

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO**  
**CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA NATUREZA**  
**DEPARTAMENTO DE FÍSICA**

**INVESTIGAÇÃO DO PROCESSO DE *SPIN PUMPING***  
**EM BICAMADAS MAGNÉTICAS E FILMES SIMPLES**

Obed Alves Santos

Recife - 2014

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO  
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA NATUREZA  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

INVESTIGAÇÃO DO PROCESSO DE *SPIN PUMPING* EM  
BICAMADAS MAGNÉTICAS E FILMES SIMPLES

Dissertação apresentada ao  
Departamento de Física da Universidade  
Federal de Pernambuco como parte dos pré-  
requisitos para a obtenção do título de  
Mestre em Ciências.

Obed Alves Santos

Orientador: Prof. Dr Antônio Azevedo da Costa

Recife - 2014

Catálogo na fonte  
Bibliotecário Jefferson Luiz Alves Nazareno, CRB 4-1758

Santos, Obed Alves.

Investigação do processo de spin pumping em bicamadas magnéticas e filmes finos. / Obed Alves Santos. – Recife: O Autor, 2014.

86f.: fig.

Orientador: Antônio Azevedo da Costa.

Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de Pernambuco. CCEN. Física , 2014.

Inclui referências e apêndice.

1. Física da matéria condensada. 2. Magnetismo.  
3. Spintrônica . I.Costa, Antônio Azevedo. (orientador). II.  
Título.

530.41 (22. ed.)

FQ 2014-17



**Universidade Federal de Pernambuco**  
**Departamento de Física – CCEN**  
**Programa de Pós-Graduação em Física**  
**Cidade Universitária - 50670-901 Recife PE Brasil**  
**Fone ( + + 55 81 ) 2126-7640/2126-8449**  
<http://www.ufpe.br/ppqfisica> e-mail: [posgrad@df.ufpe.br](mailto:posgrad@df.ufpe.br)

---

## **Parecer da Banca Examinadora de Defesa de Dissertação de Mestrado**

---

**Obed Alves Santos**

### **INVESTIGAÇÃO DO PROCESSO DE SPIN PUMPING EM BICAMADAS MAGNÉTICAS E FILMES SIMPLES**

A Banca Examinadora composta pelos Professores Antonio Azevedo da Costa (Presidente e Orientador), Sergio Machado Rezende, ambos do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco e Carlos Chesman de Araujo Feitosa, do Departamento de Física Teórica e Experimental da Universidade Federal do Rio Grande do Norte, consideram o candidato:

Aprovado                       Reprovado                       Em exigência

Secretaria do Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal de Pernambuco, em dez de março de dois mil e catorze.

---

Prof. Antonio Azevedo da Costa  
Presidente e Orientador

---

Prof. Sergio Machado Rezende

---

Prof. Carlos Chesman de Araujo Feitosa

*“...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.”*

*Senna*

É engraçado como às vezes você acaba inevitavelmente fazendo alguma injustiça na vida, uma delas talvez seja logo a autoria do trabalho. Devem ter percebido que estou como autor desta obra. E de fato eu escrevi mesmo esse trabalho com carinho, mas antes que comecem a leitura, gostaria de lhe informar que para a conclusão dessa obra, foi inevitável tanto quanto a própria física, a bênção de Deus na minha vida, o esforço e o amor dos meus pais na minha educação e formação. A paixão e o carinho da minha, colega de trabalho, colega de sala, companheira nessa batalha, amiga, mulher, esposa, coordenadora, Shirley. O conforto fraterno que minhas irmãs me proporcionam. A confiança que o Prof Antônio depositou em mim com uma certa autonomia científica.

Espero que aceitem esses agradecimentos como uma forma de amenizar o fato de não ter vocês como coautores: Os litros e litros de cafés tomados e preparados junto com nossos colegas de curso Allan, Everton, Lenin, Lucero. As discussões e ensinamentos dos colegas de laboratório, David, Rafael, Gabriel, Gilvânia, Pablo, Joaquim. Além da honra em poder trabalhar junto de um dos mitos da ciência no Brasil, o professor Sérgio Rezende. E claro ao patrocinador financeiro de toda essa história, o CNPq.

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

## Resumo

Nessa dissertação investigamos de forma sistemática um efeito relativamente recente em física da matéria condensada e que ocorre em materiais magnéticos, o efeito de *spin pumping*. Este efeito que foi proposto no início dos anos 2000 deu um impulso à área de spintrônica e se constituiu num dos mais importantes mecanismos de injeção de corrente de spins a partir de um meio magnético em um meio não magnético. A possibilidade de aplicações tecnológicas deste efeito em Spintrônica tem se mostrado promissor. Nesta investigação usamos a ressonância ferromagnética (FMR) para estudar o efeito de *spin pumping* em camadas simples de ferromagneto, bicamadas de ferromagneto/metal-normal e bicamadas de materiais ferromagnéticos diferentes. O fenômeno foi caracterizado por medidas de relaxação magnética e medidas de tensão elétrica DC provocadas pelo efeito Hall de spin inverso (ISHE). Reportamos que a deposição de camadas nanométricas de metais normais como Ta ou Pt sobre o ferromagneto Permalloy (Py, Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>) e sobre o isolante ferrimagnético YIG (Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>), resultou em um aumento da constante de amortecimento de Gilbert, comprovando então o efeito de bombeamento de spin. Realizamos também medidas de tensões DC geradas a partir da combinação dos efeitos de *spin pumping* e ISHE. Mostramos que os sinais de tensão ISHE gerados em bicamadas de YIG/Ta e YIG/Pt possuem sinais opostos. Mostramos também que camadas simples de Py geram uma tensão DC quando o material está na condição de FMR. Esta descoberta levou ao estudo de dois outros efeitos. (i) Competição entre tensões ISHE provocadas pela ressonância do YIG e do Py em bicamadas YIG/Py; (ii) Adição ou subtração de tensões ISHE em bicamadas metálicas do tipo Py/Ta e Py/Pt.

**Palavras-chave:** Filmes finos, Ressonância ferromagnética, Corrente pura de spin, Efeito Hall de spin, Efeito Hall de spin inverso, Bombeamento de spin, Spintrônica.

# Abstract

In this dissertation we conducted a systematic investigation of a relatively novel phenomenon in condensed matter physics that occurs in magnetic materials, the spin pumping effect. This effect, which was proposed in the early years of 21<sup>st</sup> century, boosted the area of spintronics and has become one of the most important mechanisms of spin current injection from a magnetic medium to a non magnet material. Technological applications of the spin pumping effect are becoming increasingly feasible. Here we used the ferromagnetic resonance (FMR) technique to investigate the spin pumping effect in single layers of ferromagnets, and bilayers of ferromagnet/normal metal as well as bilayers of different ferromagnetic materials. The spin pumping effect was characterized by measuring the magnetization relaxation as well as by measuring the DC electric voltage generated by the inverse spin Hall effect (ISHE). We reported that the deposition of nanometer thick layers of normal metals such as Ta or Pt on the ferromagnetic material Permalloy (Py, Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub>) and on the ferrimagnetic insulator Yttrium Iron Garnet (Y<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>), resulted in an increase of the Gilbert damping constant, which has confirmed the effect of spin pumping. We also carried out measurements of DC voltages generated from the combination of both the spin pumping effect and the inverse spin Hall effect. We showed that the ISHE voltages generated in bilayer of YIG/Ta and YIG/Pt have opposite polarizations. Finally, we showed that single layers of Py can generate a DC voltage when the material is under FMR condition. This discovery prompted us to the investigation of two novel effects: (i) The competition between ISHE voltages generated by the FMR of both YIG and Py in bilayers of YIG/Py; (ii) Addition and subtraction of ISHE voltages in metallic bilayer of Py/Ta and Py/Pt.

**Keywords:** Thin films, ferromagnetic resonance, pure spin current, spin Hall effect, inverse spin Hall effect, spin pumping, spintronics.

# Lista de figuras

- Figura 2.1: Esquema básico da técnica Sputtering [16]. No sistema utilizado nesta dissertação o alvo e o substrato ficam na vertical, com o alvo em baixo e o substrato em cima, na configuração chamada de “sputtering up”. \_\_\_\_\_ 15
- Figura 2.2: Aparato feito por Grove em 1852, reportando a formação de uma deposição [17]. \_\_\_\_\_ 15
- Figura 2.3: (a): Esquema de ionização do Ar mostrando a principal interação para a auto-sustentação do plasma. (b): Interação responsável pela luminescência do plasma. (c): Ilustração do processo de remoção dos átomos do alvo e sua deposição no substrato. \_\_\_\_\_ 16
- Figura 2.4: (a): Foto real de um Magnetron Sputtering em operação. (b): Ilustração, em perspectiva, esquematizando o processo e sua configuração. O ímã central possui polaridade inversa dos ímãs laterais no anodo. \_\_\_\_\_ 17
- Figura 2.5: Princípio básico do funcionamento de um perfilômetro utilizado para a calibração das taxas de deposição. \_\_\_\_\_ 20
- Figura 2.6: Assim como um pião precessiona em torno do eixo da terra ao girar, o momento magnético também realiza o mesmo movimento quando este está na presença de um campo magnético  $H$ , sua frequência de precessão é dada por  $\omega_0$  [32]. \_\_\_\_\_ 23
- Figura 2.7: Diagrama de blocos da montagem de FMR do Departamento de Física da UFPE. \_\_\_\_\_ 25
- Figura 2.8: (a) Parte real da susceptibilidade  $\chi_{xx}$  para três valores distintos de  $\Gamma$ , a curva em azul possui menor coeficiente de amortecimento, resultando em uma largura à meia altura  $\Delta H_L$  menor e intensidade maior (b) Comportamento da parte imaginária da susceptibilidade  $\chi_{xx}$ . \_\_\_\_\_ 27
- Figura 2.9: Calibração da potência nominal do gerador de micro-ondas. Em preto a potência real medida logo na saída do gerador. Em vermelho a potência medida imediatamente antes da cavidade ressonante mostrado na figura 2.7. \_\_\_\_\_ 30
- Figura 2.10: São mostrados dois esquemas possíveis de contatos elétricos para medidas de tensão DC. À esquerda o metal normal (vermelho) é depositado em baixo, e o material ferromagnético (verde) é depositado em cima. À direita inverte-se a ordem de deposição. \_\_\_\_\_ 31
- Figura 2.11: (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  $TE_{102}$ . \_\_\_\_\_ 32
- Figura 2.12: (a) Ilustração da cavidade ressonante chamando atenção para a íris e o parafuso de acoplamento. (b) Circuito RLC equivalente, adaptado de [38]. \_\_\_\_\_ 33
- Figura 3.1: Comportamento da precessão da magnetização quando não há amortecimento e quando se considera o termo de amortecimento. \_\_\_\_\_ 35
- Figura 3.2: Filme ferromagnético(FM) com dois metais normais(NM)em suas adjacências. \_\_\_\_\_ 39
- Figura 3.3: A corrente de spin que do FM para o MN Ispumpe a corrente de volta Iback acabam de acumulando e gerando a acumulação de spin na região logo após a interface. \_\_\_\_\_ 42
- Figura 3.4: **(Esquerda):** Efeito Hall normal é causado pela deflexão das cargas em movimento ao longo da amostra pelo campo magnético. A acumulação de cargas resulta em uma tensão Hall descoberta 18 anos

antes do elétron. **(Meio):** O AHE é o resultado da deflexão das cargas porém agora com dependência do spin, que ocorre em materiais magnéticos. **(Direita):** No efeito Hall de Spin ocorre uma separação de elétrons com estados de spin opostos que se acumulam nas bordas da amostra e não origina tensão elétrica do tipo efeito Hall. Adaptado de [59]. \_\_\_\_\_ 44

Figura 3.5: Esta figura mostra o vetor  $m \times dm/dt$  em vermelho, que possui uma componente no eixo z e nos eixos x e y. \_\_\_\_\_ 47

Figura 3.6: Esquema mostrando o princípio de medição da tensão de spin pumping. A precessão da magnetização gera uma corrente pura de spin (em laranja) a qual se converte gerando a corrente de carga em amarelo. Traduzido de [62]. \_\_\_\_\_ 48

Figura 4.1: A figura acima mostra o comportamento do campo de ressonância e da largura de linha versus ângulo azimutal para diferentes espessuras da camada de Ta. A frequência de micro-ondas foi de 9,51GHz. \_\_\_\_\_ 51

Figura 4.2: Comportamento da largura de linha média versus a espessura da camada do metal normal Ta. Mostra-se que a largura de linha não é significativamente afetada pela presença da camada do Ta. A barra de erro apresentada é devido ao desvio padrão da média da largura de linha feita a partir dos dados da figura 4.1 \_\_\_\_\_ 52

Figura 4.3: Dependência de  $\Delta H$  em função da espessura da camada de Pt em bicamadas do tipo Py/Pt. Diferentemente das bicamadas Py(10 nm)/Ta(t), ao se depositar camadas mais espessas de Pt resulta em um aumento da largura de linha no material ferromagnético. \_\_\_\_\_ 53

Figura 4.4: Derivada da curva de FMR feita em um filme de YIG(6  $\mu\text{m}$ ). Além do modo de ressonância uniforme, podemos ver os modos magnetostáticos de superfície à esquerda e os modos magnetostáticos de volume à direita. \_\_\_\_\_ 54

Figura 4.5 (a) Medida de FMR em YIG(6  $\mu\text{m}$ ) e bicamada YIG(6  $\mu\text{m}$ )/Ta(2 nm). (b) Medida de FMR em YIG(6  $\mu\text{m}$ ) e bicamada YIG(6  $\mu\text{m}$ )/Pt(6 nm). (c) Medida de FMR em YIG(6  $\mu\text{m}$ ) e bicamada YIG(6  $\mu\text{m}$ )/Py(10 nm). \_\_\_\_\_ 54

Figura 4.6: Larguras de linhas obtidas pelo ajuste das curvas da figura 4.5 com medidas realizadas antes e depois das deposições dos filmes de Ta, Pt e Py. O valor mostrado nas caixas é o fator multiplicativo do aumento da largura de linha. As amostras utilizadas possuem dimensões aproximadas de 1,5 mm x 3,0 mm. \_\_\_\_\_ 55

Figura 4.7: Medidas preliminares de tensão ISHE em bicamadas de YIG/Ta e YIG/Pt, mostrando uma tensão  $V_{\text{ISHE}}$  maior na bicamada com Ta(2nm) em comparação à bicamada com Ta(4nm). Confirmação também do resultado apresentado por [10], com ângulo de Spin Hall negativo da Pt. \_\_\_\_\_ 56

Figura 4.8: Comportamento da tensão de Spin Pumping em YIG/Ta(2 nm). O pico máximo de tensão corresponde a 303  $\mu\text{V}$ . \_\_\_\_\_ 57

Figura 4.9: (a): YIG/Ta(2nm) Para diversas potências para o ângulo de 0°. (b): Tomando o máximo valor da tensão pela potência obtemos uma dependência linear mas com um desvio considerável para altas potências. \_\_\_\_\_ 58

Figura 4.10: Tensão VSP versus H, medida na bicamada YIG/Pt(4 nm) para três valores diferentes de ângulos. A tensão é invertida em relação à medida da bicamada YIG/Ta e a intensidade da tensão é menor. \_\_\_\_\_ 59

Figura 4.11: (a): Tensão VSP medida para a bicamada YIG/Pt(4 nm) em função do campo aplicado para diversos valores de potência e para o ângulo de 0°. (b): Novamente é visto um comportamento linear entre o máximo valor da tensão e a potência na amostra. \_\_\_\_\_ 59

Figura 4.12: (a): Medida de tensão DC em camada simples de Py. (b): Ajuste das componentes simétrica e antissimétrica, resultante das contribuições de SP e AMR.. \_\_\_\_\_ 61

Figura 4.13: Dependência angular das amplitudes das componentes simétrica e antissimétrica extraídas do ajustes feito sobre a medida pura da tensão em figura 4.12 em função de cada ângulo  $\varphi$ . \_\_\_\_\_ 63

Figura 4.14: Resumo geral dos circuitos equivalentes das medidas de ISHE para as bicamadas metálicas. \_\_\_\_\_ 63

Figura 4.15: Circuitos equivalentes correspondentes às bicamadas Si/Py/Ta (a) e Si/Ta/Py (b). No centro temos medidas de tensão ISHE obtidas para  $0^\circ$  e  $180^\circ$ . Tendo então duas fontes de correntes, em (a) as correntes se somam e em (b) elas se subtraem. \_\_\_\_\_ 65

Figura 4.16: Circuitos equivalentes correspondentes às bicamadas Si/Py/Pt (a) e Si/Ta/Pt (b). No centro temos medidas de tensão ISHE obtidas para  $0^\circ$  e  $180^\circ$ . Tendo então duas fontes de correntes, em (a) as correntes se subtraem e em (b) elas se somam. \_\_\_\_\_ 66

Figura 4.17: Comparação direta entre a largura de linha na ressonância FMR e a largura à meia altura do sinal de tensão ISHE. \_\_\_\_\_ 67

Figura 4.18: Medidas de tensão de spin pumping do YIG/Py no campo de ressonância do YIG para frequência de 9,4GHz. \_\_\_\_\_ 68

Figura 4.19: (a) Tensão medida em Py puro sobre o YIG, na região de ressonância do Py. (b) Medida contínua da tensão, uma varredura longa de praticamente 3 kOe, obtendo a tensão na ressonância do Py e do YIG. \_\_\_\_\_ 69

Figura 5.1: Especulações quanto a origem da autoindução de tensão no Py com caráter de tensão ISHE. \_\_\_\_\_ 71

Figura 5.2: IISHE vs  $H$  para duas amostras distintas de Si/Py(10nm), YIG/Py(10nm) e Si/Py(5nm), esta última apresenta uma intensidade menor do que as demais, talvez um confirmação da especulação descrita acima. \_\_\_\_\_ 72

Figura 5.3: Resultado obtido ao variar o campo magnético em torno do campo de inversão de tensão. Obtivemos que ora a corrente gera uma tensão ora positiva, ora negativa no sistema misto YIG/Py. \_ 73

# Sumário

<b><u>CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO</u></b> .....	<b>11</b>
1.1 MOTIVAÇÕES E OBJETIVOS .....	12
1.2 ESTA DISSERTAÇÃO .....	13
<b><u>CAPÍTULO 2 – TÉCNICAS EXPERIMENTAIS</u></b> .....	<b>14</b>
2.1 DEPOSIÇÃO POR EVAPORAÇÃO CATÓDICA ( <i>SPUTTERING</i> ) .....	14
2.1.1 <i>MAGNETRON SPUTTERING</i> .....	17
2.1.2 <i>SPUTTERING YIELD</i> .....	18
2.2 CALIBRAÇÃO DA TAXA DE DEPOSIÇÃO ( <i>PERFILÔMETRO</i> ) .....	20
2.3 RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA ( <i>FMR</i> ) .....	21
2.3.1 <i>DINÂMICA DA MAGNETIZAÇÃO</i> .....	22
2.3.2 <i>MONTAGEM EXPERIMENTAL E SUSCEPTIBILIDADE MAGNÉTICA</i> .....	24
2.3.3 <i>POTÊNCIA ABSORVIDA E SINAL DETECTADO NO FMR</i> .....	27
2.4 DETECÇÃO DE TENSÃO DC EXCITADA POR FMR .....	30
<b><u>CAPÍTULO 3 – EMBASAMENTO TEÓRICO</u></b> .....	<b>34</b>
3.1 MECANISMOS DE RELAXAÇÃO MAGNÉTICA EM FILMES FINOS .....	34
3.1.1 <i>ESPALHAMENTO MÁGNON-FÔNON</i> .....	36
3.1.2 <i>CORRENTES DE FOUCAULT (EDDY CURRENTS)</i> .....	37
3.1.3 <i>RELAXAÇÃO SPIN-ÓRBITA EM FERROMAGNÉTICOS METÁLICOS</i> .....	38
3.1.4 <i>ESPALHAMENTO DOIS-MÁGNONS</i> .....	38
3.2 EFEITO DE BOMBEAMENTO DE SPIN ( <i>SPIN PUMPING</i> ) .....	39
3.2.1 <i>COEFICIENTE DE AMORTECIMENTO DE GILBERT DEVIDO AO SPIN PUMPING</i> .....	43
3.3 EFEITO HALL DE SPIN ( <i>SHE</i> ) E EFEITO HALL DE SPIN INVERSO ( <i>ISHE</i> ) .....	43
3.3.1 <i>DETECÇÃO DE CORRENTE DE SPIN POR VOLTAGEM DC</i> .....	46
<b><u>CAPÍTULO 4 – RESULTADOS E DISCUSSÕES</u></b> .....	<b>50</b>

<b>4.1 EFEITO DE SPIN PUMPING: MECANISMO ADICIONAL DE RELAXAÇÃO MAGNÉTICA</b>	<b>50</b>
4.1.1 BICAMADAS METÁLICAS.....	51
4.1.2 SISTEMA ISOLANTE FERROMAGNÉTICO/METAL-NORMAL.....	53
<b>4.2 SPIN PUMPING POR MEDIDAS DE TENSÃO DC EM BICAMADAS DE YIG/METAL NORMAL.....</b>	<b>55</b>
4.2.1 BICAMADA YIG(6 MM)/TA(2 NM).....	57
4.2.2 BICAMADA YIG (6 MM)/PT (4 NM).....	58
<b>4.3 SPIN PUMPING POR MEDIDAS DE TENSÃO DC EM PY/MN.....</b>	<b>60</b>
4.3.1 TENSÃO DC EM CAMADA SIMPLES DE PY.....	61
4.3.2 TENSÃO DC EM BICAMADAS PY/TA.....	64
4.3.3 TENSÃO DC EM PY/PT.....	65
<b>4.4 SISTEMAS MISTOS.....</b>	<b>67</b>
<b><u>CAPÍTULO 5 – CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS.....</u></b>	<b><u>70</u></b>
<b><u>REFERÊNCIAS.....</u></b>	<b><u>74</u></b>
<b><u>APÊNDICE A: RELAXAÇÃO SPIN-ÓRBITA EM FERROMAGNÉTICOS METÁLICOS.....</u></b>	<b><u>79</u></b>
<b><u>APÊNDICE B: ESPALHAMENTO DE DOIS MÁGNONS.....</u></b>	<b><u>82</u></b>

# Capítulo 1 – Introdução

A geração de correntes de spin e sua conversão em correntes de carga em heteroestruturas magnéticas é um fenômeno importante que poderá levar a aplicações práticas da spintrônica [1], [2]. Atualmente o uso comercial da spintrônica se restringe às cabeças de leituras de discos rígidos atuais e algumas memórias magneto-resistivas de acesso aleatório não voláteis (MRAM), já dispositivos lógicos de spin, transistores spintrônicos, dispositivos que façam uso do efeito spin-seebeck, estes ainda estão nos laboratórios de instituições e empresas. Um dos métodos mais usados para a geração de corrente de spin tem sido o mecanismo de bombeamento de spin (*spin pumping*), onde radiação de micro-ondas é utilizada para excitar uma precessão coerente da magnetização, em bicamadas ferromagneto/metal normal (FM/MN). Esta precessão da magnetização atua como uma bomba peristáltica injetando corrente de spin no meio metálico adjacente, resultando então em uma acumulação de spins [3]. Devido à difusão de spins e à sua relaxação, a corrente de spin injetada decai da interface para dentro do MN, com um comprimento de difusão de spins  $\lambda_N$ .

Em metais, o efeito Hall de spins (*Spin Hall Effect = SHE*) consiste na conversão de corrente de carga em correntes de spin através da interação spin-órbita, [4] [5] [6] [7]. Por outro lado, o mecanismo inverso, o efeito Hall de Spin inverso (*inverse spin Hall effect = ISHE*), consiste na conversão de correntes puras de Spin em corrente transversal de carga. O efeito ISHE possibilita a detecção dessa corrente de spin através de medidas de tensão elétrica, que resulta do acúmulo de cargas [8], [9].

A corrente pura de spin injetada na camada de metal normal pode ser interpretada como elétrons com spins opostos movendo-se em direções opostas. Se o metal normal receptor da corrente de spins possuir forte acoplamento spin-órbita, parte destes elétrons é então defletido perpendicularmente à corrente de spin. Isto gera um acúmulo de cargas nas bordas na amostra, que pode ser medido como sendo uma tensão elétrica DC, chamada de tensão ISHE ou tensão *spin pumping* ( $V_{SP}$ ). Vale a pena chamar a atenção que nesta dissertação estaremos usando os termos bombeamento de spin e *spin pumping* para descrever o mesmo fenômeno.

Entre os materiais ferromagnéticos mais utilizados para o estudo de *spin pumping* estão aqueles com um baixo amortecimento magnético, como o metal Permalloy (Py,  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$ ) e a granada de ítrio ferro  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  (YIG), que é um isolante ferrimagnético. Enquanto a dependência da tensão gerada devido ao *spin pumping* ( $V_{\text{SP}}$ ) com a potência de rf, assim como o ângulo entre o campo magnético aplicado e a direção da medida têm sido bem explorados, a dependência da polarização de  $V_{\text{SP}}$  para diferentes materiais na camada MN, não tem sido investigada em detalhes. Um dos primeiros trabalhos sobre este assunto foi apresentado por Youssef et al em 2013 [10]. Eles mostraram que a tensão ISHE medida nas bicamadas YIG/Pt e YIG/Ta, apresentavam polarizações opostas.

Em materiais ferromagnéticos metálicos como o Py, quando submetidos à condição de FMR e quando são submetidos a campos elétricos, podem gerar tensões de origem galvanomagnéticas que se somam à tensão ISHE gerada na camada NM adjacente. Estas contribuições tais com magnetoresistência anisotrópica, efeito Hall planar e efeito Hall anômalo, entre outras, precisam ser cuidadosamente separadas da tensão devido estritamente ao *spin pumping* [11].

Em trabalhos recentes, [12] [13] [14], foi demonstrado que o próprio Py também gera uma tensão de *spin pumping* em sistemas mistos do tipo (ferromagneto-isolante/ferromagneto-condutor). Essa descoberta adicionou um novo integrante ao estudo do fenômeno de bombeamento de spin.

## 1.1 Motivações e objetivos

Uma das grandes motivações para a realização deste trabalho é a tentativa de entender os fenômenos de física básica que estão por trás do efeito de spin pumping e que poderão ajudar a levar a spintrônica, que atualmente é pesquisada nos laboratórios de pesquisa, para aplicações práticas em eletrônica. Até o momento essa tarefa se mostrou bastante desafiadora, porém suas aplicações em dispositivos de alta tecnologia aparenta ser bastante promissora. Sabemos que uma das descobertas seminais da área de spintrônica, que foi a descoberta da magnetoresistência gigante por Fert e colaboradores, (prêmio Nobel de 2007), é amplamente aplicada hoje em dispositivos de gravação magnética de dados.

Dentro de todo esse contexto, esta dissertação tem o objetivo de entender vários dos fenômenos conhecidos da área de spintrônica e investigar informações cruciais novas que ajudarão no entendimento de outros efeitos também desafiadores. A nossa esperança é que possamos contribuir efetivamente com ideias e experimentos.

## 1.2 Esta dissertação

Esta dissertação está dividida em capítulos de revisão teórica e experimental e de capítulos que discutem as contribuições obtidas neste trabalho. No capítulo 2 iremos descrever a abordagem experimental utilizada para a obtenção dos dados experimentais desta dissertação. As amostras foram preparadas utilizando-se a técnica de *magnetron sputtering*, que está descrita na primeira seção do capítulo 2. A calibração da taxa de deposição foi realizada utilizando um perfilômetro cujo princípio de funcionamento está discutido na seção 2.2. A nossa técnica principal utilizada para a geração de correntes de spin é descrita na seção seguinte onde discutimos a técnica de ressonância ferromagnética. Finalizando então o capítulo 2, na seção 2.4 mostraremos como as medidas de tensões de *spin pumping* são realizadas.

O capítulo 3 aborda algumas das teorias relevantes para as análises dos resultados, as quais são: (i) mecanismos de relaxação magnética em filmes finos, (ii) efeito de bombeamento de spin (*spin pumping*), (iii) efeito Hall de spin (SHE) e efeito Hall de spin inverso (ISHE).

O capítulo 4 discute os resultados obtidos, com a investigação de *spin pumping*, tanto por medidas de largura de linha FMR quanto através de medidas de tensão DC para sistemas metálicos, e isolante/metal normal. Na seção 4.4 trataremos de resultado em “sistemas mistos”, sistemas estes em que a camada de conversão de corrente de Spin em corrente de carga é também um material ferromagnético. Portanto, os sistemas mistos são definidos como substrato/Ferromagneto-Isolante/Ferromagneto-Metálico.

Finalmente no capítulo 5 apresentaremos as conclusões e perspectivas. Apresentaremos as considerações finais dos resultados obtidos e mostraremos também que há muito trabalho a ser feito tanto na caracterização de materiais, pelos efeitos discutidos nessa dissertação, como também pelo que pode se pensar para a utilização destes resultados em futuras aplicações tecnológicas.

## Capítulo 2 – Técnicas experimentais

O aparato experimental usado nessa dissertação é relativamente simples mas suficiente para os seus objetivos. As técnicas utilizadas foram basicamente duas: (i) Deposição de filmes finos por evaporação catódica (magnetron sputtering) e (ii) ressonância ferromagnética. A 1ª técnica será descrita na seção 2.1, e foi a técnica usada para preparar todas as amostras metálicas desta dissertação. Também foi utilizada a técnica de perfilometria para calibrar as taxas de deposição das amostras depositadas por sputtering. A técnica de FMR foi usada para estudar a dinâmica da magnetização, e assim excitar o bombeio de spin (*spin pumping*) nas bicamadas e filmes simples. A técnica de ressonância ferromagnética, bem como os seus princípios básicos serão descritos na seção 2.3. Em especial na seção 2.4 abordaremos a detecção de tensão DC, provocada pelo efeito Hall de spin inverso, que ocorre na condição de ressonância ferromagnética da camada ferromagnética. Vale a pena informar que as amostras do isolante ferrimagnético ítrio iron garnet foram fabricadas pela técnica de epitaxia em fase líquida e já se encontravam disponíveis no laboratório.

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

*Sputtering* designa o mecanismo de remoção de átomos de um material alvo devido ao bombardeio de íons gasosos que funcionam como “projéteis”. Os íons são acelerados de encontro ao alvo e, por transferência de momento, arrancam átomos que são eventualmente depositados em um substrato. O alvo funciona como a fonte de átomos para fabricar o filme desejado. A figura 2.1 ilustra o processo, que é realizado em uma câmara de vácuo. A técnica de deposição por evaporação catódica, ou *sputtering* em inglês, é um dos métodos de deposição física a vapor (*physical vapor deposition* - PVD) mais utilizados tanto em laboratórios de pesquisa quanto na indústria, para fabricação de filmes finos. Outras técnicas de PVD muito comuns na deposição 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 [15].

