



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA – CCEN
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

EDUARDO SILVA DOS SANTOS

**INVESTIGAÇÃO DOS PROCESSOS DE SPIN PUMPING E SPIN SEEBECK EM
HETEROESTRUTURAS MAGNÉTICAS**

Recife

2021

EDUARDO SILVA DOS SANTOS

**INVESTIGAÇÃO DOS PROCESSOS DE SPIN PUMPING E SPIN SEEBECK EM
HETEROESTRUTURAS MAGNÉTICAS**

Dissertação apresentada ao programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco como parte dos pré-requisitos para obtenção do título de Mestre em Física

Área de Concentração: Física da Matéria Condensada e de Materiais

Orientador: Prof. Antônio Azevedo Costa

Recife

2021

Catálogo na fonte
Bibliotecária Fernanda Bernardo Ferreira, CRB4-2165

S237i Santos, Eduardo Silva dos
Investigação dos processos de spin pumping e spin seebeck em Heteroestruturas magnéticas/ Eduardo Silva dos Santos – 2021.
106 f.: il., fig.

Orientador: Antônio Azevedo Costa.
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN, Física, Recife, 2021.
Inclui referências.

1. Física da Matéria Condensada e de Materiais. 2. Spintrônica. 3. Bombeamento de spin. I. Costa, Antônio Azevedo (orientador). II. Título.

530.41 CDD (23. ed.) UFPE- CCEN 2021 - 61

EDUARDO SILVA DOS SANTOS

**INVESTIGAÇÃO DOS PROCESSOS DE SPIN PUMPING E
SPIN SEEBECK EM HETEROESTRUTURAS MAGNÉTICAS**

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

Aprovada em: 25/03/2021.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Antonio Azevedo da Costa
Orientador
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Sergio Machado Rezende
Examinador Interno
Universidade Federal de Pernambuco

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

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a **DEUS**, pois sem ele nada disso seria possível. Chegar até aqui, sem dúvida, é uma grande bênção em minha vida.

Agradeço também a minha mãe que sempre esteve ao meu lado, me apoiando e me incentivando nessa longa caminhada que foi concluir o mestrado. Ao meu pai, que esteve ao meu lado e me ajudou muito. A minha irmã, que também colaborou para alcançar meus objetivos. Agradeço de coração a minha querida esposa, que esteve comigo, e me ajudou demais em tudo que precisei, confiando que eu poderia conseguir chegar até aqui. Te amo muito, Suane!

Ao meu avô e a minha falecida avó, que me apoiaram e acreditaram em mim, seus ensinamentos foram muito importantes.

Aos professores da pós-graduação que fizeram seu trabalho com excelência. As discussões durante e depois das aulas me ajudam muito no entendimento de diversos conceitos necessários para a realização deste trabalho.

Em particular, agradeço ao meu professor e orientador Antônio Azevedo, que me orientou com muita paciência na construção deste trabalho, confiando em mim e depositando certa autonomia científica. Muito obrigado!

Aos meus colegas de laboratório, Elias e Daniel que estiveram comigo nesta longa jornada e que sempre estiveram presentes quando precisei de ajuda.

Por fim, à FACEPE pelo apoio financeiro para a realização deste trabalho de pesquisa e as outras agências de fomento brasileiras (CAPES, CNPq, FINEP) pelo apoio financeiro ao laboratório.

RESUMO

Nesta dissertação realizamos uma investigação dos fenômenos de *spin pumping* (SP) e spin Seebeck (SSE) que ocorrem em bicamadas ferromagnéticas / metal normal (FM/NM). Para a camada FM, usamos dois isolantes ferromagnéticos diferentes: Granada de Ítrio e Ferro (YIG- $Y_3Fe_5O_{12}$) e à Granada de Túlio e Ferro (TIG- $Tm_3Fe_5O_{12}$). Em cima das amostras TIG (30nm) e TIG (60nm), depositamos uma camada de Pt (4nm). Aplicando um gradiente de temperatura perpendicular, investigamos o SSE na bicamada Pt(4)/TIG(60). A corrente de spin injetada através da interface Pt/TIG foi convertida em uma corrente de carga, que foi detectada pela medição de uma tensão (devido ao efeito Hall de spin inverso (ISHE) que aparece entre dois eletrodos de Cu ligados à camada de Pt. A partir dos dados, extraímos um coeficiente de spin Seebeck de $0,57 \mu V/K$ para a bicamada Pt (4)/TIG(60). Também investigamos SSE em heteroestruturas de Pt(4) / TIG (30)/Au (t)/TIG (60) para $t = 8 \text{ nm}$ e $t = 16 \text{ nm}$. Ao medir a tensão ISHE da tricamada Pt(4)/TIG(30)/Au/TIG(60) por SSE extraímos o coeficientes de spin Seebeck de $0,10 \mu V/K$ e $0,07 \mu V/K$ para as tricamadas com $t_{Au} = 8 \text{ nm}$ e 16 nm , respectivamente. A partir das curvas de histerese, medimos os passos que correspondem à comutação de magnetização de cada camada. Também investigamos FMR e fenômenos de *spin pumping* em bicamadas de YIG (1 μ m)/NM, onde NM = Pt (6nm), Ta (6nm) e W (6nm). Verificou-se que enquanto o ângulo de Hall de spin (SHA) de Pt é positivo, Ta e W apresentam SHA negativo. Para uma potência de micro-ondas incidente de 116 mW, foi medida uma corrente ISHE de 24 nA para YIG / Pt (7,5), -26 nA para YIG / Ta (6) e -17 nA para YIG/W (6). Para entender o efeito da incorporação de partículas nanoscópicas de Ag no NM, investigamos FMR e fenômenos de *spin pumping* nas seguintes heteroestruturas: (i) YIG/Pt(3) [Ag(8)]Pt(3), (ii) YIG/Ta(3)[Ag(8)]Ta(3), (iii) YIG/W(3)[Ag(8)]W(3). Os resultados foram comparados com os obtidos para as bicamadas de YIG/Pt(7,5), YIG/Ta(6) e YIG/W(6). Verificamos que a corrente ISHE aumentou 12 vezes na heteroestrutura YIG/Pt(3)[Ag(8)]Pt(3) em comparação com a bicamada de YIG/Pt(7,5). Por outro lado, a corrente ISHE aumentou 3 vezes na heteroestrutura YIG/Ta(3)[Ag(8)]Ta(3) em comparação com a bicamada de YIG/Ta(6). Surpreendentemente, a corrente ISHE diminuiu 17 vezes na heteroestrutura YIG/W(3)[Ag(8)]W(3) em comparação com a bicamada de YIG/W(6). Finalmente, investigamos os fenômenos FMR e SSE em YIG-Pr/Bi₂Se₃ e BIG/Bi₂Se₃, onde YIG-Pr é um filme YIG dopado com Pr e BIG é um filme YIG Bi-dopado. Surpreendentemente, detectamos que a largura de linha FMR de YIG-Pr/Bi₂Se₃(6nm) e BIG /Bi₂Se₃(6nm), exibe uma queda constante após alguns dias do processo de deposição por *sputtering*. Para serem compreendidos, esses resultados também precisam de mais investigação.

Palavras-chaves: Spintrônica. Bombeamento de spin. Efeito spin Seebeck. Efeito Rashba-Edelstein. Efeito spin Hall inverso.

ABSTRACT

In this dissertation we conducted an investigation of the spin pumping (SP) and spin Seebeck (SSE) phenomena that occur in ferromagnetic/normal metal (FM/NM) bilayers. For the FM layer we used two different ferromagnetic insulators: yttrium iron garnet (YIG - $Y_3Fe_5O_{12}$) and thulium iron garnet (TIG - $Tm_3Fe_5O_{12}$). While YIG/GGG(111) was grown using the Liquid Phase Epitaxy (LPE) technique, TIG/GGG(111) was grown using the magnetron sputtering technique. On top of the TIG(30 nm) and TIG(60 nm) samples, we sputter deposited a layer of Pt(4 nm). Prior to the Pt layer deposition, the samples of TIG(30 nm) and TIG(60 nm) were investigated by means of the X-band microwave-cavity ferromagnetic resonance spectroscopy (9.5 GHz), and we found that both samples have strong perpendicular magnetic anisotropy. Applying a perpendicular temperature gradient, we investigated the SSE in the Pt(4)/TIG(60) bilayer. The spin current injected across the Pt/TIG interface was converted in a charge current, which was detected by measuring a voltage (due to the inverse spin Hall effect (ISHE)) that appears between two Cu electrodes attached to the Pt layer. From the data, we extracted a spin Seebeck coefficient of $0.57 \mu V/K$ for the Pt(4)/TIG(60) bilayer. We also investigated SSE in heterostructures of Pt(4)/TIG(30)/Au (t)/TIG(60) for two different Au layer thicknesses, $t = 8$ nm and $t = 16$ nm. By measuring the ISHE voltage, we were able to measure the magnetization hysteresis of the Pt(4)/TIG(30)/Au/TIG(60) trilayer and from the data we extracted spin Seebeck coefficients of $0.10 \mu V/K$ and $0.07 \mu V/K$ for the trilayers with $t_{Au} = 8$ nm and 16 nm, respectively. From the hysteresis curves, we measured steps that correspond to the magnetization switching of each layer. We also investigated FMR and spin pumping phenomena in bilayers of YIG($1 \mu m$)/NM, where NM = Pt(6nm), Ta(6nm) and W(6nm). It has been verified that while the spin Hall angle (SHA) of Pt is positive, Ta and W have negative SHA. For an incident microwave power of 116 mW, it has been measured an ISHE current of 24 nA for YIG/Pt(7.5), -26 nA for YIG/Ta(6) and -17 nA for YIG/W(6). To understand the effect of incorporating nanoscopic particles of Ag in the NM, we investigated FMR and spin pumping phenomena in the following heterostructures: (i) YIG/Pt(3)[Ag(8nm)]Pt(3), (ii) YIG/Ta(3)[Ag(8nm)]Ta(3), (iii) YIG/W(3)[Ag(8nm)]W(3). The results were compared with those obtained for the bilayers of YIG/Pt(7.5), YIG/Ta(6) and YIG/W(6). We verified that the ISHE current increased by 12 times in the YIG/Pt(3)[Ag(8nm)]Pt(3) heterostructure in comparison with the bilayer of YIG/Pt(7.5), confirming results previously published. On the other hand, the ISHE current increased by 3 times in the YIG/Ta(3)[Ag(8nm)]Ta(3) heterostructure in comparison with the bilayer of YIG/Ta(6). Surprisingly, the ISHE current decreased by 17 times in the YIG/W(3)[Ag(8nm)]W(3) heterostructure in comparison with the bilayer of YIG/W(6). Finally, we investigated the FMR and SSE phenomena in YIG-Pr/Bi₂Se₃ and BiG/Bi₂Se₃, where YIG-Pr is a Pr-doped YIG film and BiG is a Bi-doped YIG film. Surprisingly, we detected that the FMR linewidth of both YIG-Pr/Bi₂Se₃(6nm) and BiG/Bi₂Se₃(6nm), exhibits a steady decrease after a few days.

Keywords: Spintronics. Spin pumping. Seebeck spin effect. Rashba-Edelstein effect. Reverse Hall spin effect

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

Ag	Prata
FMR	Ressonância Ferromagnética
GMR	Magnetorresistência Gigante
IREE	<i>Inverse Rashba-Edelstein Effect</i>
ISHE	<i>Inverse Spin Hall Effect</i>
PMA	<i>Perpendicular Magnetic Anisotropic</i>
Pt	Platina
Py	Permalloy
REE	<i>Rashba-Edelstein Effect</i>
SHE	<i>Spin Hall Effect</i>
SP	<i>Spin Pumping</i>
SSE	<i>Spin Seebeck Effect</i>
Ta	Tântalo
TIG	<i>Thulium-Iron Garnet</i>
W	Tungstênio
YIG	<i>Yttrium-Iron Garnet</i>

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	10
1.1	Motivação	11
1.2	Objetivos	12
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....	14
2.1	Introdução	14
2.2	Interação spin-órbita	14
2.3	Efeito Spin Hall (SHE) e Efeito Spin Hall Inverso (ISHE)	16
2.4	Efeito Rashba-Edelstein (REE) e Efeito Rashba-Edelstein Inverso (IREE) ..	21
2.5	Efeito <i>Spin Pumping</i> (SP).....	25
2.6	Efeito Spin Seebeck (SSE)	29
2.7	Dinâmica da magnetização	33
2.8	Anisotropias magnéticas	37
2.9	Relação de dispersão.....	42
3	TÉCNICAS EXPERIMENTAIS	45
3.1	Introdução	45
3.2	Deposição por evaporação catódica (<i>sputtering</i>)	45
3.2.1	<i>Magnetron Sputtering</i>	47
3.3	Ressonância Ferromagnética (FMR)	48
3.3.1	<i>Sinal de absorção na técnica de FMR</i>	49
3.3.2	<i>Montagem experimental de FMR</i>	52
3.4	Ressonância ferromagnética utilizando linha de fita	57
3.5	Tensão DC excitada por FMR	60
3.6	Tensão DC excitada pelo Efeito Spin Seebeck (SSE)	62
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	68
4.1	Introdução	68
4.2	FMR em amostras de TIG(15nm), TIG(30nm) e TIG(60nm).....	68
4.3	SSE em bicamada de TIG(60nm)/Pt(4nm).....	71
4.4	SSE em tricamadas de TIG(30nm)/Au/TIG(15 nm)	73
4.5	FMR e tensão DC por <i>spin pumping</i> em bicamada de YIG/Pt(7.5nm)	76
4.6	FMR e tensão DC por <i>spin pumping</i> em heteroestruturas de YIG/Pt(3nm)[Ag(8nm)]Pt(3nm).....	79

4.7	FMR e tensão DC por <i>spin pumping</i> em bicamada de YIG/Ta(6nm)	83
4.8	FMR e tensão DC por <i>spin pumping</i> em heteroestruturas de YIG/Ta(3nm)[Ag(4nm)]Ta(3nm), YIG/Ta(3nm)[Ag(6nm)]Ta(3nm) e YIG/Ta(3nm)[Ag(8nm)]Ta(3nm).....	85
4.9	FMR e tensão DC por <i>spin pumping</i> em bicamada de YIG/W(6nm).....	90
4.10	FMR e tensão DC por <i>spin pumping</i> em heteroestruturas de YIG/W(3nm)[Ag(8nm)]W(3nm).....	92
4.11	Medidas de SSE e FMR em YIG/ $B_{i_2}S_{e_3}$	94
5	CONSIDERAÇÕES FINAIS E PERSPECTIVAS FUTURAS	100
	REFERÊNCIAS	102

1 INTRODUÇÃO

Sabe-se que o elétron possui propriedades intrínsecas: a massa, a carga e o spin. No entanto até o final do século XX a geração e o processamento de sinais eram baseados apenas na manipulação de elétrons pelo uso de sua carga, onde o spin era completamente desprezado. A principal razão para o estado de spin dos elétrons não ser importante para a eletrônica convencional é o espalhamento do tipo *spin flip*. Ao contrário da carga, o spin de um elétron não se conserva em um sólido. Somente quando conseguiu-se fabricar dispositivos menores do que o comprimento de difusão de spin (λ_{SF}), o estado de spin passou a ser aplicado no desenvolvimento de dispositivos. Valores típicos de λ_{SF} são: $\lambda_{SF}(\text{Permalloy}) \approx 1 - 10 \text{ nm}$; $\lambda_{SF}(\text{Co}) \approx 50 \text{ nm}$; $\lambda_{SF}(\text{Cu}) \approx 100 \text{ nm}$.

O spin é momento angular ao qual se associa um momento magnético. Sendo assim, é natural que haja interesse na manipulação do spin para estudos de fenômenos magnéticos. Entre esses fenômenos, destacam-se a descoberta do acoplamento indireto entre camadas metálicas magnéticas, separadas por uma camada não-magnética, a descoberta da magnetorresistência gigante (*Giant Magnetoresistance* – GMR) [1,2] e da magnetorresistência túnel [3,4,5]. Nesse cenário emerge uma nova área que ficou conhecida como spintrônica [6,7,8] que visa combinar as propriedades de carga e spin eletrônicos. Estes e outros fenômenos são amplamente utilizados em tecnologias atuais. Como exemplos, destacam-se o desenvolvimento das memórias magnéticas de acesso aleatório (*magnetic random access memory* – MRAM) [9] que são memórias não voláteis, mantendo seu estado de informação mesmo quando desconectada da energia elétrica; dispositivos de lógica programáveis baseados em elementos magnéticos de junção túnel [10], etc.

Apesar do grande potencial que a spintrônica pode oferecer, a transferência e o processamento de informações dependem do fluxo líquido de spins, ou correntes de spin. Nos últimos anos percebeu-se que a interação spin-órbita pode fornecer uma via alternativa para gerar correntes de spin e fluxo de corrente de carga mesmo utilizando condutores não magnéticos. Entre os fenômenos para geração de corrente de spin, está o efeito spin Hall (*Spin Hall Effect* – SHE) originalmente proposto por Dyakonov e Perel, em 1971 [11] e redescoberto no ano de 1999 [12]. A observação experimental foi realizada por Kato et al [13] e Wunderlich et al [14]. A partir desse efeito é possível explicar a conversão de uma corrente de carga em uma corrente de spin. O efeito inverso (*Inverse Spin Hall Effect* – ISHE), ou seja, a conversão de corrente de spin em corrente de carga, levou um pouco mais de tempo para ser entendido

por completo. No ano de 2005 Azevedo et al [15] observaram a geração de uma tensão elétrica em bicamadas de Permalloy/Platina (Py/Pt) e Permalloy/Paládio (Py/Pd), na condição de ressonância ferromagnética, no entanto ainda não havia uma relação clara com o processo de *spin pumping*, que foi um importante efeito proposto por Yaroslav Tserkovnyak et al. [16] no ano de 2002. A explicação da origem dessa tensão elétrica foi dada quatro anos depois por Saitoh et al [17].

Diversos tópicos têm sido estudados em spintrônica, entre eles estão: a caloritrônica de spin, a magnônica e a fotônica de spin ultra-rápida [18]. Um dos fenômenos que iniciou o campo da caloritrônica foi o efeito spin Seebeck (*Spin Seebeck Effect* – SSE) descoberto por Ushida et al. [19,20]. Este efeito refere-se à geração de uma corrente de spin quando um gradiente de temperatura é aplicado em um material magnético.

Outra forma de conversão de corrente de spin em corrente de carga é pelo efeito Rashba-Edelstein [21, 22] que surge devido à influência do acoplamento spin-órbita em um gás de elétrons bidimensional (2DEG), que pode se formar naturalmente em interfaces metálicas. Neste efeito há a criação de uma corrente de spin 2D transversal a uma corrente de carga 3D. Por outro lado, no efeito Rashba-Edelstein Inverso (*Inverse Rashba-Edelstein Effect* – IREE), há a geração de uma corrente de carga 2D transversal a uma corrente de spin 3D [23, 24].

