
- [42] H. Adachi, K. Uchida, E. Saitoh, e S. Maekawa, “Theory of the Spin Seebeck Effect”, *Reports Prog. Phys.*, vol. 76, nº 3, p. 36501, mar. 2012.
- [43] D. Meier *et al.*, “Thermally driven spin and charge currents in thin NiFe2O 4/Pt films”, *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 87, nº 5, p. 54421, fev. 2013.
- [44] H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, e S. Maekawa, “Linear-response theory of spin Seebeck effect in ferromagnetic insulators”, *Phys. Rev. B*, vol. 83, nº 9, p. 94410, mar. 2011.
- [45] G. L. Da Silva, L. H. Vilela-Leo, S. M. Rezende, e A. Azevedo, “Spin current injection by spin Seebeck and spin pumping effects in yttrium iron garnet/Pt structures”, in *Journal of Applied Physics*, 2012, vol. 111, nº 7, p. 07C513.
- [46] G. E. W. Bauer, E. Saitoh, e B. J. van Wees, “Spin caloritronics”, *Nat. Mater.*, vol. 11, nº 5, p. 391–399, abr. 2012.
- [47] C. M. Jaworski, J. Yang, S. Mack, D. D. Awschalom, J. P. Heremans, e R. C. Myers, “Observation of the spin-Seebeck effect in a ferromagnetic semiconductor”, *Nat. Mater.*, vol. 9, nº 11, p. 898–903, 2010.
- [48] M. Walter *et al.*, “Seebeck effect in magnetic tunnel junctions”, *Nat. Mater.*, vol. 10, nº 10, p. 742–746, jul. 2011.

## Referências

- [49] B. Obry, V. I. Vasyuchka, A. V. Chumak, A. A. Serga, e B. Hillebrands, “Spin-wave propagation and transformation in a thermal gradient”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, nº 19, p. 192406, nov. 2012.
- [50] R. O. Cunha, E. Padrón-Hernández, A. Azevedo, e S. M. Rezende, “Controlling the relaxation of propagating spin waves in yttrium iron garnet/Pt bilayers with thermal gradients”, *Phys. Rev. B*, vol. 87, nº 18, p. 184401, maio 2013.
- [51] G. L. da Silva, L. H. Vilela-Leão, S. M. Rezende, e A. Azevedo, “Enhancement of spin wave excitation by spin currents due to thermal gradient and spin pumping in yttrium iron garnet/Pt”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, nº 1, p. 12401, jan. 2013.
- [52] E. Padrón-Hernández, A. Azevedo, e S. M. Rezende, “Amplification of spin waves by thermal spin-transfer torque”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, nº 19, p. 197203, nov. 2011.
- [53] E. Padrón-Hernández, A. Azevedo, e S. M. Rezende, “Amplification of spin waves by the spin Seebeck effect”, in *Journal of Applied Physics*, 2012, vol. 111, nº 7, p. 07D504.
- [54] L. Lu, Y. Sun, M. Jantz, e M. Wu, “Control of Ferromagnetic Relaxation in Magnetic Thin Films through Thermally Induced Interfacial Spin Transfer”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, nº 25, p. 257202, jun. 2012.
- [55] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, e A. Azevedo, “Thermal control of the spin pumping damping in ferromagnetic/normal metal interfaces”, *Phys. Rev. B*, vol. 89, nº 9, p. 94423, mar. 2014.
- [56] J. Holanda, O. A. Santos, R. L. Rodriguez-Suarez, A. Azevedo, e S. M. Rezende, “Simultaneous spin pumping and spin Seebeck experiments with thermal control of the magnetic damping in bilayers of yttrium iron garnet and heavy metals: YIG/Pt and YIG/IrMn”, *Phys. Rev. B*, vol. 95, nº 13, p. 134432, 2017.
- [57] C. Safranski *et al.*, “Spin caloritronic nano-oscillator”, *Nat. Commun.*, vol. 8, nº 1, p. 117, dez. 2017.
- [58] Y. A. Bychkov e É. I. Rashba, “Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy”, *ZhETF Pis ma Redaktsiiu*, Vol. 39, p.66, vol. 39, p. 66, 1984.
- [59] V. M. Edelstein, “Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems”, *Solid State Commun.*, vol. 73, nº 3, p. 233–235, 1990.
- [60] J. C. R. Sánchez *et al.*, “Spin-to-charge conversion using Rashba coupling at the interface between non-magnetic materials”, *Nat. Commun.*, vol. 4, p. ncomms3944, dez. 2013.
- [61] W. Zhang, M. B. Jungfleisch, W. Jiang, J. E. Pearson, e A. Hoffmann, “Spin pumping and inverse Rashba-Edelstein effect in NiFe/Ag/Bi and NiFe/Ag/Sb”, *J. Appl. Phys.*, vol. 117, nº 17, p. 17C727, maio 2015.
- [62] S. Chikazumi, “Physics of Ferromagnetism”, *Physics (College. Park. Md.)*, vol. 1, nº 11, p. 655, 1997.
- [63] D. M. Pozar, *Microwave Engineering*. Wiley India, 2012.
- [64] J. H. E. GRIFFITHS, “Anomalous High-frequency Resistance of Ferromagnetic Metals”, *Nature*, vol. 158, nº 4019, p. 670–671, nov. 1946.
- [65] C. Kittel, “Interpretation of Anomalous Larmor Frequencies in Ferromagnetic Resonance Experiment”, *Phys. Rev.*, vol. 71, nº 4, p. 270–271, fev. 1947.
- [66] C. Kittel, “On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption”, *Phys. Rev.*, vol. 73, nº 2, p. 155–161, jan. 1948.
- [67] C. Kittel, *Introduction to solid state physics*. Wiley, 2005.
- [68] M. J. Hurben e C. E. Patton, “Theory of magnetostatic waves for in-plane magnetized isotropic films”, *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 139, nº 3, p. 263–291, jan. 1995.
- [69] M. Ohring, *Materials science of thin films : deposition and structure*. Academic Press, 2002.
- [70] W. R. Grove, “On the Electro-Chemical Polarity of Gases”, *Philos. Trans. R. Soc. London*, vol. 142, nº 0, p. 87–101, jan. 1852.
- [71] M. Plücker, “XLVI. Observations on the electrical discharge through rarefied gases”, *London, Edinburgh, Dublin Philos. Mag. J. Sci.*, vol. 16, nº 109, p. 408–418, 1858.
- [72] D. M. Mattox, *The Foundations of Vacuum Coating Technology*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2003.
- [73] K. Wasa, M. Kitabatake, e H. Adachi, *Thin films material technology : sputtering of compound materials*. William Andrew, 2004.

## Referências

- [74] P. Sigmund, “Theory of Sputtering. I. Sputtering Yield of Amorphous and Polycrystalline Targets”, *Phys. Rev.*, nº 2, 1969.
- [75] Y. Yamamura e H. Tawara, “Energy Dependence of Ion-Induced Sputtering Yields From Monatomic Solids At Normal Incidence”, *At. Data Nucl. Data Tables*, vol. 62, nº 2, p. 149–253, mar. 1996.
- [76] T. Schneider, A. A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R. L. Stamps, e M. P. Kostylev, “Realization of spin-wave logic gates”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, nº 2, p. 22505, jan. 2008.
- [77] Y. Kajiwara *et al.*, “Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator”, *Nature*, vol. 464, nº 7286, p. 262-U141, 2010.
- [78] R. Metselaar e P. K. Larsen, “High-temperature electrical properties of yttrium iron garnet under varying oxygen pressures”, *Solid State Commun.*, vol. 15, nº 2, p. 291–294, jul. 1974.
- [79] G. B. Scott, D. E. Lacklison, e J. L. Page, “Absorption spectra of Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> (YIG) and Y<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>O<sub>12</sub>: Fe<sup>3+</sup>”, *Phys. Rev. B*, vol. 10, nº 3, p. 971–986, ago. 1974.
- [80] S. H. Wemple, S. L. Blank, J. A. Seman, e W. A. Biolsi, “Optical properties of epitaxial iron garnet thin films”, *Phys. Rev. B*, vol. 9, nº 5, p. 2134–2144, mar. 1974.
- [81] R. Vidyasagar *et al.*, “Giant Zeeman shifts in the optical transitions of yttrium iron garnet thin films”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 109, nº 12, p. 122402, 2016.
- [82] E. Riedel, R. Alsfasser, C. Janiak, T. M. Klapötke, e H.-J. Meyer, *Moderne Anorganische Chemie*. Berlin • New York: Walter de Gruyter, 2007.
- [83] V. Cherepanov, I. Kolokolov, e V. L’vov, “The saga of YIG: Spectra, thermodynamics, interaction and relaxation of magnons in a complex magnet”, *Phys. Rep.*, vol. 229, nº 3, p. 81–144, jul. 1993.
- [84] A. Kreisel, “Spin-wave calculations for Heisenberg magnets with reduced symmetry”.
- [85] S. Geller e M. A. Gilleo, “The crystal structure and ferrimagnetism of yttrium-iron garnet, Y<sub>3</sub>Fe<sub>2</sub>(FeO<sub>4</sub>)<sub>3</sub>”, *J. Phys. Chem. Solids*, vol. 3, nº 1–2, p. 30–36, jan. 1957.
- [86] N. . Ibrahim, C. Edwards, e S. . Palmer, “Pulsed laser ablation deposition of yttrium iron garnet and cerium-substituted YIG films”, *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 220, nº 2–3, p. 183–194, out. 2000.
- [87] O. Alves-Santos *et al.*, “Giant spin-charge conversion driven by nanoscopic particles of Ag in Pt”, *Phys. Rev. B*, vol. 96, nº 6, p. 060408(R), 2017.
- [88] S. V Vonsovskii, *Ferromagnetic resonance: the phenomenon of resonant absorption of a high-frequency magnetic field in ferromagnetic substances*. Pergamon Press, 1966.
- [89] E. Zavoisky, “Spin magnetic resonance in the decimeter-wave region”, *J. Phys. USSR*, vol. 10, p. 197–198, 1946.
- [90] L. Landau e E. Lifshitz, “On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies”, *Phys. Z. Sowjetunion*, vol. 8, nº 153, p. 101–114, 1935.
- [91] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*. John Wiley & Sons, 2007.
- [92] S. Maekawa, S. O. Valenzuela, E. Saitoh, e T. Kimura, *Spin Current*, vol. 33. Oxford University Press, 2012.
- [93] P. W. Brouwer, “Scattering approach to parametric pumping”, *Phys. Rev. B*, vol. 58, nº 16, p. R10135–R10138, out. 1998.
- [94] M. Büttiker, H. Thomas, e A. Prêtre, “Current partition in multiprobe conductors in the presence of slowly oscillating external potentials”, *Zeitschrift für Phys. B Condens. Matter*, vol. 94, nº 1–2, p. 133–137, mar. 1994.
- [95] A. Brataas, Y. V. Nazarov, e G. E. W. Bauer, “Finite-Element Theory of Transport in Ferromagnet–Normal Metal Systems”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, nº 11, p. 2481–2484, mar. 2000.
- [96] X. Waintal, E. B. Myers, P. W. Brouwer, e D. C. Ralph, “Role of spin-dependent interface scattering in generating current-induced torques in magnetic multilayers”, *Phys. Rev. B*, vol. 62, nº 18, p. 12317–12327, nov. 2000.
- [97] L. H. V. Leão, “Dinâmica de spins em interfaces metálicas: mecanismos de relaxação e bombeamento de spin”, Universidade Federal de Pernambuco, 2010.
- [98] D. L. Mills e S. M. Rezende, “Spin Damping in Ultrathin Magnetic Films”, in *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II*, Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2003, p. 27–59.
- [99] B. Hillebrands e K. Ounadjela, *Spin dynamics in confined magnetic structures II*. Springer, 2003.
- [100] G. L. da S. Vilela, “Geração e detecção de correntes puras de spin pelos efeitos de spin pumping e seebeck de

## Referências

spin”, 2013.