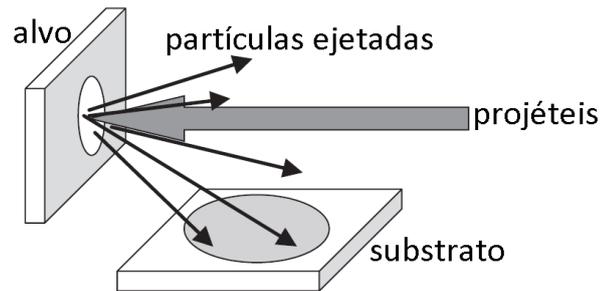


Figura 2.1: Esquema básico da técnica Sputtering [16]. No sistema utilizado nesta dissertação o alvo e o substrato ficam na vertical, com o alvo em baixo e o substrato em cima, na configuração chamada de “sputtering up”.

O *sputtering* teve sua técnica dominada somente nas últimas décadas, apesar de ter sido observada por Grove, em 1852 [17], que observou a formação de uma deposição no anodo de descargas luminosas, as quais eram removidas quando a polaridade elétrica do seu aparato, figura 2.2, era revertida. Além de Grove, o próprio Michael Faraday, também reportou em 1854, a formação de material depositado em um tubo de descargas luminosas. Em 1958 Julius Plücker também notou a formação de um filme de platina usando uma montagem semelhante, a qual ele chamou de “lindo espelho metalizado” [18] [19]. Um dos principais motivos da técnica de *sputtering* ter se popularizado apenas nas últimas décadas, foi o fato de que as técnicas de alto vácuo só se tornaram economicamente acessíveis depois dos anos 1960. A popularização desta técnica ajudou a impulsionar a investigação da física que ocorre em escalas nanométricas, com a fabricação de filmes finos e multicamadas. Outro aspecto importante é que permitiu a introdução de técnicas de caracterização in-situ (que funcionam durante a fabricação dos filmes).

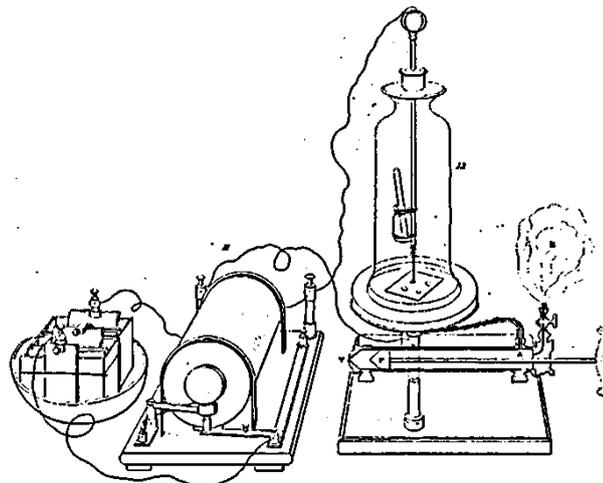


Figura 2.2: Aparato feito por Grove em 1852, reportando a formação de uma deposição [17].

Em um processo usual de *sputtering*, a câmara de deposição é evacuada até pressões da ordem de  $10^{-7} - 10^{-8}$  torr. Esta pressão é conhecida com pressão de base. Existem sistema de *sputtering* mais sofisticados nos quais a pressão de base chega a  $10^{-9} - 10^{-10}$  torr. O vácuo

## 2.1 Deposição por evaporação catódica (Sputtering)

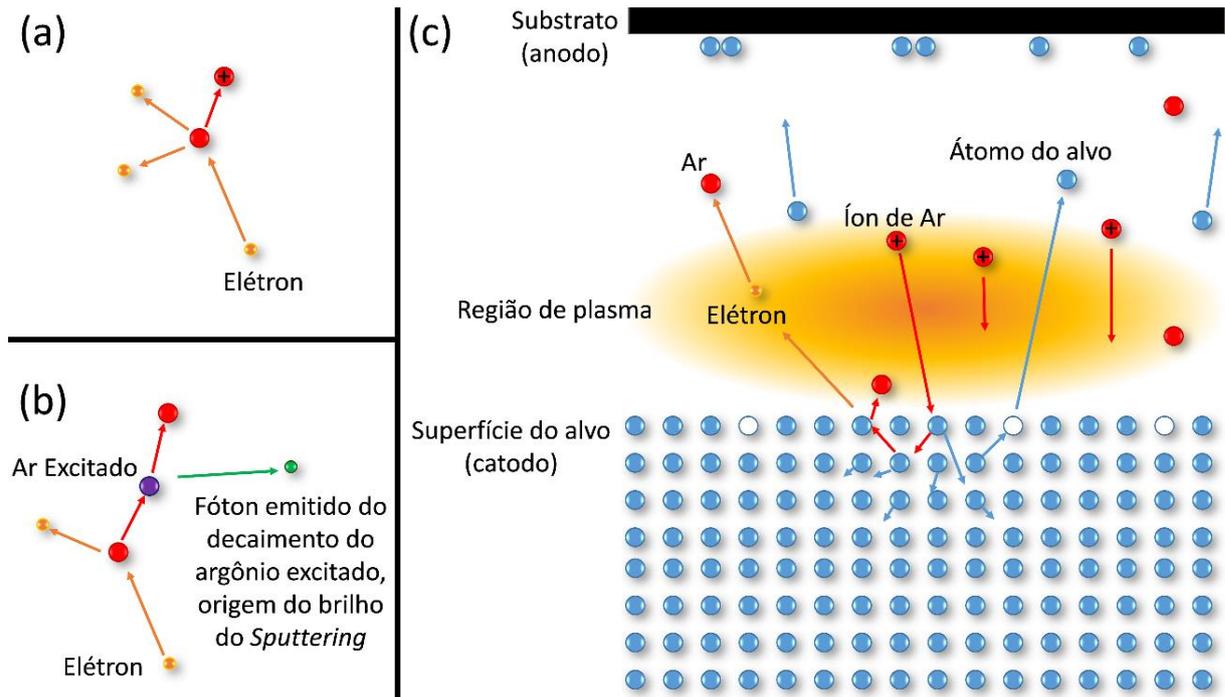


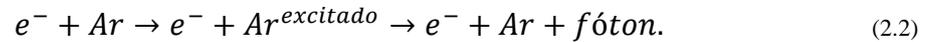
Figura 2.3: (a): Esquema de ionização do Ar mostrando a principal interação para a auto-sustentação do plasma. (b): Interação responsável pela luminescência do plasma. (c): Ilustração do processo de remoção dos átomos do alvo e sua deposição no substrato.

tem o objetivo de remover partículas indesejáveis à deposição, principalmente a umidade que impregna a atmosfera da câmara e fica localizada nas suas paredes. Para se conseguir estes níveis de pressão é necessário aquecer as paredes da câmara a temperaturas acima de  $100^{\circ}\text{C}$  durante algumas horas, garantindo a total remoção de vapores de água.

Em seguida, tendo atingido uma pressão aceitável na câmara, é injetado continuamente o gás de trabalho, que no nosso caso é Argônio de alta pureza (99,999 % de pureza). Esse gás de trabalho é necessário para a formação do plasma de íons de Ar, que correspondem aos projéteis ilustrados na figura 2.1. Nesta etapa a pressão da câmara sobe até se estabilizar em valores da ordem de  $10^{-3}$  torr. A câmara continua sendo evacuada continuamente com o auxílio de bombas de vácuo: turbo molecular e mecânica. É importante lembrar que o fluxo de Ar é mantido em valores da ordem de 550 SCCM (*Standard Cubic Centimeters per Minute*).

Após a estabilização da pressão do gás de trabalho, ocorre a etapa de criação do plasma. O plasma é de suma importância, pois os íons de Ar são acelerados contra o material alvo conectado a um terminal negativo (anodo) de uma fonte de tensão DC. Ao atingir o alvo, os íons de Ar removem os átomos do mesmo que serão depositados no substrato, que está em contato com o terminal positivo (ou como no nosso caso aterrado) figura 2.3(c). Para atingir a estabilidade do plasma é necessário garantir um determinado fluxo do gás de trabalho, pois se

o fluxo de Ar ficar abaixo de um valor crítico o plasma não se sustenta. As reações de ionização do plasma são descritas nas equações (2.1) e (2.2)



A equação (2.1), é referente à ionização do átomo de Argônio e assim gerando um elétron a mais no meio, essa interação também é mostrada na figura 2.3(a). Já a equação (2.2), esquematizada na figura 2.3(b) é a responsável pela luz emitida pelo plasma.

### 2.1.1 Magnetron sputtering

Existem algumas limitações no processo de *sputtering* DC descrito anteriormente. (i) As altas pressões exigidas para manter o plasma podem comprometer a qualidade dos filmes. (ii) Apenas uma pequena fração dos átomos do gás se converte em íons. (iii) A região do plasma não está próxima ao alvo, resultando em uma taxa de deposição lenta. (iv) A outra limitação ocorre devido ao aquecimento do substrato que eventualmente é bombardeado por elétrons.

Para resolver alguns destes problemas foi desenvolvida a técnica de *magnetron sputtering*, mostrada na figura 2.4(a). A principal diferença entre o *magnetron sputtering* e o *sputtering*

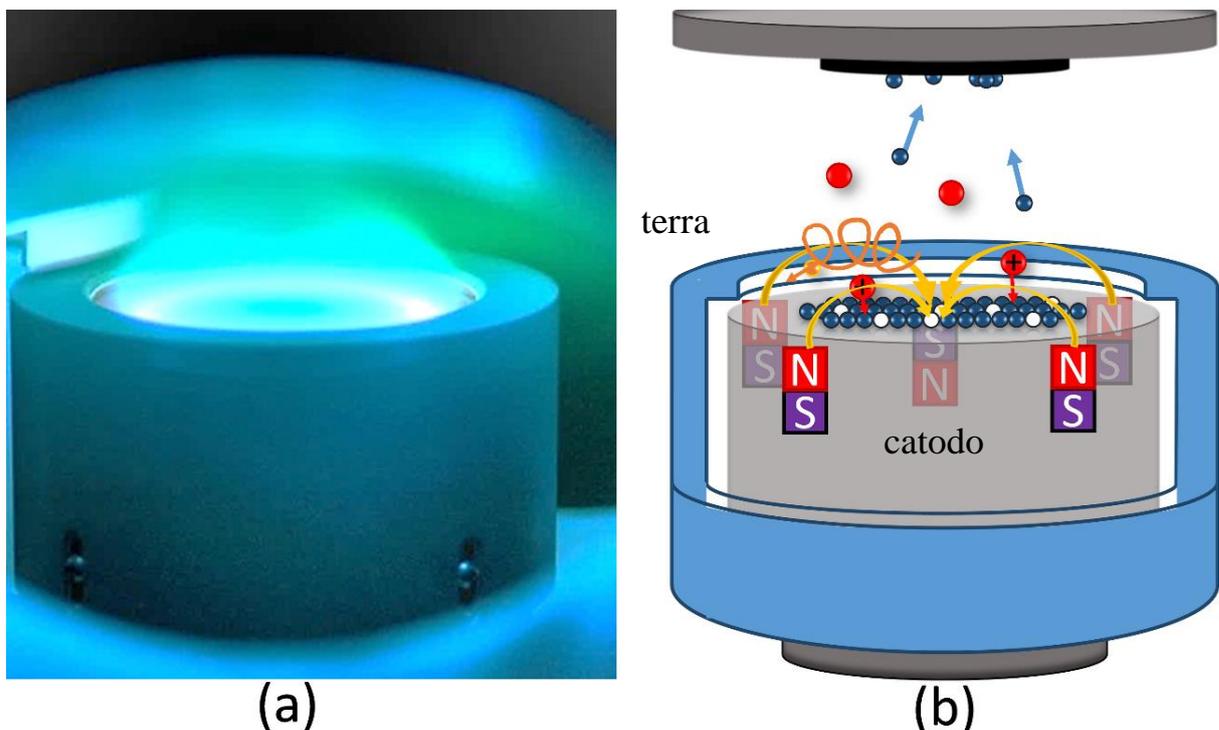


Figura 2.4: (a): Foto real de um Magnetron Sputtering em operação. (b): Ilustração, em perspectiva, esquematizando o processo e sua configuração. O ímã central possui polaridade inversa dos ímãs laterais no anodo.

## 2.1 Deposição por evaporação catódica (Sputtering)

DC discutido acima é a incorporação de um forte campo magnético logo acima do alvo. Este campo magnético faz com que os elétrons descrevam trajetórias elípticas próximas à superfície do alvo antes de serem atraídos em direção ao mesmo. A grande vantagem é que o plasma fica confinado na região logo acima do alvo, sem provocar danos ao filme que está sendo formado. Além disto, os elétrons se movem por distâncias maiores aumentando a probabilidade de ionizar outros átomos de Ar. Isto tende a gerar um plasma mais estável e com maior densidade de íons. Mais íons significa mais átomos ejetados do alvo, aumentando assim a taxa de deposição, minimizando as impurezas no filme. Também podemos aumentar a distância alvo/substrato, minimizando os danos causados por elétrons e íons de Ar. Os ímãs permanentes são posicionados no centro e nas laterais do anodo, como visto na figura 2.4(b).

Com a configuração de *magnetron sputtering* podemos diminuir a pressão de trabalho, resultando em um plasma muito mais estável, podendo também diminuir assim a taxa de deposição dos filmes. No nosso sistema esta taxa chega a valores baixos como por exemplo 4,2 nm/min para o alvo de Ferro, garantindo assim a possibilidade do uso dessa técnica para a preparação de filmes muito finos, da ordem de alguns nanômetros.

### 2.1.2 *Sputtering yield*

O *sputtering yield*,  $S$ , é descrito como sendo a taxa de remoção de átomos da superfície devido ao bombardeamento por íons, e é definido como sendo o número médio de átomos removidos da superfície do sólido pelo número de íons incidentes, ou seja,

$$S = \frac{\text{átomos removidos}}{\text{íons incidentes}} \quad (2.3)$$

Como já visto, o *sputtering* é causado pela interação do átomo incidente com os átomos da superfície, desse modo é de se esperar que o *sputtering yield* será influenciado pelos seguintes parâmetros [20]:

- Energia do íon incidente;
- Material alvo
- Estrutura cristalina da superfície do alvo
- Ângulo de incidência do íon

O *sputtering yield* pode ser determinado por alguns métodos, sendo o mais comum deles o experimento de perda de massa usando uma microbalança de cristal de quartzo. A influência

do *sputtering yield* devido ao material alvo está diretamente ligada à energia mínima que o íon do gás de trabalho deve possuir para remover um átomo da superfície do alvo. Alguns desses valores são mostrados na tabela 2.1 para íons de Ar e Ne.

Tabela 2.1: Energia mínima de íon de Ar e do Ne para ejetar um átomo da superfície para alguns materiais de interesse [21] [22].

Material alvo	$E_{min}$ do $Ar^+$ (eV)	$E_{min}$ do $Ne^+$ (eV)
<b>Fe</b>	20	22
<b>Co</b>	25	20
<b>Ni</b>	21	23
<b>Ag</b>	15	12
<b>Ta</b>	26	25
<b>Pt</b>	25	27

Uma das teorias mais aceitas sobre o cálculo do *sputtering yield* foi desenvolvido por Sigmund em 1969 [23]. Segundo sua teoria é possível calcular o valor de S a partir de parâmetro próprios de cada material, sem a necessidade de parâmetros de ajuste. A eficiência S então pode ser calculada para duas regiões em relação à energia do íon incidente:

$$S = \frac{3\alpha}{\pi} \frac{m_1 m_2}{(m_1 + m_2)} \frac{E_1}{E_b}, \quad \text{para } (E_1 < 1 \text{ keV}) \quad (2.4)$$

$$S = 3.56\alpha \frac{Z_1 Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})} \frac{m_1}{(m_1 + m_2)^2} \frac{S_n(E_1)}{E_b} \quad \text{para } (E_1 > 1 \text{ keV}), \quad (2.5)$$

onde  $\alpha$  é uma função das massas das partículas;  $m_1$  e  $m_2$  e  $Z_1$  e  $Z_2$  são as massas atômicas e os números atômicos da partícula incidente e da partícula no alvo, respectivamente.  $E_1$  é a energia do íon incidente,  $E_b$  é a energia de ligação dos átomos no alvo, e  $S_n(E_1)$  é a perda de energia por unidade de comprimento de colisão. Esses valores de S são então proporcionais à taxa de deposição do filme no substrato. Alguns valores calculados de *sputtering yield* são mostrados abaixo, na tabela 2.2.

Tabela 2.2: Sputtering yield calculado para Argônio com energias de 200 eV e 600 eV [24].

Material alvo	$S(\text{átomos/íons})$	$S(\text{átomos/íons})$
	$Ar^+$ com 200 eV	$Ar^+$ com 600 eV
<b>Fe</b>	0.53	1.26
<b>Co</b>	0.57	1.36
<b>Ni</b>	0.66	1.52
<b>Ag</b>	1.58	3.40
<b>Ta</b>	0.28	0.62
<b>Pt</b>	0.63	1.56

## 2.2 Calibração da taxa de deposição (Perfilômetro)

As espessuras dos filmes utilizados nesta dissertação foram estimadas multiplicando-se a taxa de deposição de cada material pelo tempo de deposição. Como a espessura é um parâmetro importante para filmes finos, a medida da taxa de deposição deve ser a mais realística possível. Também, como a taxa de deposição depende fortemente dos parâmetros de deposição da máquina de *sputtering* utilizada, sempre procuramos manter os mesmos parâmetros para cada material específico. Os parâmetros que temos maior controle durante o nosso processo de deposição são: o fluxo de argônio (normalmente 550 sccm – sccm = *standard cubic centimeter per minute*) e a corrente de plasma (normalmente 50 mA). O controle destes dois parâmetros tem se mostrado suficiente para manter a reprodutibilidade do processo. No nosso caso utilizamos um perfilômetro, D-100 da KLA Tencor, para medir a altura de degraus existentes entre o substrato e a superfície do filme. Estes degraus são produzidos em amostras específicas usadas apenas para calibração. É importante enfatizar que as condições de deposição das amostras de calibração são as mesmas condições que usamos posteriormente para depositar as amostras de interesse. O processo de produção dos degraus é muito simples. São produzidas várias listras na superfície dos substratos limpos utilizando-se uma caneta hidrocor de ponta muito fina. Faz-se a deposição sobre o substrato que cobre as regiões com tinta e sem tinta. Depois de retirar da câmara de deposição coloca-se o filme em um becker com acetona e agita-se levemente com a mão. A tinta dissolve rapidamente removendo o material apenas nas posições das listras e deixando o filme fixado nas outras regiões do substrato. Desta maneira são produzidos degraus entre a superfície do substrato e a superfície superior do filme cujas alturas podem ser facilmente medidas utilizando-se o perfilômetro. O perfilômetro é um

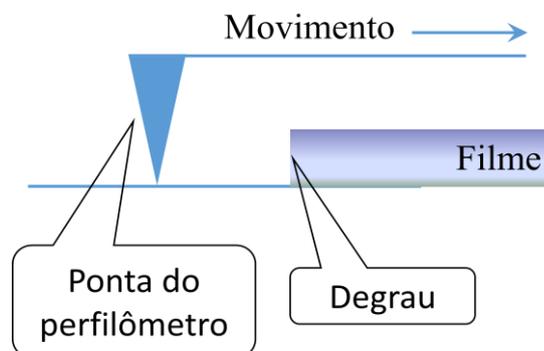


Figura 2.5: Princípio básico do funcionamento de um perfilômetro utilizado para a calibração das taxas de deposição.

instrumento utilizado para medir a rugosidade de superfícies e portanto é extremamente conveniente para medir as alturas dos degraus produzidos.

Para se obter a taxa de deposição de um determinado material, Permalloy, por exemplo, depositamos pelo menos 3 amostras com diferentes tempos de deposição (tipicamente os tempos de deposição são 4,0 min, 8,0 min e 12 min) mantendo-se fixos o fluxo de Ar e a corrente de plasma. Após a remoção da tinta hidrocor de cada amostra as mesmas são individualmente analisadas no perfilômetro, como esboçado na figura 2.5. O procedimento de medida das alturas dos degraus é repetido várias vezes (no mínimo 5 vezes) para a mesma amostra, mas em diferentes posições. Desta maneira podemos ter uma ideia da uniformidade da espessura da camada depositada. Faz-se a média aritmética de todas as alturas medidas e desta forma se obtêm a espessura média para aquele tempo de deposição. Repete-se o processo para as outras amostras e podemos colocar num gráfico as espessuras versus tempos de deposição. Ajusta-se uma reta aos pontos e a inclinação da reta fornece a taxa de deposição, que normalmente é escrita em nm/min. A tabela 2.1 mostra as taxas de deposição dos materiais utilizados nesta dissertação. As incertezas não foram escritas, mas os erros das taxas de deposição normalmente ficam abaixo de 10%.

*Tabela 2.3: Taxas de deposições utilizadas nessa dissertação. Calibradas utilizando o perfilômetro.*

<b>Material Alvo</b>	<b>Taxa média de deposição</b>
<b>Py</b>	6.15 nm/min
<b>Fe</b>	4.2 nm/min
<b>Ta</b>	3.95 nm/min
<b>Pt</b>	10.2 nm/min
<b>Ni</b>	4.5 nm/min
<b>Ag</b>	28.8 nm/min

## 2.3 Ressonância ferromagnética (FMR)

A investigação de propriedades estáticas e dinâmicas de filmes finos magnéticos faz uso de técnicas de investigação sensíveis, pois a quantidade de material nestes filmes é muito pequena. Uma das técnicas mais poderosas para o estudo de tais materiais é a ressonância ferromagnética (FMR). A técnica de FMR é poderosa, porque permite extrair parâmetros tais como: magnetização de saturação, campos de anisotropia, mecanismos de relaxação magnética, etc. A técnica de FMR pode também dar informações sobre o grau de cristalinidade das amostras. Ela é chamada uma técnica de ressonância pois se baseia na absorção de radiação de

micro-ondas justamente quando a frequência da mesma está próxima a frequência natural de precessão do momento magnético no ferromagneto.

A descoberta da técnica de FMR é atribuída a Arkad'yev que em 1911 observou a absorção de radiação UHF por um meio ferromagnético [25]. Porém, uma explicação quantitativa somente foi dada por Ya. G. Dorfman em seu artigo de 1923 [26]. Somente 23 anos depois é que houve avanços no experimento de FMR com Zavoiski [27] e Griffiths [28], quando ambos independentemente, observaram linhas de ressonância no Ni, Fe e Co. Quem acabou generalizando a teoria, baseado nos trabalhos de Landau e Lifshitz [29], foi Charles Kittel em seus trabalhos pioneiros de 1947 [30] e 1948 [31].

Para entender o funcionamento da espectroscopia de absorção ferromagnética, vamos estudar um pouco a dinâmica da magnetização, para depois seguirmos para o comportamento da susceptibilidade, e em seguida derivarmos a expressão da potência absorvida em FMR.

### 2.3.1 Dinâmica da magnetização

Materiais ferromagnéticos possuem magnetização espontânea, isto é, mesmo na ausência de campo magnético externo. Essa magnetização espontânea provém da organização dos momentos de dipolo magnético contidos no material. A principal fonte desses dipolos é o spin do elétron, o qual na presença de um campo magnético pode se apresentar em dois estados ‘up’ ou ‘down’.

Nos materiais com camadas eletrônicas cheias, o momento de dipolo total é zero, pois os elétrons se apresentam em pares de orientações de spins up/down. Contudo em um material que possua sua camada eletrônica parcialmente cheia, os spins irão preferir possuir primeiro o mesmo estado, up ou down para depois ocupar o outro sem preencher toda a camada, obedecendo à regra de Hund, (proposta pelo físico alemão Friedrich Hund em 1927). Esta ocupação parcial da camada resulta em um momento magnético líquido diferente de zero. A interação responsável pelo alinhamento entre os spins é a interação de troca, que para dois spins  $\vec{S}_1$  e  $\vec{S}_2$  é descrita pelo Hamiltoniano  $H = -J\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2$ , onde  $J$  mede a energia de troca. Note que se  $J > 0$  a energia será mínima se os dois spins estiverem orientados paralelamente entre si. A magnetização de um material ferromagnético pode ser representada pelo vetor magnetização dado por  $\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}_i / V$ , onde  $\vec{\mu}_i = (g\mu_B / \hbar)\vec{S}_i$  é o momento magnético associado ao sítio  $i$ ,  $\vec{S}_i$  é o momento angular de spin no sítio  $i$ ,  $g$  é o fator de Landé e  $\mu_B$  é o magnéton de Bohr. A

soma é realizada em todo o volume  $V$ . Aqui estamos desprezando o momento angular orbital uma vez que em metais magnéticos o momento angular orbital sofre um *quenching*, ou seja ele acaba sendo cancelado e portanto estaremos considerando apenas o momento angular de Spin. Para filmes ferromagnéticos finos, podemos representar toda a magnetização por um vetor  $\vec{M}$ . Esta maneira de representar a magnetização é chamada de macrospin.

Podemos estudar a equação de movimento da magnetização analisando-se o movimento de um dipolo magnético  $\vec{\mu}$  ou (momento angular de spin  $\vec{S}$ ), que na presença de um campo magnético  $\vec{H}$  se comporta similarmente a um pião girando sob o efeito da gravidade [32], como ilustrado na figura 2.6. O mesmo apresenta uma inclinação em relação ao eixo do campo magnético, e girando em torno do mesmo com uma frequência  $\omega_0$ .

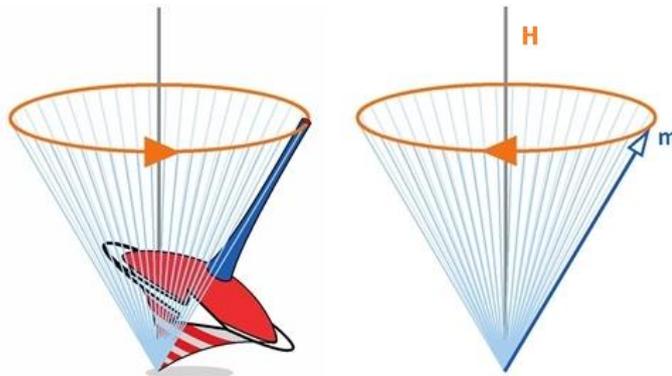


Figura 2.6: Assim como um pião precessiona em torno do eixo da terra ao girar, o momento magnético também realiza o mesmo movimento quando este está na presença de um campo magnético  $H$ , sua frequência de precessão é dada por  $\omega_0$  [32].

Matematicamente o campo magnético  $\vec{H}$  atua sobre o momento de dipolo magnético  $\vec{\mu}$  gerando um torque  $\tau$  descrito pela equação (2.6):

$$\tau = \vec{\mu} \times \vec{H} \quad (2.6)$$

Na mecânica clássica o torque pode ser descrito como o taxa de variação do momento angular, ou seja:

$$\tau = \frac{d\vec{S}}{dt}, \quad (2.7)$$

onde  $\vec{S}$  é o momento angular de spin e a relação entre  $\vec{\mu}$  e  $\vec{S}$  é dada por  $\vec{\mu} = -\gamma\vec{S}$ , onde  $\gamma$  é a razão giromagnética. A partir das equações (2.6) e (2.7), somando nos sítios e fazendo a média no volume obtemos:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma(\vec{m} \times \vec{H}) \quad (2.8)$$

A equação (2.8) é também conhecida como a equação do torque. Considerando então a direção do campo magnético externo  $\vec{H}$  como sendo  $H_0\vec{z}$ , obtemos então que cada componente da magnetização é escrita por: [33].

$$\frac{dm_x}{dt} = -\gamma m_y H_0, \quad \frac{dm_y}{dt} = \gamma m_x H_0, \quad \frac{dm_z}{dt} = 0. \quad (2.9)$$

Claramente vê-se que as soluções de  $m_x$  e  $m_y$  são senos e co-senos, confirmando então que a precessão da magnetização ocorre em torno do eixo do campo magnético com frequência de ressonância  $\omega_0 = \gamma H_0$ . Esta frequência também é conhecida como frequência de Larmor. Aqui o fator giromagnético é definido como  $\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar}$ , onde  $g$  é o fator  $g$  de Landé [34], e  $\mu_B = 9,27 \text{ JT}^{-1}$  o magneton de Bohr.

Para alguns materiais como o YIG, o valor para o fator de Landé é o valor para o elétron livre, isto é,  $g = 2$ . Ou seja, para estas materias temos que.

$$\frac{\gamma_e}{2\pi} = 2,81 \text{ GHz/kOe} \quad (2.10)$$

Logo, a frequência natural de precessão da magnetização associada aos do spins dos elétrons livres está na faixa de micro-ondas para campos da ordem de alguns kOe. Estes são valores de campos magnéticos facilmente obtidos em laboratório.

### 2.3.2 Montagem experimental e susceptibilidade magnética

Como resultado da análise da seção anterior, para um determinado campo magnético estático haverá uma frequência de micro-ondas em que o material ferromagnético absorverá a radiação. Os valores da frequência ( $\omega_R$ ) ou campo de ressonância ( $H_R$ ) e largura de linha ( $\Delta H$ ) dependem de cada amostra e são parâmetros fundamentais que dão informação sobre magnetização de saturação, campos de anisotropias, mecanismos de relaxação, etc. Esta análise será detalhada no capítulo seguinte.

Experimentalmente existem duas formas básicas de realizar uma medida de FMR. (i) pode-se fixar o campo magnético estático e realizar uma varredura de frequência; (ii) fixar a frequência de micro-ondas e realizar uma varredura de campo. A 1ª forma é usada quando a

amostra é colocada numa estrutura não ressonante como uma linha de fita. A 2ª forma é utilizada quando a amostra é colocada numa cavidade ressonante com a frequência fixa.

Nas medidas realizadas nessa dissertação é utilizada a configuração de frequência fixa e varredura no campo. O equipamento de FMR utilizado é um espectrômetro montado pelo próprio grupo de magnetismo do Departamento de Física da UFPE e está esquematizado na figura 2.7. O gerador de micro-ondas utilizado trabalha da banda-X (8 – 12 GHz), enviando a radiação através de guias de onda, que entra pela porta 1 do circulador e sai pela porta 2 onde é direcionada para a mostra no fundo da cavidade ressonante. A radiação refletida pela cavidade retorna para o circulador (entrando na porta 2) e direcionada para a porta 3 onde existe um detector de micro-ondas. O detector, que transforma o sinal de micro-ondas em tensão DC, está conectado a um pré-amplificador sintonizado. O sinal em seguida é enviado para um amplificador *Lock-in*, o qual está travado na frequência e fase da modulação do campo magnético estático. Os dados do *Lock-in* são enviados ao computador através de uma porta GPIB.