A área de estudo da spintrônica é bastante promissora. Há, atualmente, diversos estudos voltados a novos materiais como os isolantes topológicos (2D e 3D), materiais 2D puros (grafeno, dicalcogenetos de metais de transição, etc), semimetais de Dirac, materiais que apresentam excitações com propriedades de férmions de Majorana e de Skyrmions [25, 26]. Há uma grande expectativa de que novos fenômenos sejam descobertos e que resultem no desenvolvimento de novas tecnologias nesta área.

Como será visto ao longo desta dissertação, os assuntos investigados estão inseridos no estado da arte da spintrônica. Foram feitas investigações de processos de conversão de corrente de carga em corrente de spin e vice-versa. Para tal, foram utilizados os processos de geração de correntes de spin pelos fenômenos de *spin pumping* e spin Seebeck e a conversão de corrente de spin em corrente de carga foi realizada pelo efeito spin Hall inverso. Neste estudo foram utilizadas heteroestruturas do tipo material ferromagnético/metal não-magnético (FM/NM), onde o FM foi usado para gerar a corrente de spin e os NM, com interação spin-órbita intensa, foram usados na conversão da corrente de spin em corrente de carga.

1.1 Motivação

Esta dissertação foi motivada pelo interesse em entender efeitos spintrônicos mediados por interfaces e de certa maneira está relacionada com trabalhos anteriores realizados por Obed Alves-Santos [27] e José Elias Abrão Neto [28]. Foram feitos estudos sistemáticos em heteroestruturas constituídas de um material magnético, como a Granada Ítrio e Ferro ($Y_2Fe_5O_{12}$) YIG ou permalloy – $Ni_{81}Fe_{19}$ (Py) e materiais condutores não magnéticos (NM) com forte acoplamento spin-órbita, como a platina (Pt), o tungstênio (W) e o tântalo (Ta). Os NM utilizados foram fabricados utilizando-se a técnica de *magnetron sputtering*, que será descrita mais adiante. Seguindo o trabalho de O. Alves-Santos, preparamos filmes metálicos não-magnéticos onde foram incorporadas partículas nanoscópicas de Ag (sem formar liga) dentro da camada de NM (Pt, Ta, W). Imagens de microscopia eletrônica de varredura mostraram que quando a espessura nominal da camada de Ag é menor do que um certo valor crítico, formam-se partículas nanoscópicas isoladas de Ag. Para espessuras acima desta espessura crítica, a camada de Ag colapsa formando um filme contínuo. Nos trabalhos anteriores só foram investigados Pt[Ag] e nesta dissertação investigamos Ta[Ag] e W[Ag]. Como veremos mais adiante, enquanto que a presença das partículas de Ag em Pt aumenta por 12 vezes o processo de conversão de corrente de spin em corrente de carga, o mesmo não se verifica nos sistemas Ta[Ag], que aumenta apenas 3 vezes e W[Ag], no qual não houve aumento, mas sim uma diminuição no processo de conversão. Motivados por estes resultados discutiremos possíveis mecanismos para explicar estes fenômenos.

Também motivados pela fabricação de filmes TIG ($Tm_3Fe_5O_{12}$), (cedidos pela Profa. Gilvânia Vilela), investigamos processos de conversão de corrente de spin em corrente de carga em estruturas TIG/Pt. Pelo fato de apresentarem forte Anisotropia Magnética Perpendicular (PMA), os filmes de TIG desempenham um papel importante na spintrônica [29]. A PMA aumenta a eficiência do *spin-switching*, o que reduz a densidade de corrente para observar o *spin-transfer-torque* (STT) útil para o desenvolvimento de memórias magnetoresistivas de acesso aleatório (STT-RAM) [30, 31]. Em amostras de TIG de diferentes espessuras crescidos por PLD, foram depositados filmes de Pt. A fim de caracterizar as amostras, ou seja, obter parâmetros físicos relevantes, foram realizadas medidas de ressonância magnética (FMR), de tensão DC por *spin pumping* e de tensão DC por *spin Seebeck*.

1.2 Objetivos

Como objetivos gerais desta dissertação, destacam-se: (1) a fabricação de heteroestruturas magnéticas constituídas de YIG/Pt e YIG/Pt[Ag]Pt; (2) a fabricação de heteroestruturas magnéticas constituídas de YIG/Ta e YIG/Ta[Ag]Ta; (3) a fabricação de heteroestruturas magnéticas constituídas de YIG/W e YIG/W[Ag]W. Os filmes de Ta e W cresceram na fase β , (alta resistividade) e possuem ângulo hall de spin negativo (SHA), contrário ao SHA apresentado pela Pt. [31, 32]. Estas estruturas foram caracterizadas utilizando-se as técnicas de ressonância ferromagnética (FMR), e *spin pumping* utilizando-se cavidades ressonantes de micro-ondas. Também utilizamos a técnica de FMR banda larga, onde a estrutura de RF não ressonante é uma linha de fita. As medidas de tensão DC por *spin pumping* e *spin Seebeck*, utilizaram o efeito spin Hall inverso (ISHE). A partir destas investigações, extraímos diversas informações e parâmetros importantes que podem ser usados para caracterizar e entender os fenômenos básicos nestes materiais.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 Introdução

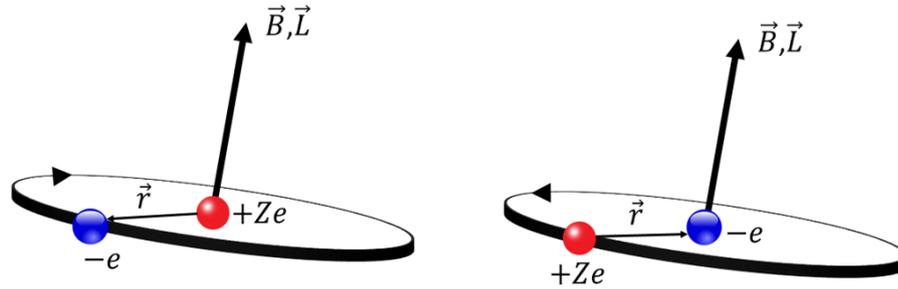
Neste capítulo discutiremos alguns efeitos físicos que serão essenciais para o entendimento dos fenômenos investigados nesta dissertação. O primeiro efeito a ser discutido na seção 2.2 a interação spin-órbita, que é um tema de relevância em spintrônica e servirá para entender o motivo de utilizar-se metais pesados no processo de conversão de corrente de spin em corrente de carga. Na seção 2.3, discutiremos os efeitos spin Hall direto e inverso, que são fundamentais para entender a maior parte das medidas mostradas nesta dissertação. Posteriormente, na seção 2.4 são apresentados os efeitos Rashba-Edelstein e Rashba-Edelstein inverso, que ocorrem em interfaces e materiais 2D. Nas seções 2.5 e 2.6, são apresentados o efeito *spin pumping* e o efeito spin Seebeck. Na seção 2.7, é discutido a dinâmica da magnetização, com ênfase no efeito de ressonância ferromagnética. Na seção 2.8, são discutidas as anisotropias magnéticas e, em particular, a energia magnetocristalina cúbica para diferentes eixos cristalográficos. Por fim, na seção 2.9 é apresentada a relação de dispersão do modo uniforme, que será útil para ajustes dos dados experimentais de ressonância ferromagnética em filmes com anisotropia perpendicular.

2.2 Interação spin-órbita

A interação spin-órbita, ou o acoplamento spin-órbita, que do inglês é conhecido como SOC (*Spin-Orbit Coupling*), é um importante efeito quântico relativístico sem um análogo clássico. Ele relaciona o momento angular de spin do elétron com o seu movimento orbital. Mesmo o SOC sendo um efeito quântico relativístico, é possível realizar um cálculo clássico aproximado deste efeito e adicionar uma correção relativística conhecida como precessão de Thomas [32].

Suponha um elétron orbitando em torno do núcleo; no sistema de referência do elétron, o núcleo se move em torno dele em uma órbita circular, Figura 2.1.

Figura 2.1 - À esquerda têm-se o movimento do elétron descrevendo uma órbita de Bohr, no sistema de referência do núcleo. À direita o movimento orbital no sistema de referência do elétron. A esfera em azul representa o elétron.



Fonte: o autor (2021)

A carga positiva orbitando o elétron gera um campo magnético \vec{B} e um momento angular \vec{L} . Dessa maneira, pode-se expressar a energia Zeeman de interação do momento magnético do elétron ($\vec{\mu}$) com o campo \vec{B} como

$$U_{int} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}, \quad (2.1)$$

O campo magnético \vec{B} pode ser calculado considerando que o movimento orbital da carga positiva gera uma corrente de carga i em um circuito fechado, de modo que o seu campo magnético é obtido pela Lei de Biot-Savart para uma espira circular, que pode ser expresso por

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 i}{2r} \hat{z}, \quad (2.2)$$

sendo μ_0 a permeabilidade magnética do espaço livre e r o raio da órbita. A corrente de carga pode ser escrita como a razão entre a carga positiva Ze (Z : número atômico) e o intervalo de tempo para uma órbita, ou seja, um período $T = 2\pi r/v$, com v sendo a velocidade do movimento orbital. Portanto,

$$i = \frac{Zev}{2\pi r}. \quad (2.3)$$

Substituindo a equação (2.3) na equação (2.2) e usando o fato que o momento angular orbital do elétron no referencial de repouso do núcleo é escrito como $L = m_e r v$ e a velocidade da luz $c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$, obtêm-se o seguinte

$$\vec{B} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze}{m_e c^2 r^3} \vec{L}. \quad (2.4)$$

Sendo o momento magnético $\vec{\mu} = -\frac{2\mu_B}{\hbar} \vec{S}$ e adicionando a correção da precessão de Thomas (multiplicando por 1/2), a energia de interação spin-órbita pode ser escrita como

$$U_{so} = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon_0} \frac{1}{m_e^2 c^2 r^3} \vec{S} \cdot \vec{L} \quad (2.5)$$

É possível obter esta mesma expressão utilizando a teoria quântica desenvolvida por Paul Dirac. A forma mais direta de se obter a equação (2.5) é fazer uma expansão em série de potências da equação de Dirac e tomar o limite não relativístico $\frac{v}{c} \ll 1$. Tomando os termos de primeira ordem, obtêm-se [33]

$$\mathcal{H}_{so} = \frac{\vec{p}^2}{2m_e} + m_e c^2 + V(R) + \frac{1}{2m_e^2 c^2 r} \frac{dV(r)}{dr} \vec{L} \cdot \vec{S} + \frac{\hbar^2}{8m_e^2 c^2} \nabla^2 V - \frac{\vec{p}^4}{8m_e^3 c^2}. \quad (2.6)$$

O quarto termo da equação (2.6) é devido à energia de interação spin-órbita. Ao considerar que a energia de interação do elétron e da carga $+Ze$ é do tipo coulombiana, a energia potencial pode ser escrita como $U(r) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Ze^2}{r^2}$. Assim, o termo spin-órbita se torna igual ao obtido de maneira clássica com as correções.

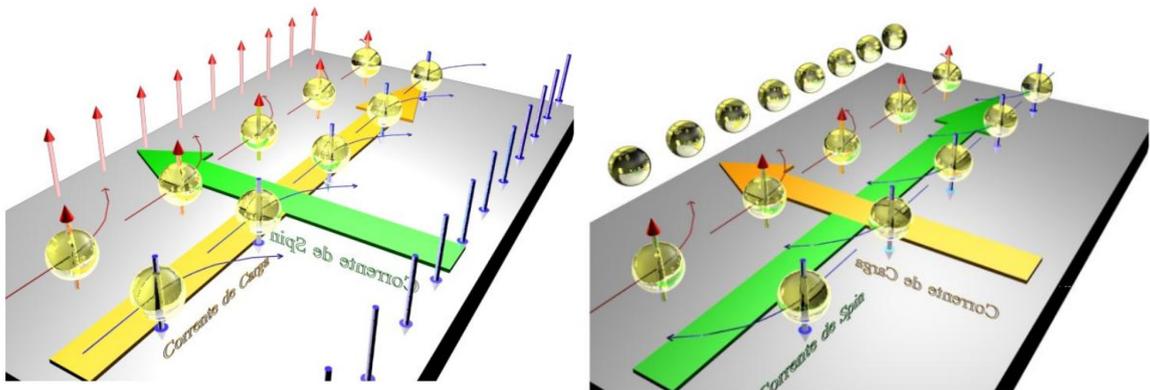
Em escalas atômicas, o valor do termo de spin-órbita é bem pequeno, no entanto esta interação entre o momento angular do elétron e o núcleo pode ser significativa em sólidos quando os campos elétricos próximos do núcleo forem muito intensos. Na Spintrônica, metais pesados como platina (Pt), tântalo (Ta), tungstênio (W) e paládio (Pd) são amplamente utilizados, pois são conhecidos por terem forte acoplamento Spin-Órbita.

2.3 Efeito Spin Hall (SHE) e Efeito Spin Hall Inverso (ISHE)

Na Spintrônica, a geração de corrente de spin e os mecanismos associados à sua conversão em corrente de carga tem grande importância e depende diretamente da interação spin-órbita. Materiais como a Pt, o Ta, o W, possuem forte interação spin-órbita, o que os torna ótimos

conversores de corrente de spin em corrente de carga e vice-versa. Dentre os efeitos mais importantes, destacam-se o Efeito Spin Hall (SHE) e o Spin Hall Inverso (ISHE). O SHE, foi um termo adotado por Jorge Hirsch em seu artigo de 1999 [12], devido à semelhança com o Efeito Hall clássico. Entretanto, Dyakonov e Perel em 1971 [11] já tinham previsto que uma corrente elétrica poderia induzir uma determinada orientação de spins em materiais com forte interação spin-órbita. Quando há um transporte de carga elétrica em um material com forte interação spin-órbita haverá o aparecimento de uma acumulação de spins no material, como esquematizado na Figura 2.1. Apesar de ter sido previsto em 1971 e redescoberto em 1999, a primeira observação experimental deste efeito foi realizada em 2004 [13]. Neste experimento a acumulação de spin foi detectada através da rotação da polarização da luz (por efeito Kerr magneto ótico) em um semicondutor com forte SOC. Atualmente, sabe-se que, para metais não magnéticos, SHE é originado da interação entre o spin e o momento orbital dos elétrons. Os elétrons de condução são espalhados por potenciais locais criados por impurezas ou defeitos em um cristal.

Figura 2.1 – À esquerda ilustração do efeito spin Hall inverso (ISHE), onde uma corrente de carga, fluindo na direção da seta em amarelo, é convertida em uma corrente de spins na direção da seta em verde (SHE), ou seja, o espalhamento dos elétrons, submetidos à interação spin-órbita, cria um acúmulo de spins polarizados nas extremidades opostas do material. À direita ilustração do efeito spin Hall (SHE), onde uma corrente de spins, fluindo na direção da seta em verde é convertida em uma corrente de carga na direção da seta em amarelo.



Fonte: retirada da referência [58].

Seguindo a formulação proposta por Takahashi, S. e Maekawa S. [34], considere que a energia potencial de um elétron dentro de um metal normal devido a uma impureza é dada por $U(\vec{r}) = U_{imp} \sum_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i)$, sendo \vec{r}_i a posição da i -ésima impureza. O campo elétrico associado a esta energia potencial pode ser escrito como $E(\vec{r}) = -1/e \nabla U(\vec{r})$. Quando um elétron se aproxima do alcance deste potencial com velocidade dada por $\hat{p}/m = (\frac{\hbar}{i}) \nabla/m$ sente a ação de um campo magnético $\vec{H}(\vec{r}) = -\left(\frac{1}{mc}\right) \hat{p} \times \vec{E}(\vec{r})$. Esta interação, como já visto, leva ao acoplamento spin-órbita, que pode ser escrito como

$$U_{SO}(\vec{r}) = -\mu_B \hat{\sigma} \cdot \vec{H} = \eta_{so} \hat{\sigma} \left[\nabla V(\vec{r}) \times \frac{\nabla}{i} \right]. \quad (2.7)$$

onde $\hat{\sigma}$ são as matrizes de Pauli e η_{so} o parâmetro de acoplamento spin-órbita. Dessa maneira, a energia potencial total U_T devido a impurezas no metal pode ser escrita como

$$U_T(\vec{r}) = U(\vec{r}) + U_{SO}(\vec{r}). \quad (2.8)$$

O espalhamento dos elétrons de condução entre os estados $|\vec{k}\sigma\rangle$ com momento \vec{k} e spin σ pode ser descrito pela amplitude de espalhamento

$$U_{\vec{k}'\sigma'|\vec{k}\sigma}^{\sigma'\sigma} = \langle \vec{k}'\sigma' | \vec{k}\sigma \rangle = U_{imp} [\delta_{\sigma'\sigma} + i\eta_{so} \hat{\sigma}_{\sigma'\sigma} \cdot (\vec{k} \times \vec{k}')] \sum_j e^{j(\vec{k}-\vec{k}') \cdot \vec{r}_j}. \quad (2.9)$$

Os estados espalhados $|\vec{k}^+\sigma\rangle$, em primeira ordem de perturbação, podem ser escritos como

$$|\vec{k}^+\sigma\rangle = |\vec{k}\sigma\rangle + \sum_{\vec{k}'} |\vec{k}'\sigma\rangle U_{imp} \frac{\sum_j e^{j(\vec{k}-\vec{k}') \cdot \vec{r}_j}}{\varepsilon_{\vec{k}} - \varepsilon_{\vec{k}'}} \quad (2.10)$$

com $\varepsilon_{\vec{k}} = (\hbar k)^2/2m - \varepsilon_F$. A velocidade $\vec{v}_{\vec{k}}^\sigma$ de um elétron é calculada como $\vec{v}_{\vec{k}}^\sigma = \langle \vec{k}^+\sigma | \hat{v} | \vec{k}^+\sigma \rangle$, com $\hat{v} = d\hat{r}/dt$ entre os estados espalhados $|\vec{k}^+\sigma\rangle$. Dessa forma, a velocidade de um elétron espalhado escreve-se como

$$\vec{v}_{\vec{k}}^{\sigma} = \frac{\hbar \vec{k}}{m} + \vec{\omega}_{\vec{k}}^{\sigma}, \quad (2.11)$$

onde $\vec{\omega}_{\vec{k}}^{\sigma}$ é uma velocidade anômala, dada por $\vec{\omega}_{\vec{k}}^{\sigma} = \gamma_H^{SJ} \left(\hat{\sigma}_{\sigma' \sigma} \times \frac{\hbar \vec{k}}{m} \right)$, com γ_H^{SJ} um parâmetro adimensional. Observa-se que esta velocidade anômala é perpendicular à velocidade usual $\frac{\hbar \vec{k}}{m}$, isto é, em um material com acoplamento spin-órbita devido a impurezas, o elétron sofre um desvio transversal à sua trajetória. Para encontrar a densidade de corrente, é necessário introduzir o seguinte operador

$$\vec{J}_{\sigma} = -e \sum_{\vec{k}} \left(\frac{\hbar \vec{k}}{m} + \vec{\omega}_{\vec{k}}^{\sigma} \right) a_{\vec{k}\sigma}^* a_{\vec{k}\sigma}, \quad (2.12)$$

A densidade de corrente de carga total $\vec{J}_c = \vec{J}_c^{\uparrow} + \vec{J}_c^{\downarrow}$ e a densidade de corrente de spin total $\vec{J}_s = \vec{J}_s^{\uparrow} - \vec{J}_s^{\downarrow}$ são expressas por

$$\begin{aligned} \vec{J}_c &= \vec{J}'_c + \gamma_H^{SJ} [\hat{\sigma} \times \vec{J}'_s] \\ \vec{J}_s &= \vec{J}'_s + \gamma_H^{SJ} [\hat{\sigma} \times \vec{J}'_c], \end{aligned} \quad (2.13)$$

onde \vec{J}'_s e \vec{J}'_c dependem da função distribuição de um elétron. A função distribuição pode ser encontrada utilizando a equação de transporte de Boltzmann no estado estacionário. Dessa maneira, pode-se obter que $\vec{J}'_c = \vec{j}_c + \gamma_H^{SS} [\hat{\sigma} \times \vec{j}_c]$ e $\vec{J}'_s = \vec{j}_s + \gamma_H^{SS} [\hat{\sigma} \times \vec{j}_s]$, com $\vec{j}_c = \sigma \vec{E}$ e $\vec{j}_s = -\sigma \frac{\nabla \mu}{e}$, de modo que

$$\begin{aligned} \vec{J}_c &= \vec{j}_c + \frac{2e}{\hbar} \theta_{SH} [\hat{\sigma} \times \vec{j}_s] \\ \vec{J}_s &= \vec{j}_s + \frac{\hbar}{2e} \theta_{SH} [\hat{\sigma} \times \vec{j}_c], \end{aligned} \quad (2.14)$$

onde $\theta_{SH} = \gamma_H^{SJ} + \gamma_H^{SS}$ é o chamado ângulo Hall de spin que é um coeficiente adimensional que traz informação sobre a eficiência da conversão mútua entre corrente de carga e corrente de spin.