- [101] A. Hoffmann, “Spin Hall Effects in Metals”, *Ieee Trans. Magn.*, vol. 49, nº 10, p. 5172–5193, 2013.
- [102] H. L. Wang, C. H. Du, Y. Pu, R. Adur, P. C. Hammel, e F. Y. Yang, “Scaling of spin hall angle in 3d, 4d, and 5d metals from Y3Fe5 O12 /metal spin pumping”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 112, nº 19, p. 197201, maio 2014.
- [103] H. Adachi, K. Uchida, E. Saitoh, e S. Maekawa, “Theory of the spin Seebeck effect”, *Reports Prog. Phys.*, vol. 76, nº 3, p. 36501, mar. 2013.
- [104] S. M. Rezende *et al.*, “Magnon spin-current theory for the longitudinal spin-Seebeck effect”, *Phys. Rev. B*, vol. 89, nº 1, p. 14416, jan. 2014.
- [105] K. Uchida, T. Nonaka, T. Ota, e E. Saitoh, “Longitudinal spin-Seebeck effect in sintered polycrystalline (Mn,Zn)Fe2O4”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, nº 26, p. 262504, dez. 2010.
- [106] T. Kikkawa *et al.*, “Longitudinal Spin Seebeck Effect Free from the Proximity Nernst Effect”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, nº 6, p. 67207, fev. 2013.
- [107] B. F. Miao, S. Y. Huang, D. Qu, e C. L. Chien, “Inverse Spin Hall Effect in a Ferromagnetic Metal”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, nº 6, p. 66602, ago. 2013.
- [108] K. Uchida, T. Ota, K. Harii, S. Takahashi, Y. Fujikawa, e E. Saitoh, “Spin-Seebeck effects in Ni81Fe19/Pt films”, *Solid State Commun.*, vol. 150, nº 11–12, p. 524–528, mar. 2010.
- [109] S. M. Rezende, R. L. Rodriguez-Suarez, R. O. Cunha, J. C. L. Ortiz, e A. Azevedo, “Bulk magnon spin current theory for the longitudinal spin Seebeck effect”, *J. Magn. Magn. Mater.*, vol. 400, p. 171–177, 2016.
- [110] H. Yu, S. D. Brechet, e J.-P. Ansermet, “Spin caloritronics, origin and outlook”, *Phys. Lett. A*, vol. 381, nº 9, p. 825–837, mar. 2017.
- [111] M. B. Jungfleisch, V. Lauer, R. Neb, A. V Chumak, e B. Hillebrands, “Improvement of the yttrium iron garnet/platinum interface for spin pumping-based applications”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, nº 2, 2013.
- [112] Y. Kajiwara, K. Uchida, D. Kikuchi, T. An, Y. Fujikawa, e E. Saitoh, “Spin-relaxation modulation and spin-pumping control by transverse spin-wave spin current in Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, nº 5, p. 52404, jul. 2013.
- [113] M. B. Jungfleisch *et al.*, “Heat-induced damping modification in yttrium iron garnet/platinum hetero-structures”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, nº 6, p. 62417, fev. 2013.
- [114] Y. Ohnuma, H. Adachi, E. Saitoh, e S. Maekawa, “Magnon instability driven by heat current in magnetic bilayers”, *Phys. Rev. B*, vol. 92, nº 22, p. 224404, dez. 2015.
- [115] S. A. Bender e Y. Tserkovnyak, “Thermally driven spin torques in layered magnetic insulators”, *Phys. Rev. B*, vol. 93, nº 6, p. 64418, fev. 2016.
- [116] S. M. Rezende, R. L. Rodríguez-Suárez, e A. Azevedo, “Magnetic relaxation due to spin pumping in thick ferromagnetic films in contact with normal metals”, *Phys. Rev. B*, vol. 88, nº 1, p. 14404, jul. 2013.
- [117] J. Smit, “The spontaneous hall effect in ferromagnetics-II”, *Physica*, vol. 24, nº 1, p. 39–51, 1958.
- [118] L. Berger, “Side-jump mechanism for the Hall effect of ferromagnets”, *Phys. Rev. B-Solid State*, vol. 2, nº 11, p. 4559–4566, 1970.
- [119] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, e N. P. Ong, “Anomalous Hall effect”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 82, nº 2, p. 1539–1592, maio 2010.
- [120] S. Takahashi e S. Maekawa, “Spin current, spin accumulation and spin Hall effect”, *Sci. Technol. Adv. Mater.*, vol. 9, nº 1, p. 14105, jan. 2008.
- [121] T. Kimura, Y. Otani, e J. Hamrle, “Switching Magnetization of a Nanoscale Ferromagnetic Particle Using Nonlocal Spin Injection”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 96, nº 3, p. 37201, jan. 2006.
- [122] A. Crépieux e P. Bruno, “Theory of the anomalous Hall effect from the Kubo formula and the Dirac equation”, *Phys. Rev. B*, vol. 64, nº 1, p. 14416, jun. 2001.
- [123] J. J. Sakurai e E. D. Commins, “Modern Quantum Mechanics, Revised Edition”, *Am. J. Phys.*, vol. 63, nº 1, p. 93–95, jan. 1995.
- [124] P. Zhang e Q. Niu, “Charge-Hall effect driven by spin force: reciprocal of the spin-Hall effect”, jun. 2004.
- [125] C. Du, “Probing Spin Dynamics and Transport using Ferromagnetic Resonance based Techniques”, The Ohio

## Referências

State University, Ann Arbor, 2015.

- [126] S. D. Ganichev *et al.*, “Spin-galvanic effect”, *Nature*, vol. 417, n° 6885, p. 153–156, maio 2002.
- [127] E. L. Ivchenko e G. E. Pikus, “New photogalvanic effect in gyrotropic crystals”, *Jetp Lett*, vol. 27, n° 11, p. 604–608, 1978.
- [128] J. Sinova, S. O. Valenzuela, J. Wunderlich, C. H. Back, e T. Jungwirth, “Spin Hall effects”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 87, n° 4, p. 1213–1259, 2015.
- [129] A. Soumyanarayanan, N. Reyren, A. Fert, e C. Panagopoulos, “Emergent phenomena induced by spin-orbit coupling at surfaces and interfaces”, *Nature*, vol. 539, n° 7630, p. 509–517, 2016.
- [130] D. Bercioux, “Spin-dependent transport in nanostructures”, Università degli Studi di Napoli Federico II, 2005.
- [131] W. G. Egan e H. J. Juretschke, “DC Detection of Ferromagnetic Resonance in Thin Nickel Films”, *J. Appl. Phys.*, vol. 34, n° 5, p. 1477–1484, maio 1963.
- [132] W. M. Moller e H. J. Juretschke, “Determination of Spin-Wave Boundary Conditions by dc Effects in Spin-Wave Resonance”, *Phys. Rev. B*, vol. 2, n° 7, p. 2651–2660, out. 1970.
- [133] K. Kaski, P. Kuivalainen, e T. Stubb, “Transport properties of EuO at ferromagnetic resonance”, *J. Appl. Phys.*, vol. 49, n° 3, p. 1595–1597, mar. 1978.
- [134] C. Ciccarelli *et al.*, “Magnonic charge pumping via spin-orbit coupling”, *Nat. Nanotechnol.*, vol. 10, n° 1, p. 50–54, nov. 2014.
- [135] M. Harder, Z. X. Cao, Y. S. Gui, X. L. Fan, e C.-M. Hu, “Analysis of the line shape of electrically detected ferromagnetic resonance”, *Phys. Rev. B*, vol. 84, n° 5, p. 54423, ago. 2011.
- [136] A. Tsukahara *et al.*, “Self-induced inverse spin Hall effect in permalloy at room temperature”, *Phys. Rev. B*, vol. 89, n° 23, p. 235317, jun. 2014.
- [137] A. Azevedo, O. Alves Santos, R. O. Cunha, R. Rodriguez-Suarez, e S. M. Rezende, “Addition and subtraction of spin pumping voltages in magnetic hybrid structures”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, n° 15, p. 152408, 2014.
- [138] A. Azevedo, O. Alves Santos, G. A. Fonseca Guerra, R. O. Cunha, R. Rodriguez-Suarez, e S. M. Rezende, “Competing spin pumping effects in magnetic hybrid structures”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 104, n° 5, p. 52402, 2014.
- [139] I. M. Miron *et al.*, “Fast current-induced domain-wall motion controlled by the Rashba effect”, *Nat. Mater.*, vol. 10, n° 6, p. 419–423, jun. 2011.
- [140] A. Azevedo *et al.*, “Electrical detection of ferromagnetic resonance in single layers of permalloy: Evidence of magnonic charge pumping”, *Phys. Rev. B*, vol. 92, n° 2, p. 24402, 2015.
- [141] B. Heinrich e J. F. Cochran, “Ultrathin metallic magnetic films: magnetic anisotropies and exchange interactions”, *Adv. Phys.*, vol. 42, n° 5, p. 523–639, out. 1993.
- [142] J. P. Nibarger, R. Lopusnik, Z. Celinski, e T. J. Silva, “Variation of magnetization and the Landé  $g$  factor with thickness in Ni-Fe films”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, n° 1, p. 93–95, jul. 2003.
- [143] L. Xu e S. Zhang, “Electric field control of interface magnetic anisotropy”, *J. Appl. Phys.*, vol. 111, n° 7, p. 07C501, abr. 2012.
- [144] S. E. Barnes, J. Ieda, e S. Maekawa, “Rashba Spin-Orbit Anisotropy and the Electric Field Control of Magnetism”, *Sci. Rep.*, vol. 4, n° 1, p. 4105, maio 2015.
- [145] K. Garello *et al.*, “Symmetry and magnitude of spin-orbit torques in ferromagnetic heterostructures”, *Nat. Nanotechnol.*, vol. 8, n° 8, p. 587–593, ago. 2013.
- [146] X. Fan *et al.*, “Quantifying interface and bulk contributions to spin-orbit torque in magnetic bilayers”, *Nat. Commun.*, vol. 5, p. 3042, jan. 2014.
- [147] K. S. Novoselov *et al.*, “Electric field effect in atomically thin carbon films.”, *Science*, vol. 306, n° 5696, p. 666–9, out. 2004.
- [148] A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres, K. S. Novoselov, e A. K. Geim, “The electronic properties of graphene”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 81, n° 1, p. 109–162, jan. 2009.
- [149] D. Pesin e A. H. MacDonald, “Spintronics and pseudospintronics in graphene and topological insulators”, *Nat. Mater.*, vol. 11, n° 5, p. 409–416, maio 2012.
- [150] N. Tombros, C. Jozsa, M. Popinciuc, H. T. Jonkman, e B. J. van Wees, “Electronic spin transport and spin