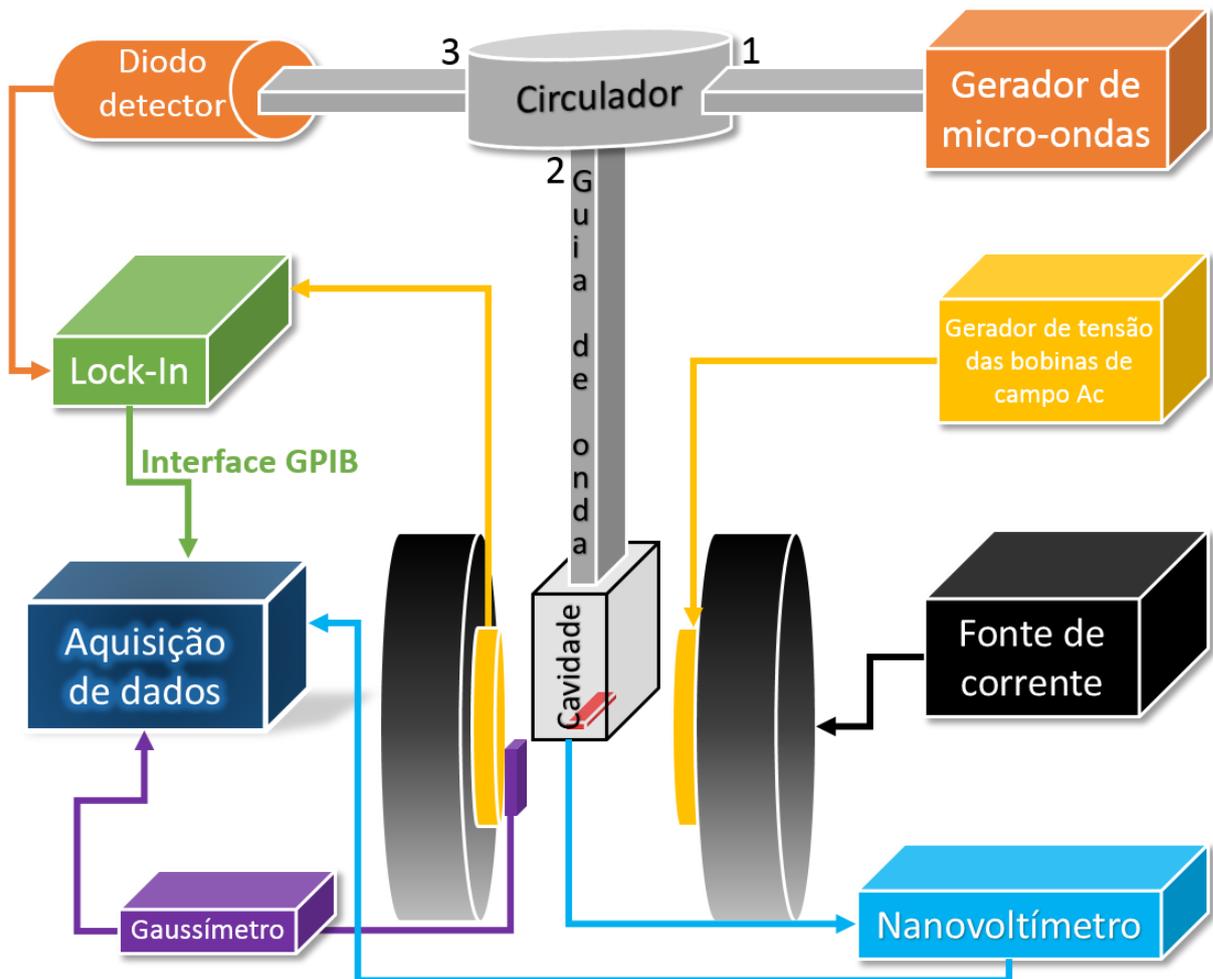


Figura 2.7: Diagrama de blocos da montagem de FMR do Departamento de Física da UFPE.

O computador também recebe dados do gaussímetro através da interface GPIB mostrando o campo externo aplicado na amostra. As bobinas de modulação de campo funcionam na configuração de Helmholtz com frequência de 1,2 kHz para cavidades fabricadas no próprio DF e 99,8 kHz quando utilizamos cavidades comerciais, fabricadas pela Varian.

A medida de FMR pode ser facilmente interpretada pela susceptibilidade magnética ( $\chi_{rf}$ ) da amostra, a qual pode ser descrita como  $\chi_{rf} = m(t)/h(t)$ , onde  $m(t)$  e  $h(t)$  são as componentes de rf da magnetização e o campo magnético de rf aplicado na amostra, respectivamente. A amostra dentro da cavidade de FMR está sujeita a dois campos: Um campo magnético estático  $\vec{H}_0$ , e um campo de micro-ondas  $\vec{h}(t)$  transversal ao campo estático, ou seja, escolhendo o campo estático na direção  $\hat{z}$  podemos escrever o campo efetivo na amostra como:

$$\vec{H}_{eff} = (h_x \hat{x} + h_y \hat{y}) \cdot e^{-i\omega t} + H_0 \hat{z}, \quad (2.11)$$

onde na montagem temos  $h_x, h_y \ll H_0$ . Substituindo então  $\vec{H}$  por  $\vec{H}_{eff}$  na equação (2.8) resulta em uma equação não trivial. Porém, uma vez que a magnetização precessiona em torno do campo estático formando um ângulo pequeno, podemos então escrevê-la como sendo uma componente DC ao longo do eixo do campo estático e outra oscilante e transversal à primeira. Este processo é conhecido como processo de linearização.

$$\vec{M} = m_x(t) \hat{x} + m_y(t) \hat{y} + M_z \hat{z}, \quad (2.12)$$

com  $m_x(t) = m_x e^{-i\omega t}$  e  $m_y(t) = m_y e^{-i\omega t}$ . Substituindo então (2.11) e (2.12) em (2.8) temos para cada componente:

$$\begin{aligned} -i\omega m_x e^{-i\omega t} &= (\gamma H_0 m_x - \gamma M_z h_y) e^{-i\omega t} && \text{direção } \hat{x}, \\ -i\omega m_y e^{-i\omega t} &= (\gamma M_z h_x - \gamma H_0 m_y) e^{-i\omega t} && \text{direção } \hat{y}, \\ 0 &= (\gamma m_x h_y - \gamma m_y h_x) e^{-2i\omega t} && \text{direção } \hat{z}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Como  $h_x, h_y \ll H_0$  e  $m_x, m_y \ll M_z$  podemos considerar desprezar o lado direito da terceira equação em (2.13). Definindo então  $\omega_0 = \gamma H_0$  e  $\omega_m = \gamma M_z$ , obtemos:

$$\begin{cases} m_x = \frac{i\omega_0}{\omega} m_x - \frac{i\omega_m}{\omega} h_y \\ m_y = \frac{i\omega_m}{\omega} h_x - \frac{i\omega_0}{\omega} m_y \end{cases} \quad (2.14)$$

Olhando para (2.14), podemos escrever a magnetização dos eixos  $x$  e  $y$  em termos do tensor susceptibilidade magnética  $\vec{\chi}_{rf}$ , escrito como:

$$\vec{m}(\omega) = \vec{\chi} \cdot \vec{h}(\omega) \quad \leftrightarrow \quad \begin{pmatrix} m_x \\ m_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Comparando então (2.14) e (2.15), obtemos:

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_m \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad e \quad \chi_{xy} = -\chi_{yx} = \frac{\omega_m \omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.16)$$

As equações em (2.16) mostram que quando  $\omega \rightarrow \omega_0$  os elementos da matriz susceptibilidade tendem para infinito resultando em uma ressonância. Esta divergência matemática ocorre por que consideramos um sistema sem perdas. A introdução de dissipação de energia ou relaxação será apresentada no próximo capítulo. Fenomenologicamente, a relaxação pode ser introduzida nas equações (2.16) fazendo  $\omega_0 \rightarrow \omega_0 - \frac{i\Gamma}{2}$  onde  $\Gamma$  é a taxa de relaxação. Os elementos do tensor susceptibilidade agora podem ser escritos como:

$$\chi_{xx} = \chi_{yy} = \frac{\omega_m \omega_0}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma \omega_0} \quad e \quad \chi_{xy} = -\chi_{yx} = \frac{\omega_m \omega}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma \omega_0} \quad (2.17)$$

As curvas mostradas na figura 2.8 exemplificando o comportamento das partes real e imaginária da primeira equação em (2.17), onde a largura à meia altura da parte imaginária de  $\chi_{xx}$  é dada por  $\Delta H_L$ .

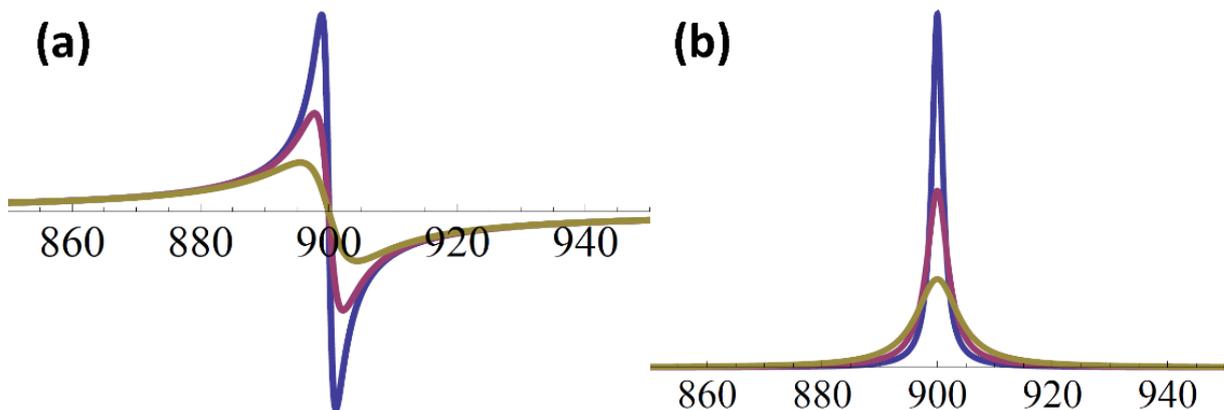


Figura 2.8: (a) Parte real da susceptibilidade  $\chi_{xx}$  para três valores distintos de  $\Gamma$ , a curva em azul possui menor coeficiente de amortecimento, resultando em uma largura à meia altura  $\Delta H_L$  menor e intensidade maior (b) Comportamento da parte imaginária da susceptibilidade  $\chi_{xx}$ .

### 2.3.3 Potência absorvida e sinal detectado no FMR

Como já visto nos experimentos de FMR, quando o campo magnético externo coincide com o valor do campo de ressonância em uma determinada frequência de micro-ondas, a

## 2.3 Ressonância ferromagnética (FMR)

magnetização precessiona com maior amplitude absorvendo então energia da radiação eletromagnética incidente. Portanto, a potência média real absorvida pode ser definida a partir da média da derivada temporal a energia eletromagnética, definida como  $E = -\vec{M} \cdot (\vec{H}_{eff})$ . Ou seja:

$$\begin{aligned} \langle P \rangle &= \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = - \left\langle \frac{d}{dt} (\vec{M} \cdot \vec{H}_{eff}) \right\rangle \\ &= \left\langle \frac{d\vec{M}}{dt} \cdot \vec{H}_{eff} + \frac{d\vec{H}_{eff}}{dt} \cdot \vec{M} \right\rangle \end{aligned} \quad (2.18)$$

Substituindo então (2.11) e (2.12) em (2.18), obtemos média temporal da potência em termos do tensor susceptibilidade magnética  $\vec{\chi}$ , chegando a:

$$\langle P \rangle = -\frac{1}{2} Re[2i\omega \cdot \vec{h}(t) \cdot \vec{\chi} \cdot \vec{h}(t)] \quad (2.19)$$

Como já foi visto que o campo variável  $\vec{h}(t)$  possui componentes  $x$  e  $y$ , a susceptibilidade magnética  $\vec{\chi}$  possui componentes do tipo  $\chi_{ij}$ , e que para cada componente da susceptibilidade possui uma parte real e imaginária, ver figura 2.8. Assim podemos escrever então:

$$\langle P \rangle = -\omega h_i h_j \cdot Im[\chi_{ij}] \quad (2.20)$$

Logo, a potência absorvida pela amostra é proporcional ao campo magnético  $h_i$ , à frequência de micro-ondas, e ao termo imaginário da susceptibilidade. Como veremos mais detalhadamente na seção seguinte, a cavidade utilizada na realização das medidas polariza o campo de micro-ondas na direção  $x$ , logo a equação (2.20), se torna simplesmente:

$$\langle P(H_0) \rangle = -\omega h_x^2 \cdot Im[\chi_{xx}(H_0)] \quad (2.21)$$

Como as amostras medidas são filmes finos e não amostras massivas, a potência absorvida é muito pequena, dificultando assim a obtenção de um bom sinal de FMR. Para resolver esse problema utiliza-se detecção *lock-in*. Modula-se o campo magnético estático  $H_0$  [35] [36], aplicando-se em paralelo um campo magnético oscilante de baixa intensidade  $h_m$  e baixa frequência  $\omega_{mod}$ , ou seja,  $h_m \ll H_0$  e  $\omega_{mod} \ll \omega$ . Esta modulação serve de referência em frequência e fase para a detecção *Lock-in*. O campo da direção  $z$  se torna:

$$H_0 \hat{z} \rightarrow \vec{H} = [H_0 + h_m \cos(\omega_{mod} t)] \hat{z} \quad (2.22)$$

Efetivamente, a tensão medida pelo amplificador *Lock-in* é proporcional à potência absorvida explicitada em (2.21). Como agora existe uma modulação do campo este se torna

dependente do tempo, portanto pode-se expandir a tensão detectada no *Lock-in* em série de Taylor para  $H$  em torno de  $H_0$ :

$$\begin{aligned} V(H) &= V(H_0) + \left. \frac{dV(H)}{dH} \right|_{H_0} (H - H_0) + \left. \frac{d^2V(H)}{dH^2} \right|_{H_0} (H - H_0)^2 \dots \\ &\cong V(H_0) + \left. \frac{dV(H)}{dH} \right|_{H_0} (h_m \cos(\omega_{mod}t)) + \dots \end{aligned} \quad (2.23)$$

No amplificador *Lock-in* é possível selecionar e medir cada harmônico separadamente, escolhendo então o primeiro harmônico em (2.23) para ser detectado sabendo que  $V(H) \propto \langle P(H) \rangle$  temos:

$$V(H) \propto h_{mod} \left. \frac{\langle P(H) \rangle}{dH} \right|_{H_0} = -h_{mod} \omega h^2 \left. \frac{d\langle Im[\chi_{xx}(H)] \rangle}{dH} \right|_{H_0} \quad (2.24)$$

Substituindo  $\chi_{xx}$  descrito em (2.17) em (2.24) reescrevendo-o, em termos de  $H_0$ ,  $M_z$ , obtemos:

$$V(H) = h_{mod} \omega h^2 \cdot M_z \cdot \left[ \frac{(H_0 - H_R) \Delta H}{\Delta H^2 + (H_0 - H_R)^2} \right] \quad (2.25)$$

A equação (2.25) representa efetivamente, a menos de um fator de ganho do equipamento, a tensão fornecida pelo amplificador *Lock-in*, com largura de linha  $\Delta H_{pp}$ . O qual é proporcional a  $Im[\chi_{xx}]$ , com largura à meia altura  $\Delta H_L$ . De modo que a relação entre  $\Delta H_{pp}$  e  $\Delta H_L$  é dada por:

$$\Delta H_{pp} = \frac{\Delta H_L}{\sqrt{3}} \quad (2.26)$$

Na figura 2.9 é mostrada a potência real da saída do gerador de micro-ondas (pontos pretos) e o valor da potência no final do guia de onda, imediatamente antes da cavidade (pontos vermelhos), pelo valor da potência nominal do gerador de micro-ondas. A potência que atinge a cavidade é aproximadamente 3/8 da potência na saída do gerador, figura 2.9. A diferença é causada pelas perdas nos cabos coaxiais, no isolador e no circulador mostrado na figura 2.7.

## 2.4 Detecção de tensão DC excitada por FMR

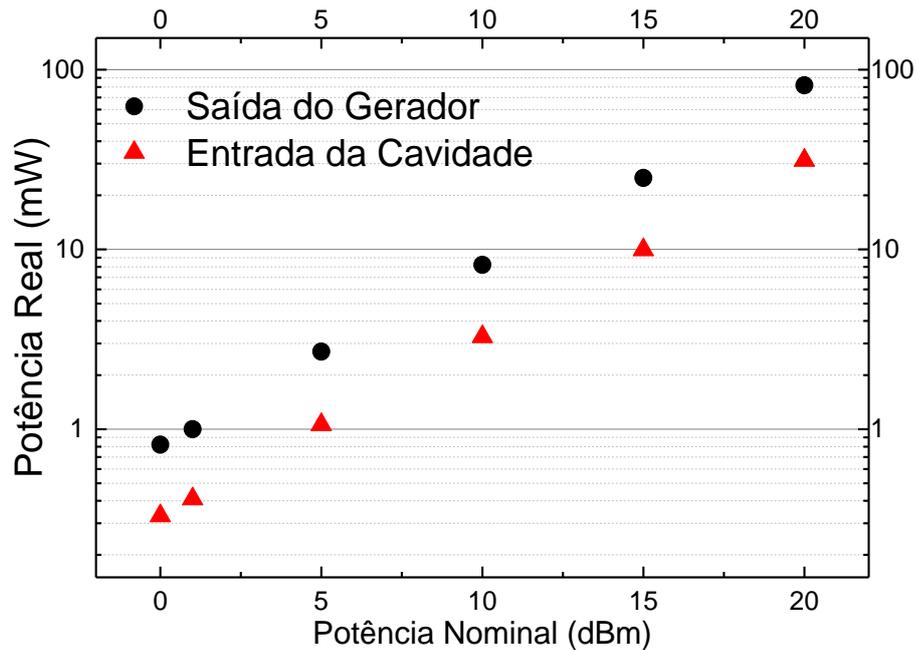


Figura 2.9: Calibração da potência nominal do gerador de micro-ondas. Em preto a potência real medida logo na saída do gerador. Em vermelho a potência medida imediatamente antes da cavidade ressonante mostrado na figura 2.7.

## 2.4 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 2.7, uma vez que a tensão devido ao efeito spin hall inverso (ISHE), é gerada 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, figura 2.10. 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, descasca 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.

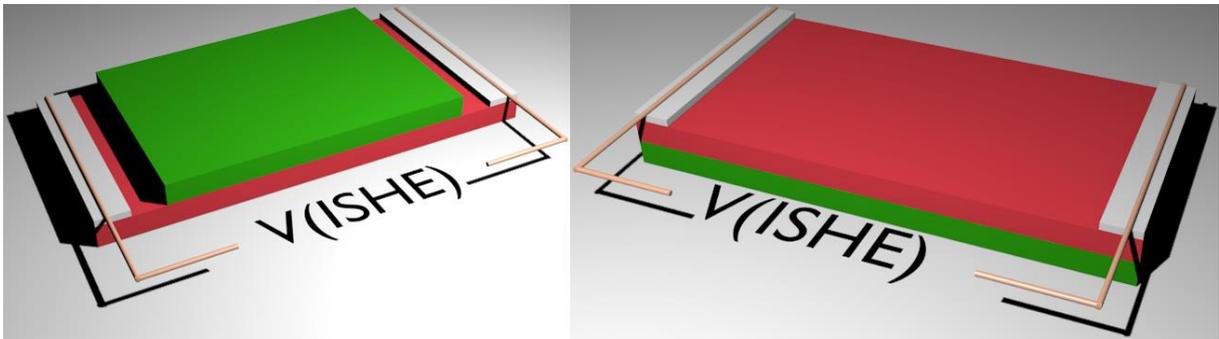


Figura 2.10: São mostrados dois esquemas possíveis de contatos elétricos para medidas de tensão DC. À esquerda o metal normal (vermelho) é depositado em baixo, e o material ferromagnético (verde) é depositado em cima. À direita inverte-se a ordem de deposição.

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 [37]:

$$\begin{array}{ll}
 \text{Campos TM} & \text{Campos TE} \\
 \vec{H}_t = \frac{i\omega\mu}{c\gamma^2} \sin\left(\frac{p\pi y}{l}\right) \hat{y} \times \vec{\nabla}_t \psi & \vec{H}_t = -\frac{\pi p}{l\gamma^2} \sin\left(\frac{p\pi y}{l}\right) \vec{\nabla}_t \psi \\
 \vec{E}_t = -\frac{\pi p}{l\gamma^2} \cos\left(\frac{p\pi y}{l}\right) \vec{\nabla}_t \psi & \vec{E}_t = \frac{i\omega\mu}{c\gamma^2} \cos\left(\frac{p\pi y}{l}\right) \hat{y} \times \vec{\nabla}_t \psi \\
 (p = 0, 1, 2, \dots) & (p = 1, 2, 3, \dots),
 \end{array} \tag{2.27}$$

onde  $\gamma^2 = \mu\epsilon \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2$ . Para cada valor de  $p$  o autovalor  $\gamma_{\lambda^2}$  determina uma autofrequência  $\omega_{\lambda p}^2 = \frac{c^2}{\mu\epsilon} \left( \gamma_{\lambda^2}^2 + \left(\frac{p\pi}{d}\right)^2 \right)$ .

Podemos então encontrar  $\psi$  a fim de satisfazer o problema de valor de contorno bidimensional nas variáveis  $x$  e  $z$ :

$$\left( \vec{\nabla}_t^2 + \gamma^2 \right) \psi \quad | \quad \left( \frac{\partial \psi}{\partial n} \right)_s = 0 \text{ Para o modo TE e } \psi_s = 0 \text{ Para o modo TM} \tag{2.28}$$

Obtendo então as soluções para  $\psi$  pelo método de separação de variáveis, obtemos então as expressões para os modos magnetostáticos dentro da cavidade:

$$\begin{aligned} \text{Modo TM} \qquad \qquad \qquad \text{Modo TE} \\ \psi_{mn}(z, x) = h_0 \cos\left(\frac{m\pi z}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi x}{b}\right) \quad \psi_{mn}(z, x) = E_0 \sin\left(\frac{m\pi z}{a}\right) \sin\left(\frac{n\pi x}{b}\right) \\ \gamma_{mn}^2 = \pi^2 \left[ \left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 \right] \qquad \gamma_{mn}^2 = \pi^2 \left[ \left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 \right] \qquad (2.29) \\ (n, m = 0, 1, 2 \dots) \qquad \qquad \qquad (n, m = 1, 2, 3 \dots), \end{aligned}$$

onde agora para cada modo ressonante existirá uma frequência específica, podendo ser obtida por:

$$\omega_{mnp} = \frac{\pi c}{\sqrt{\mu \epsilon}} \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{d}\right)^2} \qquad (2.30)$$

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 2.11 (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 (2.31):

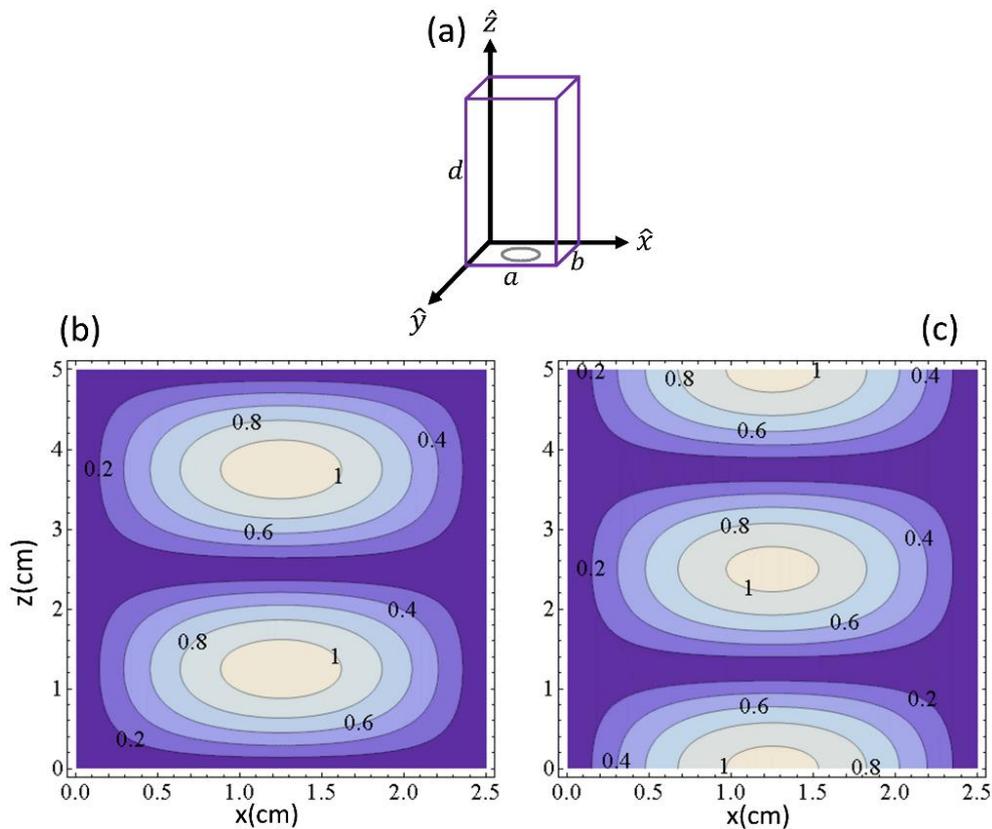


Figura 2.11: (a) Cavidade ressonante usada, com dimensões ( $a=2.4$ ,  $b=1.19$ , e  $d=5.04$ ). (b): Distribuição da intensidade do campo elétrico para o modo  $TE_{102}$ . (c): Distribuição do campo Magnético dentro da cavidade do modo  $TE_{102}$ .

$$\begin{aligned}\vec{E}_{t(102)} &= i \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \sqrt{1 + .4 \left(\frac{a}{d}\right)^2} H_0 \sin\left(\frac{2\pi y}{d}\right) \sin\left(\frac{\pi z}{a}\right) \hat{x} \\ \vec{H}_{t(102)} &= \frac{-2\pi^2}{ad\gamma^2} h_0 \cos\left(\frac{2\pi y}{d}\right) \sin\left(\frac{\pi z}{a}\right) \hat{x}\end{aligned}\quad (2.31)$$

A distribuição de campos descrita por (2.31) está ilustrada na figura 2.11 (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.

Na figura 2.12 (b), é mostrada a representação em circuito e uma cavidade ressonante. A cavidade ressonante, junto com o guia de onda figura 2.12 (a), atua essencialmente como um circuito RLC [38].

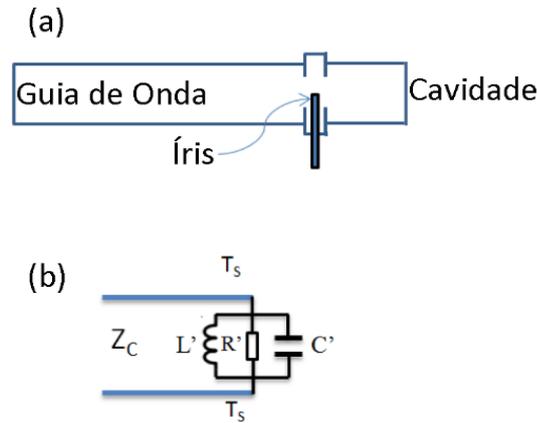


Figura 2.12: (a) Ilustração da cavidade ressonante chamando atenção para a íris e o parafuso de acoplamento. (b) Circuito RLC equivalente, adaptado de [38].

## Capítulo 3 – Embasamento teórico

Neste capítulo iremos discutir alguns dos conceitos essenciais para um pleno entendimento físico das medidas apresentadas nessa dissertação. Para as análises das curvas de ressonância ferromagnética, FMR, a seção 3.1 irá tratar de mecanismos de relaxação magnética, focando principalmente nos mecanismos mais influentes nos filmes finos.

Em seguida apresentaremos do mecanismo de *spin pumping*, uma vez que este efeito pode ser observado indiretamente nas curvas de FMR através de um aumento adicional da largura de linha. O *spin pumping* em combinação com o efeito Hall de spin inverso, são os principais mecanismos para a geração de tensão DC, como discutido na seção 3.3. O efeito ISHE é responsável por boa parte das medidas mostradas nessa dissertação.

### 3.1 Mecanismos de relaxação magnética em filmes finos

Na seção 2.3.1 vimos que na presença de um campo magnético, a magnetização precessiona em torno do campo semelhante a um pião ao girar sob efeito da gravidade, como mostrado na figura 2.1. O movimento é descrito pela equação (2.8) cuja precessão ocorre na frequência de Larmor. Vimos também que foi adicionado um termo fenomenológico de relaxação  $\Gamma$  a qual pode ser interpretada como uma dispersão de parte da energia de precessão para a rede cristalina, gerando os termos de susceptibilidade magnética descrito em (2.17).

Quem implementou a equação de movimento (2.8) adicionando um termo de amortecimento foi Landau e Lifshitz em 1935 [29], resultando em:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \underbrace{-\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{eff})}_{\text{Precessão usual}} \quad \underbrace{-\frac{\lambda}{M_s^2} [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff})]}_{\text{Termo de amortecimento}} \quad (3.1)$$

Aqui  $\lambda$  é a constante de amortecimento de LL, e  $\vec{H}_{eff}$  é o campo efetivo, o qual inclui o campo externo aplicado na amostra e os possíveis campos internos como campos de magnetização, de anisotropia cristalina, etc.

Podemos também reescrever a equação de Landau-Lifshitz usando agora um parâmetro de amortecimento adimensional  $\alpha$ , onde  $\alpha = \frac{\lambda}{\gamma} M_s$ , resultando em:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \left\{ (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) - \frac{\alpha}{M_s} [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff})] \right\} \quad (3.2)$$

É possível mostrar que nas equações (3.1) e (3.2) o módulo do vetor magnetização permanece constante, ou seja  $|\vec{M}| = \text{constante}$ . Portanto o termo de relaxação nas equações acima é caracterizado como um torque forçando a magnetização a retornar a posição de equilíbrio, completamente paralelo ao campo magnético. As componentes da magnetização se tornam então:

$$\begin{aligned} M_x &= M_e e^{-t/\tau} \cos \omega_0 t \\ M_y &= M_e e^{-t/\tau} \sin \omega_0 t \\ M_z &= M_s \left[ 1 - \left( \frac{M_e}{M_s} \right)^2 e^{-2t/\tau} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (3.3)$$

onde  $\tau = \frac{M_s}{\lambda H_0}$  é o tempo de relaxação,  $\omega_0 = \gamma H_0$  é a frequência de precessão e  $M_e$  é a projeção da magnetização no plano x-y, em  $t = 0$ . Nesse caso devido ao campo as “forças de fricção” fazem com que o vetor magnetização mova-se ao longo de uma espiral e gradualmente retorna a posição de equilíbrio como mostrado na figura 3.1.