A equação (2.14) indica que uma corrente de carga \vec{j}_c induz uma corrente de spin transversa $j_s^H = \frac{\hbar}{2e} \theta_{SH} [\hat{\sigma} \times \vec{j}_c]$ (SHE) e uma corrente de spin \vec{j}_s induz uma corrente de carga transversa $j_c^H = \frac{2e}{\hbar} \theta_{SH} [\hat{\sigma} \times \vec{j}_s]$ (ISHE).

Atualmente, o SHE é uma das descobertas mais importantes para a spintrônica, pois em princípio permite manipular spins eletrônicos sem a aplicação de campo magnético externo. Dessa forma, o SHE tem grande potencial de aplicação prática.

O ISHE, diferentemente do efeito SHE, ocorre quando uma corrente pura de spin flui através de um condutor não magnético com forte acoplamento spin-órbita (SOC). Por causa do SOC, a corrente pura de spin gera uma corrente de carga perpendicular à corrente de spin.

A detecção elétrica do ISHE foi realizada pelo grupo de magnetismo da Universidade Federal de Pernambuco, em 2005, por Azevedo, A. et al [15]. Neste trabalho, uma corrente pura de spin foi injetada de um material ferromagnético para um metal normal, ou seja, não magnético, pelo processo conhecido como bombeamento de spin (do inglês: *spin pumping*). O bombeamento de spin é causado pela precessão da magnetização que ocorre na ressonância ferromagnética. A precessão da magnetização transfere momento angular de spin através da interface FM/NM, criando um acúmulo de spin no metal normal que decai com um comprimento característico. O acúmulo de spins pode ser interpretado como uma corrente pura de spin. A corrente de spin provoca dois efeitos característicos: (1) aumento na dissipação magnética, aumentando a largura de linha de FMR; (2) devido ao efeito ISHE, a corrente de spin é parcialmente convertida em corrente de carga gerando uma tensão elétrica transversal. No trabalho de 2005, foram feitos contatos elétricos nas extremidades da amostra e o sinal da conversão da corrente de spin em corrente de carga foi detectado usando um nanovoltímetro. O sinal obtido depende do número atômico, da espessura do material usado para a conversão da corrente de spin e também da potência de micro-ondas. Contudo, Azevedo, A. et al. não sabiam explicar o que estava sendo medido, sugerindo como título do artigo: “*dc effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect?*”. No ano de 2006 Saitoh, E. et al. explicaram o efeito, onde em seu trabalho a densidade total de corrente de carga, \vec{j}_c , é relacionada com a densidade de corrente de spin por meio da seguinte equação [17]

$$\vec{j}_c = D_{ISHE} [\hat{\sigma} \times \vec{j}_s], \quad (2.15)$$

onde D_{ISHE} representa um coeficiente que depende do material utilizado no processo de conversão de corrente de spin em corrente de carga. Atualmente, sabe-se que $D_{ISHE} = \frac{2e}{\hbar} \theta_{SH}$,

sendo θ_{SH} o ângulo hall de spin. Dentre os materiais com maiores valores de θ_{SH} encontram-se a platina (Pt), o tungstênio (W), o tântalo (Ta), o paládio (Pd), entre outros. Todos esses materiais possuem um forte acoplamento spin-órbita e um alto número atômico Z . Os materiais com baixos valores de θ_{SH} como a prata (Ag), o cobre (Cu), possuem fraco acoplamento spin-órbita e pequeno valor de Z .

2.4 Efeito Rashba-Edelstein (REE) e Efeito Rashba-Edelstein Inverso (IREE)

Além do SHE e do ISHE, há outras maneiras de gerar uma corrente de spin a partir de uma corrente de carga. Uma dessas maneiras é por meio do Efeito Rashba-Edelstein (REE). De forma simples, considera-se um sistema bidimensional infinito de elétrons não interagentes. Assim, os elétrons se comportam como partículas livres cujo o hamiltoniano é descrito por

$$\mathcal{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m_e}, \quad \hat{p} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \vec{r}}, \quad (2.16)$$

onde \hat{p} é o operador de momento linear do elétron e m_e a sua massa. Um único elétron pode ser descrito por uma função de onda $\psi(\vec{r})$ e a especificação de qual das duas possíveis orientações possui seu spin. Como o elétron considerado não sofre nenhuma interação, a função de onda associada ao nível de energia ε satisfaz à equação de Schrödinger independente do tempo

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi(\vec{r}) = \varepsilon \psi(\vec{r}), \quad (2.17)$$

cuja solução é dada por

$$\psi(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}}, \quad (2.18)$$

onde k pode ser positivo ou negativo, dependendo em que sentido o elétron se move e Ω é a constante de normalização da função de onda na região de interesse. A energia desse elétron será

$$\varepsilon(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m}. \quad (2.19)$$

Os autovalores de energia não possuem dependência com o spin eletrônico. Dessa forma, a energia do elétron com spin *up* é igual a energia do elétron com spin *down*. Há, portanto, uma degenerescência na energia, que pode ser escrita como

$$\varepsilon^\uparrow(\vec{k}) = \varepsilon^\downarrow(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 \vec{k}^2}{2m}. \quad (2.20)$$

Essa degenerescência é consequência direta da simetria de inversão temporal e espacial. A inversão espacial leva o vetor de onda de $\vec{k} \rightarrow -\vec{k}$ e, como a energia é proporcional ao quadrado de \vec{k} , então a energia se mantém por inversão espacial. A inversão temporal faz com que o spin troque de sinal, o que torna $\varepsilon^\downarrow(\vec{k}) = \varepsilon^\uparrow(\vec{k})$.

A ideia introduzida por E. Rashba e coautores [35] foi a de que, mesmo na ausência de campo magnético externo, a degenerescência de spin pode ser removida. Isto ocorre quando a energia potencial por meio do qual o elétron se move for assimétrica por inversão espacial. Assim sendo, em superfícies e interfaces que possuem uma quebra natural de simetria de translação, pode ocorrer o *spin splitting*.

Considerando a expansão da energia potencial em série de Taylor, têm-se

$$U(\vec{r}) = U_0 + \frac{dU(\vec{r})}{d\vec{r}} \cdot \vec{r} + \frac{1}{2} \frac{d^2U(\vec{r})}{d\vec{r}^2} \cdot \vec{r}^2 + \dots, \quad (2.21)$$

e, em mais baixa ordem, $\frac{dU(\vec{r})}{d\vec{r}} = -e\vec{E}$, onde \vec{E} é o campo elétrico que surge naturalmente devido à quebra de simetria de translação. No referencial do elétron, haverá, portanto, o surgimento de um campo magnético $\vec{B} = (\vec{v} \times \vec{E})/c^2$ devido às transformações de Lorentz. No caso de uma superfície (ou interface), o campo elétrico perpendicular à superfície surge

naturalmente devido à reconstrução atômica provocada pela ausência de átomos da mesma espécie na direção perpendicular [27].

A partir da abordagem semi-clássica,

$$v = \frac{d}{dp} \left(\frac{p^2}{2m_e} \right) = \frac{p}{m_e} = \frac{\hbar k}{m_e} \Rightarrow \vec{B} = \frac{\hbar}{c^2 m_e} \vec{k} \times \vec{E}. \quad (2.22)$$

Como o elétron está sob ação de um campo magnético e possui spin, deve-se levar em conta a interação spin com o campo magnético e, assim, têm-se a seguinte equação para o hamiltoniano

$$\mathcal{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{\alpha_R}{\hbar} \vec{E} \cdot (\hat{\sigma} \times \hat{p}), \quad (2.23)$$

com $\hat{\sigma}$ as matrizes de Pauli, sendo \hat{z} a direção perpendicular à superfície, $\alpha_R = g_s \mu_B \hbar / 2m_e c^2$ o parâmetro de Rashba, onde g_s é o fator de Landé, μ_B o magneton de Bohr, c é a velocidade da luz, e m_e a massa do elétron. Fazendo a escolha $\vec{E} = E\hat{z}$, têm-se

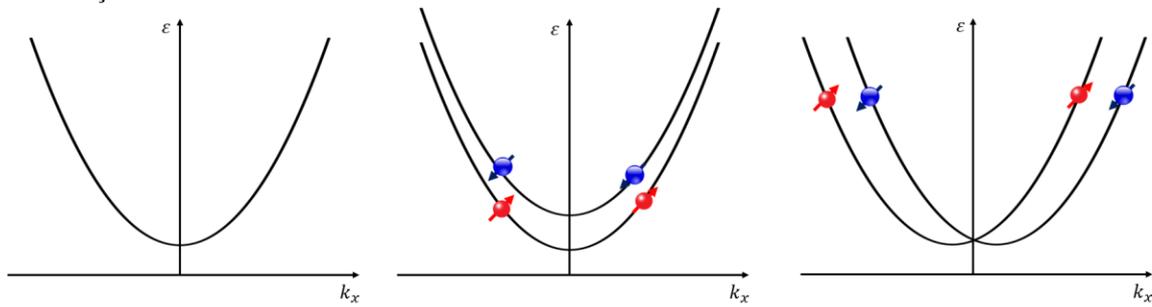
$$\mathcal{H} = \frac{\hat{p}_x^2}{2m} + \frac{\hat{p}_y^2}{2m} + \frac{\alpha_R}{\hbar} E (\sigma_x p_y - \sigma_y p_x). \quad (2.24)$$

A equação (2.24) pode ser resolvida a partir da teoria de perturbação degenerada, já que os valores de σ_R são da ordem de 10^{-10} a $10^{-11} eV\text{m}$ [23], enquanto que os valores para a energia cinética são de alguns eV . A correção de primeira ordem para a energia é dada por [36]

$$\varepsilon_1 = \pm k_{\parallel} \alpha_R. \quad (2.25)$$

onde $k_{\parallel} = (k_x^2 + k_y^2)$, com o símbolo de paralelo significando que o vetor de onda se encontra paralelo ao plano do gás bidimensional. A Figura 2.3 ilustra a diferença da relação de dispersão para um elétron livre; para um elétron com spin (*up* ou *down*) sob ação de um campo magnético externo, ou seja, uma interação do tipo Zeeman; e para um elétron na interação do tipo Rashba.

Figura 2.3 - Relação de dispersão de energia para um gás de elétrons: (a) livre; (b) com interação Zeeman; (c) com interação Rashba.

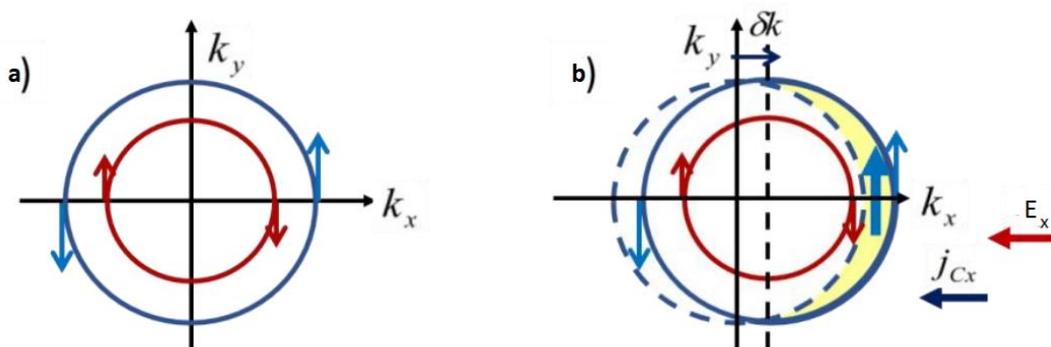


Fonte: o autor (2021)

Os estados de spin são sempre perpendiculares à direção do movimento [36] (*spin-momentum locking*), isto surge naturalmente, pois $\langle \hat{n}_{\pm} | \vec{k} \rangle = 0$, o que indica que os vetores no espaço de Hilbert são perpendiculares entre si.

Na ausência de um campo elétrico na superfície, a população de spin *up* e *down* é a mesma, logo, não há acumulação de spin. Porém, quando se aplica um campo elétrico na direção x , gerando uma corrente na mesma direção, ocorre uma translação das bandas de energia, Figura 2.4. Nesta situação há o favorecimento da população de spin com momento k_x e spin com polarização \hat{y} (*up*), resultando em um acúmulo de spin. Assim, têm-se um acúmulo líquido de polarização de spin que pode ser entendido como uma corrente pura de spin com polarização \hat{y} .

Figura 2.2 – (a) Visão superior da relação de dispersão (energia finita) sem a aplicação do campo elétrico. (b) A aplicação de um campo elétrico na direção x resulta em um acúmulo líquido de polarização de spin na direção y .



Fonte: retirada da referência [27]

Portanto, é possível gerar corrente pura de spin a partir do REE, assim como no SHE. Ambas as correntes de spin não podem ser medidas diretamente, mas sim indiretamente por

seus efeitos inversos. A grande diferença entre o SHE e o REE é que no SHE o efeito ocorre no bulk (efeito 3D) e no Rashba ocorre na superfície/interface (efeito 2D).

Uma pergunta natural que pode-se fazer é se este efeito possui um efeito inverso, no qual essa corrente de spin devido a uma interação do tipo Rashba cria uma corrente de carga. O termo efeito Rashba-Edelstein inverso (*inverse Rashba-Edelstein effect* - IREE) se popularizou a partir do ano de 2013 com o trabalho de Rojas-Sanchez et al. [42], onde foi demonstrada a conversão de corrente de spin em corrente de carga na interface metálica de Ag/Bi. No IREE, uma corrente de spin gerada no volume é injetada na interface com interação do tipo Rashba. Essa corrente de spin desbalanceia a distribuição de spin na superfície, aumentando a população de elétrons com spin *up* e, conseqüentemente, favorecendo os elétrons com momento k_x (considerando a Figura 1.4), que pode ser entendido como uma corrente de carga na interface/superfície. A relação matemática entre a densidade de corrente de carga em 2D, j_c , e a densidade de corrente de spin, é dada por [36]

$$j_c^{2D} = \lambda_{IREE} j_s^{3D}. \quad (2.26)$$

sendo $\lambda_{IREE} = \alpha_R \tau / \hbar$ o parâmetro do IREE, que conecta uma densidade de corrente superficial e uma densidade de corrente volumétrica, logo tem dimensão de comprimento; α_R é o parâmetro de Rashba e τ é o tempo de relaxação do momento k . O parâmetro λ_{IREE} mede a eficiência de conversão entre j_s^{3D} e j_c^{2D} . Como $j_c^{2D} = I_s / w$ e $V_{IREE} = R_s I_s$, com R_s a resistência da superfície, I_s a corrente de carga e w a largura do filme, logo

$$V_{IREE} = \lambda_{IREE} w R_s j_s^{3D}. \quad (2.27)$$

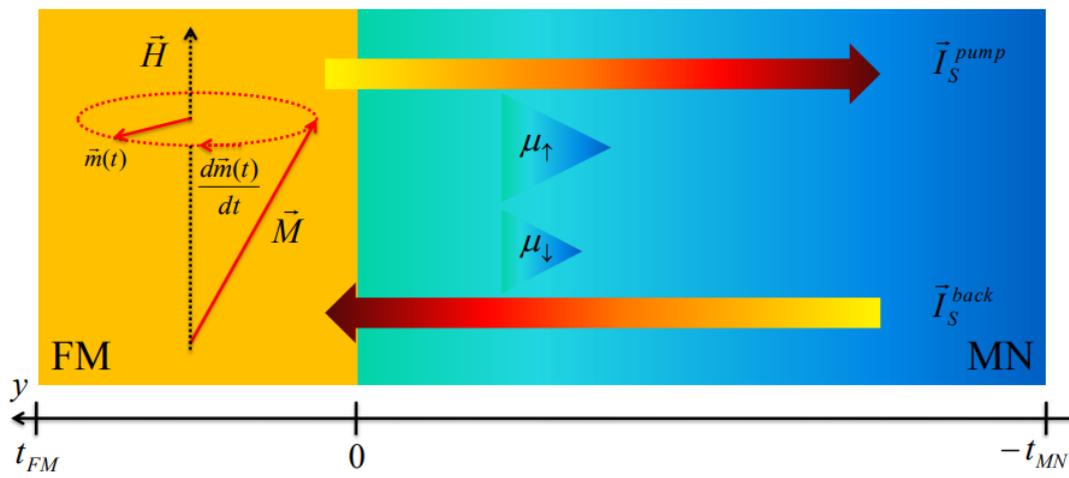
A seguir revisaremos dois métodos de geração e injeção de correntes de spin: efeito spin *pumping* e efeito spin Seebeck.

2.5 Efeito *Spin Pumping* (SP)

Nos tópicos anteriores revisamos os efeitos relacionados à geração de corrente de spin em materiais metálicos e também discutimos como esta corrente de spin pode ser convertida em uma corrente elétrica. Em 2002, Tserkovnyak et al. [16, 37] propuseram que a precessão da magnetização em uma camada de material ferromagnético normal (FM) pode injetar uma

corrente de spin no material metálico normal (NM), o que ficou conhecido como efeito *spin pumping*. Por meio do ISHE, pode-se gerar uma corrente de carga transversal à corrente de spin, à qual associa-se uma tensão DC, conhecida como tensão de *spin pumping*, V_{SP} .