## Referências

- precession in single graphene layers at room temperature”, *Nature*, vol. 448, n° 7153, p. 571–574, ago. 2007.
- [151] D. Huertas-Hernando, F. Guinea, e A. Brataas, “Spin-orbit coupling in curved graphene, fullerenes, nanotubes, and nanotube caps”, *Phys. Rev. B*, vol. 74, n° 15, p. 155426, out. 2006.
- [152] H. X. Yang, A. Hallal, D. Terrade, X. Waintal, S. Roche, e M. Chshiev, “Proximity Effects Induced in Graphene by Magnetic Insulators: First-Principles Calculations on Spin Filtering and Exchange-Splitting Gaps”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, n° 4, p. 46603, jan. 2013.
- [153] Z. Wang, C. Tang, R. Sachs, Y. Barlas, e J. Shi, “Proximity-Induced Ferromagnetism in Graphene Revealed by the Anomalous Hall Effect”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 114, n° 1, p. 16603, jan. 2015.
- [154] I. Silvestre, A. W. Barnard, S. P. Roberts, P. L. McEuen, e R. G. Lacerda, “Folded graphene nanochannels via pulsed patterning of graphene”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, n° 15, p. 153105, abr. 2015.
- [155] I. D. Barcelos, L. G. Moura, R. G. Lacerda, e A. Malachias, “Observation of Strain-Free Rolled-Up CVD Graphene Single Layers: Toward Unstrained Heterostructures”, *Nano Lett.*, vol. 14, n° 7, p. 3919–3924, jul. 2014.
- [156] A. C. Ferrari *et al.*, “Raman Spectrum of Graphene and Graphene Layers”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, n° 18, p. 187401, out. 2006.
- [157] S. Y. Huang *et al.*, “Transport Magnetic Proximity Effects in Platinum”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 109, n° 10, p. 107204, set. 2012.
- [158] J. M. D. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge: Cambridge University Press, 2010.
- [159] J. B. S. Mendes *et al.*, “Spin-Current to Charge-Current Conversion and Magnetoresistance in a Hybrid Structure of Graphene and Yttrium Iron Garnet”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 115, n° 22, p. 226601, 2015.
- [160] R. O. Cunha, J. Holanda, L. H. Vilela-Leão, A. Azevedo, R. L. Rodríguez-Suárez, e S. M. Rezende, “Nonlinear dynamics of three-magnon process driven by ferromagnetic resonance in yttrium iron garnet”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 106, n° 19, p. 192403, maio 2015.
- [161] C. Nayak, S. H. Simon, A. Stern, M. Freedman, e S. Das Sarma, “Non-Abelian anyons and topological quantum computation”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 80, n° 3, p. 1083–1159, 2008.
- [162] X.-L. Qi, R. Li, J. Zang, e S.-C. Zhang, “Inducing a magnetic monopole with topological surface States.”, *Science*, vol. 323, n° 5918, p. 1184–7, fev. 2009.
- [163] L. Fu e C. L. Kane, “Superconducting Proximity Effect and Majorana Fermions at the Surface of a Topological Insulator”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, n° 9, p. 96407, mar. 2008.
- [164] M. Z. Hasan e C. L. Kane, “Colloquium: Topological insulators”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 82, n° 4, p. 3045–3067, 2010.
- [165] X. L. Qi e S. C. Zhang, “Topological insulators and superconductors”, *Rev. Mod. Phys.*, vol. 83, n° 4, p. 54, 2011.
- [166] C. H. Li, O. M. J. van ’t Erve, J. T. Robinson, Y. Liu, L. Li, e B. T. Jonker, “Electrical detection of charge-current-induced spin polarization due to spin-momentum locking in Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>”, *Nat. Nanotechnol.*, vol. 9, n° 3, p. 218–224, 2014.
- [167] J. C. Rojas-Sanchez *et al.*, “Spin to Charge Conversion at Room Temperature by Spin Pumping into a New Type of Topological Insulator: alpha-Sn Films”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, n° 9, p. 6, 2016.
- [168] Y. B. Fan *et al.*, “Electric-field control of spin-orbit torque in a magnetically doped topological insulator”, *Nat. Nanotechnol.*, vol. 11, n° 4, p. 352–+, 2016.
- [169] J. B. S. Mendes *et al.*, “Dirac-surface-state-dominated spin to charge current conversion in the topological insulator (Bi<sub>0.22</sub>Sb<sub>0.78</sub>)<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> films at room temperature”, *Phys. Rev. B*, vol. 96, n° 18, p. 180415, nov. 2017.
- [170] J. Zhang *et al.*, “Band structure engineering in (Bi<sub>1-x</sub>Sb<sub>x</sub>)<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> ternary topological insulators”, *Nat. Commun.*, vol. 2, p. 574, dez. 2011.
- [171] Z. Jiang *et al.*, “Enhanced spin Seebeck effect signal due to spin-momentum locked topological surface states”, *Nat. Commun.*, vol. 7, p. 11458, maio 2016.
- [172] Z. Jiang, C.-Z. Chang, C. Tang, J.-G. Zheng, J. S. Moodera, e J. Shi, “Structural and proximity-induced ferromagnetic properties of topological insulator-magnetic insulator heterostructures”, *AIP Adv.*, vol. 6, n° 5, p. 55809, maio 2016.
- [173] O. Mosendz, J. E. Pearson, F. Y. Fradin, G. E. W. Bauer, S. D. Bader, e A. Hoffmann, “Quantifying Spin Hall Angles from Spin Pumping: Experiments and Theory”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 104, n° 4, p. 46601, jan. 2010.

## Referências

- [174] K. Kondou *et al.*, “Fermi-level-dependent charge-to-spin current conversion by Dirac surface states of topological insulators”, *Nat. Phys.*, vol. 12, nº 11, p. 1027–1031, nov. 2016.
- [175] S. Zhang e A. Fert, “Conversion between spin and charge currents with topological insulators”, *Phys. Rev. B*, vol. 94, nº 18, p. 184423, nov. 2016.
- [176] Y. Shiomi *et al.*, “Spin-Electricity Conversion Induced by Spin Injection into Topological Insulators”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, nº 19, p. 196601, nov. 2014.
- [177] A. A. Baker, A. I. Figueroa, L. J. Collins-McIntyre, G. van der Laan, e T. Hesjedal, “Spin pumping in Ferromagnet-Topological Insulator-Ferromagnet Heterostructures”, *Sci. Rep.*, vol. 5, nº 1, p. 7907, jul. 2015.
- [178] H. L. Wang *et al.*, “Surface-State-Dominated Spin-Charge Current Conversion in Topological-Insulator-Ferromagnetic-Insulator Heterostructures”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, nº 7, p. 5, 2016.
- [179] J. Holanda *et al.*, “Longitudinal spin Seebeck effect in permalloy separated from the anomalous Nernst effect: Theory and experiment”, *Phys. Rev. B*, vol. 95, nº 21, p. 214421, 2017.
- [180] H. Wang, C. Du, P. C. Hammel, e F. Yang, “Antiferromagnonic Spin Transport from Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub> into NiO”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, nº 9, p. 97202, ago. 2014.
- [181] C. Hahn, G. de Loubens, V. V. Naletov, J. Ben Youssef, O. Klein, e M. Viret, “Conduction of spin currents through insulating antiferromagnetic oxides”, *EPL (Europhysics Lett.)*, vol. 108, nº 5, p. 57005, dez. 2014.
- [182] J. Holanda *et al.*, “Spin Seebeck effect in the antiferromagnet nickel oxide at room temperature”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 111, nº 17, p. 172405, out. 2017.
- [183] H. Chen, Q. Niu, e A. H. MacDonald, “Anomalous Hall Effect Arising from Noncollinear Antiferromagnetism”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 112, nº 1, p. 17205, jan. 2014.
- [184] T. Yamaoka, “Antiferromagnetism in  $\gamma$ -Phase Mn-Ir Alloys”, *J. Phys. Soc. Japan*, vol. 36, nº 2, p. 445–450, fev. 1974.
- [185] A. Kohn, A. Kovács, R. Fan, G. J. McIntyre, R. C. C. Ward, e J. P. Goff, “The antiferromagnetic structures of IrMn<sub>3</sub> and their influence on exchange-bias”, *Sci. Rep.*, vol. 3, nº 1, p. 2412, dez. 2013.
- [186] J. B. S. Mendes *et al.*, “Large inverse spin Hall effect in the antiferromagnetic metal Ir<sub>20</sub>Mn<sub>80</sub>”, *Phys. Rev. B*, vol. 89, nº 14, p. 140406, 2014.
- [187] B. L. Giles, Z. Yang, J. S. Jamison, e R. C. Myers, “Long-range pure magnon spin diffusion observed in a nonlocal spin-Seebeck geometry”, *Phys. Rev. B*, vol. 92, nº 22, p. 224415, dez. 2015.
- [188] J. B. S. Mendes *et al.*, “Efficient spin transport through polyaniline”, *Phys. Rev. B*, vol. 95, nº 1, p. 14413, 2017.
- [189] Z. V. Vardeny, *Organic spintronics*. CRC Press/Taylor & Francis, 2010.
- [190] D. Sun, E. Ehrenfreund, e Z. Valy Vardeny, “The first decade of organic spintronics research”, *Chem. Commun.*, vol. 50, nº 15, p. 1781–1793, jan. 2014.
- [191] K. Ando, S. Watanabe, S. Mooser, E. Saitoh, e H. Sirringhaus, “Solution-processed organic spin-charge converter”, *Nat. Mater.*, vol. 12, nº 7, p. 622–627, jul. 2013.
- [192] P. Wang *et al.*, “Unidirectional Spin-Wave-Propagation-Induced Seebeck Voltage in a PEDOT:PSS/YIG Bilayer”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 120, nº 4, p. 47201, jan. 2018.
- [193] A. G. Macdiarmid, J. C. Chiang, A. F. Richter, e A. J. Epstein, “Polyaniline: a new concept in conducting polymers”, *Synth. Met.*, vol. 18, nº 1–3, p. 285–290, fev. 1987.
- [194] F. Wudl *et al.*, “Poly-p-phenyleneamineimine: synthesis and comparison to polyaniline”, *J. Am. Chem. Soc.*, vol. 109, nº 12, p. 3677–3684, jun. 1987.
- [195] C. W. Sandweg, Y. Kajiwara, K. Ando, E. Saitoh, e B. Hillebrands, “Enhancement of the spin pumping efficiency by spin wave mode selection”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, nº 25, p. 252504, dez. 2010.
- [196] L. H. Vilela-Leão, C. Salvador, A. Azevedo, e S. M. Rezende, “Unidirectional anisotropy in the spin pumping voltage in yttrium iron garnet/platinum bilayers”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, nº 10, p. 102505, set. 2011.
- [197] K. Ando, T. An, e E. Saitoh, “Nonlinear spin pumping induced by parametric excitation”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, nº 9, p. 92510, ago. 2011.
- [198] C. Hahn, G. de Loubens, O. Klein, M. Viret, V. V. Naletov, e J. Ben Youssef, “Comparative measurements of inverse spin Hall effects and magnetoresistance in YIG/Pt and YIG/Ta”, *Phys. Rev. B*, vol. 87, nº 17, p. 174417, maio 2013.