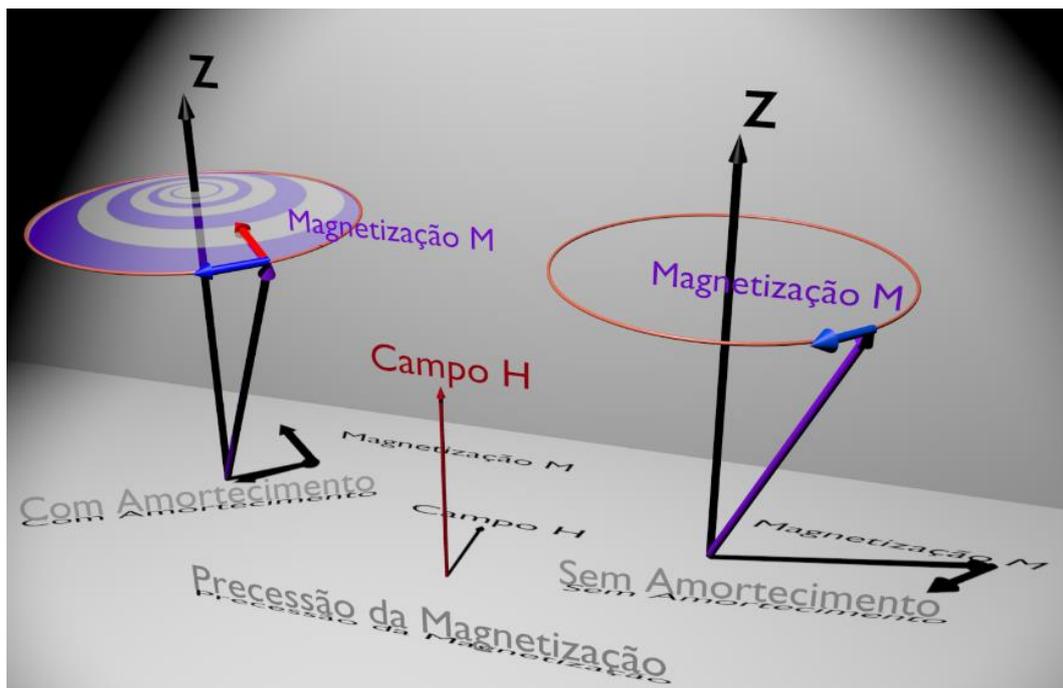


Figura 3.1: Comportamento da precessão da magnetização quando não há amortecimento e quando se considera o termo de amortecimento.

## 3.1 Mecanismos de relaxação magnética em filmes finos

Uma forma alternativa de escrever a equação do movimento foi proposta por Gilbert em 1955 [39], chamada então como Landau-Lifchitz-Gilbert escrita como:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma^*(\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) - \frac{\alpha_0}{M_s} \left( \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \quad (3.4)$$

Em contradição com as equações (3.1) e (3.2) o termo de relaxação na equação de LLG é proporcional a variação da magnetização no tempo. Ambas equações de LL e LLG são equivalentes uma vez que  $(\vec{M} \cdot \dot{\vec{M}}) = 0$  obtemos  $[\vec{M} \times \dot{\vec{M}}] = -\gamma^*[\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff})] - \alpha_0(\vec{M} \cdot \dot{\vec{M}})$ , o qual junto com (3.4) temos:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\frac{\gamma^*}{1 + \alpha_0^2} (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) - \frac{\gamma^*}{1 + \alpha_0^2} \frac{\alpha_0}{M_s} [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff})] \quad (3.5)$$

Comparando então com (3.5) com (3.2), vemos que  $\alpha_0 = \alpha$  e  $\gamma^* = \gamma(1 + \alpha_0^2)$ , resultanto então que ambas as equações podem ser escritas como:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma [\vec{M} \times (\vec{H}_{eff} - \vec{H}_G)], \quad (3.6)$$

onde  $\vec{H}_G = \frac{\alpha_0}{\gamma^* M_s} \dot{\vec{M}}$  é o campo efetivo das “forças de fricção” a qual é proporcional a taxa de variação de magnetização [40]. Assim como no amortecimento introduzido por Landau-Lifschitz, aqui o vetor magnetização também permanece constante.

### 3.1.1 Espalhamento mágnon-fônon

Em 1998 [41] Suhl apresentou os cálculos para a relaxação de mágnons por fônons. Seus resultados são limitados para geometrias pequenas, onde a magnetização e a tensão da rede são homogêneas. Usando então as equações das tensões na rede e a equação de LLG, o amortecimento relacionado aos fônons se torna, [41]:

$$\alpha_{fon} = \frac{2\eta\gamma}{M_s} \left[ \frac{B_2(1 + \nu)}{E} \right]^2, \quad (3.7)$$

onde  $\eta$  é a viscosidade dos fônons,  $B_2$  é a constante de cisalhamento magnetoelástica,  $E$  é o módulo de Young e  $\nu$  é a taxa de Poisson.

Esses parâmetros podem ser obtidos trivialmente, menos a viscosidade de fônons  $\eta$ . Porém, se percebeu que essa viscosidade pode ser determinada na faixa de frequências de micro-ondas, como proposto por Heinrich [42] em experimentos de transmissão de micro-ondas. Nesses estudos realizados na frequência de 9.5 GHz, os dados experimentais foram ajustados pelas equações de ondas elásticas e de LL e encontrou-se um tempo de relaxação de  $\tau_{fon} = 6.6 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1}$ . Como mostrado por Suhl a viscosidade pode ser determinada por  $\eta = c_{44}/\tau_{fon}\omega^2$ , onde  $c_{44}$  é o modulo elástico. Esse ajuste resultou em uma constante de amortecimento 30 vezes menor do que o amortecimento intrínseco no Ni e 6 vezes menor no Py. Diante desses resultados, juntamente com os cálculos da Ref. [43], onde mostraram que o comprimento de onda das ondas elásticas são  $\sim 300 \text{ nm}$  a 10 GHz, concluiu-se que para filmes mais finos do que 150 nm e frequências abaixo de 10 GHz, a relaxação mágnon-fônon pode ser desprezada [44].

### 3.1.2 Correntes de Foucault (*Eddy Currents*)

Em filmes metálicos, a relaxação magnética pode ser afetada por correntes de Foucault, ou correntes de fuga. Podemos avaliar então o amortecimento de Gilbert da precessão da magnetização na presença de correntes de Foucault. Para filmes finos, onde o comprimento de penetração da rf,  $\delta_{rf}$ , é muito maior do que as espessuras consideradas, isto é,  $\delta_{rf} > t_{FM}$ , essa contribuição pode ser estimada integrando as equações de Maxwell pela espessura do filme. Isto resulta em um amortecimento de:

$$\alpha_{eddy} = \frac{\gamma \cdot \sigma_{FM} \cdot M_s}{6} \left[ \frac{4\pi}{c} \right]^2 \cdot t_{FM}^2, \quad (3.8)$$

com  $\sigma_{FM}$  sendo a condutividade elétrica do material e  $c$  a velocidade da luz e  $t_{FM}$  a espessura do filme magnético. Os estudos de Mecking, [45], mostraram que para espessuras abaixo de 25nm a contribuição do amortecimento devido correntes de Foucault correspondem a 1% do valor do amortecimento normal para o Py. Detalhes sobre a contribuição de correntes de Foucault para o FMR podem ser vistos nas Refs. [46] e [47].

### 3.1.3 Relaxação spin-órbita em ferromagnéticos metálicos

Um dos mais importantes mecanismos intrínsecos de relaxação magnética em filmes finos é baseada nos elétrons itinerantes. O modelo proposto por [48] e [49], foi baseado na interação de elétrons itinerantes do tipo s-p, com os spins localizados do tipo d.

Essa interação resulta em um parâmetro de amortecimento de Gilbert descrito por:

$$\alpha_{s-d} = \frac{\chi_p}{\gamma M_s} \frac{1}{\tau_{sf}}, \quad (3.9)$$

onde  $\chi_p$  é a susceptibilidade de Pauli para elétrons itinerantes. E  $\tau_{sf}$  é o tempo de spin-flip. Uma consideração mais detalhada está descrita no apêndice A.

### 3.1.4 Espalhamento dois-mágnons

Os mecanismos de amortecimento da magnetização mostrados nas subseções anteriores são chamados de amortecimentos intrínsecos, pois são próprios do material e possuem um comportamento linear com a frequência de micro-ondas. No entanto verifica-se experimentalmente que a largura de linha medida possui uma dependência linear com a frequência, com uma extrapolação diferente de zero para frequências nulas. Um dos motivos para esse e outros comportamentos está no mecanismo de espalhamento de dois mágnons, descrito mais detalhadamente no apêndice B.

Após algumas considerações, a teoria demonstrada por Arias e Mills em 1999 [50], resulta em uma contribuição de dois mágnons para a largura de linha em filmes finos da forma:

$$\Delta H^{2m} = \frac{8H_s^2 b^2 p a c}{\pi D (2H_R + 4\pi M_{eff})^2} \text{sen}^{-1} \left[ \frac{H_R^{1/2}}{(H_R + 4\pi M_{eff})^{1/2}} \right] \cdot \left\{ H_R^2 + (2H_R + 4\pi M_{eff})^2 \left[ \left( \frac{a}{c} \right) - 1 \right] + (H_R + 4\pi M_{eff})^2 \left[ \left( \frac{c}{a} \right) - 1 \right] \right\},$$

onde a, b e c, são as dimensões dos defeitos considerados e p é a fração da área coberta pelos defeitos.  $H_R$  é o campo  $H_0$  na ressonância, D é a constante de Exchange. Embora as contribuições destes mecanismos não tenham sido considerados nesta dissertação, devem estar presentes nas amostras estudadas aqui.

### 3.2 Efeito de bombeamento de spin (*spin pumping*)

O mecanismo de bombeamento de spin, ou comumente chamado de *spin pumping*, foi primeiramente proposto por Tserkovnyak Brataas e Bauer em 2002 [51]. Nesse artigo eles propuseram que a precessão da magnetização em ferromagnetos (FM) pode transferir fluxo de spins para um meio metal normal (MN) adjacente. Esse “bombeamento”, como eles mesmos chamaram, acarreta em um aumento da constante de amortecimento de Gilbert na equação de Landau-Lifshitz-Gilbert. Os cálculos realizados serviam para explicar os dados experimentais que haviam sido apresentados em 2001 por Ando et al [52].

Considerando então um filme ferromagnético sanduichado entre duas camadas paramagnéticas como mostrado na figura 3.2. O *spin pumping* irá acontecer nas interfaces FM-MN. Nesse conceito a camada MN pode ser interpretada como reservatórios de spin. A corrente de spin injetada na camada adjacente pode ser descrita como  $\hat{I}$ :

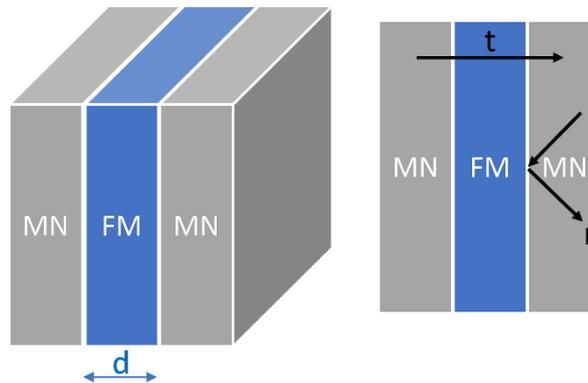


Figura 3.2: Filme ferromagnético (FM) com dois metais normais (NM) em suas adjacências.

$$\hat{I} = \frac{\hat{1} \cdot I_c}{2} + \frac{e \cdot \hat{\sigma}}{\hbar} \vec{I}_s, \quad (3.10)$$

onde  $I_c$  é a corrente de carga convencional,  $\vec{I}_s$  é o fluxo de spin do filme magnético para o metal normal adjacente.  $\hat{1}$  é a matriz identidade na base de spin 1/2. E  $\hat{\sigma}$  é o vetor das matrizes de Pauli.

Não havendo voltagens aplicadas e campo magnético constante sobre os filmes a corrente de carga no sistema deve ser nula. As duas contribuições da corrente de spin  $\vec{I}_s$  em ambos os lados do ferromagneto devem ser distintas. Chamando uma delas como  $\vec{I}_s^{pump}$ , ou seja, a corrente de spin bombeada do FM para o MN, é de se esperar então uma possível corrente de

## 3.2 Efeito de bombeamento de spin (spin pumping)

volta,  $\vec{I}_S^{back}$ . De modo que a corrente de spin efetiva injetada na camada de metal normal é descrito por:

$$\vec{I}_S = \vec{I}_S^{pump} - \vec{I}_S^{back} \quad (3.11)$$

Através de cálculos de segunda quantização em matrizes de espalhamento, pode-se descrever a corrente de spin  $\vec{I}_S^{pump}$ , bombeada para o MN como [3]:

$$\vec{I}_S^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi} \left( A_r \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} - A_i \frac{d\vec{m}}{dt} \right) \quad (3.12)$$

Aqui a corrente se torna dependente do parâmetro complexo  $A \equiv A_r + iA_i$  (condutância de bombeamento de spin). O parâmetro dependente do tempo do ferromagneto é o vetor  $\vec{m}(t)$  assumindo um monodomínio magnético

$$\begin{aligned} A_r &= \frac{1}{2} \sum_{mn} \left\{ |r_{mn}^\uparrow - r_{mn}^\downarrow|^2 + |t_{mn}^\uparrow - t_{mn}^\downarrow|^2 \right\} \\ A_r &= \text{Im} \sum_{mn} \left\{ r_{mn}^\uparrow (r_{mn}^\downarrow)^* + t_{mn}^\uparrow (t_{mn}^\downarrow)^* \right\}, \end{aligned} \quad (3.13)$$

onde  $r_{mn}^\uparrow$  [ $r_{mn}^\downarrow$ ] é o coeficiente de reflexão do *spin up* e [*spin down*], enquanto que  $t_{mn}^\uparrow$  [ $t_{mn}^\downarrow$ ] é o coeficiente de transmissão dos elétrons com *spin up* e [*spin down*] figura 3.2.

O bombeamento de spin através da interface FM-MN é governada diretamente pela condutância mista interfacial  $A = g^{\uparrow\downarrow} \equiv g_r^{\uparrow\downarrow} + g_i^{\uparrow\downarrow}$ . Utilizando a teoria de circuitos magnetoelétricos [53], podemos derivar uma expressão para a corrente de volta de spins ( $\vec{I}_S^{back}$ ), considerando inicialmente  $\vec{I}_S^{pump} = \vec{I}_S^{back}$ , obtemos:

$$\begin{aligned} \vec{I}_S^{back} &= \frac{1}{2\pi} (g_r^{\uparrow\downarrow} \vec{\mu}_s + g_i^{\uparrow\downarrow} \vec{m} \times \vec{\mu}_s) \\ &\quad \frac{\hbar}{4\pi} \left( g_r^{\uparrow\downarrow} \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} - g_i^{\uparrow\downarrow} \frac{d\vec{m}}{dt} \right) \end{aligned} \quad (3.14)$$

Aqui foi usado  $\mu_s = \hbar\omega$  e  $\vec{\mu}_s \perp \vec{m}$ , uma vez por conservação de momento angular, a transferência de spin é proporcional a mudança na direção  $\delta\vec{m} \perp \vec{m}$ , retomando assim a equação (3.13).

Considerando então agora que a precessão injeta corrente de spin dentro do MN, a acumulação de spins  $\vec{\mu}_s(x)$ , dependerá da distância na interface  $x$ , onde  $0 < x < L$ , onde  $L$  é a

espessura da camada MN. A acumulação de spins difunde dentro do metal normal seguindo a equação de difusão:

$$i\omega\vec{\mu}_s = D\partial_x^2\vec{\mu}_s - \tau_{sf}^{-1}\vec{\mu}_s, \quad (3.15)$$

aqui,  $D$  é o coeficiente de difusão e  $\tau_{sf}$  é o tempo de *spin-flip*. As condições de contorno são determinadas pela continuidade da corrente de spin do ferromagneto para o metal normal em  $x = 0$  e seu valor nulo em  $x = L$ , ou seja:

$$\begin{aligned} x = 0: \quad \partial_x\vec{\mu}_s &= -2(\hbar\mathcal{N}SD)^{-1}\vec{I}_s \\ x = L: \quad \partial_x\vec{\mu}_s &= 0, \end{aligned} \quad (3.16)$$

onde  $\mathcal{N}$  é a densidade de estados de um spin no filme e  $S$  é a área da interface. A solução de (3.15) com as condições de contorno de (3.16) é:

$$\vec{\mu}_s(x) = \frac{\cosh[\kappa(x-L)]}{\sinh\kappa L} \frac{2\vec{I}_s}{\hbar\mathcal{N}SD\kappa}, \quad (3.17)$$

com o vetor de onda  $\kappa = \lambda_{SD}^{-1}\sqrt{1+i\omega\tau_{SF}}$ , onde  $\lambda_{SD} \equiv \sqrt{D\tau_{SF}}$  é o comprimento de difusão de *spin-flip* no metal normal.

Assumindo que a frequência de precessão  $\omega$  é menor do que o tempo de spin-flip, [3] podemos usar a relação  $D = v_F^2\tau_{el}/3$ , entre coeficiente de difusão  $D$ , a velocidade de Fermi e o tempo de espalhamento elástico. Dessa forma o comprimento de difusão de spin fica como  $\lambda_{SD} = v_F\sqrt{\tau_{el}\tau_{SF}/3}$ .

Definindo então um espaçamento do nível de energia entre os estados participantes do espalhamento de spin-flip:

$$\delta \equiv (\mathcal{N}S\lambda_{SD})^{-1}. \quad (3.18)$$

Utilizando as condições de contorno em (3.16) para (3.14), obtemos [53]:

$$\begin{aligned} \vec{I}_s^{back} &= \frac{1}{8\pi} \{ 2g_r^{\uparrow\downarrow}\vec{\mu}_s(x=0) + 2g_r^{\uparrow\downarrow}\vec{m} \times \vec{\mu}_s(x=0) \\ &+ (g_r^{\uparrow\uparrow} + g_r^{\downarrow\downarrow} - 2g_r^{\uparrow\downarrow})[\vec{m} \cdot \vec{\mu}_s(x=0)]\vec{m} \} \end{aligned} \quad (3.19)$$

Substituindo (3.17) em (3.19) obtemos então a corrente de spin total em (3.11):

$$\vec{I}_s = \vec{I}_s^{pump} - \frac{\beta}{2} \{ 2g_r^{\uparrow\downarrow}\vec{I}_s + 2g_r^{\uparrow\downarrow}\vec{m} \times \vec{I}_s + (g_r^{\uparrow\uparrow} + g_r^{\downarrow\downarrow} - 2g_r^{\uparrow\downarrow})[\vec{m} \cdot \vec{I}_s]\vec{m} \}, \quad (3.20)$$

## 3.2 Efeito de bombeamento de spin (spin pumping)

onde temos o parâmetro  $\beta$  é definido por:

$$\beta \equiv \frac{\tau_{SF} \delta_{SD} / h}{\tanh(L / \lambda_{SD})} \quad (3.21)$$

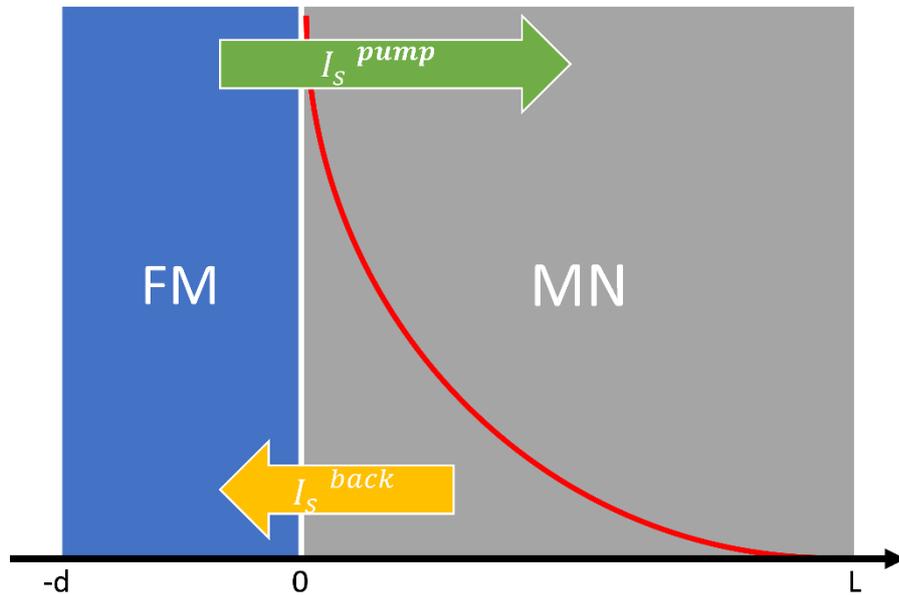


Figura 3.3: A corrente de spin que do FM para o MN  $\vec{I}_s^{pump}$  e a corrente de volta  $\vec{I}_s^{back}$  acabam de acumulando e gerando a acumulação de spin na região logo após a interface.

Invertendo a equação (3.20), podemos expressar a corrente total de spin  $\vec{I}_s$  em termos da corrente bombeada  $\vec{I}_s^{pump}$  resultado em:

$$\vec{I}_s = \left[ 1 + \beta g_r^{\uparrow\downarrow} + \frac{(\beta g_i^{\uparrow\downarrow})^2}{1 + \beta g_r^{\uparrow\downarrow}} \right]^{-1} \times \left[ 1 - \frac{\beta g_i^{\uparrow\downarrow}}{1 + \beta g_r^{\uparrow\downarrow}} \vec{m} \times \right] \vec{I}_s^{pump}. \quad (3.22)$$

Podemos então agora recuperar a equação (3.12), porém com a condutância de bombeamento de spin redefinida  $\tilde{A} \equiv \tilde{A}_r + i\tilde{A}_i$ :

$$\vec{I}_s = \frac{\hbar}{4\pi} \left( \tilde{A}_r \vec{m} \times \frac{d\vec{m}}{dt} - \tilde{A}_i \frac{d\vec{m}}{dt} \right). \quad (3.23)$$

$\tilde{A}$  Pode ser expressa em termos da condutância mista de spin  $g^{\uparrow\downarrow}$  e do fator da corrente de volta  $\beta$  por:

$$\begin{pmatrix} \tilde{A}_r \\ \tilde{A}_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \beta g_i^{\uparrow\downarrow} (1 + \beta g_r^{\uparrow\downarrow})^{-1} \\ -\beta g_i^{\uparrow\downarrow} (1 + \beta g_r^{\uparrow\downarrow})^{-1} & 1 \end{pmatrix} \times \left[ 1 + \beta g_r^{\uparrow\downarrow} + \frac{(\beta g_i^{\uparrow\downarrow})^2}{1 + \beta g_r^{\uparrow\downarrow}} \right]^{-1} \begin{pmatrix} g_r^{\uparrow\downarrow} \\ g_i^{\uparrow\downarrow} \end{pmatrix}. \quad (3.24)$$

### 3.2.1 Coeficiente de amortecimento de Gilbert devido ao *spin pumping*

Em uma interface FM/MN real se observa que  $g_i^{\uparrow\downarrow} \ll g_r^{\uparrow\downarrow}$ , portanto uma boa aproximação a se fazer é  $g^{\uparrow\downarrow} \approx g_r^{\uparrow\downarrow}$ . Nesse caso o termo proporcional a  $\tilde{A}_i$  na equação (3.23) se torna um termo da forma de amortecimento de Gilbert em (3.6) [54], [3]. Um resultado importante então é que a injeção de spin da camada ferromagnética (FM) para a camada de metal normal (NM), resulta em um amortecimento adicional devido ao *spin pumping*, como já dito, descrita então por:

$$\alpha^{SP} = \left[ 1 + \beta g_r^{\uparrow\downarrow} + \frac{\tau_{SF} \delta_{SD} / h}{\tanh(L/\lambda_{SD})} \right]^{-1} \frac{g_L g^{\uparrow\downarrow}}{4\pi\mu}, \quad (3.25)$$

onde  $g_L$  é o fator  $g$  e  $\mu$  é o momento magnético total do filme em unidades de  $\mu_B$ .

O mecanismo de *spin pumping* como foi mostrado injeta uma corrente de spin dentro do metal normal. Uma vez que existe uma corrente pura de spin fluindo do FM para o MN, poderá acontecer então o efeito ISHE (*Inverse Spin Hall Effect*), onde uma corrente pura de spin é convertida em uma corrente de carga. Tanto o *Spin Hall Effect* (SHE) quanto o ISHE serão tratados na próxima seção.

## 3.3 Efeito Hall de spin (SHE) e efeito Hall de spin inverso

### (ISHE)

O termo *Spin Hall Effect* foi adotado primeiramente por Hirsch em 1999 [5] em seu famoso artigo de mesmo nome. Porém, a ideia de que uma corrente elétrica poderia induzir uma orientação de spin em materiais com efeito spin-órbita grande já havia sido previsto por Dyakonov e Perel em 1971 [4], [55]. 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.

Atualmente considera-se o efeito Hall de Spin como uma descoberta importante para a Spintrônica, e com grande potencial para aplicações práticas assim como ocorreu com os efeitos Hall clássico e Hall anômalo. De fato, as descobertas dos efeitos Hall [56] e Hall anômalo [57] 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 [58]. 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.

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 mostrado na figura 3.4. Sua observação experimental foi feita em semicondutores por Kato *et al.* em 2004 [6] e por Wunderlich *et al.* em 2005 [7]. Em ambos os trabalhos observou-se que uma corrente elétrica gerava um acúmulo de spins com polarizações opostas nas extremidades das amostras.

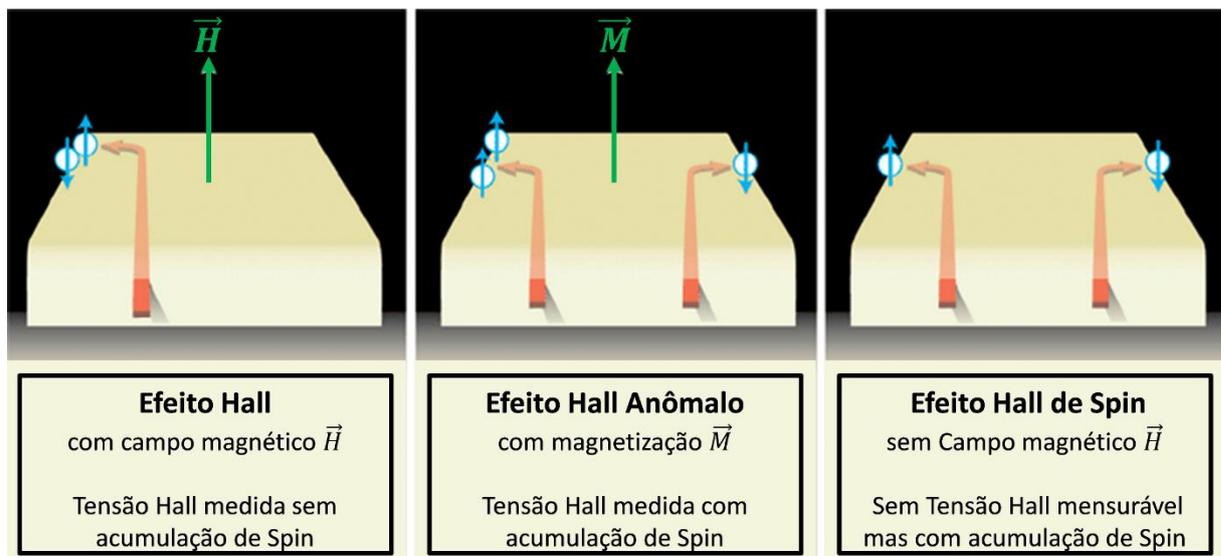


Figura 3.4: **(Esquerda):** Efeito Hall normal é causado pela deflexão das cargas em movimento ao longo da amostra pelo campo magnético. A acumulação de cargas resulta em uma tensão Hall descoberta 18 anos antes do elétron. **(Meio):** O AHE é o resultado da deflexão das cargas porém agora com dependência do spin, que ocorre em materiais magnéticos. **(Direita):** No efeito Hall de Spin ocorre uma separação de elétrons com estados de spin opostos que se acumulam nas bordas da amostra e não origina tensão elétrica do tipo efeito Hall. Adaptado de [59].

A primeira evidência do efeito inverso está no trabalho de Azevedo *et al* [8] de 2005, porém a explicação definitiva do fenômeno foi dada em 2006 [9] por Saitoh *et al.* que evidenciou o efeito medido como sendo de fato o efeito Hall de spin inverso (ISHE).

A relação entre corrente de spin e corrente de carga pode ser obtida usando a formulação de Takahashi e Meakawa, Ref. [60] de 2008. Considerando o tratamento utilizado nos mecanismos de *side jump* (SJ) e *skew scattering* (SS) para explicar propriedades de transporte

de cargas e spins em metais não magnéticos como Cu, Al, Pt, Ta, etc., a interação spin-órbita é explicada pela presença de impurezas no metal [61]. A impureza no metal 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  $\hat{p}/m = (\hbar/i) \nabla/m$  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:

$$V_{so} = -\mu_B \vec{\sigma} \cdot \vec{B}_{ef} = \eta_{so} \vec{\sigma} \cdot \left[ V_{im} \sum_i \delta(r - r_i) \times \frac{\nabla}{i} \right], \quad (3.26)$$

onde  $\vec{\sigma}$  é o vetor do operador de spin de Pauli e  $\eta_{so}$  é o parâmetro de acoplamento spin-órbita.

Na presença da impureza, o potencial total pode ser escrito como  $U(r) = V(r) + V_{so}(r)$ . Assim o espalhamento dos elétrons de condução entre o estado  $|\vec{k}\sigma\rangle$  com momento  $\vec{k}$  e spin  $\sigma$  é descrito pela amplitude de espalhamento  $U_{\vec{k}'\sigma'}^{\sigma} = \langle \vec{k}'\sigma' | U | \vec{k}\sigma \rangle$ . A velocidade  $\vec{v}_k^\sigma$  do elétron na presença do potencial de spin-órbita pode ser calculado tomando o elemento da matriz  $\vec{v}_k^\sigma = \langle \vec{k}^+ \sigma | \hat{v} | \vec{k}^- \sigma \rangle$ , onde  $\hat{v} = d\vec{r}/dt$ . Obtendo então:

$$\vec{v}_k^\sigma = \frac{\hbar \vec{k}}{m} + \vec{\omega}_k^\sigma, \quad (3.27)$$

com a velocidade usual  $\hbar \vec{k}/m$  e a velocidade anômala, definida por:

$$\vec{\omega}_k^\sigma = \gamma_H^{SJ} \left( \vec{\sigma}_{\sigma\sigma} \frac{\hbar \vec{k}}{m} \right), \quad (3.28)$$

onde  $\gamma_H^{SJ}$  é o parâmetro de acoplamento adimensional de *side jump*. Definido por

$$\gamma_H^{SJ} = \frac{\bar{\eta}_{so}}{k_F l}, \quad (3.29)$$

onde  $\bar{\eta}_{so} = k_F^2 \eta_{so}$ , sendo  $k_F$  o momento de Fermi,  $l = v_F \tau_{tr}^0$  é o livre caminho médio, e  $\tau_{tr}^0$ , o tempo de espalhamento. Além do mecanismo de *side jump*, um outro tipo de espalhamento importante para o efeito de SHE e ISHE é o *skew scattering*, este surge do cálculo da função de distribuição de elétrons baseado na equação de transporte de Boltzmann, podendo ser definido por:

$$\gamma_H^{SS} = \bar{\eta}_{so} \left[ \left( \frac{2\pi}{3} \right) N(0) V_{im} \right] \quad (3.30)$$

A corrente total de carga  $\vec{J}_q$ , e a corrente total de spin  $\vec{J}_s$ , podem então ser expressas, considerando a magnetização na direção  $\hat{z}$  como:

$$\begin{aligned} \vec{J}_q &= j_q + \gamma_H (\hat{z} \times j_s) \\ \vec{J}_s &= j_s + \gamma_H (\hat{z} \times j_q), \end{aligned} \quad (3.31)$$

onde  $\gamma_H = \gamma_H^{SS} + \gamma_H^{SJ}$ , é comumente chamado de ângulo de spin Hall, um parâmetro adimensional que quantifica a “capacidade” de um material em converter corrente de carga em corrente de spin e vice-versa.