Figura 2.3 - Ilustração do processo de *spin pumping*. Na condição de FMR, a magnetização do FM precessiona, injetando uma corrente de spin polarizada no NM. A corrente de spin resulta em um desbalanço na população de spins, gerando um acúmulo líquido de spins *up* no metal normal. O acúmulo de spins no NM relaxa por *spin-flip* ou flui de volta para o FM como I_S^{back} .



Fonte: figura retirada da referência [18]

A corrente de spin bombeada no NM é derivada utilizando-se a teoria quântica de espalhamento dependente de spin e do tempo. O operador corrente \hat{I} da camada NM é descrito por meio da corrente de carga I_c e da corrente de spin I_s como [18]

$$\hat{I} = \frac{1}{2} I_c \hat{1} + \frac{e}{\hbar} \hat{\sigma} \cdot \vec{I}_s, \quad (2.28)$$

onde $\hat{1}$ e $\hat{\sigma}$ são a matriz identidade (na base de spin 1/2) e o vetor matrizes de Pauli, respectivamente, $e = -|e|$ a carga do elétron e \hbar é a constante de Dirac. Vale ressaltar que o termo “corrente” de spin está relacionado a fluxo. Como a unidade de spin é momento angular, pode-se dizer que corrente de spin é o fluxo de momento angular por unidade de área, que pode ser interpretado como torque. Na equação 2.28, o termo e/\hbar foi introduzido para que ambos os termos fiquem com a mesma dimensão física, ampère/área. Em suma, corrente de spin injetada no NM corresponde à ação de um torque sobre os spins locais nesta camada.

O acúmulo de spins no NM relaxa por *spin-flip* ou flui de volta para o FM como I_s^{back} . Os NM onde $I_s^{back} \approx I_s^{pump}$ são chamados de fracos absorvedores de spin, como Ag e Cu. Os NM onde $I_s^{back} \approx 0$ são chamados de fortes absorvedores de spin, como Pt e Pd. Chamaremos de \vec{I}_s^{pump} a corrente injetada no NM e \vec{I}_s^{back} a corrente de volta, de modo que o fluxo total de spins transferidos, na interface, será

$$\vec{I}_s = \vec{I}_s^{pump} - \vec{I}_s^{back}. \quad (2.29)$$

Por meio de cálculos de segunda quantização em matrizes de espalhamento, pode-se expressar a corrente de spin injetada no NM como [16,37,38]

$$\vec{I}_s^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi} \left[A_r \left(\hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right) - A_i \frac{d\hat{m}}{dt} \right], \quad (2.30)$$

onde $\hat{m} = \hat{m}(t) = \vec{M}/M_s$ é o vetor unitário na direção da magnetização e A_r e A_i são os parâmetros de espalhamento da interface, dados por

$$A_r = \frac{1}{2} \sum_{mn} \left[|r_{mn}^\uparrow - r_{mn}^\downarrow|^2 + |t_{mn}^\uparrow - t_{mn}^\downarrow|^2 \right] \quad (2.31)$$

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

onde, $A = A_r + iA_i = g^{\uparrow\downarrow} - t^{\uparrow\downarrow}$ é a condutância de spin, $r_{mn}^\uparrow, (r_{mn}^\downarrow)$ é o coeficiente de reflexão da matriz de espalhamento para os elétrons com spin *up* e (*down*) no NM e $t_{mn}^\uparrow, (t_{mn}^\downarrow)$ são os coeficientes de transmissão para os elétrons com spin *up* e (*down*) desta matriz para dentro do NM. Os índices m e n denotam os modos transversais da energia de Fermi, antes e depois do processo de espalhamento [16,37,38,39]. A condutividade mista de spin, $g^{\uparrow\downarrow}$, e o coeficiente de transmissão, $t^{\uparrow\downarrow}$, podem ser escritos como

$$g^{\uparrow\downarrow} = \sum_{mn} \left[\delta_{mn} - r_{mn}^\uparrow (r_{mn}^\downarrow)^* \right] \text{ e } t^{\uparrow\downarrow} = t_{mn}^\uparrow (t_{mn}^\downarrow)^*. \quad (2.32)$$

O coeficiente de transmissão, $t^{\uparrow\downarrow}$, se cancela para filmes ferromagnéticos com espessura maior do que o comprimento de onda de coerência $\lambda_{spin} = \pi/(k_{\uparrow} - k_{\downarrow})$, onde k_{\uparrow} e k_{\downarrow} são os comprimentos de onda de Fermi para elétrons com spin *up* e spin *down*, respectivamente [27]. Assim, a corrente de spin torna-se governada apenas pela condutância mista de spin, $g^{\uparrow\downarrow}$. Em geral, o contato na interface é balístico, o que torna desprezível a parte imaginária da condutância de spin, ou seja, $A_r \ll A_i \Rightarrow A = g_r^{\uparrow\downarrow}$. Logo, a densidade de corrente de spin \vec{J}_s na interface FM/NM é dada por [41,48]

$$\vec{J}_s^{pump}(0) = -\frac{\hbar}{4\pi} g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \left(\hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right) = \frac{\hbar\omega p}{4\pi} g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \left(\frac{h_{rf}}{\Delta H} \right)^2 L(H - H_R) \hat{y}, \quad (2.33)$$

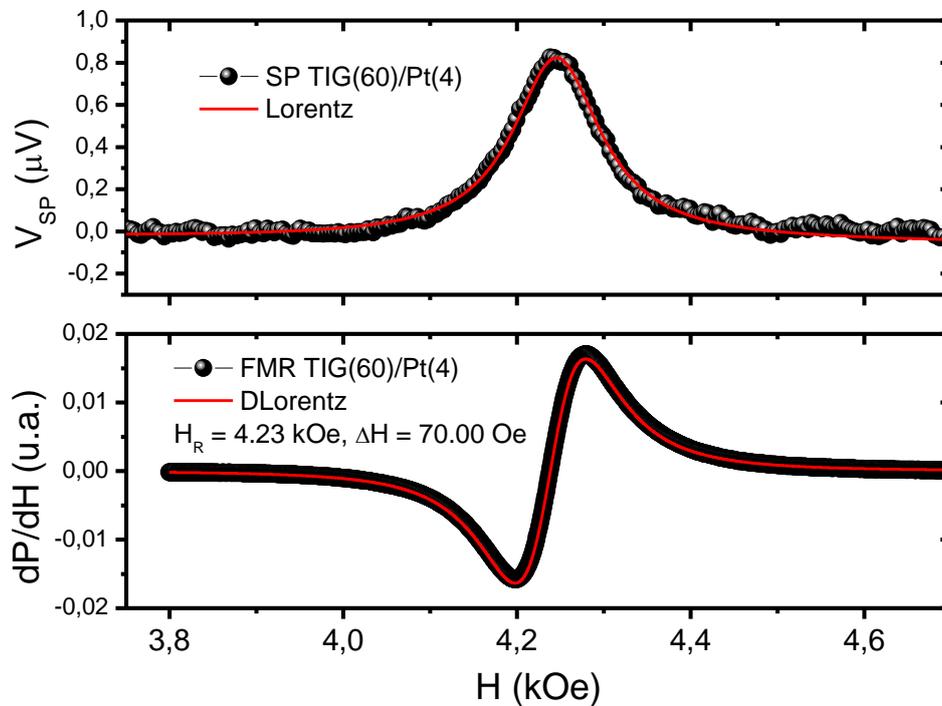
onde $g_{eff}^{\uparrow\downarrow} = g_r^{\uparrow\downarrow}/A_{int}$ sendo $g_r^{\uparrow\downarrow}$ a parte real do *spin mixing conductance* e A_{int} a área da interface, ω a frequência de micro-ondas, h_{rf} a intensidade do campo de micro-ondas usado para excitar a ressonância ferromagnética do material FM, p o fator de elipticidade da precessão da magnetização, ΔH a largura de linha da amostra ferromagnética e $L(H - H_R)$ a curva Lorentziana correspondente à forma de absorção de micro-ondas durante o processo de ressonância ferromagnética.

Portanto, a tensão elétrica medida pela conversão da corrente de spin em corrente de carga devido ao efeito Hall de spin inverso pode ser expressa como [18,27,28]

$$V_{SP} = \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \theta_{SH} R_{NM} \frac{\lambda_{SD}}{t_{NM}} \tanh \left(\frac{t_{NM}}{2\lambda_{SD}} \right) w \frac{\hbar\omega p}{4\pi} g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \left(\frac{h_{rf}}{\Delta H} \right)^2 L(H - H_R) \cos(\phi), \quad (2.34)$$

sendo e a carga do elétron, θ_{SH} o ângulo spin Hall, λ_{SD} o comprimento de difusão do spin, t_{NM} a espessura do NM, R_{NM} a resistência elétrica do NM, w é a largura do filme, p é um fator que varia de 0 a 1 e expressa a elipticidade da precessão da magnetização e ϕ representa a dependência angular entre a direção da corrente de carga medida com relação ao vetor $\vec{J}_s \times \hat{\sigma}$ gerado pelo efeito ISHE. A Figura 2.6 mostra um exemplo de medidas de FMR e tensão SP obtidas para uma bicamada TIG(60)/Pt(4), com o campo aplicado no plano da amostra.

Figura 2.6 – Medidas típicas de *spin pumping* e FMR obtidas para uma bicamada de TIG(60)/Pt(4) com dimensões $3 \times 4 \text{ mm}^2$. O campo magnético foi aplicado no plano da amostra, foi utilizado uma frequência da radiação de micro-ondas igual a 9.5 GHz e potência de 185 mW.



Fonte: o autor (2021).

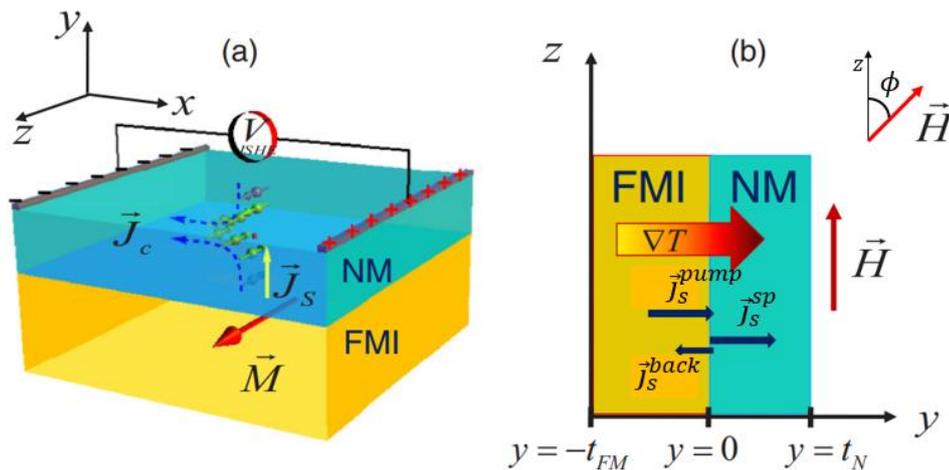
Há outras maneiras de gerar corrente pura de spin em ferromagnetos e convertê-la em corrente de carga no NM pelo ISHE. Uma dessas maneiras é excitando spins do FM por meio da aplicação de um gradiente de temperatura, conhecido como efeito Spin Seebeck (SSE), que é apresentado a seguir.

2.6 Efeito Spin Seebeck (SSE)

O efeito Seebeck clássico, descoberto no ano de 1821, descreve a geração de uma diferença de potencial elétrico ao longo de um material condutor (ou semiconductor) devido à aplicação de um gradiente de temperatura, sendo conhecido desde então como efeito Seebeck termoelétrico [18]. Neste efeito, os elétrons da extremidade do condutor com maior temperatura possuem maior energia cinética e se difundem para a extremidade fria, criando um acúmulo de carga em direções opostas. Há também o efeito inverso, conhecido como efeito Peltier, no qual a passagem de uma corrente elétrica gera uma diferença de temperatura nas extremidades opostas de uma amostra constituídas de diferentes materiais condutores. No ano de 2008, Uchida et al. [19] observaram o Efeito Spin Seebeck (SSE), onde o gradiente de temperatura

($\vec{\nabla}T$) foi aplicado em um material ferromagnético. O SSE é detectado pela tensão elétrica criada em uma camada metálica NM (com forte acoplamento spin-órbita) anexada à camada FM como resultado da conversão da corrente de spin em uma corrente de carga por meio do ISHE. A aplicação de um gradiente térmico na estrutura FM/NM gera uma excitação coletiva, não coerente, no FM, na qual essa excitação é transmitida para o NM por meio do efeito do *spin pumping* não coerente. Existem duas configurações para o SSE: (i) SSE transversal, quando a corrente de spin é injetada no NM, perpendicular a $\vec{\nabla}T$; (ii) SSE longitudinal, quando a corrente de spin é injetada no NM, paralela a $\vec{\nabla}T$. Como supracitado, esta corrente de spin é convertida em corrente de carga por meio do ISHE, como ilustrado na Figura 2.7.

Figura 2.7 - Esquema que ilustra uma bicamada FM/NM utilizada para investigar o SSE. (a) Conversão da corrente de spin em corrente de carga. (b) Eixos das coordenadas usados para calcular as correntes de spin geradas por um gradiente de temperatura perpendicular ao plano da bicamada.



Fonte: figura retirada da referência [40]

O SSE foi observado na liga ferromagnética $Ni_{81}Fe_{19}$ (Permalloy) [19] em 2008 e em 2010 foi observado no material ferrimagnético isolante [20], YIG ($Y_3Fe_5O_{12}$). A primeira explicação teórica para o efeito foi proposta a partir da teoria de espalhamento, desenvolvida por Xiao et al. [41], onde o SSE se baseia na diferença de temperatura entre mágnons e fônons. No entanto, a teoria levou a discrepâncias com os resultados experimentais e obtenção de parâmetros não físicos. Em 2014 Rezende et al. [40] propuseram um mecanismo diferente, no qual a corrente de spin se origina do fluxo de mágnons no bulk através da espessura do filme FM criado pelo gradiente de temperatura e não na interface com a camada NM.

O desenvolvimento matemático para obtenção da corrente de spin devido ao SSE parte do processo de fluxo de mágnons. As equações a seguir baseiam-se no artigo de S. Rezende et al. [40]. É possível obter uma equação de difusão para o acúmulo de mágnons $\delta n_k = n_k - n_k^0$ no NM, onde n_k é o número de mágnons com número de onda k e $n_k^0 = 1/[\exp(\hbar\omega_k/k_B T) - 1]$, é o número de mágnons em equilíbrio térmico. A equação para a dependência espacial de δn_m é dada pela equação de difusão,

$$\frac{\partial^2 \delta n_m(y)}{\partial y^2} = \frac{\delta n_m(y)}{l_m^2}, \quad (2.35)$$

onde l_m é o comprimento de difusão de mágnon. A solução da equação é dada por $\delta n_m(y) = Ae^{y/l_m} + Be^{-y/l_m}$. A densidade de corrente de spin de mágnons polarizada na direção z no FM pode ser escrita como

$$j_s(y) = -C_S^z \nabla_y T - \frac{\hbar D_m}{l_m} (Ae^{y/l_m} + Be^{-y/l_m}). \quad (2.35)$$

Consideremos agora que a camada FM está em contato atômico com um NM com forte SOC, como Pt e Pd. Como bem conhecido, a precessão dos spins no FM associados ao acúmulo de mágnons na interface FM/NM gera uma corrente de spin no NM dada por $j_s(0^+) = \frac{\hbar}{4\pi M_S^2} g_{eff}^{\uparrow\downarrow} (\hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt})$. A corrente de spin no NM é transportada pelos elétrons de condução e pode ser expressa em termos da acumulação de spin. A acumulação de spin de não equilíbrio acumula-se no NM, resultando em uma densidade de corrente de spin *backflow*, j_s^{back} para o FM. A acumulação de spin é regida por uma equação de difusão que pode ser facilmente resolvida para calcular j_s^{back} considerando a reflexão em $y = t_N$. Além disso, pode-se escrever a densidade de corrente na interface FM/NM como $j_s(0^+) = -\frac{\hbar g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M_S^2} \sum_k \omega_k (m_k^+ m_k^-)$, sendo m_k^+ e m_k^- as componentes transversais da polarização circular da magnetização associadas ao mágnon k . Usando a aproximação linear $m_k^+ m_k^- \approx (2M_S \hbar \gamma / V) \delta n_k$, a corrente de spin na interface FM/NM pode ser escrita como [40]

$$j_s(0^+) = -\frac{\gamma \hbar^2 g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{2\pi M_S} \left(\frac{\delta n_m(0)}{I_0} \right) \frac{1}{2\pi^3} \int d^3 k \omega_k n_k^0. \quad (2.36)$$

onde γ é o fator giromagnético, M_s a magnetização de saturação, $I_0 = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3k \varepsilon_k n_k^0$. Para calcular os coeficientes A e B e a acumulação de mágnons $\delta n_m(0)$ na interface FM/NM em termos do gradiente de temperatura $\vec{\nabla}T$, usa-se as seguintes condições de contorno: $y = -t_{FM}$ e $y = 0$. Eles são determinados pela conservação do fluxo de momento angular que requer continuidade das correntes de spin nas interfaces. Portanto, considerando na interface substrato/FM $j_s(-t_{FM}) = 0$ e na interface $j_s(0^-) = j_s(0^+)$, obtêm-se com as equações (2.35) e (2.36)

$$\delta n_m(0) = \left[\frac{1 - \cosh^{-1}\left(\frac{t_{FM}}{l_m}\right)}{A' \tanh\left(\frac{t_{FM}}{l_m}\right) + B' g_{eff}^{\uparrow\downarrow}} \right] C_S^Z \nabla T, \quad (2.37)$$

com $A' = \hbar D_m / l_m$, $B' = \frac{\hbar \gamma}{2\pi M_s I_0 (2\pi)^3} \int d^3k \omega_k n_k^0$, $C_S^Z = \frac{1}{(2\pi)^3 T} \int d^3k \left[\frac{e^x x}{(e^x - 1)^2} \right] \tau_k v_{k_y}^2$, onde T é a temperatura, $x = \varepsilon_k / K_B T$ é a energia de mágnon normalizada, τ_k o tempo de relaxação do mágnon k , $D_m = \frac{1}{(2\pi)^3 I_0} \int d^3k \tau_k v_k^2 \varepsilon_k n_k^0$ e t_{FM} a espessura do filme.

Para bicamadas como YIG/Pt, $A' \ll B'$, de modo que a densidade de corrente de spin pode ser escrita de forma aproximada como

$$j_s(0) = -\frac{B' g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \rho}{A'} C_S^Z \nabla \vec{T} = -\beta g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \rho \nabla T, \quad (2.38)$$

onde o coeficiente β depende de parâmetros do material, temperatura e da densidade do campo magnético aplicado e $\rho = [\cosh(t_{FM}/L_m) - 1] / \sinh(t_{FM}/l_m)$ representa o efeito finito da camada FM.