## Referências

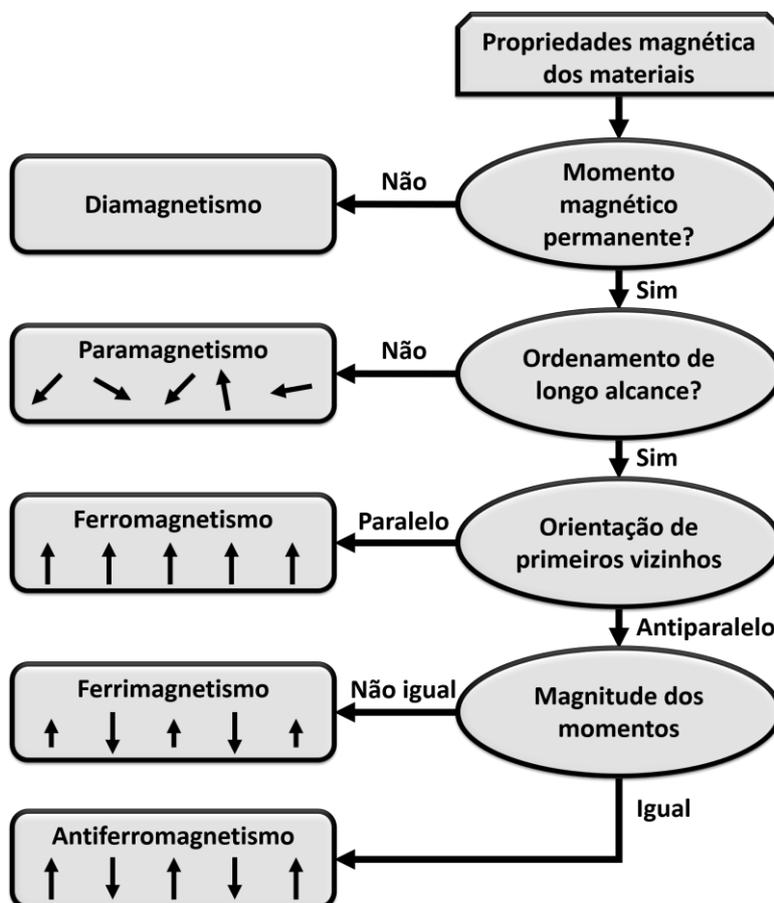
- [199] K. Ando e E. Saitoh, “Observation of the inverse spin Hall effect in silicon”, *Nat. Commun.*, vol. 3, p. 629, jan. 2012.
- [200] C. Du, H. Wang, P. C. Hammel, e F. Yang, “Y3Fe5O12 spin pumping for quantitative understanding of pure spin transport and spin Hall effect in a broad range of materials (invited)”, *J. Appl. Phys.*, vol. 117, n° 17, p. 172603, maio 2015.
- [201] M. Jamali *et al.*, “Giant Spin Pumping and Inverse Spin Hall Effect in the Presence of Surface and Bulk Spin-Orbit Coupling of Topological Insulator Bi2Se3”, *Nano Lett.*, vol. 15, n° 10, p. 7126–7132, 2015.
- [202] B. Koopmans, “Pumping spins through polymers”, *Nat. Phys.*, vol. 10, n° 4, p. 249–250, abr. 2014.
- [203] Y. Niimi e Y. Otani, “Reciprocal spin Hall effects in conductors with strong spin-orbit coupling: a review”, *Reports Prog. Phys.*, vol. 78, n° 12, 2015.
- [204] L. Zhou, V. L. Grigoryan, S. Maekawa, X. Wang, e J. Xiao, “Spin Hall effect by surface roughness”, *Phys. Rev. B*, vol. 91, n° 4, 2015.
- [205] L. Wang, R. J. H. Wesselink, Y. Liu, Z. Yuan, K. Xia, e P. J. Kelly, “Giant Room Temperature Interface Spin Hall and Inverse Spin Hall Effects”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 116, n° 19, 2016.
- [206] M. Obstbaum *et al.*, “Tuning Spin Hall Angles by Alloying”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, n° 16, 2016.
- [207] J. W. Lee *et al.*, “Enhanced spin-orbit torque by engineering Pt resistivity in Pt / Co / Al O x structures”, *Phys. Rev. B*, vol. 96, n° 6, p. 64405, ago. 2017.
- [208] P. Laczkowski *et al.*, “Large enhancement of the spin Hall effect in Au by side-jump scattering on Ta impurities”, *Phys. Rev. B*, vol. 96, n° 14, p. 140405, out. 2017.
- [209] X. Qiu *et al.*, “Enhanced Spin-Orbit Torque via Modulation of Spin Current Absorption”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, n° 21, p. 217206, nov. 2016.
- [210] G. Abadias, L. Simonot, J. J. Colin, A. Michel, S. Camelio, e D. Babonneau, “Volmer-Weber growth stages of polycrystalline metal films probed by in situ and real-time optical diagnostics”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 107, n° 18, 2015.
- [211] J. C. Glueckstein, M. M. R. Evans, e J. Nogami, “Surface unwetting during growth of Ag on Si(001)”, *Phys. Rev. B*, vol. 54, n° 16, p. 11066–11069, 1996.
- [212] P. W. Davies, M. A. Quinlan, e G. A. Somorjai, “The growth and chemisorptive properties of Ag and Au monolayers on platinum single-crystal surfaces - an AES, TDS and LEED study”, *Surf. Sci.*, vol. 121, n° 2, p. 290–302, 1982.
- [213] D. Ley Domínguez, G. L. da Silva, R. L. Rodríguez-Suárez, S. M. Rezende, e A. Azevedo, “Strong magnetization damping induced by Ag nanostructures in Ag/NiFe/Ag trilayers”, *J. Appl. Phys.*, vol. 114, n° 2, p. 23905, jul. 2013.
- [214] H. Nakayama *et al.*, “Spin Hall Magnetoresistance Induced by a Nonequilibrium Proximity Effect”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, n° 20, p. 5, 2013.
- [215] Y. T. Chen *et al.*, “Theory of spin Hall magnetoresistance”, *Phys. Rev. B*, vol. 87, n° 14, p. 9, 2013.
- [216] M. Weiler *et al.*, “Experimental Test of the Spin Mixing Interface Conductivity Concept”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 111, n° 17, 2013.
- [217] “The rise of quantum materials”, *Nat. Phys.*, vol. 12, n° 2, p. 105–105, fev. 2016.
- [218] L. Berger, “Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current”, *Phys. Rev. B*, vol. 54, n° 13, p. 9353–9358, out. 1996.
- [219] M. Beth Stearns, “Simple explanation of tunneling spin-polarization of Fe, Co, Ni and its alloys”, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 5, n° 2. North-Holland, p. 167–171, 01-abr-1977.
- [220] M. L. (Martin L. . Plumer, J. (Johannes) Van Ek, e D. (Dieter) Weller, *The physics of ultra-high-density magnetic recording*. Springer, 2001.
- [221] S. Decurtins, “Magnetic Materials. Fundamentals and Device Applications. Edited by Nicola Spaldin.”, *Angew. Chemie Int. Ed.*, vol. 42, n° 47, p. 5791–5791, dez. 2003.
- [222] R. C. O’Handley, *Modern magnetic materials : principles and applications*. Wiley, 2000.
- [223] D. Chowdhury, *Spin Glasses And Other Frustrated Systems*. Princeton University press, 1986.

## Referências

- [224] S. M. Rezende, *Materiais e dispositivos eletrônicos*. Editora Livraria da Física, 2004.
- [225] A. H. Morrish, *The Physical Principles of Magnetism*. IEEE Press, 1965.
- [226] Y. A. Bychkov e E. I. Rashba, “Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers”, *J. Phys. C Solid State Phys.*, vol. 17, n° 33, p. 6039–6045, nov. 1984.
- [227] Y. A. American Institute of Physics. e É. I. Rashba, *JETP letters.*, vol. 39. American Institute of Physics, 1984.
- [228] C. Suchomski, C. Reitz, C. T. Sousa, J. P. Araujo, e T. Brezesinski, “Room Temperature Magnetic Rare-Earth Iron Garnet Thin Films with Ordered Mesoporous Structure”, *Chem. Mater.*, vol. 25, n° 12, p. 2527–2537, jun. 2013.
- [229] W. X. Xia *et al.*, “Investigation of magnetic structure and magnetization process of yttrium iron garnet film by Lorentz microscopy and electron holography”, *J. Appl. Phys.*, vol. 108, n° 12, p. 123919, dez. 2010.

## APÊNDICE A - Ferromagnetismo e interações magnéticas

Em relação às propriedades magnéticas macroscópicas, podemos, de maneira simplificada, dividir os materiais em duas grandes classes: aqueles formados por átomos ou íons que possuem momento magnético permanente e aqueles que não possuem. Este segundo tipo é conhecido como materiais diamagnéticos. O grupo de materiais cujos átomos possuem momento magnético permanente pode ser dividido de acordo com o ordenamento magnético em: paramagnéticos, ferromagnéticos, ferrimagnéticos e antiferromagnéticos. O ordenamento magnético dos materiais depende de interações microscópicas que são propriedades intrínsecas de cada material. Duas interações microscópicas são predominantes: a interação de troca e a interação responsável pela anisotropia magnetocristalina. A interação dipolar também deve ser considerada pois é responsável pelo efeito de desmagnetização e aparecimento dos domínios magnéticos. A figura A 1 mostra um fluxograma adaptado de [10], descrevendo a classificação geral de propriedades magnéticas dos materiais. Como os materiais estudados nesta tese estão dentro desta classificação, portanto dentro da área de spintrônica, é válido ter em mente as propriedades básicas de magnetismo.



A 1: Classificação geral de propriedades magnéticas dos materiais. Adaptado do livro [10]

## APÊNDICE A - Ferromagnetismo e interações magnéticas

As configurações de momento magnético ilustradas na figura A 1 são as mais comuns. Configurações mais complexas como helicoidal e inclinadas também são possíveis. Mais detalhes de configurações magnéticas de materiais podem ser encontrados em [10], [218]–[221]

As propriedades magnéticas são comumente discutidas com respeito à susceptibilidade magnética definida por:

$$\vec{M} = \vec{M}_0 + \bar{\chi} \times \vec{H}, \quad [\text{a } 1]$$

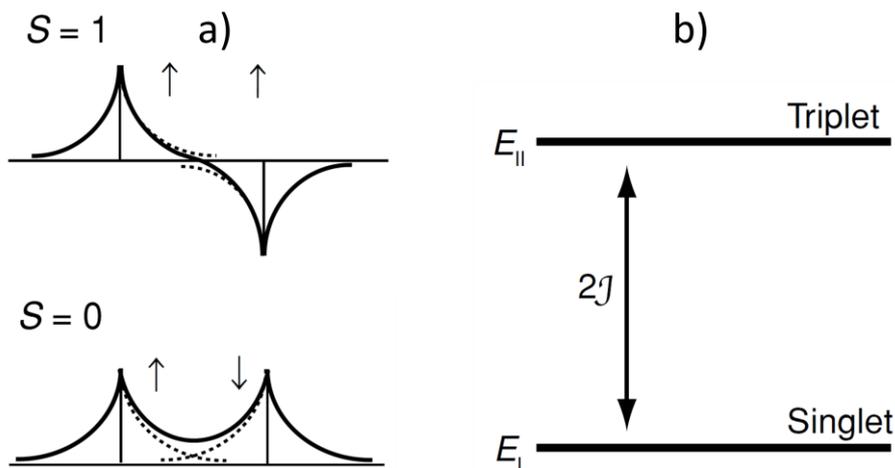
onde  $\vec{M}$  é a magnetização que é definida como o momento magnético líquido macroscópico por unidade de volume, também chamada de magnetização,  $\vec{H}$  é o campo magnético aplicado e  $\vec{M}_0$  é a magnetização espontânea da ausência de um campo magnético aplicado. Em geral a susceptibilidade magnética  $\bar{\chi}$  é representada por uma matriz  $3 \times 3$ . Para materiais isotrópicos a magnetização induzida pode ser paralelo ou antiparalelo ao campo externo aplicado, de modo que nesse caso a susceptibilidade se torna um escalar.