O produto vetorial dentro dos parênteses em (3.31), indica que a corrente de spin (carga) induz uma corrente de carga (spin) na direção transversal a  $\vec{J}_s$  ( $\vec{J}_q$ ) e a  $\hat{z}$ . Ou seja, no efeito SHE, existindo uma corrente de carga na mesma direção da magnetização, não irá gerar uma corrente de spin. O equivalente também é verdadeiro para o efeito ISHE.

### 3.3.1 Detecção de corrente de spin por voltagem DC

Nesta subsecção vamos apresentar o mecanismo de conversão de corrente de spin em tensão DC a partir da equação proposta por Tserkovnyak e colaboradores em 2002. Na verdade a tensão DC é resultado da aplicação de dois efeitos combinados: *spin pumping* e o efeito Hall de spin inverso. Como discutido anteriormente, em um ferromagneto convencional  $g_i^{\uparrow\downarrow} \ll g_r^{\uparrow\downarrow}$ , ou  $Im(g^{\uparrow\downarrow}) \ll Re(g^{\uparrow\downarrow})$ , portanto a corrente de spin pode se reduzir a:

$$\vec{J}_s^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi} Re(g^{\uparrow\downarrow}) \left[ \hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right], \quad (3.32)$$

o termo dentro dos colchetes, pode ser descrito escrevendo o versor magnetização de acordo com a figura 3.5, desprezando a elipticidade da precessão como:

$$\hat{m} = \sin \theta \cos \omega t \hat{x} + \sin \theta \sin \omega t \hat{y} + \cos \theta \hat{z} \quad (3.33)$$

De (3.33), temos:

$$\frac{d\hat{m}}{dt} = -\omega \sin \theta \sin \omega t \hat{x} + \omega \sin \theta \cos \omega t \hat{y}, \quad (3.34)$$

e portanto:

$$\begin{aligned} \hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} = & \omega \text{sen}^2 \theta \cos^2 \omega t \hat{z} + \omega \text{sen}^2 \theta \text{sen}^2 \omega t \hat{z} \\ & - \omega \cos \theta \text{sen} \theta \text{sen} \omega t \hat{y} - \omega \cos \theta \text{sen} \theta \cos \omega t \hat{x} \end{aligned} \quad (3.35)$$

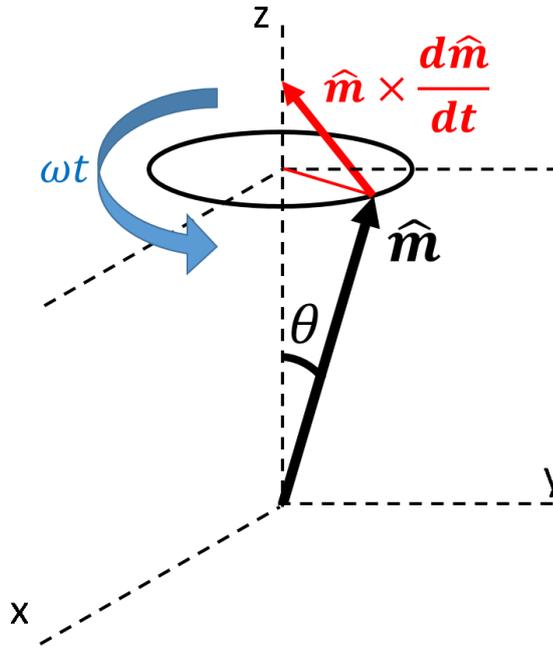


Figura 3.5: Esta figura mostra o vetor  $\hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt}$  em vermelho, que possui uma componente no eixo z e nos eixos x e y.

Tomando agora a média temporal da precessão da magnetização, na interface  $\langle \vec{J}_s^{pump} \rangle$ , vemos que as componentes  $\hat{x}$  e  $\hat{y}$  irão se anular por serem funções ímpares. Resultando que teremos apenas:

$$\begin{aligned} \langle \vec{J}_s^{pump} \rangle (0) &= \frac{1}{T} \int_0^T J_s^{pump}(t) dt \\ &= \frac{\omega \hbar}{2\pi 4\pi} \text{Re}(g^{\uparrow\downarrow}) \int_0^{2\pi/\omega} \omega \text{sen}^2 \theta (\text{sen}^2 \omega t + \cos^2 \omega t) dt \end{aligned} \quad (3.36)$$

A integral em (3.36), resulta então em uma corrente de spin devido ao *spin pumping* exatamente na interface cujo valor médio é dado por:

$$\langle \vec{J}_s^{pump} \rangle (0) = \frac{\hbar}{4\pi} \omega \text{Re}(g^{\uparrow\downarrow}) \text{sen}^2 \theta \quad (3.37)$$

Essa corrente obtida em (3.37), se difunde no metal normal tendo sua intensidade atenuada como mostrado na figura 3.3. Resolvendo a equação de L. L. com  $\vec{H} = \vec{H}_0 + \hat{x}h_x e^{-i\omega t}$ , podemos obter que:

$$\text{sen } \theta \propto \frac{h_x}{\Delta H} \rightarrow \text{sen}^2 \theta \propto \frac{P}{\Delta H^2} \quad (3.38)$$

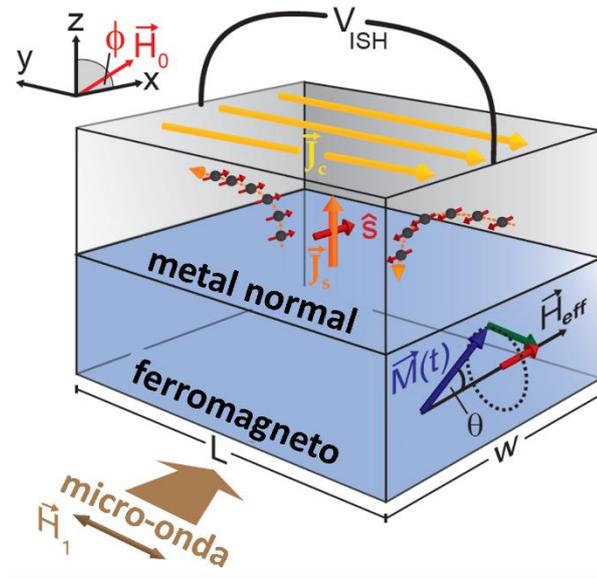


Figura 3.6: Esquema mostrando o princípio de medição da tensão de spin pumping. A precessão da magnetização gera uma corrente pura de spin (em laranja) a qual se converte gerando a corrente de carga em amarelo. Traduzido de [62].

A geração de tensão elétrica nas laterais da amostra acontece quando essa corrente de spin, que se difunde no metal normal, é convertida em corrente de carga. A corrente de spin gera uma acumulação de spin,  $\mu_z(z)$ , no meio NM cuja expressão é a solução da equação 3.15. Para isto impomos a condição de continuidade da corrente de spin na interface FM/NM, em  $z = 0$ , e a condição de que a corrente de spin se anula em  $z = t_N$ . Com estas condições obtemos que  $\mu_s(z) = \mu_s^0 \frac{\cosh[(t_N - z)/\lambda_{sd}]}{\sinh(t_N/\lambda_{sd})}$ , onde  $t_N$  é a espessura do metal normal,  $\lambda_{sd}$  é o comprimento de difusão de spin no NM e  $\mu_s^0$  é a polarização de spin, induzida pela precessão da magnetização, em  $z = 0$ . A conversão em corrente de carga, como mostrado em (3.31), pode ser obtido por:

$$\vec{J}_c^{ISHE}(z) = \gamma_H \left( -\frac{2e}{\hbar} \right) J_s(z) [\hat{x} \times \hat{z}], \quad (3.39)$$

onde  $J_s(z) = J_s^0 \frac{\cosh[(t_N - z)/\lambda_{sd}]}{\sinh(t_N/\lambda_{sd})}$  e  $J_s^0$  tem que levar em conta a contribuição de corrente de spin pumping para dentro, calculada em (3.7), e spin que volta na interface FM/MN, isto é,  $J_s^0 =$

$J_S^{pump} - J_S^{back}$ . O efeito da componente  $J_S^{back}$  pode ser levado em conta substituindo-se a condutância de spin por uma condutância efetiva  $g_{ef}^{\uparrow\downarrow}$ .

Podemos aqui então seguir uma abordagem também encontrada em [62]. Considerando um sistema similar ao mostrado na figura 3.6 em circuito aberto, o acúmulo de cargas nas laterais da amostra gera um campo elétrico compensatório  $\vec{E}_{comp}$ , que se opõe à corrente de cargas, de modo que a corrente total pode ser dada por:

$$\vec{J}(z) = \vec{J}_c^{ISHE}(z) + \sigma_{tot} \vec{E}_{comp}, \quad (3.40)$$

aqui consideramos a condutividade total das duas camadas metálicas em paralelo:

$$\sigma_{tot} = \frac{\sigma_{MN} t_{MN} + \sigma_{FM} t_{FM}}{t_{MN} + t_{FM}}, \quad (3.41)$$

onde  $t_{MN}$ , ( $t_{FM}$ ) e  $\sigma_{MN}$ , ( $\sigma_{FM}$ ) são as espessuras e condutividades das camadas de metal normal e ferromagneto, respectivamente.

Na condição de circuito aberto, a corrente total  $\vec{J}(z) = 0$

$$0 = \int_{-t_{FM}}^{t_{MN}} \vec{J}_c^{ISHE}(z) dz + \int_{-t_{FM}}^{t_{MN}} \sigma_{tot} \vec{E}_{comp} dz$$

$$\vec{E}_{comp} = \frac{-\int_0^{t_{MN}} \vec{J}_c^{ISHE}(z) dz}{(t_{MN} + t_{FM}) \sigma_{tot}}. \quad (3.42)$$

A tensão correspondente gerada pelo *spin pumping* devido ao efeito ISHE, pode ser escrita portanto como:

$$V_{ISHE} = \frac{e \left( \gamma_H \lambda_{SD} \tanh \frac{t_{MN}}{2\lambda_{SD}} \right)}{t_{MN} + t_{FM}} g^{\uparrow\downarrow} v_{MW} P L \sin^2 \theta, \quad (3.43)$$

onde, P é um fator entre 0 e 1 que corrige a elipticidade da precessão. Na equação (3.37) consideramos precessão circular. Em filmes finos este fator é importante, pois o campo de desmagnetização transforma a precessão circular em precessão elíptica;  $v_{MW} = \omega/2\pi$  é a frequência de micro-ondas;  $\gamma_H$  mede a eficiência de conversão de corrente de carga em corrente de spin e vice-versa; L é a separação entre os eletrodos e  $g^{\uparrow\downarrow}$  é a condutância efetiva de spins. A expressão acima pode ser usada para estimar os resultados experimentais e foi deduzida considerando apenas a contribuição ISHE com o campo aplicado perpendicular à direção de medida da tensão elétrica.

## Capítulo 4 – Resultados e discussões

Neste capítulo apresentaremos os principais resultados das investigações obtidas nesta dissertação de mestrado. Estudamos essencialmente três fenômenos diretamente conectados ao efeito de *spin pumping* que ocorrem em estruturas magnéticas híbridas, que são: (i) aumento da relaxação magnética em bicamadas FM/MN; (ii) medidas de tensão elétrica DC em bicamadas metálicas FM/MN geradas pelo efeito Hall de spin inverso e (iii) medidas de tensão elétrica DC geradas por ISHE em bicamadas de YIG/MN, YIG/Py e em filmes simples de Py (=Permalloy).

Os resultados estarão divididos basicamente em quatro grandes grupos. Em 4.1 serão discutidos os efeitos de *spin pumping* baseando-se nas análises da largura de linha da ressonância FMR, em filmes em que a camada ferromagnética é metálica e isolante. Isto é possível pois como foi visto na seção 3.2 o mecanismo de bombeamento de spin resulta em um termo adicional na constante de amortecimento de Gilbert.

Em seguida discutiremos os efeitos de bombeamento de spin por meio de medidas de tensão DC tendo como material bombeante o YIG. A medição é feita através de contatos nas laterais das amostras como mostrado na seção 3.4. Uma vez que o *spin pumping* injeta uma corrente pura de spin na camada ferromagnética adjacente, esta pode ser convertida em corrente de carga por meio do efeito de Spin Hall inverso, discutido na seção 3.3. O grupo seguinte de resultados mostra medidas de tensão DC com o Py como camada ferromagnética.

Finalizaremos apresentando medidas feitas na bicamada YIG/Py, apresentando ser um sistema também interessante e uma vez que estamos tratando de dois materiais ferromagnéticos.

### 4.1 Efeito de *spin pumping*: Mecanismo adicional de relaxação magnética

Como já foi mostrado na seção 3.2 uma das consequências do efeito de *spin pumping* em bicamadas FM/MN é o surgimento de um mecanismo adicional de perda de energia que se manifesta como um aumento da largura de linha de FMR. Este é o mecanismo adicional mais

importante em filmes finos magnéticos em contato com camadas metálicas não magnéticas e se caracteriza como um amortecimento do tipo Gilbert [63]. Toda a investigação experimental foi realizada utilizando-se a técnica de FMR. Como veremos a seguir, discutiremos resultados em sistemas metálicos e em sistemas onde o meio magnético é o isolante ferrimagnético YIG.

#### 4.1.1 Bicamadas metálicas

Começamos investigando o comportamento da largura de linha e campo de ressonância em bicamadas metálicas do tipo  $Si/Py(10\text{ nm})/Ta(t_{Ta})$ , onde a espessura da camada de Py é fixa em 10 nm e a espessura da camada de Ta varia de 0 a 14 nm.

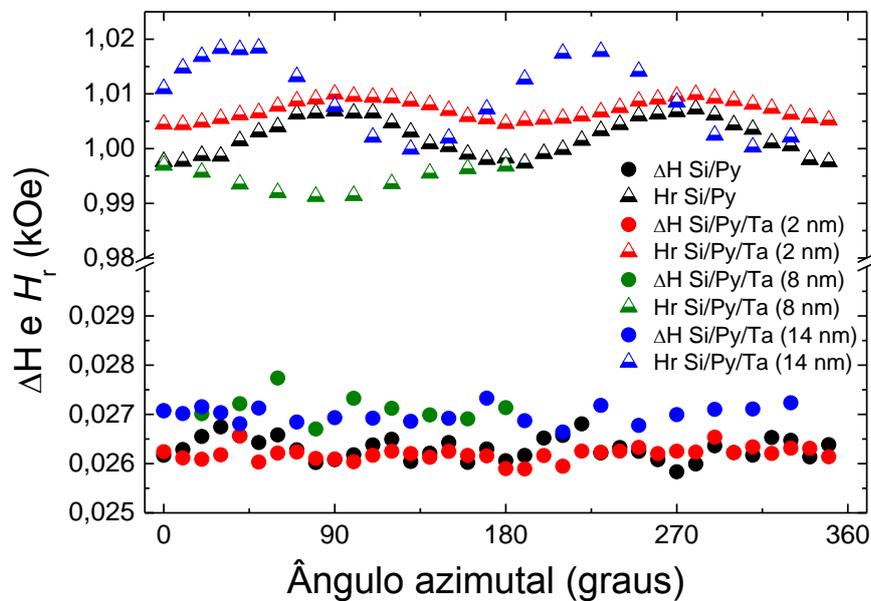


Figura 4.1: A figura acima mostra o comportamento do campo de ressonância e da largura de linha versus ângulo azimutal para diferentes espessuras da camada de Ta. A frequência de micro-ondas foi de 9,51GHz.

A figura 4.1 mostra o comportamento da largura de linha (círculos) e do campo de ressonância (triângulos) para a bicamada de Py/Ta em função do ângulo no plano, para diversas espessuras da camada de Ta. Enquanto a dependência angular de  $H_r$  mostra a existência de um campo de anisotropia uniaxial cujo valor máximo é de 10 Oe para a bicamada Py(10 nm)/Ta(14 nm), a largura de linha  $\Delta H$  praticamente não sofre muitas alterações por conta da espessura do filme de Ta depositado na superfície superior. Na média  $\Delta H$  varia entre 26 e 27 Oe, sem apresentar dependência significativa em função do ângulo azimutal.

A figura 4.2 mostra a dependência dos valores médios de  $\Delta H$ , obtidos a partir dos dados mostrados na figura 4.1, para as 4 amostras de Py/Ta. Vê-se então que de fato a largura de linha

## 4.1 Efeito de spin pumping: Mecanismo adicional de relaxação magnética

não aumenta devido à presença da camada do tântalo. Este é um fato interessante, pois se esperava que a presença da camada de tântalo em contato com a camada de Py provocasse um aumento considerável na largura de linha devido ao mecanismo de *spin pumping*. Como veremos nas seções posteriores, bicamadas do tipo Py/Ta apresentam um alto valor de tensão ISHE quando comparadas às tensões geradas em bicamadas do tipo Py/Pt, significando que existe uma injeção de corrente de spin através da interface Py/Ta. Aparentemente a geração de tensão elétrica por efeito ISHE não tem uma correlação direta com o aumento da largura de linha em bicamadas do tipo Py/Ta.

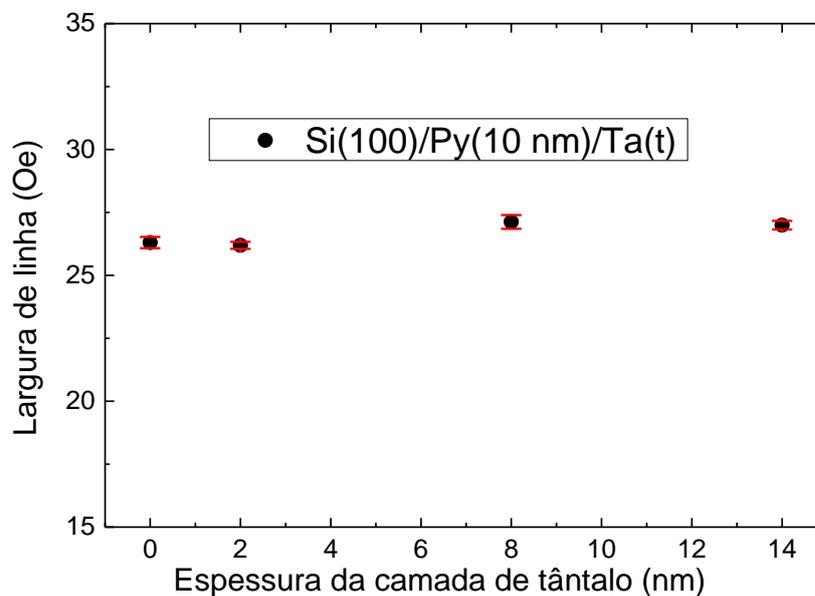


Figura 4.2: Comportamento da largura de linha média versus a espessura da camada do metal normal Ta. Mostra-se que a largura de linha não é significativamente afetada pela presença da camada do Ta. A barra de erro apresentada é devido ao desvio padrão da média da largura de linha feita a partir dos dados da figura 4.1

Outra bicamada metálica estudada nesta dissertação foi a do tipo Py/Pt. O comportamento da largura de linha em função da espessura da camada de Pt é mostrado na figura 4.3, para o sistema  $Si/Py(10\text{ nm})/Pt(t_{Pt})$ , onde  $0\text{ nm} < t_{Pt} < 7\text{ nm}$ . Foi feito o mesmo procedimento descrito para obtenção da figura 4.2. Sabe-se que a Pt é um bom absorvedor de spin (*good spin sink*), isto é, uma fina camada de Pt depositada sobre o Py absorve o momento angular da magnetização que precessiona. Isto leva a um aumento considerável da relaxação magnética do Py, resultando em um aumento da largura de linha. A figura 4.3 mostra a dependência da largura de linha de FMR em função da espessura da camada de Pt em bicamadas Py(10 nm)/Pt( $t_{Pt}$ ). A largura de linha aumenta monotonicamente a partir de valores da ordem de 30 Oe até saturar em valores da ordem de 45 Oe. Ao contrário do observado para o Ta nas bicamadas de Py/Ta (ver figura 4.2), a Pt nas bicamadas Py/Pt funciona realmente como um bom absorvedor de

spins. As dependências de  $H_r$  e  $\Delta H$  com o ângulo azimutal não apresentaram simetria do tipo C2, indicando que os campos de anisotropia uniaxial são desprezíveis.

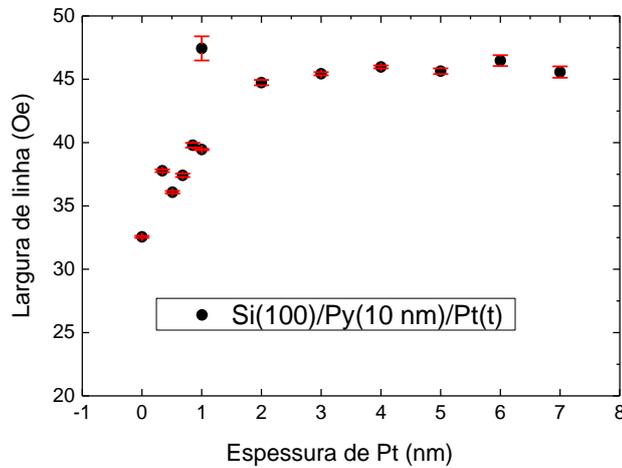


Figura 4.3: Dependência de  $\Delta H$  em função da espessura da camada de Pt em bicamadas do tipo Py/Pt. Diferentemente das bicamadas Py(10 nm)/Ta(t), ao se depositar camadas mais espessas de Pt resulta em um aumento da largura de linha no material ferromagnético.

#### 4.1.2 Sistema isolante ferromagnético/metal-normal

O uso da granada de ítrio e ferro  $Y_3Fe_5O_{12}$  (yttrium iron garnet – YIG) como o material ferromagnético em experimentos de spin pumping tem se tornado cada vez mais atraente. O fato do YIG ser isolante elimina vários efeitos galvomagnéticos que ocorrem quando uma corrente de carga se propaga no meio magnético. Efeitos tais como magnetorresistência anisotrópica, efeito Hall anômalo, efeito Hall planar, etc. são eliminados quando o YIG é usado em bicamadas FM/MN. O YIG também é atrativo, pois é o material que possui a menor largura de linha de FMR, da ordem de 0,3 Oe.

Uma medida usual de FMR em um filme de YIG (6  $\mu\text{m}$ ), largura de 2 mm e comprimento de 3 mm está mostrada na figura 4.4. O resultado foi obtido para uma frequência de micro-ondas de 9.4 GHz e o valor do campo de ressonância do modo uniforme é de 2.525 kOe. Os modos de superfície (seta verde na figura) ocorrem em valores de campos à esquerda do campo de ressonância do modo uniforme, já os modos de volume ocorrem em valores de campos à direita do campo de ressonância do modo uniforme [64], [65]. O modo principal da ressonância possui uma largura de linha na faixa de (0.3 – 0.35) Oe. Esta largura de linha serve como referência para as medidas do aumento de  $\Delta H$  em bicamadas YIG/Ta, YIG/Pt e YIG/Py.

## 4.1 Efeito de spin pumping: Mecanismo adicional de relaxação magnética

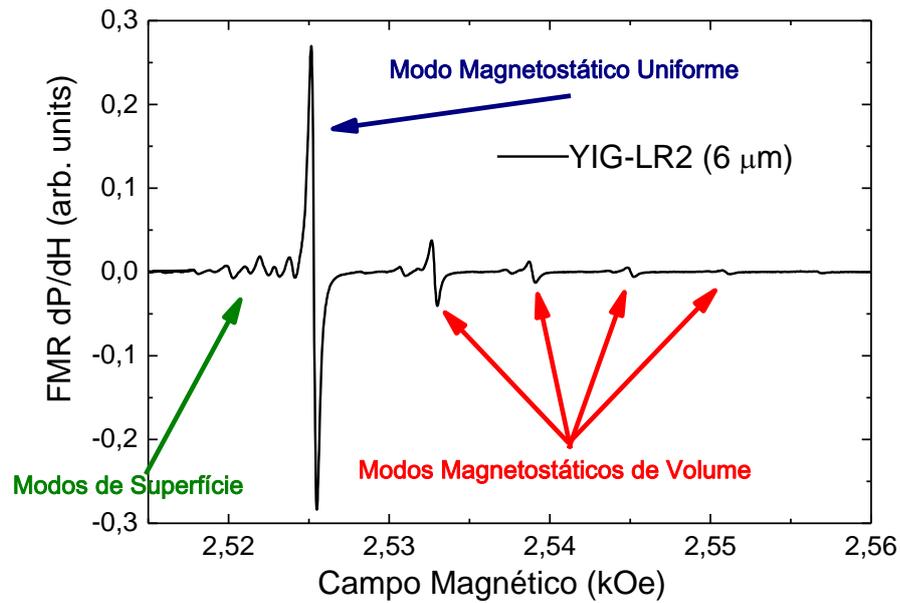


Figura 4.4: Derivada da curva de FMR feita em um filme de YIG(6  $\mu\text{m}$ ). Além do modo de ressonância uniforme, podemos ver os modos magnetostáticos de superfície à esquerda e os modos magnetostáticos de volume à direita.

A figura 4.5 mostra o comportamento das medidas de absorção de micro-ondas por FMR, para as bicamadas YIG/Ta(2 nm) (a), YIG/Pt (6 nm) (b) e YIG/Py(10 nm) (c). Além destas medidas de FMR foram realizadas medidas de tensão ISHE nestas amostras que serão mostradas na seções seguintes.

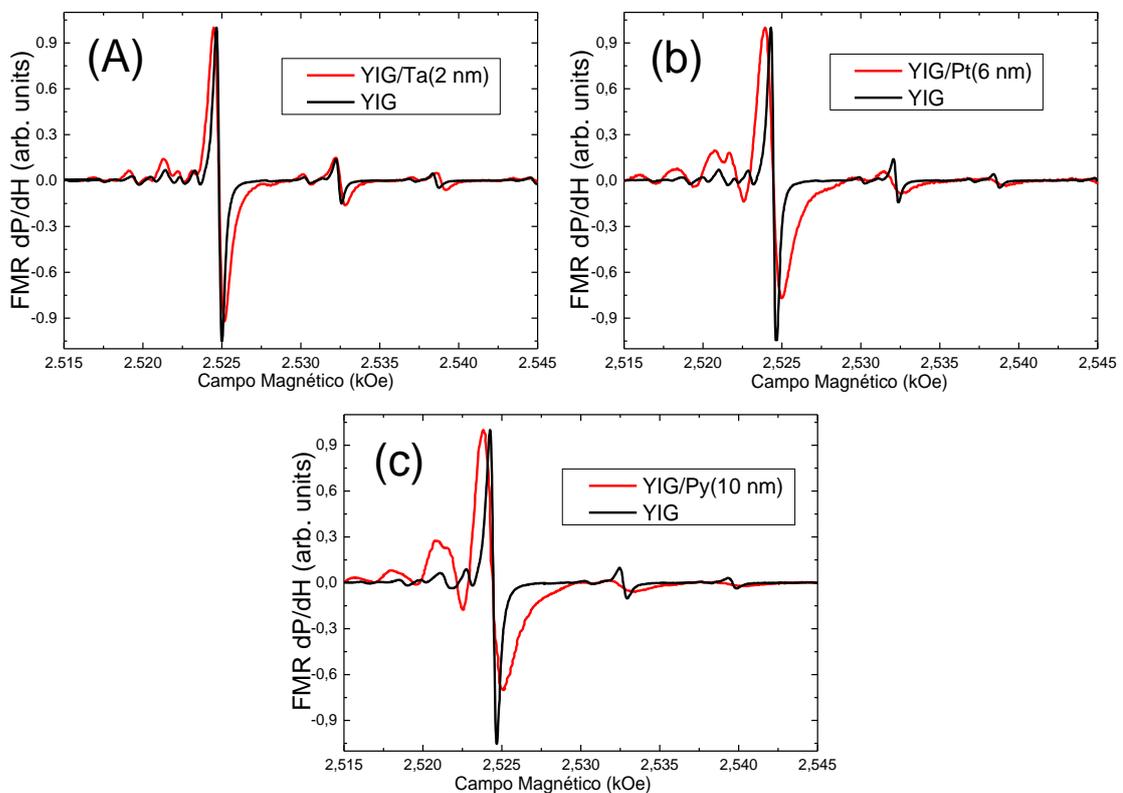


Figura 4.5 (a) Medida de FMR em YIG(6  $\mu\text{m}$ ) e bicamada YIG(6  $\mu\text{m}$ )/Ta(2 nm). (b) Medida de FMR em YIG(6  $\mu\text{m}$ ) e bicamada YIG(6  $\mu\text{m}$ )/Pt(6 nm). (c) Medida de FMR em YIG(6  $\mu\text{m}$ ) e bicamada YIG(6  $\mu\text{m}$ )/Py(10 nm).

Foram realizados ajustes das linhas de absorção do modo uniforme de cada uma das curvas da figura 4.5, utilizando a derivada da curva Lorentziana  $f'(H) = A \frac{\Delta H(H-H_r)}{[(H-H_r)^2 + \Delta H^2]^2}$ . Desta maneira obtivemos a largura de linha  $\Delta H$  e campo de ressonância  $H_r$ . Os resultados estão mostrados na figura 4.6. As bicamadas YIG/Pt e YIG/Py foram as que apresentaram maior aumento na largura de linha, entre 2,7 e 2,8 vezes maior, enquanto que a bicamada YIG/Ta apresentou um aumento de 1,8 vezes em comparação com o YIG puro. O aumento da largura de linha de FMR em bicamadas de YIG/NM foi discutido em trabalhos realizados no grupo da UFPE [66], [63]. Vale a pena chamar a atenção que a presença da camada metálica incrementa a intensidade de modos de superfície como será discutido mais adiante.