A equação (2.38) mostra que a corrente de spin de mágnons na interface FM/NM gerada por um gradiente térmico perpendicular ao plano da bicamada é proporcional ao gradiente de temperatura e à condutância mista de spin na interface.

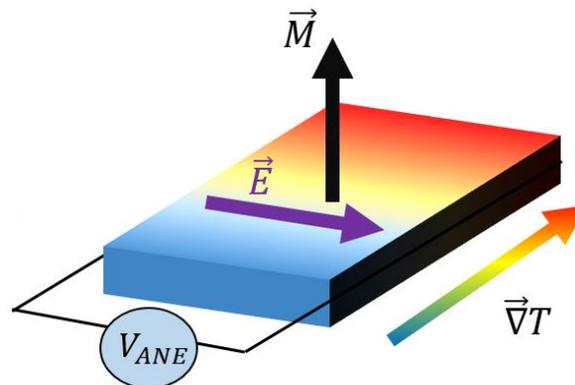
A tensão medida devido a conversão pelo ISHE é dada por [18,27]

$$V_{SSE} = \left(\frac{2e}{\hbar}\right) \theta_{SH} R_{NM} \frac{\lambda_{SD}}{t_{NM}} \tanh\left(\frac{t_{NM}}{2\lambda_{SD}}\right) w \beta g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \rho \nabla T \cos(\phi) = S_{FM} \nabla T, \quad (2.39)$$

sendo ϕ o ângulo que o campo magnético \vec{H} faz com a direção z , de acordo com a Figura 2.7. S_{FM} é o coeficiente Spin Seebeck.

Atualmente esta é a teoria melhor aceita para explicar o SSE, ou seja, consegue explicar todos os resultados experimentais de um bombeamento de spin em um material NM devido o gradiente de temperatura em um material FM isolante. Vale lembrar que existe um efeito termoeétrico clássico, conhecido como efeito Nernst anômalo (ANE – *Anomalous Nernst Effect*), tipicamente observado em ferromagneto metálicos sob aplicação de um campo magnético. No ANE, é gerada um campo elétrico transversal a ambos $\vec{\nabla}T$ e \vec{M} (Figura 2.8) dado por $\vec{E}_{ANE} = Q_S(\mu_0\vec{M} \times \vec{\nabla}T)$. Dependendo da configuração, a tensão V_{ANE} pode se somar (ou subtrair) ao efeito V_{SSE} . Portanto, quando estamos investigando o SSE em metais ferromagnéticos como no caso do Py, Fe, Co, etc., temos que separar a contribuição do ANE e do SSE [18, 27].

Figura 2.8 – Ilustração do ANE. Observa-se a geração de um campo elétrico \vec{E} em um material ferromagneto metálico perpendicular à magnetização da amostra \vec{M} e ao gradiente térmico $\vec{\nabla}T$.



Fonte: o autor (2021).

2.7 Dinâmica da magnetização

Como visto no tópico anterior, o efeito *spin pumping* ocorre na condição de ressonância ferromagnética (FMR). A condição de FMR é usada simplesmente para colocar a magnetização do FM para precessionar em unísono e assim transferir momento angular através da interface FM/NM. Pode-se entender o fenômeno da absorção ressonante de micro-ondas por materiais ferromagnéticos, com base no estudo da dinâmica da magnetização sob uma visão semi-clássica a partir da segunda Lei de Newton. O fenômeno da ressonância ferromagnética pode ser

entendido a partir da equação de movimento da magnetização da amostra ferromagnética, \vec{M} , submetida a campo externo DC. A equação que rege a dinâmica da magnetização é a equação do torque que pode ser escrita como

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\vec{M} \times \vec{H}. \quad (2.40)$$

Quando adicionamos o amortecimento na equação do torque (2.40), ela é conhecida como equação de Landau-Lifshitz. É possível observar que se \vec{M} é paralelo a \vec{H} , a derivada do tempo é zero e a magnetização está na posição de equilíbrio. Porém, se a magnetização for ligeiramente desviada da posição de equilíbrio, esta seguirá um movimento de precessão da magnetização em torno de \vec{H} .

Considerando um campo magnético $\vec{H} = H\hat{z}$ as soluções da equação (2.40) são senoidais para as componentes M_x e M_y , mas a componente M_z é uma constante, o que traz a informação de que a magnetização precessiona com a frequência de Larmor, $\omega = \gamma\mu_0 H$, em torno do campo magnético \vec{H} .

A ressonância ferromagnética pode ser facilmente interpretada analisando a susceptibilidade magnética χ da amostra. Experimentalmente a amostra é colocada dentro de uma cavidade ressonante e 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. Dessa forma, o campo magnético total é dado por

$$\vec{H} = (h_x\hat{x} + h_y\hat{y})e^{-i\omega t} + H_0\hat{z}, \quad (2.41)$$

com $h_x, h_y \ll H_0$. Substituindo \vec{H} na equação de movimento, escrevendo $\vec{M} = m_x(t)\hat{x} + m_y(t)\hat{y} + M_0\hat{z}$ e definindo $\omega_0 = \gamma\mu_0 H_0$, $\omega_m = \gamma\mu_0 M_0$ (que no sistema CGS torna-se $\omega_0 = \gamma H_0$ e $\omega_m = \gamma 4\pi M_0$), tem-se

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} \end{pmatrix} \vec{h}, \quad (2.42)$$

sendo $\vec{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} \end{pmatrix}$ o tensor de susceptibilidade magnética, cuja as componentes são

$$\chi_{xx} = \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} = \chi_{yy} \quad (2.43)$$

$$\chi_{yx} = \frac{i\omega\omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2} = -\chi_{xy} \quad (2.44)$$

Logo, quando $\omega \rightarrow \omega_0$ os elementos do tensor de susceptibilidade tendem ao infinito, resultado na ressonância ferromagnética.

No entanto, há um problema nas componentes do tensor $\vec{\chi}$, elas tendem ao infinito na condição de ressonância. Assim, deve-se adicionar os mecanismos de perdas energéticas, onde essas perdas podem ser interpretadas como uma dispersão de energia da precessão da magnetização para a rede cristalina.

Em 1935 [42] Landau-Lifshitz (LL) adicionou um termo de amortecimento na equação de movimento da magnetização,

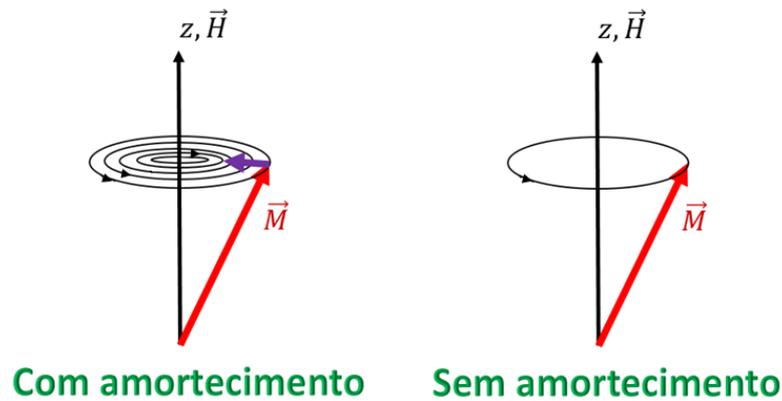
$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}) + \frac{\lambda}{M_s} [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H})], \quad (2.45)$$

onde, γ é o fator giromagnético e λ é uma quantidade com a mesma unidade de γ . Em 1955, Gilbert argumentou que o amortecimento de LL falhava para amostras com amortecimento forte e propôs uma nova equação, chamada de LLG: $\partial_t \vec{M} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}) + \alpha \vec{M} \times \partial_t \vec{M}$, onde $\alpha = \lambda/\gamma$ é um parâmetro adimensional (normalmente $\alpha \ll 1$). Esta equação será discutida com detalhes a seguir. É possível mostrar, usando a equação (2.45), para $\vec{H} = H\hat{z}$, que o módulo do vetor magnetização é constante, ou seja, o termo relaxação é caracterizado por um torque forçando a magnetização a retornar a posição de equilíbrio, Figura 2.9. Por outro lado, as componentes M_x e M_y não são mais simplesmente soluções senoidais. Agora as expressões para estas componentes, incluindo a componente em z, são escritas como

$$M_x = M_e e^{-\frac{t}{\tau}} \cos(\omega_0 t), \quad M_y = M_e e^{-\frac{t}{\tau}} \sin(\omega_0 t), \quad M_z = M_s \left[1 - \left(\frac{M_e}{M_s} \right) e^{-\frac{2t}{\tau}} \right]^{1/2}, \quad (2.46)$$

onde $\tau = M_s/\gamma H$ é o tempo de relaxação e M_e é a projeção da magnetização no plano $x - y$, em $t = 0$.

Figura 2.9 - Esquema do comportamento da magnetização com e sem amortecimento. No caso com amortecimento, é possível notar que a magnetização precessiona em torno do campo magnético, porém tende a voltar gradualmente à posição de equilíbrio devido ao torque causado pelas “forças de fricção”.



Fonte: o autor (2021)

Uma forma alternativa para escrever a equação de movimento considerando termos de perdas, foi proposta por Gilbert em 1955 [43], onde esta equação ficou conhecida como equação de Landau-Lifchitz-Gilbert (LLG), dada por,

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma^*(\vec{M} \times \vec{H}) - \frac{\alpha_0}{M_s} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right), \quad (2.47)$$

o termo de relaxação é proporcional a variação da magnetização no tempo. Ambas as equações, a de LL e LLG, são equivalentes, pois, $\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma^* [\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H})] - \alpha_0 \left(\vec{M} \cdot \frac{d\vec{M}}{dt} \right)$ e o termo $\vec{M} \cdot \frac{d\vec{M}}{dt} = 0$. Assim, comparando as equações, obtêm-se $\alpha_0 = \alpha$ e $\gamma^* = \gamma(1 + \alpha_0^2)$. Então, ambas as equações podem ser escritas como

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma [\vec{M} \times (\vec{H} - \vec{H}_G)], \quad (2.48)$$

onde $\vec{H}_G = \frac{\alpha_0}{\gamma^* M_s} \frac{d\vec{M}}{dt}$ é o campo efetivo devidos às “forças de fricção” que é proporcional à taxa de variação da magnetização [44].

A constante adimensional α , pode ter diversas origens físicas, tais como: espalhamento magnon-fônon, correntes de Foucault, por *spin pumping*, etc. Todos estes mecanismos de perda aumentam a largura de linha de FMR, ou seja, aumentam o torque no vetor magnetização,

fazendo-o retornar a posição de equilíbrio. Para alguns materiais essas perdas são fracas, como por exemplo, o YIG monocristalino que possui largura de linha de FMR $\Delta H < 1.0 Oe$, e é o material conhecido com menores perdas magnéticas. Só para comparar, se o Y for substituído por Tm, a granada passa a ser $Tm_3Fe_5O_{12}$ (TIG) e apresenta larguras de linha de FMR da ordem de dezenas de Oe . Como veremos mais adiante, nesta dissertação investigamos o efeito de aumento da largura de linha devido ao mecanismo de spin *pumping*, em bicamadas do tipo FM/NM, onde NM são materiais condutores não magnéticos que apresentam SOC intenso, tais como Pt, W, e Ta.

2.8 Anisotropias magnéticas

As propriedades de materiais ferromagnéticos são fortemente afetadas pelas anisotropias magnéticas da amostra, indicando que estas propriedades dependem da direção em que são medidas. As anisotropias magnetocristalinas têm origem na interação spin-órbita. São basicamente devido ao acoplamento do movimento orbital dos elétrons com o campo elétrico cristalino do material. A interação dipolo-dipolo é considerada um efeito de 2ª ordem. As anisotropias magnéticas podem ser classificadas como: (i) magnetocristalinas (dependem intrinsecamente da estrutura cristalina); (ii) anisotropia de forma (depende do campo de desmagnetização); (iii) anisotropia magnetoelástica (depende do estresse cristalino); (iv) anisotropia induzida (depende dos métodos de fabricação, tratamento térmico, etc.). As anisotropias possuem aplicações tecnológicas importantes como nos ímãs permanentes (motores e geradores elétricos) e nos filmes finos magnéticos (armazenamento de dados). Atualmente os discos rígidos de alta densidade usam ligas magnéticas que apresentam anisotropia perpendicular. Por outro lado, aqueles com magnetização planar são aplicados em dispositivos de gravação longitudinal, sensores de campo magnético, cabeçotes magnetoresistivos, etc. O vetor magnetização do material está ligado diretamente a estas anisotropias e sua posição de equilíbrio é estabelecida pelo mínimo da energia livre magnética do sistema [44, 45].

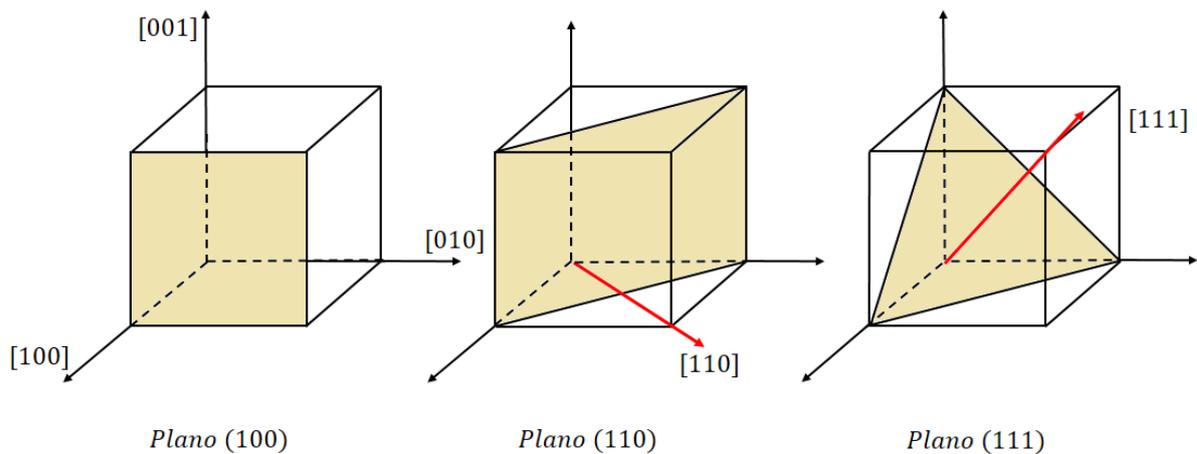
A densidade de energia livre magnética (energia/volume) de um filme ferromagnético com espessura t , sob ação de um campo magnético \vec{H} é representada, no sistema CGS, por

$$\epsilon_{livre} = -\vec{H} \cdot \vec{M} + \epsilon_{Desmagnetização} + \epsilon_{Magnetocristalina} + \dots, \quad (2.49)$$

onde o primeiro termo da energia livre é a energia Zeeman; o segundo termo a energia de desmagnetização que surge devido aos dipolos não compensados que são induzidos no material quando ele é magnetizado resultando em um campo efetivo que é diferente do campo externo \vec{H} ; o terceiro termo é a energia magnetocristalina que tem sua origem na interação spin-órbita.

Na deposição de filmes finos o substrato orientará a direção do crescimento, que poderá ser alterada a depender do substrato escolhido. Um dos materiais estudados nesta dissertação é o TIG, que é crescido sobre substratos de *Gadolinium Gallium Garnet* ($\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$) GGG (111). Assim, é necessário encontrar as expressões matemáticas para os termos de anisotropia em cada direção de crescimento cristalino do filme. Na Figura 2.10 está apresentado as direções de crescimento mais usuais para a simetria cúbica.

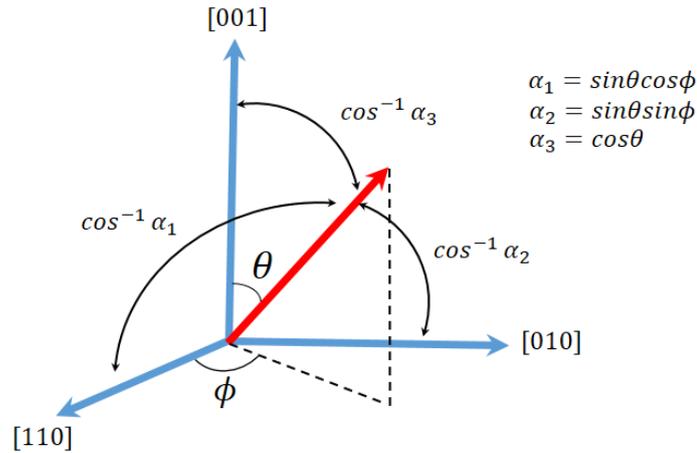
Figura 2.10 - Representação das direções de crescimento mais usuais para a simetria cúbica. Em (a) têm-se o plano cristalino (100) que é perpendicular ao eixo [100]. Em (b) têm-se o plano cristalino (110) e a direção de crescimento [110], representado pela seta em vermelho. Em (c) têm-se o plano cristalino (111) e a direção de crescimento [111].



Fonte: o autor (2021).

A energia magnetocristalina cúbica pode ser escrita como $\epsilon_c = K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 + \dots$, onde α_i são os ângulos diretores do vetor magnetização com os eixos [100], [010] e [001], como ilustrado na Figura 2.11, e K_1 e K_2 são as constantes de anisotropias cúbicas de 1ª e 2ª ordem, respectivamente.

Figura 2.11 – Representação dos ângulos diretores com os eixos [100], [010] e [001].



Fonte: o autor (2021).

Para um material cúbico, a equação para a energia magnetocristalina com $K_1 \gg K_2$, é dada por,

$$\epsilon_c = K_1 [\sin^2(\theta) \cos^2(\phi) \sin^2(\theta) \sin(\phi) + \sin^2(\theta) \sin^2(\phi) \cos^2(\theta) + \cos^2(\theta) \sin^2(\theta) \cos^2(\phi)]. \quad (2.50)$$

Que pode ser simplificada como,

$$\epsilon_c = \frac{K_1}{4} [\sin^4(\theta) \sin^2(2\phi) + \sin(2\theta)]. \quad (2.51)$$

Os eixos fácil e duro de anisotropia dependem do valor e do sinal das constantes de anisotropia cúbica. Por exemplo, em Fe BCC os eixos [100], [010] e [001] são eixos fáceis de magnetização, enquanto os eixos [110] e [111] são eixos duros. Em Ni FCC, o eixo [111] é um eixo fácil, enquanto os eixos [110] e [100] são eixos duros.

Quando o material é cortado ao longo de direções especiais é preciso ter cuidado na definição da energia de anisotropia. Por exemplo, se o cristal é cortado com a face perpendicular ao eixo [110], os cossenos diretores devem ser redefinidos para representar o sistema de eixos utilizados no laboratório. O mesmo ocorre se o cristal é cortado com a face perpendicular ao eixo [111], como ocorre nos filmes de YIG/GGG(111).