Em materiais ferromagnéticos, três interações se destacam e são responsáveis pelas suas propriedades macroscópicas. A primeira delas é a interação de troca, de origem quântica, entre os momentos magnéticos do material. Esta interação de curto alcance tende a alinhar os momentos magnéticos entre seus vizinhos mais próximos, proporcionando uma orientação macroscópica e resultando em uma magnetização líquida. A segunda interação é a spin-órbita, que é responsável pela anisotropia magnética e importante no processo de conversão de spin em carga. A terceira é a interação dipolar, de origem clássica, cuja intensidade é várias ordens de grandeza menor do que a interação de troca. A interação dipolar, em contrapartida, possui longo alcance e tende a minimizar a energia magnetostática, diminuindo os momentos magnéticos não compensados na superfície do material, como veremos, é altamente dependente da forma e anisotropias do material.

### A.1: Interação de troca

A origem do campo efetivo de interação de *exchange*  $\mathcal{H}_{ex}$  reflete na atuação conjunta da repulsão coulombiana entre os elétrons mais próximos, geralmente primeiros vizinhos, e o princípio de exclusão de Pauli, que proíbe que dois elétrons estejam no mesmo estado quântico, logo, elétrons não podem estar na mesma posição se estes tiverem mesmo spin. Portanto, existe uma diferença de energia coulombiana, entre as duas possíveis orientações  $\uparrow_i \downarrow_j$  e  $\uparrow_i \uparrow_j$ , como mostrado na figura A 2.

## APÊNDICE A - Ferromagnetismo e interações magnéticas



A 2: a) Funções de ondas espaciais simétrica e antissimétrica para molécula tipo hidrogenoides, b) Separação de energia dos estados de singleto e tripleto. Adaptado de [158]

Elétrons são partículas indistinguíveis, portanto, a troca de elétrons deve resultar na mesma distribuição de densidade, ou seja:  $|\Psi(1,2)|^2 = |\Psi(2,1)|^2$ . Sendo elétrons férmions, a solução de onda total deve ser antissimétrica, logo deve obedecer a:  $\Psi(1,2) = -\Psi(2,1)$ , onde  $\Psi$  é a função de onda total composta pelo produto da função espacial  $\phi(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  com a função de onda de spin  $\chi(s_1, s_2)$ . Logo existem duas combinações para a função total:

$$\begin{aligned}\Psi_I &= \phi_s(1,2) \cdot \chi_a(1,2), \\ \Psi_{II} &= \phi_a(1,2) \cdot \chi_s(1,2),\end{aligned}\tag{a 2}$$

onde  $\Psi_I$  e  $\Psi_{II}$  correspondem aos estados de singleto e tripleto, respectivamente. Quando dois elétrons estão no estado de tripleto, não existe a possibilidade de encontrá-los no mesmo ponto no espaço. Contudo, quando a função de onda de spin é antissimétrica, esta possibilidade é real. As energias de cada estado podem ser avaliadas utilizando o Hamiltoniano de Schrödinger  $\mathcal{H}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$  por:

$$\mathcal{E}_{I,II} = \int \phi_{s,a}^*(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \mathcal{H}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \phi_{s,a}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) d\vec{r}_1^3 d\vec{r}_2^3.\tag{a 3}$$

Para moléculas hidrogenoides,  $\mathcal{E}_I$  é menor do que  $\mathcal{E}_{II}$ . Podemos quantificar a diferença de energia do estado de singleto e tripleto seguindo a figura A 2, como:  $J = (\mathcal{E}_I - \mathcal{E}_{II})/2$ , podemos reescrever a energia de interação na forma:

$$\mathcal{E} = -2J\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2.\tag{a 4}$$

De forma geral, o Hamiltoniano de Heisenberg de interação de *exchange* (ou de troca) se escreve a partir do somatório das interações dos pares de átomos nos sítios  $i$  e  $j$  da rede:

## APÊNDICE A - Ferromagnetismo e interações magnéticas

$$\mathcal{H}_{ex} = -2 \sum_{i \neq j}^n J_{ij}^{ex} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j. \quad [a 5]$$

onde  $J_{ij}^{ex}$  é chamada integral de troca, que descreve o tipo de acoplamento entre os spins  $\vec{S}_i$  e  $\vec{S}_j$ . O tipo de interação aparece no sinal de  $J_{ij}^{ex}$ , podendo ser paralelo ( $J_{ij}^{ex} > 0$ ), dando origem ao ferromagnetismo, ou antiparalelo ( $J_{ij}^{ex} < 0$ ), gerando o ordenamento antiferromagnético ou ferrimagnético. Sendo que o valor da integral [a 3] representa a magnitude dessa interação.

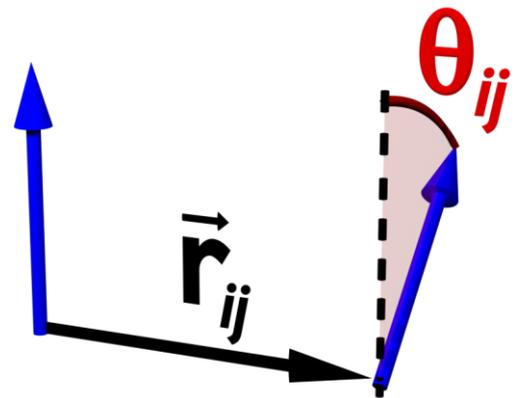
Como a sobreposição das funções de onda decai exponencialmente para a molécula hidrogenoides, a interação de troca só será diferente de zero para os elétrons suficientemente próximos, de modo que esta interação é denominada uma interação de curto alcance. Usando a relação entre o spin  $\vec{S}$  e o momento magnético  $\vec{\mu} = -g\mu_B\vec{S}/\hbar$ , onde  $g$  é o fator giromagnético do elétron livre e  $\mu_B$  o magneton de Bohr, podemos simplificar o cálculo da equação [a 5], somando apenas os primeiros vizinhos (PV):

$$E_i^{ex} = -2 \sum_j^{PV} J \cdot \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j = -2J\vec{S}_i \cdot \sum_j^{PV} \vec{S}_j = -\frac{2J\hbar}{g\mu_B} \vec{\mu}_i \cdot \sum_j^{PV} \vec{S}_j. \quad [a 6]$$

A forma da energia de exchange na equação [a 6] sugere que a energia está relacionada ao momento magnético  $\vec{\mu}_i$ , por sua vez proporcional a  $\vec{S}_i$ , e a um campo efetivo  $H_{eff}$  proporcional a  $\sum \vec{S}_i$ . Portanto, podendo ser interpretado como a energia Zeeman  $E_i^{ex} = -\mu_0 \vec{\mu}_i \cdot \vec{H}_{eff}$  ou  $E_i^{ex} = -(g\mu_B \vec{S}_i / \hbar) \cdot \vec{H}_{eff}$ . Escrevendo dessa forma e comparando com a equação [a 6] vemos que o momento magnético sente este momento magnético efetivo dos demais spin, chamado campo molecular representado por:

$$\vec{H}_{eff} = \frac{2J\hbar}{\mu_0 g \mu_B} \sum_j^{PV} \vec{S}_j \cong \frac{2zJ\hbar}{\mu_0 g \mu_B} \langle \vec{S}_j \rangle = \frac{2zJ\hbar}{\mu_0 N_v g^2 \mu_B^2} \vec{M}. \quad [a 7]$$

Aqui a soma pelos  $z$  primeiros spins vizinhos foi representado por  $z$  vezes o valor médio do spin  $\langle \vec{S}_j \rangle$ . Usando a relação entre o valor médio de spin e a magnetização  $\vec{M} = N_v g \mu_B \langle \vec{S}_j \rangle$ , chegamos ao último termo da equação acima. Onde  $N_v$  é o número de momentos por unidade de volume [222]. A equação [a 7] pode ser reescrita como um campo molecular de Weiss,  $\vec{H}_{mol} = \lambda \vec{M}$  com  $\lambda =$



A 3: a) Vetores unitários de  $S_i$  e  $S_j$ , com ângulo  $\theta_{ij}$ .

## APÊNDICE A - Ferromagnetismo e interações magnéticas

$2zJ\hbar/\mu_0N_vg^2\mu_B^2$ , chamado de coeficiente de campo molecular, usualmente da ordem de  $\lambda \approx 10^3$ , ocasionando um  $J = 2 \times 10^{-21}$  joules, ou 0.01 eV/átomo. Essa interação de troca é menor que a coulombiana (1 – 10 eV), porém mais forte que a interação spin-órbita ( $10^{-4}$  eV). A interação de troca explica boa parte das propriedades magnéticas dos materiais, porém existem casos em que a orientação entre os spins não é somente paralela ou antiparalela, mas casos mais complexos [10], [222]–[225].

O valor médio da energia de *exchange* na equação [a 6] pode ser reescrita em uma aproximação semiclássica (onde os spins são considerados vetores clássicos) no intuito de utilizar em cálculos macroscópico como:

$$E_{ex} = -2 \sum_{i>j} J_{ij} S^2 \cos(\theta_{ij}), \quad [\text{a } 8]$$

onde  $\theta_{ij}$  é o ângulo entre as orientações dos spins adjacentes  $\vec{S}_i$  e  $\vec{S}_j$ . Esta aproximação semiclássica é válida apenas para casos de pequenos ângulos. Dessa forma, podemos expandir a equação [a 8], em série de Taylor:  $(1 - \theta_{ij}^2/2!)$ . Em termos de variáveis contínuas, o desvio angular  $\theta_{ij}$ , pode ser expresso como  $a \cdot \partial\theta/\partial x$ , onde  $a$  é a distância entre spins. Portanto substituindo em [a 8] temos:

$$\frac{E_{ij}^{ex}}{V} = A \left( \frac{\partial\theta_{ij}}{\partial x_{ij}} \right)^2 = A \left( \frac{\nabla\vec{M}}{\vec{M}} \right)^2, \quad [\text{a } 9]$$

onde  $A = s^2 a^2 J N'_v / 2\hbar$  é chamado constante de rigidez de *exchange*,  $s$  é o número quântico do spin do elétron e  $N'_v$  é o número de primeiros vizinhos por unidade de volume. A constante  $A$  é então uma medida macroscópica da rigidez do par de spins. Enquanto a dimensão da constante de interação de troca  $J$  é energia, expressa em joule ou eV,  $A$  possui unidade de energia/comprimento com valores de  $(1 - 2) \times 10^{-11}$  J/m,  $(1 - 2 \times 10^{-6})$  erg/cm), na maioria dos ferromagnéticos. A equação [a 9] descreve apenas a parte da variação espacial da energia de troca, ao qual é assumida como pequena em comparação ao termo constante [222], [225]

### A.2: Interação dipolar

Outro tipo de interação relevante nos materiais magnéticos é a interação dipolar. Como o próprio nome já diz, a interação dipolar surge da interação de um momento magnético  $m_i$  com o campo magnético produzido por outro momento  $m_j$ , o qual depende da distância entre eles  $r_{ij}$ , na forma:

## APÊNDICE A - Ferromagnetismo e interações magnéticas

$$E_{dip} = -\mu_0 \vec{m}_i \vec{H}_{dip}^j(r_{ij}) = \mu_0 \left( \frac{\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(\vec{m}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{m}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^5} \right), \quad [a 10]$$

O campo dipolar  $\vec{H}_{dip}^j(r_{ij})$  descreve o campo magnético gerado pelo momento  $\vec{m}_j$  na posição  $r_{ij}$ . Diferentemente da interação de troca de origem quântica e de curto alcance, a interação dipolar é de origem clássica e possui longo alcance. Dessa forma a soma de suas interações não deve se limitar aos primeiros vizinhos, mas sim em todos os momentos magnéticos no sólido em questão. No caso mais simples, um material infinitamente extenso, as interações dipolares irão se cancelar mutuamente. Num corpo finito aparecem dipolos não compensados na superfície, resultando então em um campo de dipolo conhecido como campo desmagnetizante  $\vec{H}_d$ .