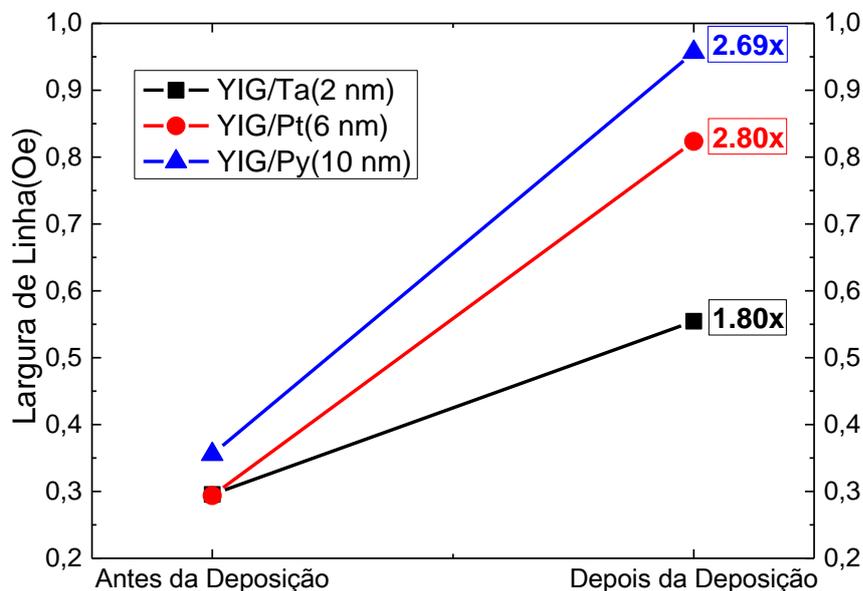


Figura 4.6: Larguras de linhas obtidas pelo ajuste das curvas da figura 4.5 com medidas realizadas antes e depois das deposições dos filmes de Ta, Pt e Py. O valor mostrado nas caixas é o fator multiplicativo do aumento da largura de linha. As amostras utilizadas possuem dimensões aproximadas de 1,5 mm x 3,0 mm.

## 4.2 Spin pumping por medidas de tensão DC em bicamadas de YIG/metal normal

O foco desta dissertação está justamente nas medidas de tensão DC geradas pelo efeito ISHE, cuja metodologia foi apresentada no capítulo 2. Novamente iremos dividir esta seção em duas partes. A primeira tratará de sistemas onde o metal normal é o Ta e na segunda o material utilizado para conversão de corrente de spin em corrente de carga é a Pt.

Do ponto de vista das medidas de tensões onde o objetivo é detectar uma acumulação de cargas devido ao efeito ISHE, através do mecanismo de *spin pumping*, o YIG se mostra um excelente material. Como discutido acima, como o YIG é um ferrimagnético isolante garantimos que a tensão obtida é unicamente devido ao efeito Hall de Spin inverso.

Sobre o YIG foram depositadas por sputtering camadas de Ta ou Pt com espessuras de 2 e 4 nm, respectivamente. O primeiro conjunto preliminar de amostras serviu para se determinar a espessura de Ta para a qual a tensão ISHE era máxima. Também verificamos que a tensão ISHE gerada em bicamadas do tipo YIG/Pt apresentam a polaridade invertida em relação à tensão ISHE observada nas bicamadas YIG/Ta [10]. O sinal positivo de  $V_{ISHE}$  observado nas amostras de YIG/Ta foi confirmado observando-se a polaridade das pontas de prova do nanovoltímetro. Os valores das resistências elétricas medidas estão mostradas nos respectivos gráficos. Pode-se também notar a presença das tensões correspondente aos modos magnetostáticos de volume da figura 4.7. A frequência utilizada foi 9,5 GHz com potência de 20 dBm no gerador de micro-onda.

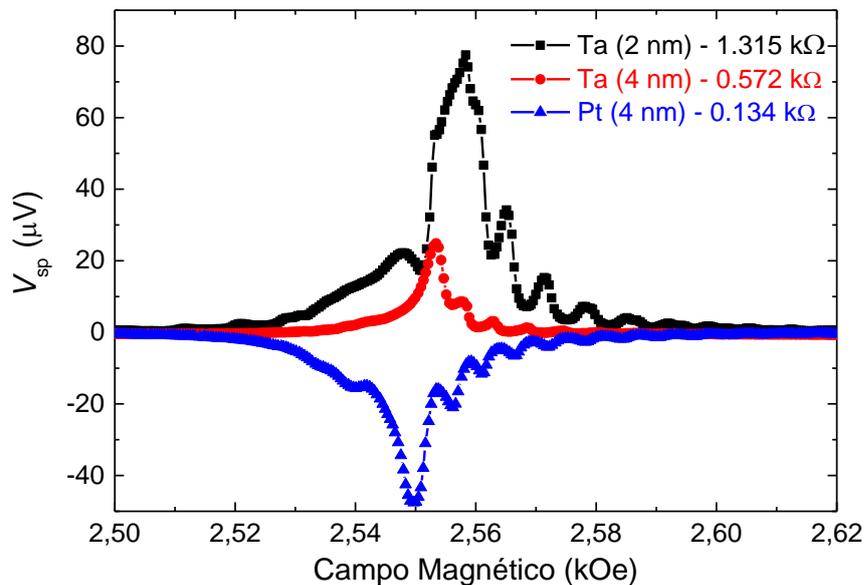


Figura 4.7: Medidas preliminares de tensão ISHE em bicamadas de YIG/Ta e YIG/Pt, mostrando uma tensão  $V_{ISHE}$  maior na bicamada com Ta(2nm) em comparação à bicamada com Ta(4nm). Confirmação também do resultado apresentado por [10], com ângulo de Spin Hall negativo da Pt.

É importante chamar a atenção de dois aspectos nos gráficos mostrados na figura 4.7. (1) A tensão ISHE,  $V_{SP}$ , é maior na bicamada YIG/Ta(2 nm) do que na amostra bicamada YIG/Ta(4nm). (2) A tensão gerada em YIG/Pt(4 nm) apresenta polaridade invertida em relação à bicamada YIG/Ta. As condutividades obtidas foram  $\sigma_{Ta} = 3.3 \times 10^5 (\Omega\cdot m)^{-1}$  e  $\sigma_{Pt} = 2.8 \times 10^6 (\Omega\cdot m)^{-1}$ , que concordam com valores publicados na literatura, ver referência [10].

### 4.2.1 Bicamada YIG(6 $\mu\text{m}$ )/Ta(2 nm)

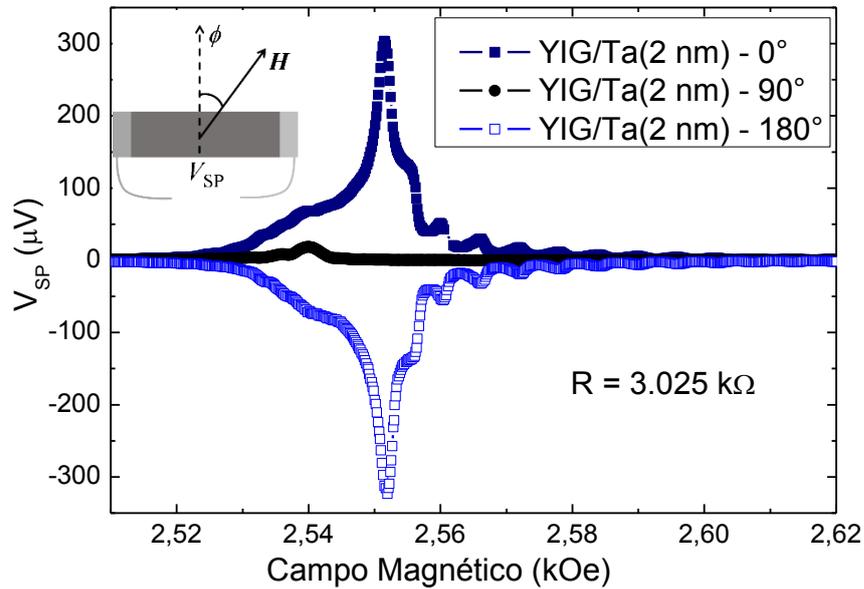


Figura 4.8: Comportamento da tensão de Spin Pumping em YIG/Ta(2 nm). O pico máximo de tensão corresponde a 303  $\mu\text{V}$ .

Resultados obtidos apenas para a bicamada YIG/Ta estão mostrados na figura 4.8, que mostra o comportamento da tensão ISHE em função do campo magnético e para 3 valores de ângulo azimutal. Os ângulos  $\phi = 0^\circ$  e  $\phi = 180^\circ$  correspondem às medidas com o campo aplicado perpendicular à direção de medida da tensão. O valor de tensão ISHE para  $\phi = 90^\circ$  deve ser nula como esperado pela equação  $\vec{J}_c \propto \vec{J}_s \times \vec{\sigma}$ , onde  $\vec{J}_c$  é a corrente de carga,  $\vec{J}_s$  é a corrente de spin e  $\vec{\sigma}$  é a polarização de spin. O valor máximo de tensão obtido no pico da ressonância do modo uniforme é de 303  $\mu\text{V}$ . Este alto valor pode ser explicado pela alta resistividade da camada de Ta que provavelmente foi crescido na sua fase  $\beta$ , como mostrado pelo grupo de Cornell [67]. Esta amostra apresentou uma resistência de 3,025 k $\Omega$  e resistividade de  $3.3 \times 10^5 (\Omega\text{-m})^{-1}$ . O alto valor da tensão  $V_{SP}$  pode ser explicado pela alta resistência elétrica da mesma e um valor de  $g^{\uparrow\downarrow}$  comparável com a da platina. A figura 4.9 (a) mostra o comportamento da tensão ISHE pela potência nominal de micro-ondas. As medidas foram realizadas em cavidade ressonante de 9,46 GHz. A dependência do valor máximo de tensão, que está mostrada na figura 4.9 (b), apresenta uma pequena contribuição de efeitos não-lineares. Os ajustes quadrático e linear foram feitos com as funções  $V_{SP}(P) = -8,7 + 3,8P - 0,0068P^2$  e  $V_{SP}(P) = 12,6 + 3,90P$  correspondendo às curvas vermelha e azul, respectivamente. O deslocamento do campo de ressonância se deve provavelmente a 2 efeitos: aquecimento da amostra de YIG e descasamento da cavidade devido à alta absorção de micro-ondas.

## 4.2 Spin pumping por medidas de tensão DC em bicamadas de YIG/metal normal

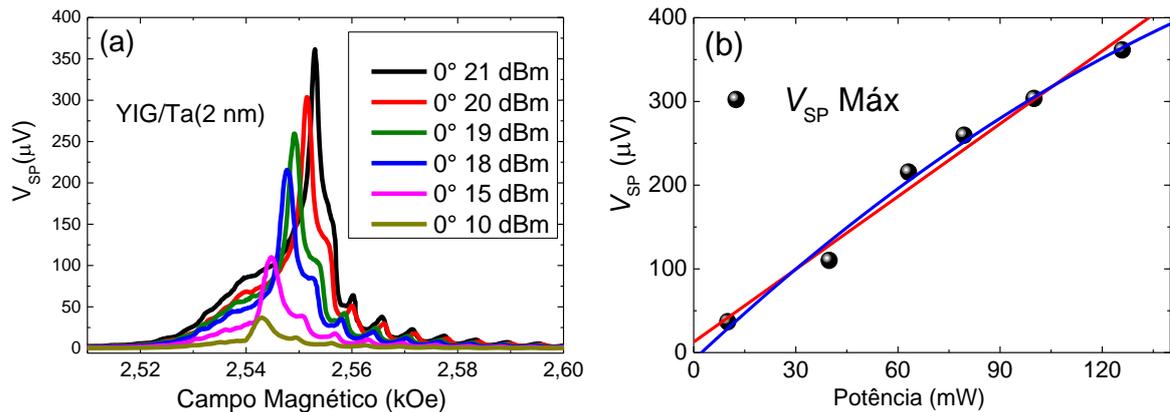


Figura 4.9: (a): YIG/Ta(2nm) Para diversas potências para o ângulo de  $0^\circ$ . (b): Tomando o máximo valor da tensão pela potência obtemos uma dependência linear mas com um desvio considerável para altas potências.

4.2.2 Bicamada YIG (6  $\mu m$ )/Pt (4 nm)

Também foram realizadas medidas de  $V_{SP}$  na bicamada YIG/Pt (4 nm), em função do campo para 3 valores de ângulo, como mostrado na figura 4.10. A tensão máxima, de  $-29.1 \mu V$ , ocorre no valor do campo de ressonância do modo uniforme. Este valor é 10,4 vezes menor do que o observado na bicamada YIG/Ta já que a potência de rf usada foi a mesma. Esta diferença pode ser explicada por diversos fatores, tais como: (1) a alta resistência elétrica apresentada pela bicamada YIG/Ta(2 nm) que é 17 vezes maior do que a da bicamada YIG/Pt(4 nm); (2) a condutância efetiva de spins na interface YIG/MN deve ser diferente para as duas bicamadas; (3) o ângulo Hall que mede o processo de conversão de corrente de spin em corrente de carga também deve ser diferente em Ta e em Pt. Em outras palavras, como  $V_{SP} = R \cdot I_{SP}$ , o valor maior de tensão é explicado pela resistência maior e/ou pela corrente maior. Como a corrente  $I_{SP}$  depende do processo de conversão de corrente de spin em corrente de carga, acreditamos que ambos os parâmetros  $R$  e  $I_{SP}$  contribuem para a diferença medida experimentalmente.

A figura 4.11(a) mostra o comportamento da tensão  $V_{SP}$  em função da potência de micro-ondas medida para o ângulo de  $0^\circ$  na bicamada YIG/Pt(4 nm). O resultado mostrou a mesma apresentada pela bicamada YIG/Ta mostrado na figura 4.9. A polarização negativa do sinal da bicamada YIG/Py(4 nm) está evidenciada na Figura 4.11(a) e a dependência com a potência de micro-ondas está mostrada na Figura 4.11(b). Aqui a dependência linear com a potência é mais evidente do que aquela apresentada pela bicamada YIG/Ta. Os ajustes quadrático e linear apresentaram funções  $V_{SP}(P) = 0,50 \pm 0,29P - 0,00015P^2$  e  $V_{SP}(P) = 0,97 + 0,31P$  correspondendo as curvas em vermelho e em azul respectivamente.

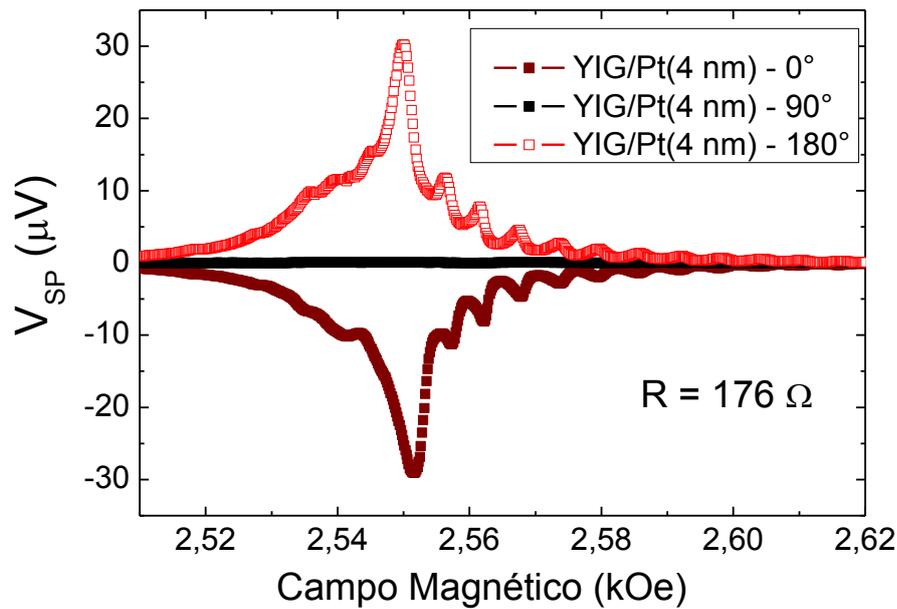


Figura 4.10: Tensão  $V_{SP}$  versus  $H$ , medida na bicamada YIG/Pt(4 nm) para três valores diferentes de ângulos. A tensão é invertida em relação à medida da bicamada YIG/Ta e a intensidade da tensão é menor.

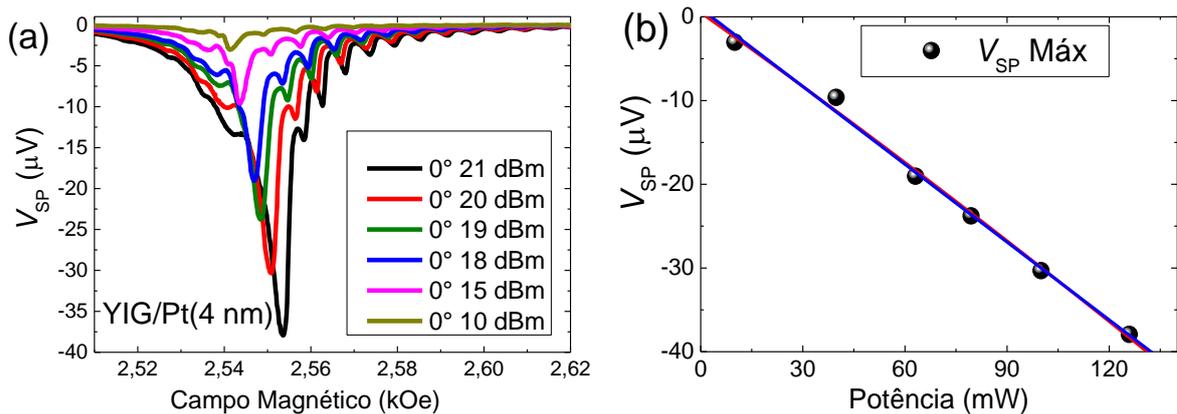


Figura 4.11: (a): Tensão  $V_{SP}$  medida para a bicamada YIG/Pt(4 nm) em função do campo aplicado para diversos valores de potência e para o ângulo de  $0^\circ$ . (b): Novamente é visto um comportamento linear entre o máximo valor da tensão e a potência na amostra.

A partir dos resultados mostrados nas figura 4.8 e figura 4.10, conclui-se que a resistência elétrica da amostra é um parâmetro importante para o entendimento das tensões ISHE medidas em cada amostra. Por outro lado, o processo de injeção de corrente de spin através da interface (representado pela condutância efetiva de spin) e o processo de conversão de corrente de spin em corrente de carga (representado pelo ângulo Hall) são importantes para determinar o valor da corrente de carga. Podemos fazer uma análise simplificada do fenômeno considerando o seguinte:

$$I_{SP} = \frac{V_{SP}}{R}. \quad (4.1)$$

### 4.3 Spin pumping por medidas de tensão DC em Py/MN

Ou seja, que a tensão obtida no gráficos acima corresponde a uma corrente de *spin pumping* quando se divide a máxima tensão pela resistência elétrica da mesma.

Fazendo isto obtemos uma corrente para o Ta de  $I_{SP}^{Ta} = 0.1002\mu V/\Omega$ , e para a Pt de  $I_{SP}^{Pt} = 0.1653\mu V/\Omega$ , ou seja a relação entre as correntes geradas corresponde a:

$$I_{SP}^{YIG/Pt} = 1.65 \cdot I_{SP}^{YIG/Ta}. \quad (4.2)$$

Porém, como visto na figura 4.6 a largura de linha da ressonância de FMR é menor no YIG/Ta do que no YIG/Pt. Comparando uma com a outra obtemos:

$$dH^{YIG/Pt} = 1.48 \cdot dH^{YIG/Ta}. \quad (4.3)$$

Olhando para (4.2) e (4.3) vemos que uma maior injeção de spin corresponde diretamente a um aumento da largura de linha por conta do amortecimento de Gilbert. Recordando a teoria, esta afirmação parece ser plausível e aqui mensurável. É importante lembrar que nesta análise simplificada não levamos em conta o ângulo Hall que é uma propriedade característica de cada material.

## 4.3 Spin pumping por medidas de tensão DC em Py/MN

Nesta seção iremos discutir medidas de tensão ISHE em sistemas onde o ferromagneto injetor de corrente de Spin é o Permalloy. Diferentemente do YIG, o Permalloy é um condutor, e por conta disso os dados devem ser tratados com mais cuidado a fim de garantir a confiabilidade dos resultados e previsões. Quando medimos fenômenos de transporte em materiais magnéticos condutores vários efeitos de origem galvanomagnética podem se manifestar e são fortemente dependentes da aplicação de campos elétricos e magnéticos. Por exemplo, o efeito de magnetoresistência anisotrópica, efeito Hall anômalo, efeito de retificação de spin, etc., devem ser muito bem caracterizados para não serem confundidos com a tensão ISHE. Métodos de tratamento dos dados de tensão ISHE, bem como a sua separação de efeitos galvanomagnéticos estão discutidos nas Ref [11] e [68].

### 4.3.1 Tensão DC em camada simples de Py.

Nesta subsecção descrevemos resultados de medidas de tensão ISHE obtidos em filmes simples de Py. Fomos motivados a investigar este efeito por causa de dois trabalhos recentes que apareceram na literatura mostrando que: (1) Filmes de Py depositados sobre YIG geravam uma tensão DC quando submetidos a um gradiente de temperatura perpendicular ao plano da bicamada. A tensão ISHE foi associada à conversão de corrente de spin (gerada pelo efeito Seebeck de spin) em corrente de carga no próprio Py, ver Ref. [12]; (2) Foram reportados medidas de tensão ISHE em filmes simples de Py quando submetidos à condição de FMR. Os autores argumentam que devido à forte interação spin-órbita, o próprio filme de Py poderia gerar uma tensão ISHE autoinduzida [13].

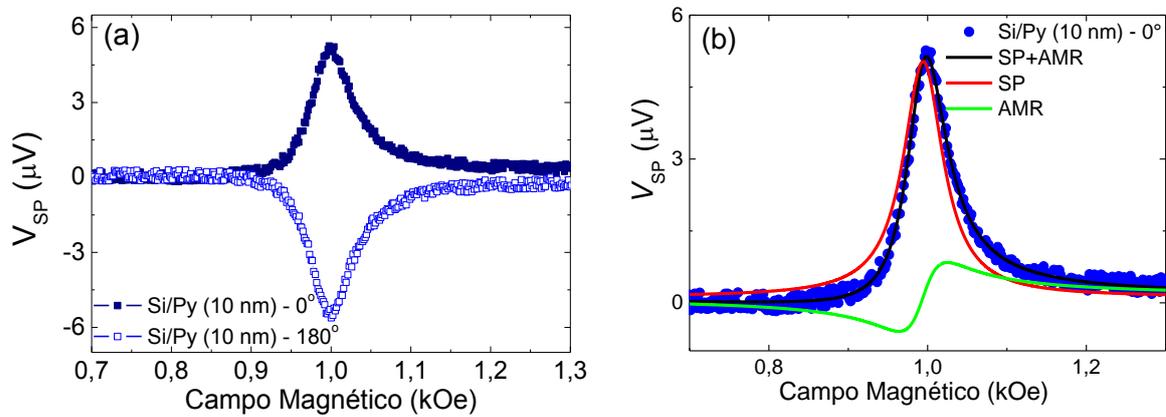


Figura 4.12: (a): Medida de tensão DC em camada simples de Py. (b): Ajuste das componentes simétrica e antissimétrica, resultante das contribuições de SP e AMR..

A figura 4.12 (a), mostra a tensão  $V_{SP}$  obtida no filme simples de permalloy com o campo aplicado perpendicular à direção da medida, em cavidade ressonante com frequência de 9.4GHz. Na figura 4.12 (b) mostramos o ajuste das componentes simétrica, devido ao SP e antissimétrica devido a contribuição de AMR na amostra. O ajuste foi feito pela soma das seguintes expressões:

$$V^{Sim} = \frac{V_{SP}\Delta H}{[(H - H_R)^2 + \Delta H^2]} \quad (4.4)$$

$$V^{Ant} = \frac{V_{AMR}\Delta H(H - H_R)}{[(H - H_R)^2 + \Delta H^2]}$$

Resultando então em uma contribuição de  $V_{SP} = 4.95 \pm 0.04 \mu V$  (curva vermelha na figura 4.12), e  $V_{AMR} = 0.66 \pm 0.04 \mu V$  (curva em verde). Em comparação com a figura 4.8, a tensão  $V_{SP}$  medida na camada de Py puro possui a mesma polarização da tensão  $V_{SP}$  medida na bicamada de YIG/Ta. Este resultado levanta o questionamento a respeito de medidas de tensão

ISHE em bicamadas Py/MN, pois agora se sabe que o próprio Py gera uma tensão que se soma à tensão ISHE gerada no material MN devido ao processo de conversão de corrente de spin em corrente de carga. Este assunto será tratado nas seções seguintes.

A amplitude e a forma do sinal medido em camadas de Py variam com o ângulo em que o campo magnético é aplicado em relação aos contatos elétricos, atingindo seu valor máximo para ângulos entre 40° e 50°. O principal fator para explicar esta variação angular é a contribuição devido à magnetoresistência anisotrópica (AMR), que foi investigado anteriormente pelo nosso grupo, como descrito na Ref. [11]. Uma maneira de você analisar e separar as contribuições devido ao *spin pumping* e devido ao efeito de AMR, é analisando a dependência angular das componentes simétricas e antissimétricas descritas nas equações (4.4). A contribuição devido ao AMR, possui uma dependência angular diferente da dependência angular da tensão de *spin pumping*, como descrito na Ref. [11]. A tensão total medida pode ser escrita como:

$$V_{DC} = (V_{AMR}^{Sim}L(H) + V_{AMR}^{Ant}L^A(H)) \cdot \text{sen } 2\varphi_0 \text{ sen } \varphi_0 + V_{SP}L^S(H) \cdot \text{cos } \varphi_0. \quad (4.5)$$

Onde  $\varphi_0$  é o ângulo entre o campo e a direção da medida  $L^S(H)$  e  $L^A(H)$  correspondem às equações de uma lorentziana simétrica e antissimétrica, respectivamente. Portanto, para cada valor de ângulo faz-se o ajuste da tensão medida pela soma de uma componente simétrica com uma componente antissimétrica,  $V_{DC} = V^{Sim} + V^{Ant}$ , como feito em (4.4). Vemos que de (4.5), a dependência dessas duas componentes obedecem a:

$$\begin{aligned} V^{Sim} &= V_{AMR}^{Sim} \cdot \text{sen } 2\varphi_0 \cdot \text{sen } \varphi_0 + V_{SP} \cdot \text{cos } \varphi_0 \\ V^{Ant} &= V_{AMR}^{Ant} \cdot \text{sen } 2\varphi_0 \cdot \text{sen } \varphi_0. \end{aligned} \quad (4.6)$$

A partir da variação angular da componente antissimétrica podemos separar a contribuição de tensão ISHE. Realizando então essas análises para o Py puro de 10nm, obtemos:

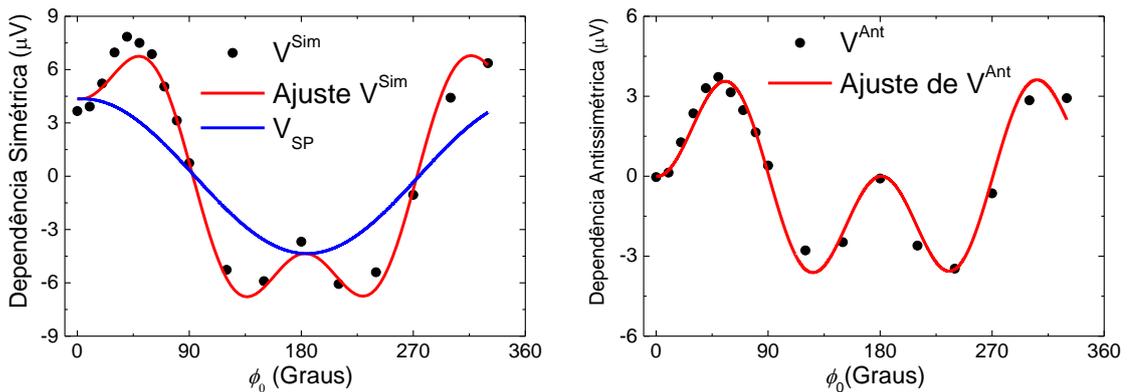


Figura 4.13: Dependência angular das amplitudes das componentes simetria e antissimétrica extraídas do ajustes feito sobre a medida pura da tensão em figura 4.12 em função de cada ângulo  $\phi$ .

Dos ajustes mostrados na figura 4.13 encontramos uma contribuição de tensão ISHE de  $V_{SP} = 4,35 \pm 0,35 \mu V$ . Este resultado indica que a tensão gerada pelo Py puro na condição de FMR tem uma contribuição que pode ser atribuída ao efeito ISHE. Embora a origem da tensão gerada pelo filme simples de Py ainda seja controversa, o fato da mesma existir introduz um ingrediente novo que deve ser levado em consideração nas medidas de tensão gerada em bicamadas onde ambos os filmes são metálicos. O fato dos filmes estarem em contato entre si faz com que as duas correntes se somem ou se subtraíam dependendo da composição da bicamada.

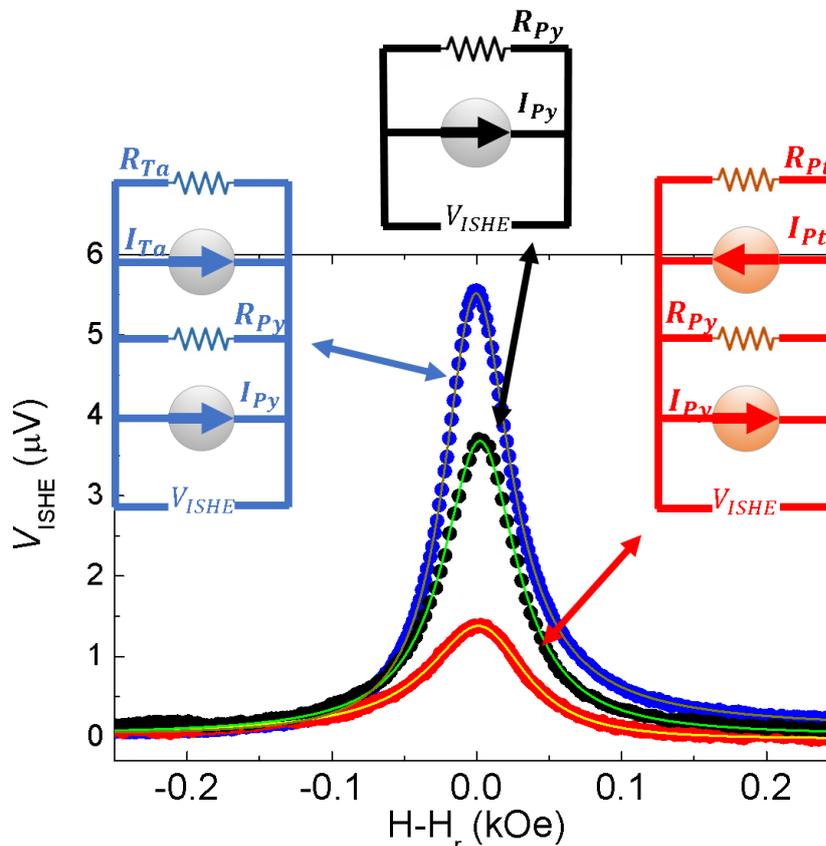


Figura 4.14: Resumo geral dos circuitos equivalentes das medidas de ISHE para as bicamadas metálicas.