Na **direção [110]** é preciso utilizar coordenadas relativas a uma rotação de 45° em torno do eixo [001] (vide Figura 2.10b). Os novos cossenos diretores são dados por,

$$\alpha'_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1 - \alpha_2); \quad \alpha'_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1 + \alpha_2); \quad \alpha'_3 = \alpha_3. \quad (2.52)$$

A equação para a energia magnetocristalina pode ser reescrita como

$$\epsilon_c = K_1 \left[\frac{1}{4}(\alpha_1'^2 - \alpha_2'^2)^2 + \alpha_1'^2 \alpha_3'^2 + \alpha_2'^2 \alpha_3'^2 \right], \quad (2.53)$$

com,

$$\alpha'_1 = \sin(\theta') \cos(\phi'), \quad \alpha'_2 = \sin(\theta') \sin(\phi'), \quad \alpha'_3 = \cos(\theta'). \quad (2.54)$$

Para o caso onde a magnetização permanece no plano do filme, ou seja, $\phi' = 0$, o termo $\alpha_2' = 0$. Portanto, a energia cúbica ϵ_c pode ser expressa da seguinte maneira

$$\epsilon_c = K_1 \left[\frac{1}{4} \alpha_1'^4 + \alpha_1'^2 \alpha_3'^2 \right], \quad (2.55)$$

$$\epsilon_c = K_1 \left[\frac{1}{4} \sin^4(\theta') + \sin^2(\theta') \cos^2(\phi') \cos^2(\theta') \right], \quad (2.56)$$

$$\epsilon_c = \frac{K_1}{4} [\sin^4(\theta') + \sin^2(2\theta')]. \quad (2.57)$$

Na **direção [111]** a mudança de coordenadas é realizada a partir da Figura 2.10c, sendo os ângulos diretores para esse novo sistema de coordenadas escritos como

$$\alpha''_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\alpha_1 - \alpha_2), \quad \alpha''_2 = \frac{1}{\sqrt{3}}(\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3), \quad (2.58)$$

$$\alpha''_3 = \frac{1}{\sqrt{6}}(\alpha_1 + \alpha_2) + \frac{2}{\sqrt{6}}\alpha_3.$$

A energia cúbica assume a seguinte forma,

$$\epsilon_c = K_1 \left\{ \left[\left(\frac{\alpha_2''}{\sqrt{3}} - \frac{\alpha_3''}{\sqrt{6}} \right)^2 - \frac{\alpha_1''^2}{2} \right]^2 + 2 \left(\frac{\alpha_2''}{\sqrt{3}} + \frac{2\alpha_3''}{\sqrt{6}} \right)^2 \left[\left(\frac{\alpha_2''}{\sqrt{3}} - \frac{\alpha_3''}{\sqrt{6}} \right)^2 \frac{\alpha_1''^2}{2} \right] \right\}. \quad (2.59)$$

Conforme feito anteriormente, considerando a magnetização no plano do filme (o plano (111)), implica que $\theta'' = 0$ e, conseqüentemente, $\alpha_2'' = 0$. Portanto,

$$\epsilon_c = \frac{K_1}{4} [\cos^4(\theta'') + \sin^4(\theta'') + \sin^2(2\theta'')] = \frac{K_1}{4}. \quad (2.60)$$

Esse resultado mostra que a energia magnetocristalina cúbica (111) não tem relação com a magnetização da amostra, ou seja, todas as direções apresentam o mesmo valor de energia cúbica.

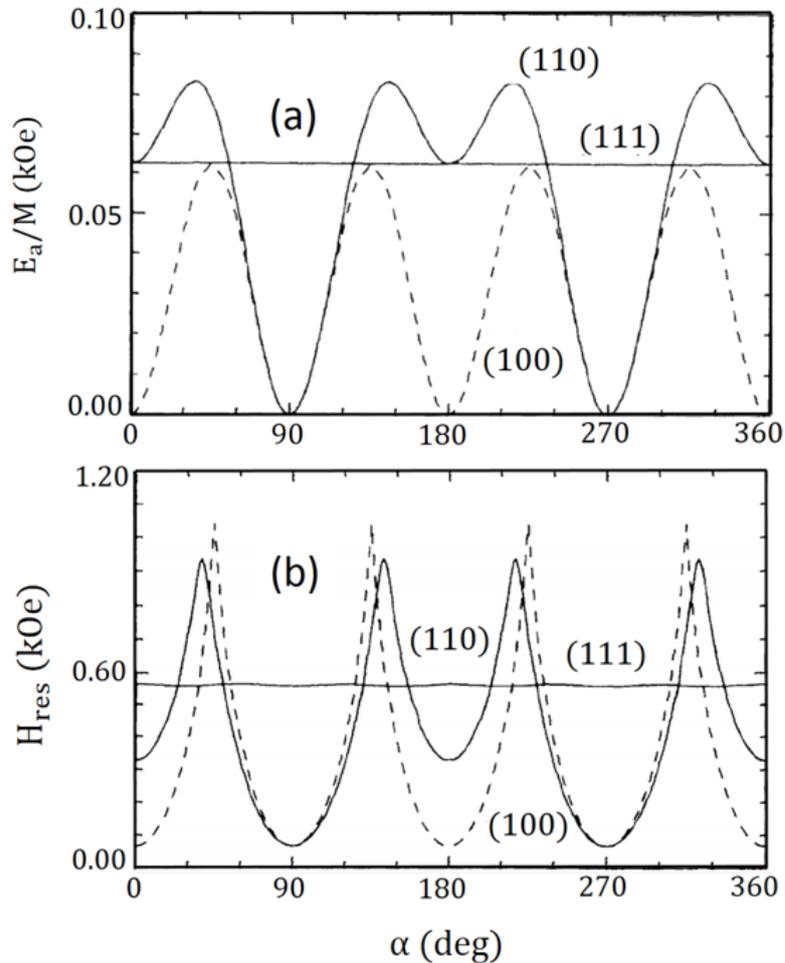
Se consideramos um filme fino de um material com anisotropia cúbica, submetido a campo externo e com uma anisotropia uniaxial induzida no plano, a densidade de energia livre total pode ser escrita como,

$$\begin{aligned} \epsilon = -\vec{H} \cdot \vec{M} + 2\pi(\vec{M} \cdot \hat{n})^2 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2 \\ + K_U \sin^2(\alpha - \alpha_U) - K_n \left(\vec{M} \cdot \frac{\hat{n}}{M} \right)^2. \end{aligned} \quad (2.60)$$

O primeiro 1º é a energia Zeeman, o 2º termo é a energia de desmagnetização, onde \hat{n} é o vetor unitário normal ao plano do filme, o 3º e o 4º termo são energias magnetocristalinas cúbica de 1ª e 2ª ordem, respectivamente, o 5º termo é a energia de anisotropia uniaxial no plano, e o 6º termo representa a energia de anisotropia perpendicular (ou de superfície). Observe que o 2º e o 6º termos se somam ou se subtraem, dependendo do sinal de K_n . Se $K_n > 0$, a anisotropia de superfície se opõe à desmagnetização e tenta tirar a magnetização para fora do plano do filme. Como descrito acima, α_1 , α_2 e α_3 denotam os ângulos diretores da magnetização com respeito aos eixos cristalográficos [100], [010], [001]; α representa a direção da magnetização no plano do filme e α_U denota o ângulo do campo uniaxial.

Na Figura 2.12 é possível observar a energia cúbica, ϵ_c , em função do ângulo em graus, para as simetrias (001), (110) e (111), considerando parâmetros típicos de um filme de Fe.

Figura 2.12 - (a) dependência angular da energia livre magnética no plano de crescimento do filme para as três principais simetrias de energia cúbica. (b) campo de ressonância para uma frequência fixa de 9.4 GHz. Os parâmetros foram os seguintes: $4\pi M_{eff} = 4\pi M - 2K_n/M = 18 \text{ kG}$, $2K_1/M = 500 \text{ Oe}$ e $K_2 = K_U = 0$.



Fonte: figura adaptada da referência [46]

É possível notar que a energia cúbica para a simetria [111] não varia. Como resultado, a variação do campo de ressonância no plano (111) é da ordem de apenas 10 Oe (devido à derivada diferente de zero da energia de anisotropia na direção perpendicular ao plano de crescimento do filme). Isso contrasta com o valor de quase 1.0 kOe que ocorre quando o plano do filme é (100) ou (110).

2.9 Relação de dispersão

As amostras com anisotropia magnéticas são, normalmente, investigadas a partir da medida da dependência angular do campo de ressonância em um plano apropriado que depende

da forma geométrica da amostra. Quando a amostra é um filme fino, faz-se a variação no plano ou perpendicular ao plano do filme. Sendo assim, é preciso encontrar uma relação matemática entre a frequência angular ω e os termos de anisotropia magnéticas, chamada de relação de dispersão.

A variação da energia livre magnética devido a uma mudança na direção da magnetização por meio de um campo magnético externo \vec{H} é dada por [47]

$$\vec{H} = -\vec{\nabla}_M \epsilon = -\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial r} \hat{r} + \frac{1}{M} \frac{\partial \epsilon}{\partial \theta} \hat{\theta} + \frac{1}{M \sin \theta} \frac{\partial \epsilon}{\partial \phi} \hat{\phi} \right). \quad (2.61)$$

Considerando a magnetização em coordenadas esféricas, $\vec{M} = M\hat{r} + m_\theta\hat{\theta} + m_\phi\hat{\phi}$, onde $m_\theta = M \sin \theta$, $m_\phi = M \sin \theta \sin \phi \ll M$. Logo, usando a equação de LL, tomando $\frac{\partial \epsilon}{\partial r} = 0$ e considerando pequenos desvios com relação as posições de equilíbrio θ_0 e ϕ_0 , é possível escrever

$$\begin{cases} \frac{1}{\gamma} \frac{d\Delta\theta}{dt} = -\frac{1}{M_S \sin \theta} \frac{\partial \epsilon}{\partial \phi} \\ \frac{1}{\gamma} \frac{d\Delta\phi}{dt} = -\frac{1}{M_S \sin \theta} \frac{\partial \epsilon}{\partial \theta} \end{cases} \quad (2.62)$$

No equilíbrio, deve-se ter $\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \phi} \right)_{\phi_0} = 0$ e $\left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \theta} \right)_{\theta_0} = 0$. Expandindo a energia livre magnética sem série de Taylor em torno de ϕ_0 e θ_0 e realizando as derivadas da energia e considerando que os desvios angulares são do tipo $\theta = \theta_0 e^{-i\omega t}$ e $\Delta\phi = \phi_0 e^{-i\omega t}$, tem-se então,

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{\phi\phi} - \frac{i\omega M \sin \theta}{\gamma} & \epsilon_{\phi\theta} \\ \epsilon_{\theta\theta} & \epsilon_{\phi\theta} + \frac{i\omega M \sin \theta}{\gamma} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\theta \\ \Delta\phi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.63)$$

Haverá solução diferente da solução trivial apenas quando o determinante dos coeficientes for igual a zero. Portanto, calculando o determinante dos coeficientes, obtêm-se a seguinte equação,

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M_S^2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \phi^2} - \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \phi \partial \theta} \right)_{\theta_0, \phi_0}, \quad (2.64)$$

que relaciona a frequência angular do modo uniforme com as posições de equilíbrio, (θ_0, ϕ_0) da magnetização do sistema, que, juntamente com a equação que surge pelos zeros das primeiras derivadas da energia livre em relação aos ângulos θ e ϕ , determinam o campo de ressonância H_R como função do ângulo no plano ϕ , da magnetização da amostra, $4\pi M_S$, e das constantes de anisotropias cúbicas e uniaxial, K_1 e K_U , respectivamente.

3 TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

3.1 Introdução

Neste capítulo serão apresentadas as principais técnicas experimentais utilizadas tanto na fabricação quanto na caracterização dos sistemas estudados nesta dissertação.

Algumas amostras foram fabricadas utilizando a técnica de deposição por *sputtering*, que em português pode ser traduzida como evaporação catódica. Utilizamos a técnica de ressonância ferromagnética (FMR) por cavidade e por banda larga (usando linha de fita), para obter informações sobre anisotropias e mecanismos de perdas. As anisotropias são obtidas através de medidas da variação angular do campo de ressonância e as perdas são obtidas através de medidas de largura de linha de FMR. Também utilizamos a técnica de *spin pumping*, excitada na condição de FMR, para investigar o processo de conversão de corrente de spin em corrente de carga pelo efeito spin Hall inverso (ISHE). Usando a técnica de excitação de corrente de spin pela aplicação de um gradiente de temperatura, investigamos o efeito spin Seebeck (SSE) em amostras de TIG/Pt e TIG/Au/TIG. A corrente de spin gerada no SSE, é injetada na camada de Pt e transformada em corrente de carga pelo efeito ISHE. A diferença básica entre o efeito de injetar corrente de spin excitada por FMR e o de injetar corrente de spin excitada pela aplicação de gradiente térmico será brevemente discutida.

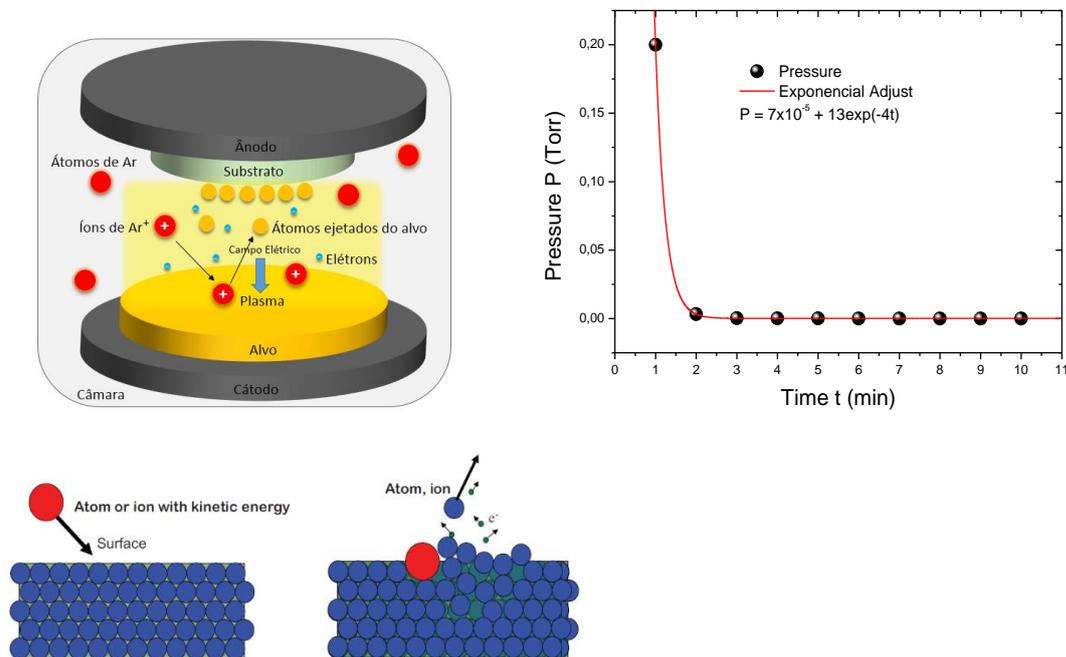
3.2 Deposição por evaporação catódica (*sputtering*)

Sputtering é a técnica de deposição mais utilizada para a fabricação de filmes finos. A técnica basicamente consiste na ejeção de átomos de um material alvo, pela colisão de íons de Ar^+ que são acelerados de encontro ao alvo extraído (ou evaporando) o material de interesse. Devido à colisão, o material extraído do alvo adquire energia cinética e é transferido até o substrato onde se condensa formando o filme. O processo ocorre em uma câmara (previamente evacuada) com baixa pressão de gás Ar.

O processo de deposição por *sputtering* está ilustrado à esquerda na Figura 3.1. A curva da direita mostra a variação da pressão em função do tempo imediatamente após o sistema de bombas de vácuo ser acionado. A câmara de vácuo utilizada tem um volume da ordem de 1 m^3 e o sistema de vácuo leva da ordem de 10 min para atingir um vácuo da ordem de 10^{-5} Torr. Utilizando aquecimento com lâmpadas de alta potência e cinta térmica, o sistema atinge uma

pressão de base da ordem de 2×10^{-7} Torr, após um período de 24 horas de funcionamento. Quanto menor a pressão de base, melhores e mais reprodutíveis são os materiais fabricados por *sputtering*. O aquecimento preliminar é responsável por evaporar a umidade e materiais orgânicos indesejáveis da câmara, tornando a interface do substrato e do filme a mais limpa possível. Para evitar a contaminação da câmara com materiais orgânicos (suor, gorduras, etc.) é necessário que o operador use luvas e máscara quando estiver instalando os substratos e/ou trocando os alvos. Após a câmara ter atingido a menor pressão de base possível, é injetado um gás não reagente (um gás nobre, como o Argônio-*Ar*), que eleva a pressão na câmara para cerca de 1,0 mTorr. Este gás é ionizado aplicando uma diferença de potencial (DC ou RF) entre o substrato (ânodo) e o alvo (cátodo). Os íons de Ar^+ gerados no plasma são acelerados e colidem contra o alvo transferindo momento. A depender da energia desses íons podem ocorrer diversos fenômenos físicos, dentre eles a ejeção de partículas do alvo, que ocorre quando a energia dos íons é maior que a energia de ionização dos átomos superficiais do alvo. A ejeção de átomos do alvo e partículas carregadas é o efeito mais relevante. Os átomos ejetados mais energéticos atingem a superfície do substrato, onde são depositados. Na deposição a energia cinética dos átomos é redistribuída na superfície do substrato em forma de energia potencial, criando ligações entre os átomos e formando a primeira camada do filme. Portanto, o controle da energia cinética dos íons de *Ar* é um parâmetro fundamental no processo de *sputtering*. Caso a energia cinética seja muito acima do valor mínimo para arrancar um átomo do material, podem ocorrer deformidades no material alvo, como vacâncias, deslocamento de átomos até outros sítios provocando recristalização da rede, entre outros. Além disso, o material ejetado do alvo pode ter energia cinética muito forte provocando defeitos indesejáveis no filme resultante. Vários parâmetros podem influenciar na qualidade final do filme, entre eles destacam-se: o vácuo de base da câmara, retirada completa da umidade, a densidade do plasma, temperatura do substrato, etc. O controle desses parâmetros garante uma boa qualidade do filme.

Figura 3.1 – À esquerda o esquema do funcionamento de um sistema típico de um sputtering. À direita, a curva da pressão na câmara em função do tempo, nos 10 minutos iniciais após o sistema de vácuo ser ligado.