Uma maneira de se calcular o campo desmagnetizante é utilizar as equações de Maxwell na aproximação de magnetostática, se resumindo a [91]:

$$\begin{aligned} \nabla \times \vec{H}_d &= 0, \\ \nabla \cdot \vec{B} &= \mu_0 \nabla \cdot (\vec{H}_d + \vec{M}) = 0. \end{aligned} \quad [a 11]$$

Pela equação [a 11], vemos que o campo desmagnetizante pode ser escrito em termos do gradiente do potencial magnético  $\Phi_M$ :

$$\vec{H}_d = -\nabla \Phi_M. \quad [a 12]$$

Por sua vez, substituindo a equação [a 12] em [a 11], temos que a solução da equação de Poisson  $\nabla^2 \Phi_M = -\rho_M$ , cuja solução é dada por [91]:

$$\Phi_M(r) = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\nabla' \cdot \vec{M}(r')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dr' + \frac{1}{4\pi} \oint_S \frac{\vec{n}(r') \cdot \vec{M}(r')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dA', \quad [a 13]$$

onde  $\vec{n}(r')$  é o vetor normal ao plano da superfície  $S$  que envolve o volume  $V$  do sólido. O primeiro termo diz respeito a integral em volume do potencial magnético, causado por inhomogeneidades na distribuição volumétrica da magnetização. Já o segundo termo refere-se as distribuições superficiais de cargas magnéticas determinadas pelas condições de contorno geométricas do sólido. Supondo que a magnetização é uniforme, a contribuição do campo de desmagnetização vem apenas dos termos da superfície. Logo a equação [a 12] se reescreve na forma:

$$\vec{H}_d = -\frac{1}{4\pi} \nabla \left( \oint_S \frac{\vec{n}(r') \cdot \vec{M}(r')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dA' \right). \quad [a 14]$$

Vê-se então que o campo desmagnetizante  $\vec{H}_d$  depende linearmente com a magnetização  $\vec{M}$ . Uma forma mais simples de escreve-lo é inserindo o tensor desmagnetizante  $\mathcal{N}(r)$ ,

APÊNDICE A - Ferromagnetismo e interações magnéticas

$$\vec{H}_d = \mathcal{N}(r) \cdot \vec{M}. \quad [\text{a } 15]$$

Se o sistema de coordenadas cartesianas coincide com os eixos de simetria da amostra, o tensor é diagonal, com componentes  $\mathcal{N}_x$ ,  $\mathcal{N}_y$  e  $\mathcal{N}_z$ , de modo que para qualquer componente  $\alpha$

$$\vec{H}_d = \mathcal{N}_\alpha \cdot M_\alpha. \quad [\text{a } 16]$$

Os fatores de desmagnetização obedecem a relação (no sistema Gaussiano):

$$\mathcal{N}_x + \mathcal{N}_y + \mathcal{N}_z = 4\pi. \quad [\text{a } 17]$$

Os fatores desmagnetizantes estão, por sua vez, correlacionados com a forma geométrica do material magnético. Por essa razão, o efeito de desmagnetização é chamado também de efeito de forma ou anisotropia de forma. Pela equação [a 17], pode-se obter os fatores de desmagnetização para amostras de forma simples, como esfera, cilindro longo, disco fino, filme fino e outros mais. Os elementos diagonais do tensor são mostrados na Tabela A 1 para geometrias simples. Como será visto nas seções seguintes, o campo desmagnetizante gera bastante influência na ressonância ferromagnética (e por consequência na injeção de corrente de spin), caracterizando o campo magnético externo necessário para a ressonância.

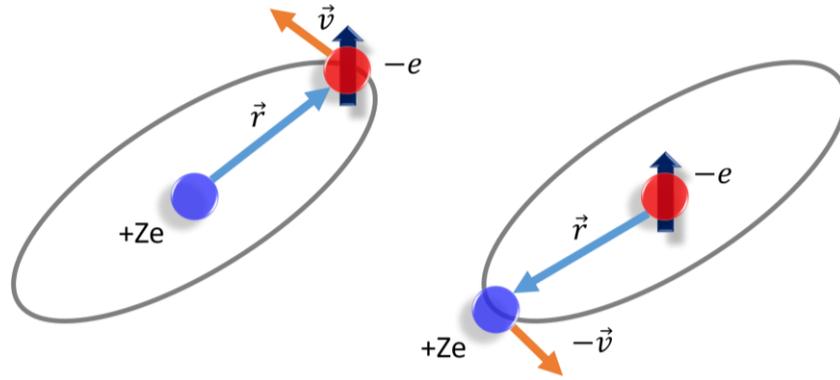
Tabela A 1: Elementos diagonais do tensor desmagnetização, para diferentes formas e direções de campo magnético externo.

| Forma e direção do campo  | $\mathcal{N}_x$  | $\mathcal{N}_y$  | $\mathcal{N}_z$  |
|---|------------------|------------------|------------------|
| Esfera:      | $\frac{4\pi}{3}$ | $\frac{4\pi}{3}$ | $\frac{4\pi}{3}$ |
| Disco fino:  | 0                | 0                | $4\pi$           |
| Disco fino:  | 0                | $4\pi$           | 0                |
| Filme fino:  | 0                | 0                | $4\pi$           |

### A.3: Interação spin-órbita

A interação spin-órbita (*spin orbit interaction* - SOI) se refere à interação do spin de uma partícula com o campo magnético devido ao seu movimento orbital. Um elétron movendo-se em torno do núcleo sente, no seu sistema de referência, um campo magnético interno devido ao movimento relativo do núcleo com velocidade  $-\vec{v}$ , como ilustrado abaixo

## APÊNDICE A - Ferromagnetismo e interações magnéticas



A 4: À esquerda vemos o movimento do elétron em torno do núcleo numa órbita de Bohr e à direita o movimento do núcleo sentido no sistema de referência do elétron.

O campo magnético sentido pelo elétron pode ser calculado pela lei de Biot-Savart como sendo  $\vec{B} = -(Ze\mu_0/4\pi) (\vec{v} \times \vec{r})/r^3$ . Este campo pode ser expresso em termos do campo elétrico  $\vec{E}$  que atua sobre o elétron, que da lei de Coulomb é dado por  $\vec{E} = (Ze/4\pi\epsilon_0)(\vec{r}/r^3)$ . Assim o campo magnético pode ser escrito como:

$$\vec{B} = -\mu_0\epsilon_0\vec{v} \times \vec{E} = -\frac{1}{c^2}\vec{v} \times \vec{E}. \quad [\text{a } 18]$$

Na verdade, expressão relativística para este campo em [a 18] é  $\vec{B} = -\frac{\vec{v} \times \vec{E}}{c^2\sqrt{1-v^2/c^2}}$ . Usando a definição da força elétrica sobre o elétron como  $\vec{F} = -e\vec{E}$  e usando a definição de  $\vec{F}$  em termos do gradiente da energia potencial elétrica  $\vec{F} = -\nabla U(\vec{r}) = -\frac{dU}{dr}\hat{r} \therefore \vec{E} = \frac{1}{e}\frac{dU}{dr}\hat{r}$ , o campo magnético pode ser descrito por:

$$\vec{B} = -\frac{1}{c^2}\vec{v} \times \vec{E} = -\frac{1}{rec^2}\frac{dU}{dr}\vec{v} \times \vec{r} = \frac{1}{m_e ec^2}\frac{1}{r}\frac{dU}{dr}\vec{L}, \quad [\text{a } 19]$$

onde usamos a definição do momento angular do elétron como  $\vec{L} = m_e(\vec{r} \times \vec{v})$ . Calculando a energia de interação do dipolo magnético de spin ( $\vec{\mu}_S$ ) com o campo  $\vec{B}$  (energia Zeeman), ficamos com  $\Delta E = -\vec{\mu}_S \cdot \vec{B} = g_S \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{S} \cdot \vec{B}$ . É importante lembrar que, como o elétron se movimenta em um referencial não-inercial (precessiona em torno do núcleo), esta expressão deve ser corrigida quando escrevemos no referencial do laboratório, pelo termo de precessão de Thomas. A expressão corrigida fica  $\Delta E = \frac{1}{2} \frac{g_S \mu_B}{\hbar} \vec{S} \cdot \vec{B}$ . Finalmente podemos escrever a energia de interação do momento de dipolo magnético de spin com o campo interno  $\vec{B}$  como:

## APÊNDICE A - Ferromagnetismo e interações magnéticas

$$\Delta E_{SL} = \frac{1}{2m_e^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{dU}{dr} \vec{S} \cdot \vec{L}, \quad [\text{a } 20]$$

ou ainda:

$$\varepsilon_{so} \approx -\frac{\mu_0 \mu_B^2 Z^4}{4\pi a_0^3}, \quad [\text{a } 21]$$

para um alinhamento antiparalelo entre  $\vec{S}$  e  $\vec{L}$ , considerando  $r \approx a_0/Z$ , e  $m_e v r \approx \hbar$ . A equação [a 21] mostra que a energia da interação spin-órbita é proporcional à  $Z^4$ , este fato se torna importante para efeitos que possuem dependência com a interação spin-órbita, como o efeito spin Hall [158].

Esta é a expressão que aparece nos livros textos de graduação para a interação spin órbita de um elétron numa órbita de Bohr, onde aparece explicitamente o produto escalar  $\vec{S} \cdot \vec{L}$ .

Em textos de física mais avançados, a interação spin órbita é escrita de outra maneira. O Hamiltoniano de interação é  $H = g_S \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{S} \cdot \vec{B}$ , onde  $\vec{B} = -\frac{1}{c^2} \vec{v} \times \vec{E} = -\frac{1}{ec^2} \vec{v} \times \nabla U(\vec{r})$  e  $\vec{S} = \hbar \frac{\vec{\sigma}}{2}$ . Assim, o Hamiltoniano de interação spin órbita encontrado nos livros de física atômica é escrito como o termo de Pauli:

$$H_{SO} = \frac{\hbar}{4m_e^2 c^2} (\nabla U(\vec{r}) \times \vec{p}) \cdot \vec{\sigma}. \quad [\text{a } 22]$$

A interação SO acima pode ser escrita em termos do comprimento de onda de Compton do elétron  $\lambda = \hbar/m_e c \cong 3,9 \times 10^{-3} \text{ \AA}$ , isto é,  $H_{SO} = \frac{\lambda^2}{4\hbar} (\nabla U(\vec{r}) \times \vec{p}) \cdot \vec{\sigma}$ . Como  $|\vec{p}| \sim \hbar$ , vemos que  $\lambda^2/4 \sim 3,7 \times 10^{-6} \text{ \AA}^2$ , o que é um valor muito pequeno, mesmo em escala atômica. Mesmo assim, a interação SO pode ser significativa em sólidos quando os campos elétricos próximos do núcleo forem muito grandes.