Na figura 4.14 vemos isto acontecer, a curva em preto corresponde ao filme simples de Py (10 nm), ao depositar o Ta a tensão autoinduzida do Permalloy se soma a corrente gerada pelo *spin pumping* na camada de Ta pelo efeito ISHE. Como a Platina possui uma polarização inversa a corrente do tântalo, como mostrado na figura 4.7, a tensão agora tem valor menor do que a tensão auto induzida pois agora as tensões de autoindução e de *spin pumping* se subtraem no sistema Py (10 nm)/Pt(4 nm).

A nossa hipótese foi corroborada pelo resultado mostrado na figura 4.8, obtida para a bicamada YIG/Ta tendo um ferromagneto injetor de corrente de spin embaixo do Ta este gera uma tensão ISHE positiva. Esta tensão se soma à tensão gerada pela camada de Py. Em contrapartida quando a camada de Py está sobre a camada de Ta, a corrente devido ao mecanismo de bombeamento de spin terá direção contrária em comparação com a gerada no próprio Py.

### 4.3.2 Tensão DC em bicamadas Py/Ta

Como visto na seção anterior, o próprio filme de Py gera uma tensão autoinduzida na condição de FMR e esta tensão vai se somar ou subtrair à tensão ISHE gerada na camada adjacente de metal normal. Como enfatizado anteriormente, esta tensão cuja origem ainda não está muito bem esclarecida, acaba criando um sistema onde existem duas fontes de corrente que resultam em uma única tensão DC. Para entender este fenômeno foram fabricadas amostras de diferentes formas, como mostrado na figura 2.10. A ideia é conceber circuitos elétricos equivalentes que reproduzam o efeito de soma e subtração das correntes.

O circuito preto mostrado na figura 4.15 (a) corresponde ao sistema “Substrato/Metal Ferromagnético/Metal Normal”, onde os contatos são feitos diretamente no metal normal. Já a sequência de deposição do circuito vermelho figura 4.15 (b) é “Substrato/Metal Normal/Metal Ferromagnético”.

Desta maneira, temos duas fontes de corrente que se somam ou se subtraem para gerar a tensão  $V_{SP}$ . A soma ou subtração vai depender da ordem de deposição das camadas e da natureza química da camada MN. De fato é isso que observamos ao realizar medidas em Si/Py(10 nm)/Ta(2 nm), símbolos pretos mostrados na figura 4.15, ou em Si/Ta(2 nm)/Py(10 nm), símbolos vermelhos mostrados na figura 4.15. Na condição de ressonância a corrente de spin é injetada de baixo para cima na bicamada Si/Py/Ta gerando uma tensão ISHE positiva (com o mesmo sinal da tensão ISHE em YIG/Ta). Na bicamada Si/Ta/Py a corrente de spin é injetada

de cima para baixo gerando uma tensão ISHE negativa, pois inverte o sinal de  $\vec{J}_s$ . Como a tensão autoinduzida pelo Py é sempre positiva, a mesma se soma à tensão ISHE na bicamada Si/Py/Ta e se subtrai na bicamada Si/Ta/Py.

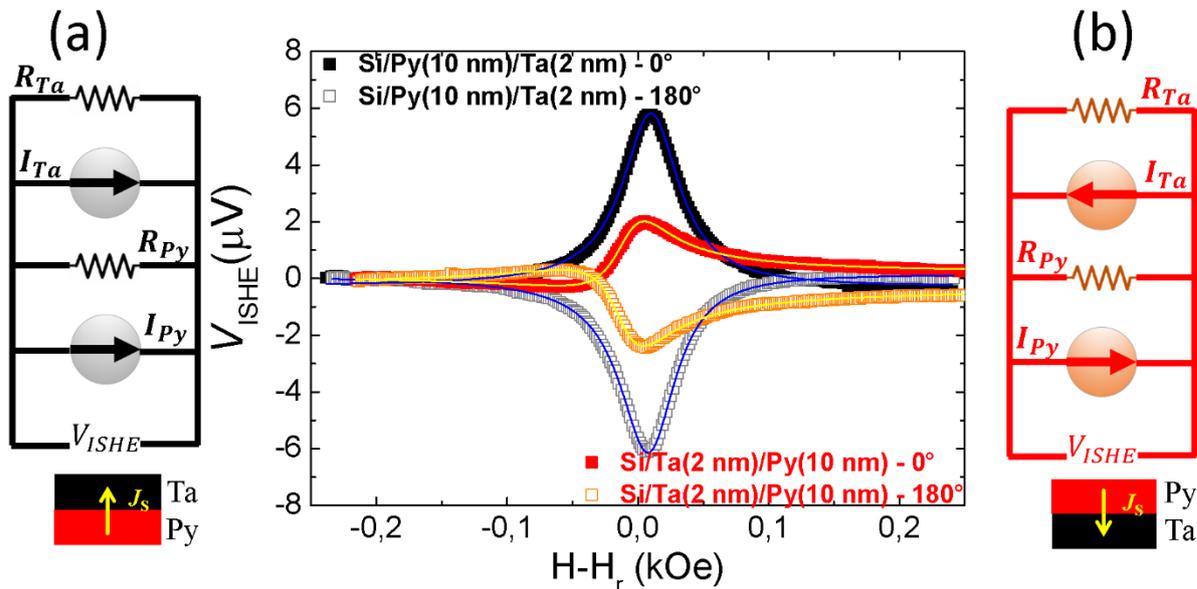


Figura 4.15: Circuitos equivalentes correspondentes às bicamadas Si/Py/Ta (a) e Si/Ta/Py (b). No centro temos medidas de tensão ISHE obtidas para  $0^\circ$  e  $180^\circ$ . Tendo então duas fontes de correntes, em (a) as correntes se somam e em (b) elas se subtraem.

Os ajustes mostrados na figura 4.15 (curvas sólidas) utilizaram a soma das equações (4.4) e resultou em um  $V_{SP} = 6,1 \pm 0,2 \mu V$  e  $V_{AMR} = 0,020 \pm 0,005 \mu V$ , para o sistema Si/Py/Ta. Como se esperava, a tensão de spin pumping gerada na camada de Ta se soma à tensão autoinduzida na camada de Permalloy puro. O ajuste nas medidas realizadas na bicamada Si/Ta/Py resultou em  $V_{SP} = 1,5 \pm 0,1 \mu V$  e  $V_{AMR} = 0,80 \pm 0,05 \mu V$ . Como descrito pelo circuito equivalente da Figura 4.14(b), a tensão resultante diminui confirmando a hipótese de que os sentidos das correntes dependem da ordem de deposição das camadas.

### 4.3.3 Tensão DC em Py/Pt

Com o objetivo de mostrar que tensão resultante também depende da natureza química da camada MN, realizamos a mesma investigação feita para o Ta agora considerando a Pt como o metal normal. Como mostrado na figura 4.10 e na figura 4.11, a tensão ISHE gerada na bicamada YIG/Pt tem polaridade oposta à tensão ISHE gerada na bicamada YIG/Ta. Portanto, devemos esperar que as correntes se somem desta vez na bicamada Si/Pt/Py e se subtraíam na

bicamada Si/Py/Pt, ao contrário do que ocorreu para bicamada Py/Ta. Os resultados estão mostrados na figura 4.16.

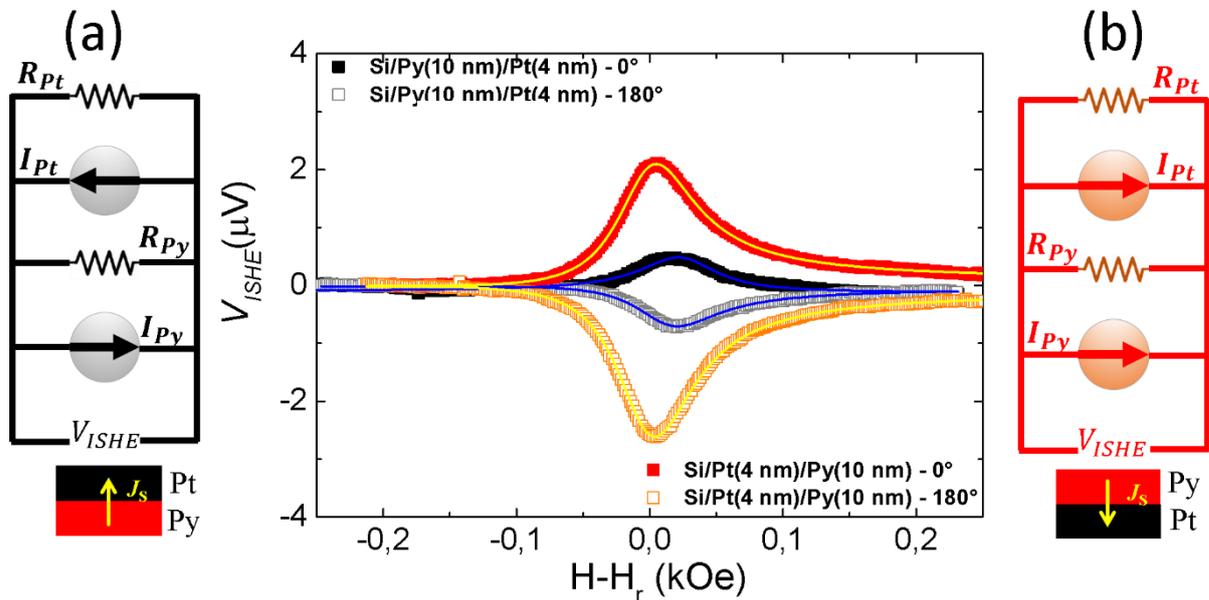


Figura 4.16: Circuitos equivalentes correspondentes às bicamadas Si/Py/Pt (a) e Si/Pt/Py (b). No centro temos medidas de tensão ISHE obtidas para  $0^\circ$  e  $180^\circ$ . Tendo então duas fontes de correntes, em (a) as correntes se subtraem e em (b) elas se somam.

Os ajustes mostrados na figura 4.16 (curvas sólidas) utilizaram a soma das equações (4.4) e resultou em  $V_{SP} = 0,60 \pm 0,05 \mu V$  e  $V_{AMR} = 0,020 \pm 0,005 \mu V$ , para a bicamada Si/Py/Pt, enquanto para a bicamada Si/Pt/Py, encontramos  $V_{SP} = 2,0 \pm 0,1 \mu V$  e  $V_{AMR} = 0,35 \pm 0,10 \mu V$ .

É interessante notar que no circuito (a) onde as duas correntes, a corrente de auto indução do Py e a corrente devido ao *spin pumping*, se opõem a contribuição da camada de Py é maior, pois o sinal final possui polaridade positiva.

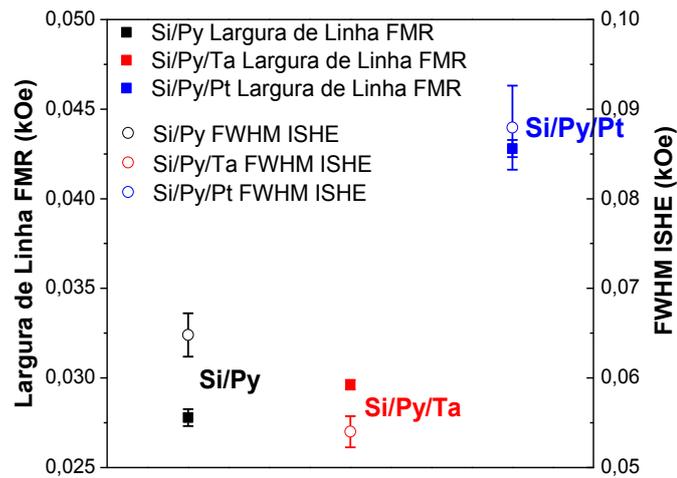


Figura 4.17: Comparação direta entre a largura de linha na ressonância FMR e a largura à meia altura do sinal de tensão ISHE.

Uma outra análise que pode ser feita é comparar a largura de linha do sinal de FMR com a FWHM (largura à meia altura) da tensão ISHE, como mostrado na figura 4.17. Como já visto na figura 4.3, o aumento da largura de linha devido a deposição da Pt resulta também em um aumento FWHM no sinal de tensão ISHE.

## 4.4 Sistemas Mistos

Nesta seção investigamos as propriedades de *spin pumping* em bicamadas um pouco menos convencionais, onde as duas camadas são magnéticas, tais como o sistema YIG/Py. Fomos motivados a investigar este tipo de sistema, que estamos chamando de sistemas mistos, devido ao trabalho de Miao e co-autores, Ref. [12]. Neste trabalho os autores investigaram a injeção de corrente de spin em uma camada de Py depositada diretamente sobre uma camada de YIG. A corrente de spin foi gerada pelo efeito Seebeck de spin na configuração longitudinal. O Py mostrou-se ser um excelente conversor de corrente de spin em corrente de carga, com valores de ângulo Hall da mesma ordem de grandeza do ângulo Hall verificado na Pt. A diferença do trabalho feito nesta dissertação é que aqui realizamos medidas de tensão ISHE excitando correntes de spin por *spin pumping* na ressonância ferromagnética. O material estudado foi então a bicamada YIG(6  $\mu\text{m}$ )/Py(10 nm) e um de seus resultados está apresentado na figura 4.18.

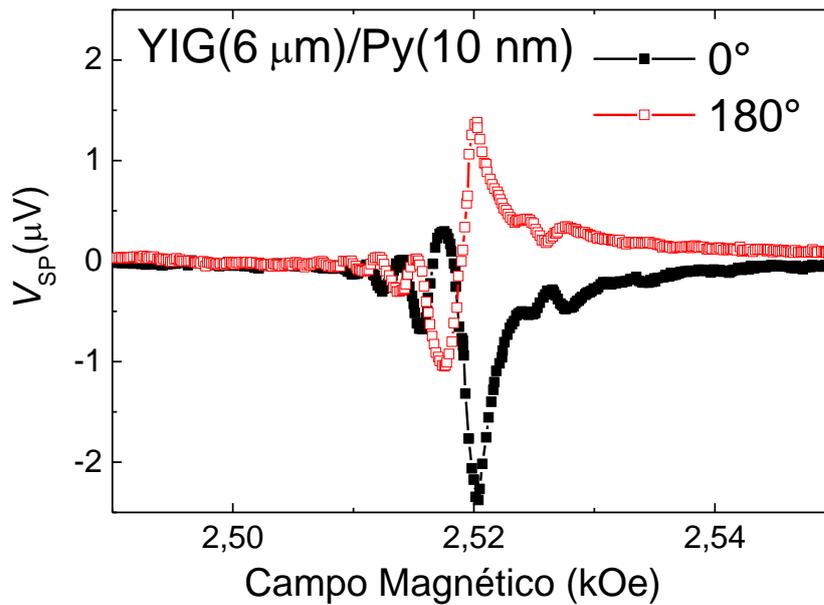


Figura 4.18: Medidas de tensão de spin pumping do YIG/Py no campo de ressonância do YIG para frequência de 9,4GHz.

Como estudado acima, a tensão autoinduzida gerada pelo Py deve ter um sinal positivo em  $0^\circ$  e negativo em  $180^\circ$ , como está mostrado na figura 4.19 (a). Por outro lado, a tensão ISHE gerada no Py, induzida pela corrente de spin injetada na ressonância do YIG, também deveria ter um sinal positivo. Porém, o que verificamos foi uma reversão do sinal como mostrado na figura 4.18. Se compararmos o sinal da figura 4.18 com o sinal de tensão ISHE gerado em amostras YIG/Pt, na figura 4.10, vemos uma grande diferença. No YIG/Pt os modos de onda de spin geram um sinal na tensão de *spin pumping* típico de uma lorentziana com inversão total da polarização ocorrendo quando o campo magnético é girado de  $180^\circ$ . Na figura 4.18, para campos menores do que o campo de excitação do modo uniforme em 2,54 GHz, aparece uma oscilação no sinal e todo o espectro não mais mantém sua forma ao rotacionar a amostra em  $180^\circ$ . Comportamentos semelhantes foram observados também em outras amostras de YIG/Mo/Py, YIG/Ta ou Pt/Py.

Mapeando a tensão na região de ressonância do Py, em torno de 1,0 kOe, vemos que a tensão ISHE na bicamada YIG/Py apresenta o mesmo comportamento investigado anteriormente em filmes simples de Si/Py. A tensão ISHE é positiva para o ângulo de  $0^\circ$  e negativa para o ângulo de  $180^\circ$ , como mostrado na figura 4.19 (a).

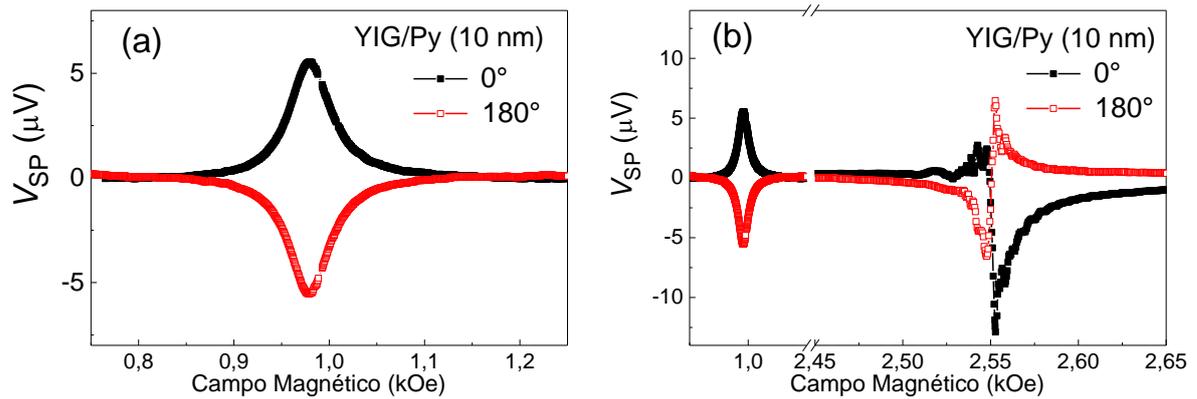


Figura 4.19: (a) Tensão medida em Py puro sobre o YIG, na região de ressonância do Py. (b) Medida contínua da tensão, uma varredura longa de praticamente 3 kOe, obtendo a tensão na ressonância do Py e do YIG.

O comportamento oscilante de  $V_{SP}$  observado na região de ressonância do YIG e mostrado nas figura 4.18 e figura 4.19 (b), é atribuído à competição entre correntes de spin produzidas pelos modos de onda de spin no YIG e pela dinâmica de magnetização da camada de Py. Isto é possível, pois a componente transversal da magnetização de rf na ressonância do YIG cria um campo local no Py devido a um forte acoplamento de exchange na interface. Como o permalloy possui uma largura de linha grande comparada à do YIG, sua magnetização pode ser excitada pelos campos do YIG no final da sua ressonância, similarmente ao que ocorre no processo de Suhl de primeira ordem [69]. Os modos de superfície excitados em valores de campos à esquerda do modo uniforme do YIG, estão concentrados na interface, [70], [71], [72], [73] e por esta razão devem se acoplar mais fortemente com a precessão da magnetização do Py. Este forte acoplamento de exchange gera então uma corrente líquida fluindo para fora da camada de Py. Em contrapartida o modo uniforme e os de volume não devem ser modificados de maneira tão intensa quanto os de superfície, prevalecendo então o *spin pumping*, e conseqüentemente uma corrente de spin flui do YIG para a camada de Py.

Essa competição reverte o sinal da tensão com o aumento do campo magnético aproximando-se do modo uniforme, isso resulta então em um pico de tensão, o qual é várias vezes menor do que no YIG/Pt e dezenas de vezes menor do que no YIG/Ta.

## Capítulo 5 – Conclusões e Perspectivas

Nesta dissertação estudamos vários fenômenos que são diretamente relacionados ao efeito de *spin pumping* em diferentes bicamadas Si/FM/MN, onde FM = Py ou YIG, e MN = Pt ou Ta. Também investigamos a tensão gerada na condição de FMR em bicamadas YIG/Py e camadas simples de Py. O efeito de *spin pumping* foi investigado através de medidas de tensões elétricas que são geradas na condição de FMR e pelo aumento das larguras de linha de FMR. As nossas principais conclusões são:

Concluimos primeiramente que a deposição de camadas de Ta sobre camadas de Py, não interfere na largura de linha média obtida na camada simples de Py. Por outro lado, a deposição de camadas de Pt sobre Py apresentou um aumento considerável na largura de linha, como mostrado na figura 4.3. A largura de linha passa de valores da ordem de 30 Oe, quando  $t_{Pt} = 0 \text{ nm}$ , aumenta monotonicamente até atingir a saturação em valores da ordem de 45 Oe para  $t_{Pt} > 3 \text{ nm}$ . Isto significa em um aumento considerável da constante de amortecimento de Gilbert do Py. Por outro lado, tendo o YIG como filme ferromagnético, a deposição de camadas de Pt, Ta e Py resultaram em um aumento da constante de Gilbert, com a largura de linha da bicamada YIG/Pt (6 nm) comparável em grandeza ao do sistema YIG/Py (10 nm).

As medidas de tensão DC nas bicamadas YIG/Ta e YIG/Pt serviram como padrão para estabelecer a polarização da tensão ISHE. Como o YIG é um ferrimagneto isolante, podemos excluir as contribuições de tensões originadas por efeitos galvanomagnéticos. Os resultados apresentados na figura 4.8 e figura 4.10, mostram que as polarizações das tensões ISHE geradas pelo Ta e pela Pt possuem sinais opostos. A alta tensão obtida pela bicamada YIG/Ta(2 nm), em torno de 300  $\mu\text{V}$ , pode ser explicada com base na alta resistividade apresentada pelo Ta na fase beta. Por sua vez a tensão ISHE gerada na bicamada YIG/Pt(4 nm), embora apresentando um valor menor pode ser explicada com base na menor resistividade apresentada pela Pt. Embora as tensões ISHE tenham sido muito diferentes, as correntes de carga, para ambos os sistemas apresentaram ser da mesma ordem de grandeza.

Na seção 4.3 investigamos o efeito da tensão autoinduzida que é gerada em camadas simples de Py sob a condição de FMR. Este fato introduz a necessidade de investigar a contribuição da tensão gerada no próprio Py quando estudamos sistemas onde ambas as

camadas são metálicas. Estudamos tensões DC geradas na condição de FMR em bicamadas de Si/Py/Ta, Si/Py/Pt, Si/Ta/Py e Si/Pt/Ta. Verificamos que a tensão DC total medida nas bicamadas metálicas, onde a camada FM é o Py, é fortemente influenciada por dois fatores: (1) Pela ordem de deposição das camadas; (2) Pela natureza química da camada MN. Quando a camada de Py injeta corrente de spin de baixo para cima, as tensões DC se somam nas bicamadas Si/Py/Ta e se subtraem nas bicamadas Si/Py/Pt. Quando a camada de Py injeta corrente de spin de cima para baixo, as tensões DC se subtraem nas bicamadas Si/Ta/Py e se somam nas bicamadas Si/Pt/Py. A nossa análise foi baseada na criação de circuitos equivalentes. Conseqüentemente, as medidas de tensões de bombeamento de spin em bicamadas metálicas precisam levar em consideração a possível superposição de sinais gerados pelas duas camadas.

É necessário então continuar a investigação de tensões em camadas simples de Py, a fim esclarecer sua origem. Até o momento podemos apenas fazer algumas especulações quanto à sua origem. Uma delas é imaginar que a precessão da magnetização não é completamente uniforme ao longo da espessura do filme de Py. Em teoria a precessão é totalmente uniforme e homogênea tanto no comprimento como na largura e na espessura do filme. Porém existindo uma pequena inomogeneidade entre as duas superfícies da precessão da magnetização, esta pode gerar uma corrente de spin direcionada para uma das superfícies do Py, figura 5.1. Como já mostrado nas Ref. [14] e [12], o permalloy apresenta ser um conversor de corrente de spin em corrente de carga para experimentos onde é utilizado o efeito Seeback para excitação de correntes de spin. A corrente de spin se converteria em corrente de carga dentro do próprio Py com a vantagem de não ser necessário atravessar uma superfície, não possuindo assim uma corrente de *backflow*, para ser convertida em corrente de carga, como acontece no processo de geração de tensão DC pelo *spin pumping*.

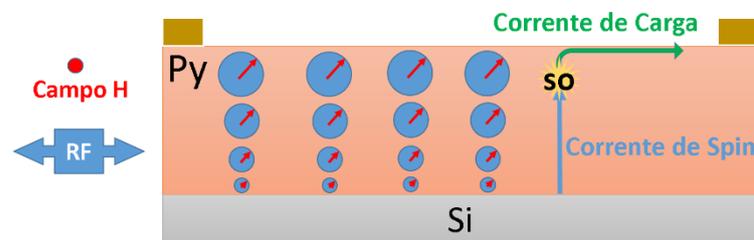


Figura 5.1: Especulações quanto a origem da autoindução de tensão no Py com caráter de tensão ISHE.

Seguindo este mesmo raciocínio é de se esperar que para espessuras menores de Py, a homogeneidade dessa precessão seja maior, resultando então em uma corrente de spin menor e por consequência uma corrente de carga mais atenuada, este resultado foi obtido e é apresentado

em figura 5.2 tanto para Py com espessura de 5nm quanto tendo YIG como substrato. Vale então aqui utilizar novamente a equação (4.1), e obter  $I_{ISHE}$  pelo campo magnético.

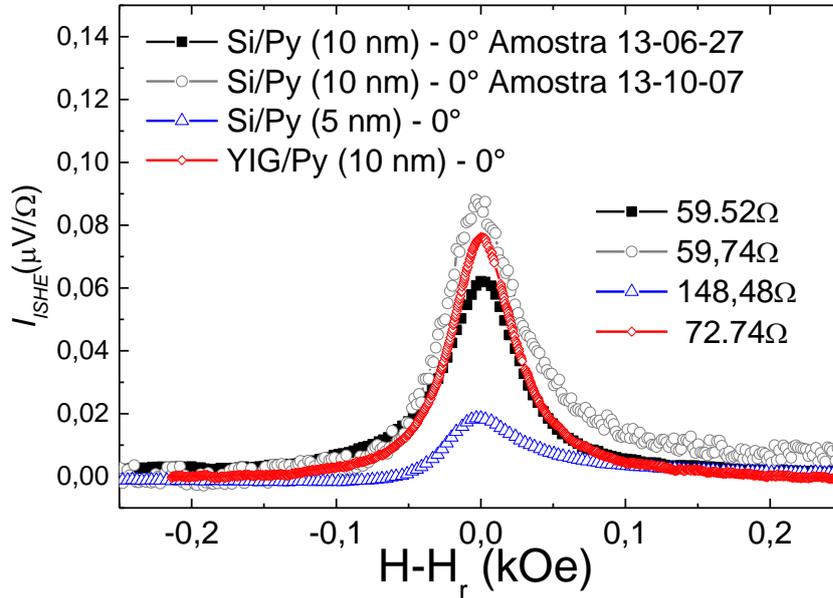


Figura 5.2:  $I_{ISHE}$  vs  $H$  para duas amostras distintas de Si/Py(10nm), YIG/Py(10nm) e Si/Py(5nm), esta última apresenta uma intensidade menor do que as demais, talvez um confirmação da especulação descrita acima.

Mostramos também na seção de sistemas mistos que embora a camada de permalloy demonstre propriedades de conversão de corrente de spin em corrente de carga, o sinal oscilante de tensão obtido em figura 4.18 demonstra que existe uma competição entre correntes de spin produzidas pelos modos de onda de spin no YIG, e pela dinâmica de magnetização na camada de Py. Podendo então limitar sua habilidade como conversor de corrente de spin pelo mecanismo de *spin pumping*.

É preciso então realizar medidas mais conclusivas sobre essa competição para outras espessuras de Py assim como outras espessuras de YIG e possivelmente estruturas mais complexas. Além disto, devemos raciocinar como podemos “aproveitar” essa competição entre correntes de spin para a obtenção de novos resultados relevantes. Como por exemplo, um novo tipo de tensão de *spin pumping* gerada, uma “AC spin pumping voltage”. Se na bicamada YIG/Py(10 nm), mostrado na figura 4.18, ora a corrente de spin gera uma tensão positiva e ora negativa. Podemos fazer  $H_0 \rightarrow H_0 + H_{osc} \sin(\omega t)$ , onde  $H_0 \cong 2,523 \text{ kOe}$  é o campo de inversão da tensão e  $H_{osc} \cong 2 \text{ Oe}$  obtemos.

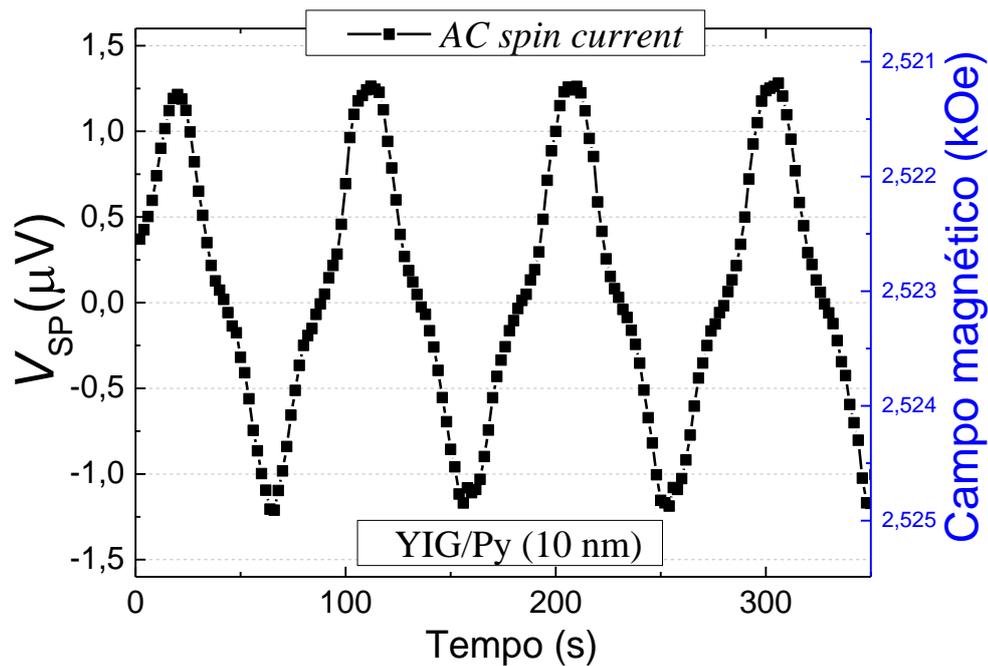


Figura 5.3: Resultado obtido ao variar o campo magnético em torno do campo de inversão de tensão. Obtivemos que ora a corrente gera uma tensão ora positiva, ora negativa no sistema misto YIG/Py.

Essa “AC spin current”, mostrada na figura 5.3, possui uma natureza diferente da “AC voltage by spin pumping” anunciada por Bauer em 2013 em seu trabalho [74], lá a componente AC da tensão de *spin pumping* é gerada perpendicularmente ao plano da amostra. A tensão de *spin pumping* alternada mostrou-se possuir uma alta reprodutividade, ou seja a forma não se modificou durante a contínua variação do campo magnético, tanto quando crescia ou quando decrescia em torno de  $H_0$ .