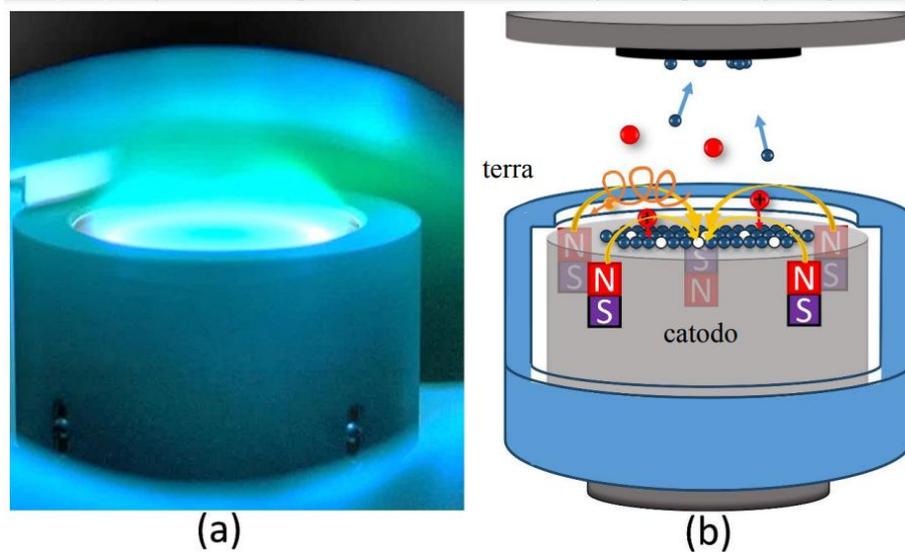


Fonte: o autor (2021)

3.2.1 Magnetron sputtering

O *sputtering* descrito anteriormente é o do tipo DC, ou seja, o plasma é sustentado mediante a aplicação de uma tensão DC. Os primeiros sistemas de *sputtering* possuíam pouca eficiência, pois os íons de Ar⁺ se formavam longe do alvo e para atingirem o alvo precisavam passar pelo gás e eventualmente eram desviados. Outro fator que pode não ser tão desejável, é o fato do livre caminho médio dos elétrons ser grande, por esta razão, a eficiência na ionização é baixa, necessitando de pressões mais altas para manter o plasma e altos valores de tensão. Se a pressão é muito alta, os átomos ejetados do alvo têm uma alta probabilidade de serem espalhados pelas colisões, o que interfere no processo de deposição sobre o substrato, como superaquecimento e danos estruturais. Assim, para a fabricação de filmes finos para aplicações tecnológicas e para pesquisa básica, os quais exigem boa qualidade estrutural, devem ser utilizados processos de deposição mais eficientes e muito bem controlados. Para resolver alguns deste problemas foi desenvolvida a técnica de *magnetron sputtering*, que é apresentado na Figura 3.2.

Figura 3.2 - Em (a) têm-se uma foto real de um magnetron *sputtering* em funcionamento. Em (b) têm-se um esquema da configuração de um *magnetron sputtering*.



Fonte: figura retirada da referência [27]

No magnetron *sputtering*, utiliza-se ímãs permanentes para criar linhas fechadas de campo magnético imediatamente acima do alvo. As linhas emergem das extremidades e convergem no centro do alvo. A função deste campo magnético é de confinar os elétrons sobre a superfície do alvo devido à força de Lorentz. Isto faz com que o tempo de interação dos elétrons no plasma seja maior, o que aumenta a probabilidade de ionização de mais moléculas do gás neutro por várias ordens de magnitude. Com isso, é possível obter altas taxas de deposição em baixos níveis de pressões (de até 3 *mTorr*) devido ao confinamento do plasma logo acima do alvo.

3.3 Ressonância Ferromagnética (FMR)

A Ressonância Ferromagnética (FMR) é uma técnica de espectroscopia de absorção ressonante de radiação (normalmente da faixa de micro-ondas) por materiais ferromagnéticos. A técnica de FMR é bastante poderosa, pois permite extrair importantes parâmetros físicos que caracterizam propriedades magnéticas, tais como a magnetização de saturação, os campos de anisotropia, os mecanismos de relaxação da magnetização, entre outros.

A técnica de FMR foi observada pela primeira vez em 1912 por Arkadyev quando mediu a absorção de radiação em alta frequência por um meio ferromagnéticos [48]. Entretanto, uma explicação qualitativa somente foi dada por Ya. G. Dorfman em 1923 [49]. Em 1946, Zavoiskii [50] e Griffiths [51] verificaram de forma independente as linhas de ressonância em Ni, Fe e

Co. Baseados nos trabalhos de Landau e Lifshitz [52], nos anos de 1947 [53] e 1948 [54] Charles Kittel generalizou a teoria de ressonância ferromagnética.

A ideia principal de um experimento de FMR, consiste em aplicar um campo de micro-ondas em uma amostra que esteja situada em um campo magnético estático \vec{H} e observar as linhas de absorção ressonante. O campo magnético de radiação de micro-ondas \vec{h}_{rf} é aplicado perpendicularmente ao campo magnético estático, onde $h_{rf} \ll H$, de modo que este campo serve para perturbar os spins desviando-os de sua posição de equilíbrio (posição de alinhamento com o campo magnético estático). Quando a frequência de radiação se aproxima da frequência de excitação do modo uniforme, o campo de RF faz com que os spins precessionem e a amostra absorve o máximo de energia da radiação. A ressonância é caracterizada por uma linha de absorção, cuja largura traz informações sobre mecanismos de perdas energéticas. Outro parâmetro relevante é o campo de ressonância da linha de absorção que dá informações sobre anisotropias magnéticas e a magnetização efetiva.

3.3.1 Sinal de absorção na técnica de FMR

Nesta dissertação estudamos o comportamento magnético de filmes finos e multicamadas magnéticas na condição de ressonância ferromagnética. Porém, o sinal de absorção de filmes finos é muito pequeno quando comparado com sinais de amostras mais volumosas, o que traz dificuldades na detecção dos sinais de FMR. Um solução para este problema é a utilização de técnicas de processamento de sinais de baixa amplitude, de modo que a detecção seja mais sensível e eficiente. Para isto utilizamos a técnica de detecção *lock-in* que amplifica o sinal gerado pela amostra, travado em frequência e em fase com um sinal senoidal de referência que modula o campo externo aplicado. O processo de detecção do sinal consiste em medir o sinal de micro-ondas refletido pela amostra em função do valor do campo. Essa medição é realizada por um diodo detector de micro-ondas que converte a radiação AC em tensão DC. Antes de ser injetado no amplificador *lock-in*, o sinal é pré-amplificado por um amplificador sintonizado na mesma frequência de modulação do campo externo.

A modulação do campo magnético estático $\vec{H}_0 = H_0 \hat{z}$ é feita utilizando um par de bobinas na configuração Helmholtz, que são alimentadas por uma corrente AC com frequências de 100 kHz (para cavidades comerciais da *Varian*) ou 1 kHz (para cavidades produzidas no próprio departamento). Estas bobinas geram um campo de modulação, $\vec{h}_{mod} = h_{mod} \cos(\omega_{mod} t) \hat{z}$, paralelo a \vec{H}_0 e tal que $h_{mod} \ll H_0$. A corrente AC que alimenta as bobinas

é obtida de um gerador de sinais, que passa por um amplificador de corrente (fabricação própria) aumentando assim a intensidade do sinal enviado para as bobinas. A frequência do campo alternado, ω_{mod} , que surge nas bobinas é tal que $\omega_{mod} \ll \omega$, onde ω é a frequência de micro-ondas usada para excitar a ressonância, situada na faixa de GHz. Dessa maneira, o campo magnético ao qual a amostra está submetida, pode ser escrito como $\vec{H} = H_0 \hat{z} + h_{mod} \cos(\omega_{mod} t) \hat{z}$. Portanto, a tensão medida no detector, $V(H)$, é proporcional à potência média absorvida pela amostra. Para obtermos a expressão para $V(H)$ consideremos que a energia do sistema com magnetização \vec{M} submetida a um campo magnético \vec{H} é dada por $E = -\vec{M} \cdot \vec{H}$, de modo que a potência absorvida é

$$P = \frac{dE}{dt} = -\frac{d}{dt}(\vec{M} \cdot \vec{H}) = -\left(\frac{d\vec{M}}{dt} \cdot \vec{H} + \frac{d\vec{H}}{dt} \cdot \vec{M}\right). \quad (3.1)$$

Considerando $\vec{M} = m_x e^{-i\omega t} \hat{x} + m_y e^{-i\omega t} \hat{y} + M_0 \hat{z}$ e $\vec{H} = h_x e^{-i\omega t} \hat{x} + h_y e^{-i\omega t} \hat{y} + H_0 \hat{z}$ a potência absorvida pode então ser expressa em termos das componentes do tensor de susceptibilidade $\vec{\chi}$ [47]

$$P = 2i\omega \vec{h}(t) \cdot \vec{\chi} \cdot \vec{h}(t), \quad (3.2)$$

com, $\vec{h} = e^{-i\omega t} \begin{pmatrix} h_x \\ h_y \end{pmatrix}$, $\vec{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} \end{pmatrix}$ e $\vec{m} = \vec{\chi} \cdot \vec{h}(t)$. O campo $\vec{h}(t)$ possui componentes x e y , a susceptibilidade $\vec{\chi}$ possui componentes do tipo χ_{ij} , e possui uma parte real e imaginária. A partir da equação (3.2) a potência média absorvida assume a seguinte forma

$$P_{méd} = \omega h_i h_j \text{Im}\{\chi_{ij}\}. \quad (3.3)$$

A tensão medida no detector é proporcional à potência média absorvida na amostra, isto é, $V(H) \propto P_{méd}(H)$. Como já discutido, o sinal que chega até o *lock-in* é modulado na frequência ω_{mod} . Expandindo $V(H)$ em série de Taylor em torno de H_0

$$V(H) = V(H_0) + \left. \frac{dV(H)}{dH} \right|_{H_0} (H - H_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2V(H)}{dH^2} \right|_{H_0} (H - H_0)^2 + \dots, \quad (3.4)$$

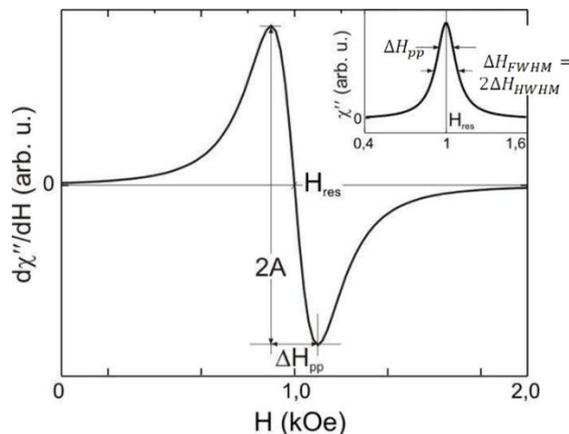
$$V(H) \simeq V(H_0) + \left. \frac{dV(H)}{dH} \right|_{H_0} h_{mod} \cos(\omega_{mod} t) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2V(H)}{dH^2} \right|_{H_0} h_{mod}^2 \cos^2(\omega_{mod} t).$$

No *lock-in* é possível selecionar qual harmônico deseja-se medir, o primeiro com frequência ω_{mod} ou o segundo, com frequência $2\omega_{mod}$. Selecionando o primeiro harmônico, e considerando que o campo de micro-ondas incidente é polarizado na direção x , temos

$$\begin{aligned} V(H) &\simeq h_{mod} \left. \frac{dV(H)}{dH} \right|_{H_0} \propto h_{mod} \left. \frac{dP_{méd}(H)}{dH} \right|_{H_0} = h_{mod} h_x^2 \omega \left. \frac{dIm\{\chi_{xx}\}}{dH} \right|_{H_0} \\ &= h_{mod} \omega h_x^2 M_0 \left\{ \frac{(H_0 - H_R) \Delta H}{[(\Delta H)^2 + (H_0 - H_R)^2]^2} \right\}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

A equação (3.5) é a derivada da curva Lorentziana. Aqui vale a pena uma pequena revisão sobre a forma de linha Lorentziana. A equação que define a forma de linha Lorentziana é dada por $L(H, H_R) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(H - H_R)^2 + (\Gamma/2)^2} = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta H}{(H - H_R)^2 + (\Delta H)^2}$, onde H_R é o valor do campo onde $L(H)$ é máximo, que corresponde ao campo de ressonância; Γ é a largura de linha à meia altura (full width at half maximum - FWHM); $\Delta H = \Gamma/2$ é a meia largura de linha à meia altura (half width at half maximum - HWHM) e $\Gamma = 1/\tau$, τ é o tempo de decaimento. ΔH não deve ser confundida com a largura de linha pico-a-pico, que é definida pelos pontos de inflexão da curva Lorentziana.

Figura 3.3 - Ilustração da curva de absorção em função do campo aplicado (χ'' vs. H) e da derivada $d\chi''/dH$ vs. H . Observe as definições das larguras de linha o parâmetro ΔH que é extraído do ajuste é ΔH_{HWHM} . A amplitude da absorção é representada pela letra A.



Fonte: o autor (2021).

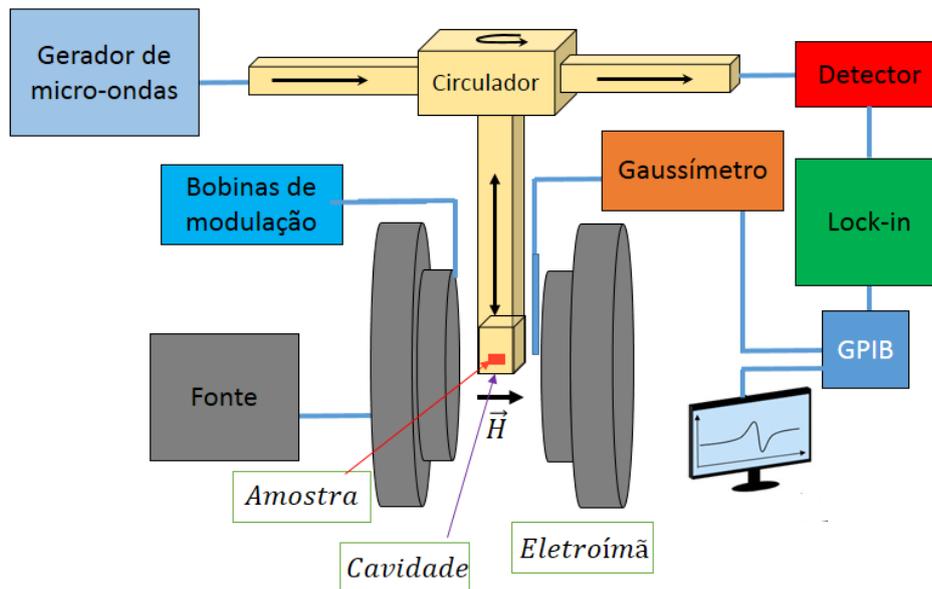
A função $L(H, H_R)$ é normalizada, isto é, $\int_{-\infty}^{+\infty} L(H, H_R) dH = 1$. Quando ajustamos os dados experimentais com a equação acima, extraímos o campo de ressonância H_R , a largura de linha HWHM ΔH e a amplitude A . Existe uma relação entre a largura de linha pico-a-pico (ΔH_{pp}) e a largura de linha ΔH , extraída do ajuste, $\Delta H = \frac{\sqrt{3}}{2} \Delta H_{pp}$. Portanto, quando realizamos a medida de absorção de FMR (curva Lorentziana) o que detectamos é a derivada da curva de absorção

Por meio das medidas de FMR podemos obter o campo magnético de ressonância do sistema e também a largura de linha. O campo de ressonância contém informações sobre campos de anisotropia, efeitos de interface, entre outros. Por outro lado, a largura de linha traz informações sobre processos de relaxação da magnetização.

3.3.2 Montagem experimental de FMR

Para as medidas de FMR realizadas nesta dissertação, foram utilizados dois espectrômetros de ressonância ferromagnética montados pelo próprio grupo. Um deles usa cavidades ressonantes na banda X de micro-ondas e possui sensibilidade inclusive para detectar ressonância eletrônica de materiais paramagnéticos (EPR). O outro espectrômetro usa uma estrutura não-ressonante de linhas de fita, possui sensibilidade menor mas opera numa banda contínua de frequências. Em ambos os espectrômetros a frequência é mantida fixa e é feita a varredura do campo magnético. Primeiro vamos descrever o espectrômetro com cavidade e em seguida o espectrômetro com linha de fita. A configuração da montagem experimental do espectrômetro de cavidade é apresentada na Figura 3.4.

Figura 3.4 – Diagramas de bloco de um espectrômetro de FMR. A amostra fica situada no interior de uma cavidade, representado na montagem pelo retângulo em vermelho.



Fonte: o autor (2021)

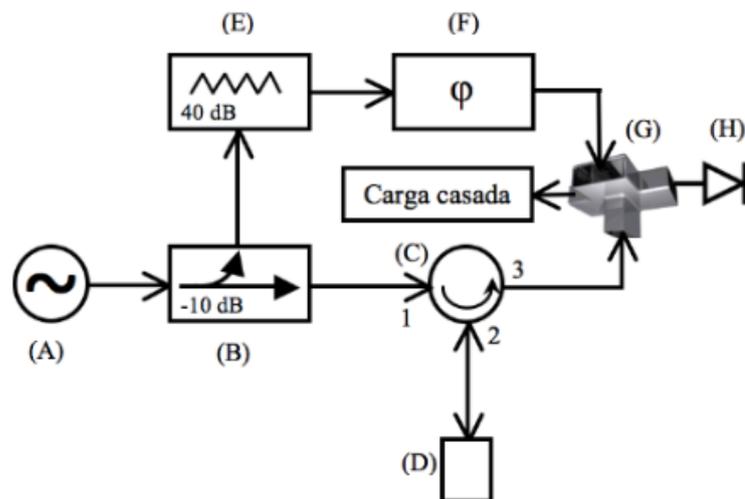
Durante a realização do experimento de FMR a amostra fica dentro de uma cavidade operando na ressonância, isto é, absorve toda a radiação incidente, de forma que o sinal no detector é nulo. Na condição de FMR, a amostra absorve energia, provocando o descasamento da cavidade e aparecendo um sinal do detector.

Para as medidas obtidas nesta dissertação, foi utilizada uma cavidade ressonante retangular que opera em uma frequência fixa de 9.5 GHz no modo TE₁₀₂. Uma vez fixada a frequência, varia-se o campo magnético estático \vec{H}_0 e, no momento em que a frequência de precessão da magnetização da amostra se iguala à frequência de radiação incidente, ocorre a ressonância. Para gerarmos o campo magnético estático de intensidade variável utilizamos uma fonte de corrente da *Varian Associates* modelo V7700 que alimenta um eletroímã. A modulação deste campo foi realizada por meio de um par de bobinas na configuração Helmholtz que fica situada entre os polos do eletroímã.