Em sólidos existem dois tipos de interação SO: (i) A que independe das propriedades de simetria do meio (existem em todos os tipos de cristais e se originam da SOI dos orbitais atômicos). Um exemplo desta interação é separação do dubleto do Na; (ii) A que depende das propriedades de simetrias e são mais importantes em cristais onde ocorre quebra de simetria por inversão espacial. Este último tipo é o de interesse nesta tese e pode ser dividido em dois casos:

- ✦ Quebra de simetria por translação no volume (interação Dresselhaus). Induzida pela quebra de simetria por translação no volume e é importante em materiais

## APÊNDICE A - Ferromagnetismo e interações magnéticas

semicondutores com estrutura Zinblende (ZnS), como: GaAs, GaP, InAs, InSb, ZnSe, CdTe, etc.

- ✦ Quebra de simetria por translação na superfície (interação Rashba). É este tipo que interessa no processo de conversão spin-carga em interfaces de meios bidimensionais.

### A.4: Interação Rashba

Para introduzir de maneira didática a interação Rashba consideremos um sistema bidimensional infinito de elétrons não interagentes. Portanto, os elétrons se comportarão como partículas livres cujo Hamiltoniano será  $H = \frac{p^2}{2m^*}$ , tendo como autofunção uma onda plana  $\psi_k(r) = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$  e a auto-energia será a energia cinética  $\varepsilon(k) = \frac{\hbar^2}{2m^*} k^2$ . Claramente os autovalores de elétrons com spins *up* e *spin down* serão degenerados,  $\varepsilon_{\uparrow}(\vec{k}) = \varepsilon_{\downarrow}(\vec{k})$

A ideia introduzida por E. Rashba e coautores foi a de que a degenerescência em spin pode ser removida (mesmo na ausência de um campo magnético externo) quando o potencial através do qual o elétron se move for assimétrico por inversão espacial. Portanto, em superfícies e interfaces, que possuem uma quebra natural de simetria por translação, pode ocorrer o spin splitting (com  $B = 0$ ).

Expandindo o potencial  $U(\vec{r})$  em série de Taylor:

$$U(\vec{r}) = U_0 + e\vec{E} \cdot \vec{r} + \dots \quad [\text{a 23}]$$

Em mais baixa ordem, a assimetria de inversão do potencial é caracterizada por um campo elétrico  $\vec{E}$ . Este campo  $\vec{E}$  (que estabelece o sistema de referência) dá origem a um campo magnético  $\vec{B} = (\vec{v} \times \vec{E})/c^2$ , no sistema de referência do elétron (devido às transformações de Lorentz). No caso de uma superfície (ou interface), o campo elétrico perpendicular à superfície surge naturalmente devido à reconstrução atômica provocada pela ausência de átomos da mesma espécie na direção perpendicular. Uma pré-condição para o efeito Rashba é a assimetria por inversão estrutural, que existe naturalmente em qualquer interface ou superfície cristalina.

O chamado Hamiltoniano de Rashba vem da interação deste campo B com o momento de dipolo magnético de spin do elétron,

## APÊNDICE A - Ferromagnetismo e interações magnéticas

$$H_R = -\vec{\mu}_s \cdot \vec{B} = \frac{g\mu_B}{2c^2} (\vec{v} \times \vec{E}) \cdot \vec{\sigma}. \quad [\text{a } 24]$$

onde  $\vec{E} = E_0 \hat{z}$  e  $\vec{p} = m^* \vec{v}$ . O Hamiltoniano de Rashba, como escrito nos livros textos, se torna [58], [129], [226], [227]:

$$H_R = \frac{\alpha_R}{\hbar} (\vec{\sigma} \times \vec{p}) \cdot \hat{z} = \alpha_R (\vec{\sigma} \times \vec{k}) \cdot \hat{z}. \quad [\text{a } 25]$$

Onde  $\vec{p}$  é o operador momento linear,  $\vec{\sigma}$  são as matrizes de Pauli,  $\hat{z}$  é a direção perpendicular à superfície e  $\alpha_R$  é a constante de Rashba, que mede a intensidade da interação e depende do campo elétrico, da interação spin-órbita e de outras propriedades dependentes do material.

Adicionamos  $H_R$  ao Hamiltoniano da partícula livre, ficamos com

$$H = H_K + H_R = \frac{k^2}{2m^*} + \alpha_R (\vec{\sigma} \times \vec{k}_{//})_z = \frac{k^2}{2m^*} + \alpha_R (\sigma_x k_y - \sigma_y k_x). \quad [\text{a } 26]$$

Os autovalores do Hamiltoniano acima são:

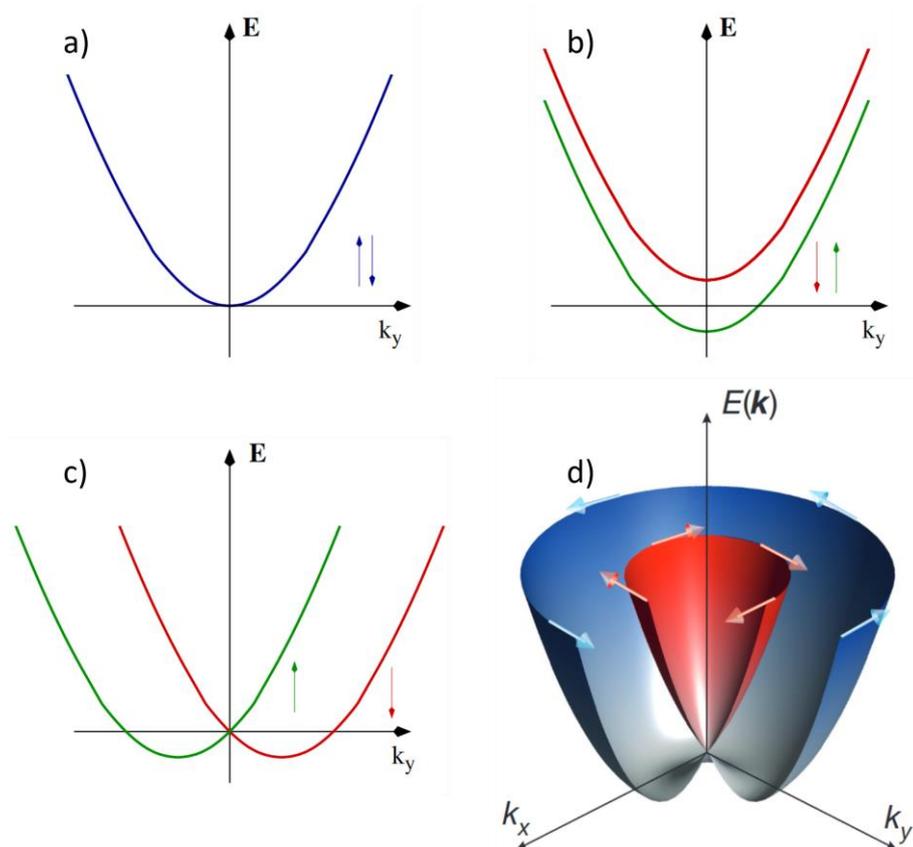
$$H = \begin{pmatrix} \frac{k^2}{2m^*} & \alpha_R (k_y + ik_x) \\ \alpha_R (k_y - ik_x) & \frac{k^2}{2m^*} \end{pmatrix} \Rightarrow \varepsilon_{\pm}(\vec{k}) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k \pm k_{SO})^2 - \Delta_{SO}, \quad [\text{a } 27]$$

onde  $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$  e  $k_{SO}$  e  $\Delta_{SO}$  são constantes que dependem da constante Rashba. Os autovetores são:

$$\begin{aligned} \psi_+(x, y) &= e^{i(k_x x + k_y y)} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ ie^{-i\theta} \end{pmatrix} \\ \psi_-(x, y) &= e^{i(k_x x + k_y y)} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -ie^{-i\theta} \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad [\text{a } 28]$$

onde  $\theta$  é o ângulo que  $\mathbf{k}$  faz com  $\mathbf{k}_x$

## APÊNDICE A - Ferromagnetismo e interações magnéticas

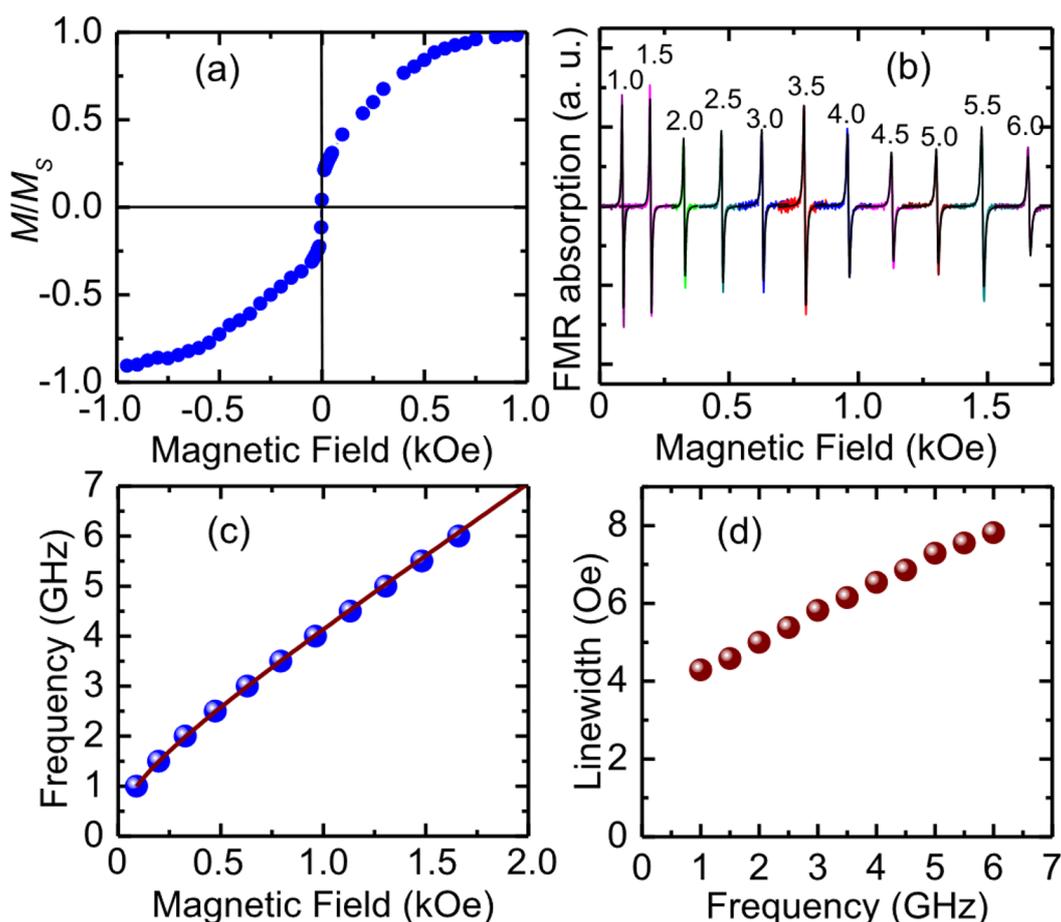


A 5: Relação de espectros de energia para: a) elétron livre, b) elétron livre na presença de campo magnético (deslocamento Zeeman) c) elétron livre na interação Rashba, d) visão 3D da relação. Adaptado de [129], [130].