Este resultado pode ser importante no ponto de vista da spintrônica, pois nos outros sistemas mostrados nessa dissertação e na literatura, é preciso rotacionar a amostra, ou inverter totalmente o campo magnético para obter uma inversão na corrente de spin. No sistema misto, YIG/Py, por outro lado, isso é feito apenas alterando em aproximadamente 2 Oe o campo magnético, o qual comparado ao campo central de 2,523 kOe, representa uma alteração de 0,08 % do valor de campo central. Isto significa uma vantagem em gasto energético para o uso em possíveis dispositivos spintrônicos futuros.

## Referências

- [1] S. Maekawa, S. O. Valenzuela, E. Saitoh e T. Kimura, *Spin Current*, vol. 17, Oxford University Press, 2012.
- [2] E. E. Y. Tsymbal e I. Žutić, *Handbook of spin transport and magnetism*, CRC Press, 2012.
- [3] Y. Tserkovnyak, A. Brataas e G. E. Bauer, “Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers,” *Physical Review B*, vol. 66, nº 22, p. 224403, 2002.
- [4] M. Dyakonov e V. Perel, “Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors,” *Physics Letters A*, vol. 35, nº 6, pp. 459--460, 1971.
- [5] J. Hirsch, “Spin hall effect,” *Physical Review Letters*, vol. 83, nº 9, p. 1834, 1999.
- [6] Y. Kato, R. Myers, A. Gossard e D. Awschalom, “Observation of the spin Hall effect in semiconductors,” *Science*, vol. 306, nº 5703, pp. 1910--1913, 2004.
- [7] 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,” *Physical review letters*, vol. 94, nº 4, p. 047204, 2005.
- [8] A. Azevedo, L. Vilela Leao, R. Rodriguez-Suarez, A. Oliveira e S. Rezende, “dc effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect?,” *Journal of applied physics*, vol. 97, nº 10, pp. 10C715--10C715, 2005.
- [9] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima e G. Tatara, “Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect,” *Applied physics letters*, vol. 88, nº 18, pp. 182509--182509, 2006.
- [10] C. Hahn, G. De Loubens, O. Klein, M. Viret, V. Naletov e J. B. Youssef, “Comparative measurements of inverse spin Hall effects and magnetoresistance in YIG/Pt and YIG/Ta,” *Physical Review B*, vol. 87, nº 17, p. 174417, 2013.
- [11] A. Azevedo, L. Vilela-Leao, R. Rodríguez-Suárez, A. L. Santos e S. Rezende, “Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment,” *Physical Review B*, vol. 83, nº 14, p. 144402, 2011.
- [12] B. Miao, S. Huang, D. Qu e C. Chien, “Inverse Spin Hall Effect in a Ferromagnetic Metal,” *Physical review letters*, vol. 111, nº 6, p. 066602, 2013.
- [13] A. Tsukahara, Y. Kitamura, E. Shikoh, Y. Ando, T. Shinjo e M. Shiraishi, “Observation of the intrinsic inverse spin Hall effect from ferromagnet,” *arXiv:1301.3580*, 2013.

- [14] A. Azevedo, O. Alves Santos, G. A. Fonseca Guerra, R. O. Cunha, R. Rodríguez-Suárez e S. M. Rezende, “Competing spin pumping effects in magnetic hybrid structures,” *Applied Physics Letters*, vol. 104, n° 5, 2014.
- [15] M. Ohring, *Materials science of thin films*, Academic press, 2001.
- [16] R. A. Baragiola, “Sputtering: survey of observations and derived principles,” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 362, n° 1814, pp. 29--53, 2004.
- [17] W. R. Grove, “On the Electro-Chemical Polarity of Gases,” *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, vol. 142, pp. 87-101, 1852.
- [18] M. Plücker, “Observations on the electrical discharge through rarefied gases,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 16, n° 109, pp. 408-418, 1858.
- [19] D. M. Mattox, *The foundations of vacuum coating technology*, Springer, 2003.
- [20] K. Wasa, M. Kitabatake e H. Adachi, *Thin film materials technology: sputtering of control compound materials*, Springer, 2004.
- [21] R. V. Stuart e G. Wehner, “Sputtering Yields at Very Low Bombarding Ion Energies,” *Journal of Applied Physics*, vol. 33, n° 7, pp. 2345-2352, 1962.
- [22] D. E. Harrison e G. D. Magnuson, “Sputtering Thresholds,” *Phys. Rev.*, vol. 122, n° 5, pp. 1421-1430, 1961.
- [23] P. Sigmund, “Theory of sputtering. I. Sputtering yield of amorphous and polycrystalline targets,” *Physical Review*, vol. 184, n° 2, p. 383, 1969.
- [24] N. Laegreid e G. Wehner, “Sputtering Yields of Metals for Ar and Ne Ions with Energies from 50 to 600 eV,” *Journal of Applied Physics*, vol. 32, n° 3, pp. 365--369, 1961.
- [25] V. K. Arkad'yev, “Fresnel Diffraction,” *Journal of Russian Physical Chemistry Society*, vol. 44, n° 4, p. 165, 1912.
- [26] Y. G. Dorfman, *Zs. F. Physic*, vol. 17, p. 98, 1923.
- [27] E. K. Zavoiski, *Journal Phys. URSS*, vol. 10, p. 197, 1946.
- [28] J. Griffiths, “Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals,” *Nature*, vol. 158, n° 4019, p. 670, 1946.
- [29] L. D. Landau e E. Lifshitz, “On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies,” *Phys. Z. Sowjetunion*, vol. 8, n° 153, pp. 101--114, 1935.
- [30] C. Kittel, “Interpretation of Anomalous Larmor Frequencies in Ferromagnetic Resonance Experiment,” *Phys. Rev.*, vol. 71, n° 4, pp. 270--271, 1947.
- [31] C. Kittel, “On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption,” *Phys. Rev.*, vol. 73, n° 2, pp. 155--161, 1948.
- [32] Siemens, “Magnets, Spins, and Resonances. An Introduction to the Basics of Magnetic Resonance,” 15 Janeiro 2014. [Online]. Available: [http://www.medical.siemens.com/siemens/en\\_GLOBAL/gg\\_mr\\_FBAs/files/apps/MAGNETO](http://www.medical.siemens.com/siemens/en_GLOBAL/gg_mr_FBAs/files/apps/MAGNETO)

M\_world/MR\_Manuals/MR\_Basics/USA\_English/Magnets\_Spins\_and\_Resonances/Magnets\_Spins\_and\_Resonances/Advanced/Default.htm.

- [33] M. Getzlaff, *Fundamentals of magnetism*, Springer, 2008.
- [34] A. Landé, “Über den anomalen Zeemaneffekt (Teil I),” *Zeitschrift für Physik*, vol. 5, n° 4, pp. 231--241, 1921.
- [35] A. Portis, “Electronic structure of F centers: Saturation of the electron spin resonance,” *Physical Review*, vol. 91, n° 5, p. 1071, 1953.
- [36] M. Weger, “Passage effects in paramagnetic resonance experiments,” *Bell Syst Tech J*, vol. 39, pp. 1013--1112, 1960.
- [37] J. D. Jackson e R. F. Fox, *Classical Electrodynamics*, American Journal of Physics, 1999.
- [38] O. Yalçın, “Ferromagnetic Resonance,” *Ferromagnetic Resonance--Theory and Applications*, p. 1, 2013.
- [39] T. Gilbert, “A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field,” *Phys. Rev.*, vol. 100, p. 1243, 1955.
- [40] S. V. Vosovskiĭ, *Ferromagnetic resonance: the phenomenon of resonant absorption of a high-frequency magnetic field in ferromagnetic substances*, vol. 4, Pergamon, 1966.
- [41] H. Suhl, “Theory of the magnetic damping constant,” *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 34, n° 4, pp. 1834--1838, 1998.
- [42] B. Heinrich, J. Cochran e K. Myrtle, “The exchange splitting of phonon assisted microwave transmission at 9.5 GHz,” *Journal of Applied Physics*, vol. 53, n° 3, pp. 2092--2094, 1982.
- [43] T. Kobayashi, R. Barker e A. Yelon, “Ferromagnetoelastic resonance in thin films. II. application to nickel,” *Physical Review B*, vol. 7, n° 7, p. 3286, 1973.
- [44] B. Heinrich, R. Urban e G. Woltersdorf, “Magnetic relaxations in metallic multilayers,” *Magnetics, IEEE Transactions on*, vol. 38, n° 5, pp. 2496--2501, 2002.
- [45] N. Mecking, Y. Gui e C.-M. Hu, “Microwave photovoltage and photoresistance effects in ferromagnetic microstrips,” *Physical Review B*, vol. 76, n° 22, p. 224430, 2007.
- [46] V. G. Bar'iakhtar e P. E. Wigen, *Frontiers in magnetism of reduced dimension systems*, vol. 49, Springer, 1998.
- [47] N. Chan, V. Kambarský e D. Fraitová, “Impedance matrix of thin metallic ferromagnetic films and SSWR in parallel configuration,” *Journal of magnetism and magnetic materials*, vol. 214, n° 1, pp. 93--98, 2000.
- [48] B. Heinrich, D. Fraitová e V. Kambarský, “The Influence of s-d Exchange on Relaxation of Magnons in Metals,” *physica status solidi (b)*, vol. 23, n° 2, pp. 501--507, 1967.
- [49] B. Heinrich e Z. Frait, “Temperature Dependence of the FMR Linewidth of Iron Single-Crystal Platelets,” *physica status solidi (b)*, vol. 16, n° 1, pp. K11--K14, 1966.
- [50] R. Arias e D. Mills, “Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films,” *Physical review B*, vol. 60, n° 10, p. 7395, 1999.

- [51] Y. Tserkovnyak, A. Brataas e G. E. Bauer, “Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films,” *Physical Review Letters*, vol. 88, n° 11, p. 117601, 2002.
- [52] S. Mizukami, Y. Ando e T. Miyazaki, “The Study on Ferromagnetic Resonance Linewidth for NM/80NiFe/NM (NM $\backslash$ mbi  $\{=\}$  Cu, Ta, Pd and Pt) Films,” *Japanese journal of applied physics*, vol. 40, p. 580, 2001.
- [53] A. Brataas, Y. V. Nazarov e G. E. Bauer, “Spin-transport in multi-terminal normal metal-ferromagnet systems with non-collinear magnetizations,” *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*, vol. 22, n° 1, pp. 99--110, 2001.
- [54] K. Xia, P. a. B. G. Kelly, A. Brataas e I. Turek, “Spin torques in ferromagnetic/normal-metal structures,” *Physical Review B*, vol. 65, n° 22, p. 220401, 2002.
- [55] M. D'yakonov e V. Perel, “Possibility of orienting electron spins with current,” *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, vol. 13, p. 467, 1971.
- [56] E. H. Hall, “On a new action of the magnet on electric currents,” *American Journal of Mathematics*, vol. 2, n° 3, pp. 287--292, 1879.
- [57] E. H. Hall, “XVIII. On the “Rotational Coefficient” in nickel and cobalt,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 12, n° 74, pp. 157-172, 1881.
- [58] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. MacDonald e N. Ong, “Anomalous hall effect,” *Reviews of Modern Physics*, vol. 82, n° 2, p. 1539, 2010.
- [59] J. Inoue e H. Ohno, “Taking the hall effect for a spin,” *Science(Washington)*, vol. 309, n° 5743, pp. 2004--2005, 2005.
- [60] S. Takahashi e S. Maekawa, “Spin current, spin accumulation and spin Hall effect,” *Science and Technology of Advanced Materials*, vol. 9, n° 1, p. 014105, 2008.
- [61] J. J. Sakurai, *Modern quantum mechanics*, Reading, MA: Addison Wesley, | c1985, edited by Tuan, San Fu, 1985.
- [62] F. Czeschka, “Spin Currents in Metallic Nanostructures,” *Walther-Meissner-Instituto de baixa temperatura de Pesquisa Academia Bávara de Ciências.*, München, 2011.
- [63] 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,” *Physical Review B*, vol. 88, n° 1, p. 014404, 2013.
- [64] A. G. Gurevich e G. A. Melkov, *Magnetization, Oscillations and Waves*, CRC Press, 1996.
- [65] R. W. Damon e J. Eshbach, “Magnetostatic modes of a ferromagnet slab,” *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 19, n° 3, pp. 308--320, 1961.
- [66] S. Rezende, R. Rodríguez-Suárez, M. Soares, L. Vilela-Leao, D. Ley Dominguez e A. Azevedo, “Enhanced spin pumping damping in yttrium iron garnet/Pt bilayers,” *Applied Physics Letters*, vol. 102, n° 1, pp. 012402--012402, 2013.
- [67] L. Liu, C.-F. Pai, Y. Li, H. Tseng, D. Ralph e R. Buhrman, “Spin-torque switching with the giant spin Hall effect of tantalum,” *Science*, vol. 336, n° 6081, pp. 555--558, 2012.

- [68] L. H. V. Leão, “Dinâmica de Spins em Interfaces Metálicas: Mecanismos de Relaxação e Bombeamento de Spin,” Tese de Doutorado - UFPE, Recife, 2010.
- [69] S. M. Rezende e F. De Aguiar, “Spin-wave instabilities, auto-oscillations, and chaos in yttrium-iron-garnet,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 78, n° 6, pp. 893--908, 1990.
- [70] C. W. Sandweg, Y. Kajiwara, A. V. Chumak, A. A. Serga, V. I. Vasyuchka, M. B. Jungfleisch, E. Saitoh e B. Hillebrands, “Spin pumping by parametrically excited exchange magnons,” *Physical review letters*, vol. 106, n° 21, p. 216601, 2011.
- [71] L. Vilela-Leao, C. Salvador, A. Azevedo e S. Rezende, “Unidirectional anisotropy in the spin pumping voltage in yttrium iron garnet/platinum bilayers,” *Applied Physics Letters*, vol. 99, n° 10, pp. 102505--102505, 2011.
- [72] J. Xiao e G. E. W. Bauer, “Spin-Wave Excitation in Magnetic Insulators by Spin-Transfer Torque,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, n° 21, p. 217204, 2012.
- [73] G. da Silva, L. Vilela-Leao, S. Rezende e A. Azevedo, “Enhancement of spin wave excitation by spin currents due to thermal gradient and spin pumping in yttrium iron garnet/Pt,” *Applied Physics Letters*, vol. 102, n° 1, pp. 012401--012401, 2013.
- [74] H. Jiao e G. E. Bauer, “Spin Backflow and ac Voltage Generation by Spin Pumping and the Inverse Spin Hall Effect,” *Physical review letters*, vol. 110, n° 21, p. 217602, 2013.
- [75] B. Heinrich, R. Urban e G. Woltersdorf, “Magnetic relaxation in metallic films: Single and multilayer structures,” *Journal of applied physics*, vol. 91, n° 10, pp. 7523--7525, 2002.
- [76] V. Kamberský, “On ferromagnetic resonance damping in metals,” *Czechoslovak Journal of Physics B*, vol. 26, n° 12, pp. 1366--1383, 1976.
- [77] D. Zubarev, “Double-time Green functions in statistical physics,” *Physics-Uspokhi*, vol. 3, n° 3, pp. 320--345, 1960.
- [78] K. Baberschke, “The magnetism of nickel monolayers,” *Applied Physics A*, vol. 62, n° 5, pp. 417--427, 1996.
- [79] D. L. Mills e S. M. Rezende, “Spin damping in ultrathin magnetic films,” em *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures II*, Springer, 2003, pp. 27--59.
- [80] R. LeCraw, E. Spencer e C. Porter, “Ferromagnetic resonance line width in yttrium iron garnet single crystals,” *Physical Review*, vol. 110, n° 6, p. 1311, 1958.
- [81] M. Sparks, R. Loudon e C. Kittel, “Ferromagnetic relaxation. I. Theory of the relaxation of the uniform precession and the degenerate spectrum in insulators at low temperatures,” *Physical Review*, vol. 122, n° 3, p. 791, 1961.
- [82] R. Erickson e D. Mills, “Magnetic instabilities in ultrathin ferromagnets,” *Physical Review B*, vol. 46, n° 2, p. 861, 1992.

## Apêndice A: Relaxação spin-órbita em ferromagnéticos metálicos

A conclusão então dos dois mecanismos de relaxação intrínsecos anteriores 3.1.1 e 3.1.2 foi que tanto a contribuição por espalhamento mágnons-fônon e as correntes de Foucault são insuficientes para explicar a relaxação presente nos metais magnéticos. Esses mecanismos só são importantes para maiores espessuras, podendo então ser desprezadas para espessuras da ordem de 10nm [75]

Um outro mecanismo intrínseco dos ferromagnetos metálicos é o amortecimento magnético devido a interações spin-órbita, uma boa formulação desse problema foi feita por Kamberský, onde mostrou que o amortecimento intrínseco de ferromagnéticos metálicos pode ser tratado usando o Hamiltoniano de interação spin-órbita. Hamiltoniano esse que trata as componentes transversais do momento angular e de spin como um Hamiltoniano de interação de três partículas, descrito como [76]:

$$\frac{1}{2} \sqrt{\frac{2S}{N}} \xi \sum_{\vec{k}} \sum_{\varphi, \varphi', \sigma} \langle \beta | L^+ | \varphi \rangle c_{\beta, \vec{k} + \vec{q}, \sigma}^+ c_{\varphi, \vec{k}, \sigma} b_{\vec{q}} + h. c, \quad [i]$$

onde  $\xi$  é o coeficiente de interação spin-órbita,  $L^+$  é a componente horária do sítio atômico de momento angular  $\vec{L}_{a,t}$ , descrito por  $L^+ = L_x + iL_y$ .  $c_{\beta, \vec{k} + \vec{q}, \sigma}^+$  e  $c_{\varphi, \vec{k}, \sigma}$  são os operadores de criação e aniquilação respectivamente de elétrons com spin  $\sigma$  dos estados de Bloch apropriados, enquanto que  $b_{\vec{q}}$  é o operador de aniquilação da onda de spin com vetor de onda  $\vec{q}$ . Os índices  $\varphi$  e  $\beta$  representam a projeção local dos orbitais dos estados de Bloch, e são usados para identificar as bandas individuais dos elétrons.

O cálculo então do amortecimento usando então o Hamiltoniano mostrado na equação [i] pode ser feito desconsiderando a dependência dos elementos de matriz  $\langle \beta | L^+ | \varphi \rangle$  com o vetor de onda. Usando então o formalismo de Kubo-Green [77] a parte imaginária do denominador da susceptibilidade RF com polarização circular para a onda de spin com vetor de onda  $\vec{q}$  e energia  $\hbar\omega$  pode ser expressada em uma campo de amortecimento efetivo:

$$\alpha_{so} = \frac{\gamma \langle S \rangle^2}{2\omega M_s} \xi^2 \left( \frac{1}{2\pi} \right)^3 \cdot \int d\vec{k}^3 \sum_{\varphi, \beta, \sigma} \langle \beta | L^+ | \varphi \rangle \langle \varphi | L^- | \beta \rangle \quad [\text{ii}]$$

$$\times \left( n_{\varphi, \vec{k}, \sigma} - n_{\beta, \vec{k}+\vec{q}, \sigma} \right) \delta \left( \hbar\omega + \varepsilon_{\varphi, \vec{k}, \sigma} - \varepsilon_{\beta, \vec{k}+\vec{q}, \sigma} \right)$$

O espalhamento incoerente das excitações dos pares elétron-buraco  $c_{\beta, \vec{k}+\vec{q}, \sigma}^+ c_{\varphi, \vec{k}, \sigma}$  em [i] pode ser tratado incluindo a parte imaginária na energia,  $\varepsilon_{\varphi, \vec{k}, \sigma} - \varepsilon_{\beta, \vec{k}+\vec{q}, \sigma} - i\hbar/\tau$ . Isso causa então um alargamento da função delta  $\delta \left( \hbar\omega + \varepsilon_{\varphi, \vec{k}, \sigma} - \varepsilon_{\beta, \vec{k}+\vec{q}, \sigma} \right)$  em [ii], se tornando então uma lorentziana [48]

$$\frac{\left( \frac{\hbar}{\tau} \right)}{\left( \hbar\omega + \varepsilon_{\varphi, \vec{k}, \sigma} - \varepsilon_{\beta, \vec{k}+\vec{q}, \sigma} \right)^2 + \left( \frac{\hbar}{\tau} \right)^2} \quad [\text{iii}]$$

O tempo de relaxação  $\tau$  pode ser visto como o tempo de vida do excitação de pares elétron-buraco. Aqui podemos separar o amortecimento da magnetização devido a interação spin-órbita em duas dependendo do tipo de interação.

**Intra-Banda ( $\varepsilon = \beta$ ):** Para baixas frequências de ondas de spin, ou seja ( $q \ll k_F$ ) a energia de balanço do elétron em  $\hbar\omega + \varepsilon_{\varphi, \vec{k}, \sigma} - \varepsilon_{\beta, \vec{k}+\vec{q}, \sigma}$  [iii], pode ser significativamente menor do que  $\hbar/\tau$ . Após integração na superfície de Fermi, temos que o valor do amortecimento é aproximadamente:

$$\alpha_{so}^{intra} = \frac{\langle S \rangle^2}{\gamma M_s} \left( \frac{\xi}{\hbar} \right)^2 \left( \sum_{\varphi} \chi_p^{\varphi} \langle \varphi | L^+ | \varphi \rangle \langle \varphi | L^- | \varphi \rangle \right) \cdot \tau, \quad [\text{iv}]$$

onde  $\chi_p^{\varphi}$  é a susceptibilidade dos estados os quais participam da transições intra-banda

**Entre-Bandas ( $\varepsilon \neq \beta$ ):** As transições entre-bandas são acompanhadas por um *gap* de energia  $\Delta_{\varepsilon, \beta, \varphi}$ , o qual os pares de elétrons-buracos podem ser influenciados por esses gaps. Para os gaps maiores do que a frequência de relaxação  $\hbar/\tau$  o amortecimento da magnetização pode ser aproximado a:

$$\alpha_{so}^{inter} = \frac{\langle S \rangle^2}{\gamma M_s} \sum_{\varphi} \chi_p^{\varphi} (\Delta g_{\varphi})^2 \cdot \frac{1}{\tau} \quad [\text{v}]$$

Aqui  $\Delta g_\varphi$  é a variação do fator  $g$  do valor puramente eletrônico  $g = 2$ . Sendo  $\Delta g_\varphi = 4\xi \sum_\beta \frac{\langle \varphi | L_x | \beta \rangle \langle \beta | L_x | \varphi \rangle}{\Delta \varepsilon_{\beta, \varphi}}$ , [78], determina a contribuição da interação spin-órbita com fator de espalhamento espectroscópico  $\gamma$ . Resulta então que nessa aproximação o valor do amortecimento é proporcional a  $1/\tau$ , conseqüentemente, proporcional a resistividade. Para altas temperaturas a taxa de relaxação  $\hbar/\tau$  se torna comparável aos gaps de energia  $\Delta \varepsilon_{\beta, \varphi}$  o qual resulta em uma saturação gradual do amortecimento entre-bandas com o aumento da temperatura.

## Apêndice B: Espalhamento de dois mágnons

A descoberta do ferromagneto isolante YIG (Yttrium Iron Garnet), ou Granada de Ítrio Ferro foi de vital importância a pesquisa do ferromagnetismo em materiais. Pois embora o arranjo atômico seja complicado, o YIG acaba se tornando um cristal isolante com simetria cúbica, onde sua anisotropia cristalina é muito pequena. Um bom modelo então para o YIG é um ordenamento cúbico com pares de spin localizados com interações do tipo Heisenberg com os seus primeiros vizinhos, complementada com uma interação dipolar entre os momentos elementares [79].

Nos primeiros estudos de ressonância ferromagnética no YIG acabaram mostrando que sua largura de linha era consideravelmente maior do que os esperado considerando os processos de amortecimento intrínsecos. Porém LeCraw [80] fez uma interessante observação, ele percebeu que a largura de linha era “controlada” pelo tamanho do grão utilizado no polimento do YIG, figura B.i.

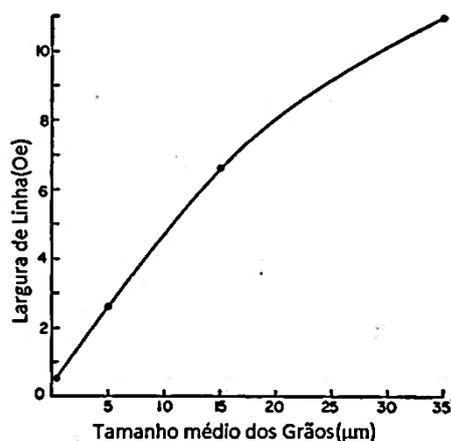


Figura B. i: Resultado apresentado por LeCraw, mostrando o aumento da largura de linha com o aumento do tamanho médio dos grãos.

E com isso se tornou um pouco mais claro a origem da discrepância da largura de linha com a teoria não estava em processos intrínsecos, mas sim em processos extrínsecos, associados com a superfície da amostra. Então no trabalho de [81] foi desenvolvida uma teoria de um mecanismo extrínseco em particular, a contribuição de dois mágnons na largura de linha, a qual resultou em um bom acordo com os dados experimentais. Anos depois [50] complementaram essa teoria de espalhamento de dois mágnons devido a defeitos da superfície e interfaces em filmes finos ferromagnetos.

Em um experimento ideal de FMR somente o modo uniforme deve ser excitado, ou seja, ( $\vec{k}_1 = 0$ ), figura b ii, porém como mostrado por [82], havendo algum acoplamento dipolar entre os spin, outros modos de onda de spin, ( $\vec{k}_1 \approx 10^5 \text{ cm}^{-1}$ ), poder ser excitados espalhando parte da energia do modo uniforme produzindo então uma relaxação extrínseca da magnetização.

[50], deduziram a contribuição para a relaxação devido ao espalhamento de dois mágnons, escrevendo primeiramente o Hamiltoniano magnético do sistema em sua forma quadrada:

$$H = \frac{1}{2M_s} \sum_{\vec{k}_1} [H_x(\vec{k}_1) \cdot m_x^*(\vec{k}_1) \cdot m_x(\vec{k}_1) + H_y(\vec{k}_1) \cdot m_y^*(\vec{k}_1) \cdot m_y(\vec{k}_1)] \quad [\text{vi}]$$

Tendo escrito o Hamiltoniano, deve ser incluído em [iv] então o potencial de espalhamento de dois mágnons descrito por:

$$V = \sum_{i=x,y} \left\{ \frac{1}{2} \sum_{\vec{k}_1, \vec{k}_1'} [m_x^+(\vec{k}_1') \cdot V_{ii}(\vec{k}_1', \vec{k}_1) \cdot m_x(\vec{k}_1)] \right\} \quad [\text{vii}]$$

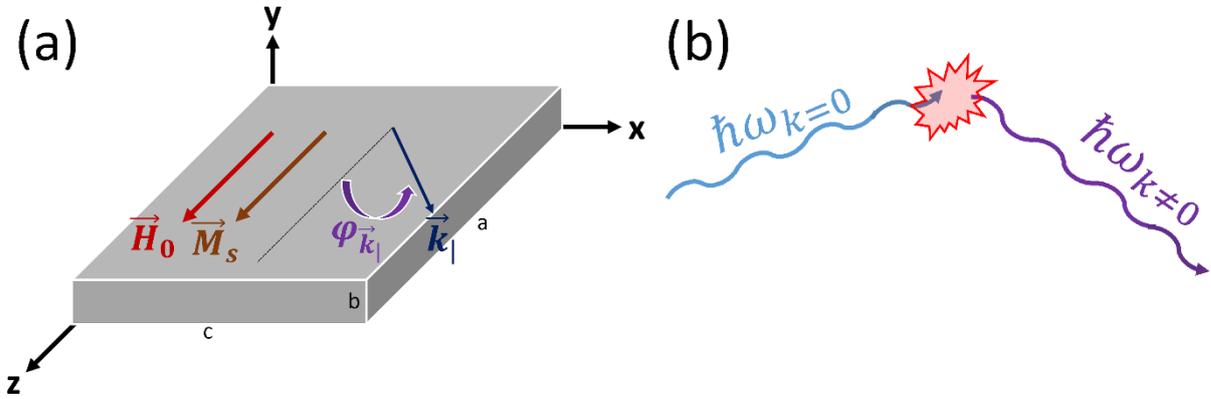


Figura B. ii: (a): Geometria do filme fino de espessura  $d$ , Tanto o campo magnético quando a magnetização estão alinhadas na direção  $z$ . (b): Esquema ilustrativo do processo de espalhamento de dois mágnons.

Para o nosso caso, temos ( $\vec{k}_1 = 0$ ), pode-se encontrar que a forma final do propagador de onda de spin é descrito:

$$\overline{S_{xx}}(\vec{k}_1 = 0, \omega) = \frac{(H_R + 4\pi M_{eff})M_s}{\left(\frac{\omega_{FMR}}{\gamma}\right)^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 - i\alpha \left(\frac{\omega}{\gamma}\right) (2H_R + 4\pi M_{eff}) - \Gamma_{2m}}, \quad [\text{viii}]$$

onde  $\Gamma_{2m}$  é o parâmetro adicional na ressonância magnética devido ao espalhamento de dois mágnons.  $Re(\Gamma_{2m})$  causa um desvio na frequência de FMR enquanto que a imaginária de  $\Gamma_{2m}$  é responsável pelo um amortecimento maior do que os mecanismos intrínsecos, ou seja:

$$\Delta H = \frac{\omega}{\gamma} \alpha_G + \frac{Im(\Gamma_{2m})}{[\gamma^2(2H_R + 4\pi M_{eff})]} = \Delta H^{Gilbert} + \Delta H^{2m} \quad [ix]$$

Após considerar todos os campos presentes no filme como campo Zeeman, campo de Exchange, campo de anisotropia, campo dipolar. [50], chegaram a uma contribuição do espalhamento de dois mágnons na largura de linha como:

$$\Delta H^{2m} = \frac{8H_s^2 b^2 p a c}{\pi D (2H_R + 4\pi M_{eff})^2} \text{sen}^{-1} \left[ \frac{H_R^{1/2}}{(H_R + 4\pi M_{eff})^{1/2}} \right] \cdot \left\{ H_R^2 + (2H_R + 4\pi M_{eff})^2 \left[ \left( \frac{a}{c} \right) - 1 \right] + (H_R + 4\pi M_{eff})^2 \left[ \left( \frac{c}{a} \right) - 1 \right] \right\}, \quad [x]$$

onde a, b e c, são as dimensões do filme, p é a fração da área coberta pelos defeitos.  $H_R$  é o campo  $H_0$  na ressonância, D é a constante de Exchange e  $\omega_{FMR}$  é dado pela equação de Kittel:

$$\omega_{FMR} = \gamma \sqrt{H_R (H_R + 4\pi M_{eff})} \quad [xi]$$