Os estados de spin são sempre perpendiculares à direção do movimento se o elétron se move ao longo da direção  $x$ , os spins apontam nos sentidos  $\pm\hat{y}$ ; se o elétron se move ao longo da direção  $y$ , os spins apontam nos sentidos  $\pm\hat{x}$ , ver figura A 5. Na literatura é comum se referir ao acoplamento induzido pela assimetria em interfaces magnéticas como *Rashba-like spin-orbit coupling*.

## APÊNDICE B - Deslocamento Zeeman gigante nas transições ópticas do YIG

Utilizando as amostras de GGG/YIG(50 nm) crescidas pelo a metodologia descrita na pagina 41, foi possível observar um deslocamento Zeeman gigante, nas das duas transições ópticas do ferro do filme de YIG. O deslocamento observado foi da ordem de 100 meV à temperatura ambiente pela aplicação de um campo de 0.6 kOe no plano do filme. O deslocamento excepcionalmente grande para baixos campos foi atribuído as mudanças nos níveis de energia devido aos altos campos de exchange para o orbita 3d-Fe durante o processo de magnetização [81].

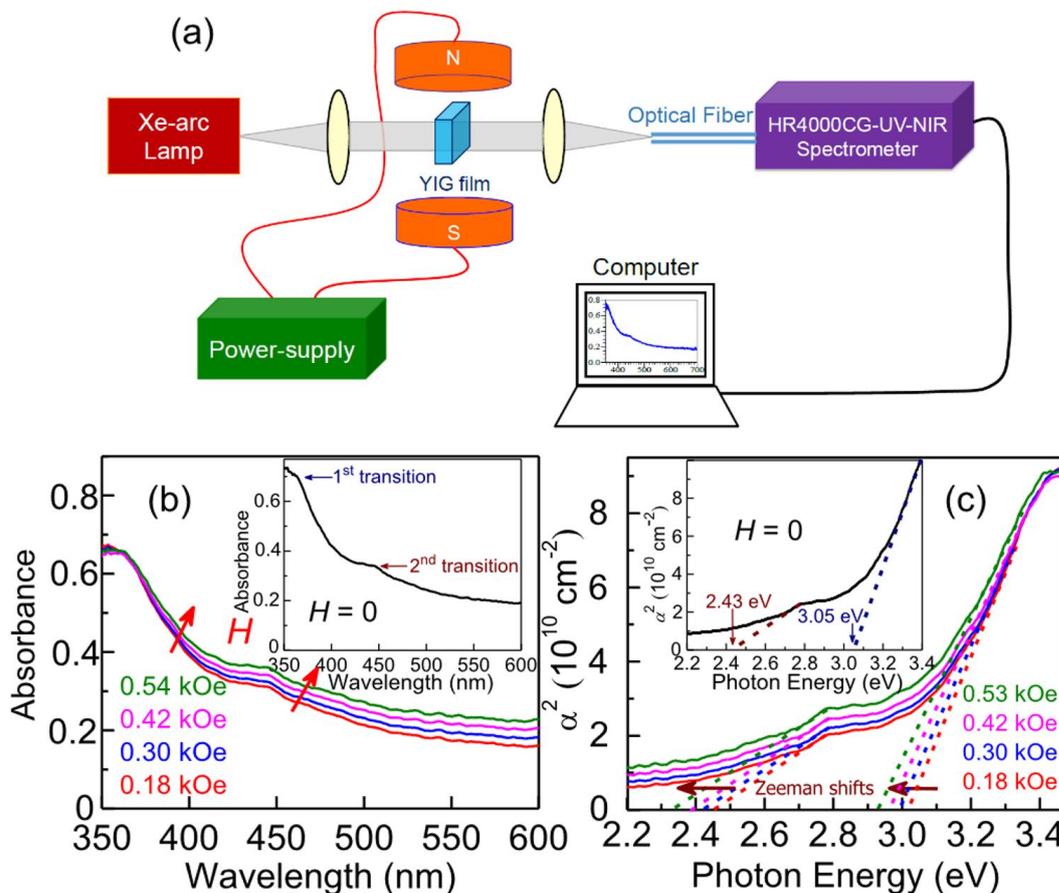


A 6: Propriedades magnéticas do filme de YIG com 50 nm de espessura. a) magnetização vs campo magnético medido por magnetometria SQUID. b) Derivada em campo da absorção ferromagnética (FMR) vs campo. Dependência do campo de FMR a), e largura de linha, b) pela frequência de micro-ondas aplicada, a curva em vermelho ajustada corresponde à equação de Kittel 2-21.

Pelo ajuste da curva de Kittel,  $f_0 = \gamma[(H_R + H_A)(H_R + H_A + 4\pi M_{eff})]^{1/2}$ , onde  $H_A$ , corresponde ao campo de anisotropia, sendo  $4\pi M_{eff} = 4\pi M_s - H_{SA}$ , onde  $H_{SA}$  é o campo de anisotropia superficial, e  $4\pi M_s$  a magnetização de saturação, foi possível obter através do ajuste um valor de  $H_A = 12.7$  Oe, e  $4\pi M_{eff} = 1140$  G, obtendo portanto  $H_{SA} = 0.61$  kOe.

## APÊNDICE B - Deslocamento Zeeman gigante nas transições ópticas do YIG

As propriedades ópticas foram estudadas através da espectroscopia de absorção magneto-óptica, a montagem é mostrada na figura A 7. A luz colimada produzida por uma lâmpada de arco DC (Newport modelo 66921) de Hg(Xe) com potência 450 – 1000 W passa através do filme de YIG sendo focalizado através de fibra óptica até o espectrômetro detector monocromador (Ocean Optics HR4000CG-UB-NIR). Um magneto de campo DC é colocado para produzir campo no plano do filme de YIG, podendo chegar até 1.2 kOe. Todas as medidas foram realizadas à temperatura ambiente.



A 7: a) Montagem experimental utilizada nas medidas ópticas. b) Absorção óptica em função do comprimento de onda para diversos valores de campo magnético, as setas vermelhas indicam a direção do aumento do campo. c) O inset mostra o coeficiente de absorção para campo nulo, para os demais valores de campo, o prolongamento das linhas nas curvas doo coeficiente de absorção indicam as energias de transição, vemos, portanto, um deslocamento claro em ambas transições pelo aumento do campo.

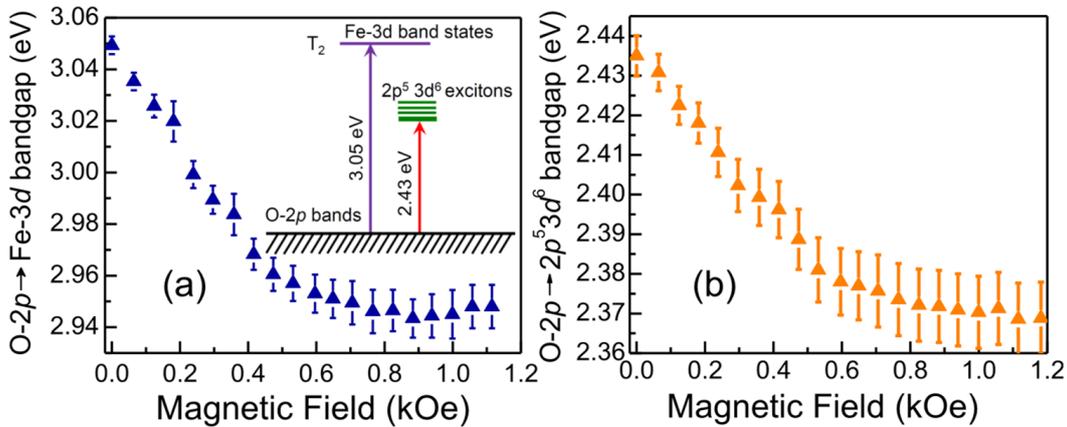
O sinal de saída do detector mostra a dependência da absorvância em função do comprimento de onda, definido por  $-\log_{10}(I/I_0)$ , onde  $I_0$  e  $I$  denotam respectivamente as intensidades da luz incidente sobre o YIG e da luz transmitida após o YIG. No inset figura A 7 b), vemos desvios no comportamento da absorção entre  $\sim 355$  nm e  $\sim 450$  nm. Estes desvios correspondem às transições dos dois estados permitidos de transição: o primeiro da camada de valência cheia O-2p para Fe-3d e o segundo da banda de valência O-2p. A figura A 7 c) mostra a dependência energética do coeficiente de absorção  $\alpha$ , obtido através de:

APÊNDICE B - Deslocamento Zeeman gigante nas transições ópticas do YIG

$$\frac{I}{I_0} = \exp(\alpha d), \quad [i]$$

onde  $d$  é a espessura do filme, está mostrado  $\alpha^2$  vs  $E$  (eV), pois, em vários isolantes de *gap* direto, o coeficiente de absorção próximo ao *gap* de energia  $E_g$  varia com a temperatura, de acordo com  $\alpha(E) \propto (E - E_g)^{1/2}$ . Portanto, os *gaps* direto do filme de YIG podem ser obtidos extrapolando a porção linear das curvas até tocar ( $\alpha^2 = 0$ ) [228].

Para obter mais detalhes do efeito observado, foi obtida a energia de transição de cada banda para cada valor de campo magnético, como mostrado na figura A 8 a) e b). Os dados mostram que para um aumento do campo magnético de 0 a 0.6 kOe o deslocamento para o vermelho das transições é observado com valor de 3.05 eV para 2.94 eV e 2.43 eV para 2.37 eV. Os valores do *gap* de energia saturam para valores maiores de 0.6 kOe. Portanto o deslocamento Zeeman corresponde à  $\sim 100$  meV para a transição O-2p $\rightarrow$ Fe-3d e  $\sim 60$  meV para O-2p $\rightarrow$ Fe-3d.



A 8: Dependências em relação ao campo magnético aplicado no plano das energias de transição das bandas a) O-2p $\rightarrow$ Fe-3d e b) O-2p $\rightarrow$ Fe-3d. É possível observar a saturação das transições.

Como mostrado nas medidas de FMR, para a amostra de 50 nm de YIG a anisotropia perpendicular corresponde a  $H_{SA} = 0.62$  kOe. Portanto, espera-se um comportamento de domínio similar à referência [229]. De fato, na figura A 6 a), vê-se que a saturação da magnetização ocorre para valores maiores que 0.75 kOe. Portanto, para campos magnéticos maiores que a coercividade, existe um alinhamento contínuo que muda a separação da energia de troca e produz a variação no *gap* de energia observado na figura A 8. Este controle observado sobre o deslocamento Zeeman das transições ópticas à temperatura ambiente podem ajudar na implementação de novos dispositivos magneto-óptico [81].