Para a geração da radiação de micro-ondas utilizada para excitar a absorção na amostra, utilizamos um gerador de micro-ondas juntamente com um amplificador e atenuador, um circulador e uma cavidade, formando um circuito de micro-ondas. O circuito de micro-ondas engloba deste o gerador de micro-ondas até o diodo detector. A Figura 3.5 esquematiza este circuito. Uma vez gerada, a radiação de micro-ondas é dividida em dois ramos por um acoplador direcional (B), sendo que 10 dB do sinal de entrada passa para o ramo de referência (ramo superior) e o restante da radiação vai para o ramo da cavidade (ramo inferior). A radiação do

ramo de referência é utilizada para polarizar o diodo detector (H) no ponto de trabalho, garantindo que o diodo opera no regime linear. O atenuador (E) de 40 dB e o defasador (F) são usados para garantir que a micro-ondas do ramo de referência e a micro-ondas refletida pela cavidade estejam em fase quando os dois sinais se combinarem no diodo detector. A micro-ondas que sai do acoplador direcional (B) incide na porta 1 do circulador (C), sai na porta 2 e incide na cavidade carregada com a amostra. A micro-ondas que reflete da cavidade incide na porta 2, sai pela porta 3 do circulador e entra em uma das portas de um T-mágico (G).

Figura 3.5 – Circuito de micro-ondas composto pelos seguintes componentes: gerador de micro-ondas (A), acoplador direcional (B), circulador (C), cavidade (D), atenuador (E), defasador (F), T-mágico (G) e detector (H).



Fonte: figura retirada da referência [55]

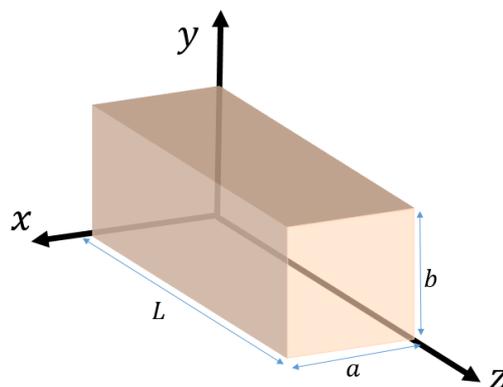
Para gerarmos micro-ondas de frequência bem definida utilizamos um oscilador de varredura da *Hewlett-Packard* modelo 8350B. A função do circulador é fazer com que a radiação gerada incida na amostra e a parte refletida seja direcionada para o diodo detector. Este diodo detector retifica a radiação refletida pela cavidade de micro-ondas, medindo a absorção da amostra. Dessa maneira, uma tensão elétrica é gerada no detector e passa por um amplificador sintonizado em frequência com o campo de modulação. Em seguida, o sinal é enviado para o *lock-in* onde é feita a detecção diferencial travada em fase e frequência com o sinal de modulação. Nos nossos experimentos a frequência do sinal de modulação foi mantida em 1.2 kHz por um gerador de sinal da marca *Agilent* Modelo 33220A.

O sinal detectado no computador corresponde à derivada da absorção de energia de micro-ondas absorvida pela amostra. Para a aquisição de dados utilizamos a interface GPIB (*General Purpose Interface Bus*) conectada aos equipamentos por meios de cabos GPIB e

computador, onde captamos informações do campo de ressonância por meio de um Gaussímetro e do sinal de saída do *lock-in*. Utilizamos o programa *Labview* para analisar os dados em tempo real.

Para as medidas de FMR é importante entender como os campos elétrico e magnético estão distribuídos no interior da cavidade utilizada no espectrômetro. 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. O procedimento matemático para esta análise consiste em separar os campos elétrico e magnético em suas componentes paralelas e transversais à propagação da onda eletromagnética. No entanto, não existe onda eletromagnética no interior da cavidade no modo transversal elétrico e magnético (*transverse electric magnetic* –TEM), pois tanto E_z quanto B_z , que são os campos na direção de propagação da onda, se anulam. Assim, os modos TEM não podem se propagar no interior de um condutor homogêneo oco. Na Figura 3.6 é apresentada uma cavidade retangular cujo a direção de propagação da onda eletromagnética ocorre na direção z .

Figura 3.6 - Guia de onda condutor com seção retangular.



Fonte: o autor (2021)

Os procedimentos matemáticos utilizados para obtenção dos campos elétricos e magnéticos no interior de uma cavidade ressonante retangular seguiram as referências [11, 12]. Usando as condições de contorno para os campos elétricos e magnéticos e considerando modos transversais elétricos ou modos transversais magnéticos para uma cavidade ressonante retangular da Figura 3.6, têm-se então

$$\vec{B}_{z,TE}(x,y,z,t) = \hat{z}B_{z,TE}(x,y)\text{sen}\left(\frac{q\pi}{L}z\right)e^{-i\omega t}, \quad (3.6)$$

$$\vec{E}_{z,TM}(x,y,z,t) = \hat{z}E_{z,TM}(x,y)\text{cos}\left(\frac{q\pi}{L}z\right)e^{-i\omega t}, \quad (3.7)$$

onde $B_{z,TE}(x,y) = B_0 \cos\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \cos\left(\frac{m\pi}{b}y\right)$ e $E_{z,TM}(x,y) = E_0 \text{sen}\left(\frac{n\pi}{a}x\right) \text{sen}\left(\frac{m\pi}{b}y\right)$, com n e m relacionados a frequência de corte $k_c^2 = \frac{n^2\pi^2}{a^2} + \frac{m^2\pi^2}{b^2}$. A frequência angular para cada modo propagante pode ser escrita como

$$\omega_{nmq} = \frac{\pi}{\sqrt{\mu\epsilon}} \sqrt{\left(\frac{n}{a}\right)^2 + \left(\frac{m}{b}\right)^2 + \left(\frac{q}{L}\right)^2}. \quad (3.8)$$

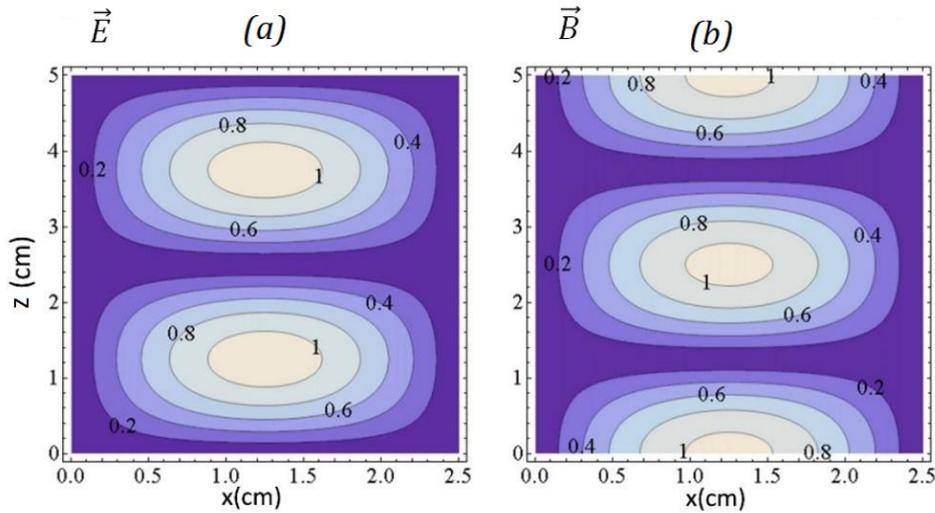
As dimensões da cavidade ressonante utilizadas são ($a = 2.4 \text{ cm}$, $b = 1.19 \text{ cm}$, $L = 5.04 \text{ cm}$). Para essas dimensões, o modo de operação é tal que $(m, n, p) = (1, 0, 2)$. Nota-se que para este conjunto de valores os modos TM ressonantes não se propagam em cavidades (são ondas estacionárias). Assim, o modo TE_{102} é dado por

$$\vec{E}_{t,TE} = i\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \sqrt{1 + 4\left(\frac{a}{L}\right)^2} B_0 \text{sen}\left(\frac{2\pi z}{L}\right) \text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-i\omega t} \hat{y}. \quad (3.9)$$

$$\vec{B}_{t,TE} = -\frac{2\pi^2}{aLk_c^2} B_0 \text{cos}\left(\frac{2\pi z}{L}\right) \text{sen}\left(\frac{\pi x}{a}\right) e^{-i\omega t} \hat{x}. \quad (3.10)$$

As distribuições dos campos elétricos e magnéticos de RF estão mostradas na Figura 19. Neste caso fica claro o motivo de utilizar este modo, pois ele é tal que o campo magnético transversal à direção de propagação, ou seja, o campo no eixo x é máximo no centro e nas extremidades da cavidade, onde a amostra magnética é colocada no experimento de FMR, e o campo elétrico no interior é zero.

Figura 3.7 – Em (a) distribuição da intensidade do campo elétrico para o modo TE_{102} . Em (b) Distribuição da intensidade do campo magnético dentro da cavidade do modo TE_{102} .



Fonte: figura retirada da referência [27]

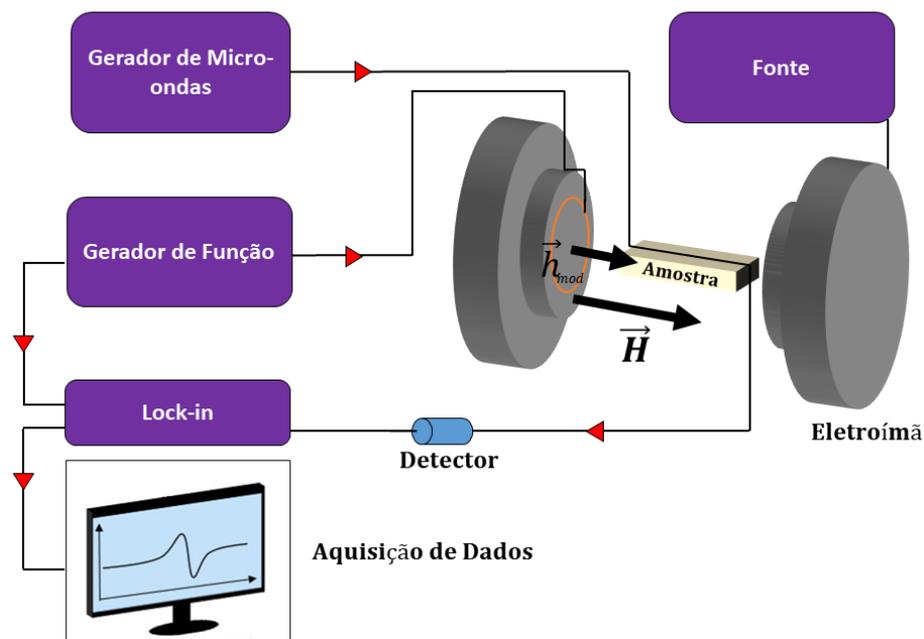
3.4 Ressonância ferromagnética utilizando linha de fita

Além do FMR em cavidade ressonante, é possível realizar FMR utilizando um espectrômetro de banda larga onde a estrutura de micro-ondas é uma linha de fita (*microstrip*). Pelo fato de ser uma estrutura não ressonante, o FMR em linha de fita permite variar continuamente a frequência de ressonância em uma faixa bem larga. No nosso caso de 1 GHz até 10 GHz, diferente do espectrômetro de FMR em cavidade, onde a frequência é mantida fixa. Além disso, medidas de FMR neste tipo de espectrômetro são relativamente mais simples e com menor custo para ser implantada. Na Figura 3.8 é apresentado um diagrama de blocos do equipamento montado. Os equipamentos necessários para este tipo de medida são: gerador de micro-ondas, eletroímã, fonte de corrente DC, gaussímetro, gerador de função, bobinas de modulação, *lock-in*, detector e a linha de fita. Com o gerador de micro-ondas, é possível selecionar um valor específico de frequência que passará pela linha de fita. O segundo equipamento é responsável por gerar o campo magnético externo que será variado em torno de um campo central, onde ocorre a ressonância magnética. O terceiro, controlado por uma interface GPIB, é responsável por manter alimentar o eletroímã, onde é possível selecionar o passo do campo magnético e a faixa na qual este deve variar. As bobinas de modulação do campo magnético externo foi construída com um par de bobinas na configuração Helmholtz, posta em ressonância em um circuito elétrico RLC, na frequência de 8,7 kHz. O gerador de função é responsável por alimentar as bobinas, mantendo o circuito na frequência de

ressonância e também por travar o *lock-in* em fase e frequência igualmente com a bobina.

A medida típica neste tipo de espectrômetro é obtida da seguinte forma: seleciona-se a frequência de ressonância do circuito RLC, no nosso caso uma frequência de ressonância de $8,7\text{ kHz}$, que modula o campo externo, medido por um gaussímetro, cujo os dados são enviados ao computador via GPIB. Ao escolher uma frequência de micro-ondas no gerador, esta radiação é transmitida por um cabo coaxial à linha de fita, onde a amostra magnética é colocada. Parte dessa radiação é absorvida pela amostra e outra parte é transmitida para um diodo detector que converte este sinal em uma tensão DC. Este sinal de tensão é medido por um *lock-in*, cuja a saída está conectada ao computador por um cabo GPIB. O sinal obtido fornece a derivada da absorção de FMR em relação ao campo magnético para uma determinada frequência.

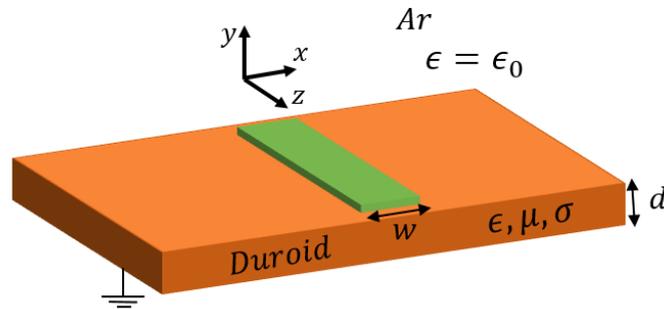
Figura 3.8- Diagrama simplificado da montagem do espectrômetro de ressonância ferromagnética em banda larga.



Fonte: o autor (2021)

A geometria de uma linha de fita é mostrada na Figura 3.9. Um condutor de espessura w é colocado sobre um dielétrico de espessura d e permissividade ϵ . O conjunto formado pelo condutor e o dielétrico está sobre uma superfície aterrada. A estrutura formada pelo condutor-dielétrico-terra é uma estrutura não-homogênea, devido ao fato do sistema possuir diferentes valores para a permissividade elétrica e magnética. Devido a esta não homogeneidade, uma linha de fita não pode suportar um modo de propagação TEM, pois a velocidade de fase dos campos no ar seria c , enquanto que no dielétrico seria $c/\sqrt{\mu\epsilon}$, de modo que uma condição de correspondência de fase seria impossível de aplicar.

Figura 3.9 - Geometria de uma linha de fita.



Fonte: o autor (2021)

Porém, como $d \ll \lambda$, pode-se usar a aproximação quase-estática e considerar que as amplitudes dos campos longitudinais são muito menores que as amplitudes dos campos transversais e, portanto, é possível utilizar as teorias desenvolvidas para o modo de propagação TEM com bastante confiabilidade. A existência de componentes longitudinais e transversais podem ser comprovadas utilizando as equações de Maxwell com condições de contornos apropriadas na mudança abrupta do meio dielétrico do substrato para o ar. O campo magnético, obtido é dado por [56,57]

$$\vec{B}_{TEM} = \pm \frac{1}{\sqrt{\mu/\epsilon}} (\hat{z} \times \vec{E}_{TEM}) \quad (3.11)$$

Uma importante propriedade do modo TEM é a ausência da frequência de corte, ou seja, suporta ondas com qualquer frequência, diferentemente dos guias de ondas ocos, onde só é possível propagação de onda para valores de k acima de $k_0 = \omega\sqrt{\mu\epsilon}$.

Para as medidas de FMR em linha de fita, foi fabricado uma linha de fita sobre um duroid com espessura de 0.7 mm. A fita condutora de cobre tem espessura de 0.12 mm. A constante de permissividade elétrica do duroid é de $\epsilon = 12$. A linha de fita foi impressa sobre o duroid de modo que a impedância casasse com a impedância dos cabos de RF utilizados, que é de $Z = 50 \Omega$. A montagem experimental de FMR em linha de fita foi utilizada para medirmos o “melhor lado” de amostras de YIG. Também, realizamos medidas (que não estão presentes nesta dissertação) de FMR em linha de fita para ferritas de zinco fornecidas pela aluna de doutorado Johanna Gil Monsalve, da Universidad de Antioquia.

3.5 Tensão DC excitada por FMR

No capítulo 2 vimos que a aplicação de um campo magnético estático de intensidade forte, \vec{H}_0 , em uma amostra ferromagnética, faz com que a magnetização do FM se alinhe com \vec{H}_0 . A presença de um campo magnético de RF, na condição de FMR, provoca a precessão da magnetização em torno de \vec{H}_0 resultando na absorção da radiação pela amostra. Em uma bicamada FM/NM, esta excitação no FM provoca o bombeamento de momento angular de spin para a camada NM por um processo conhecido como *spin pumping*. A acumulação de spins no NM pode ser entendida como uma corrente pura de spin. No entanto, esta corrente de spin não pode ser medida diretamente, sendo necessário que ocorra o processo de conversão da corrente de spin em corrente de carga (ISHE). Este processo de conversão ocorre em materiais NM que possuam forte acoplamento spin órbita, como é o caso da Pt, onde o ISHE gera uma separação de cargas na direção perpendicular à corrente de spin.

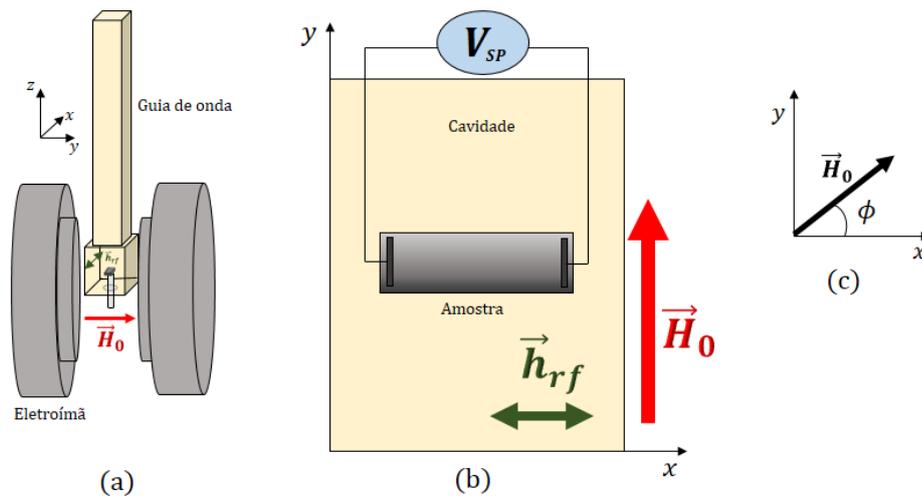
A ideia experimental consiste em aplicar um campo magnético RF em uma amostra do tipo FM/NM que esteja situada em uma cavidade ressonante nos pontos nodais de campo elétrico de RF ($e_{rf} = 0$), para evitar contaminação da tensão V_{SP} por sinais de origem puramente elétrica. Na condição de FMR observa-se o surgimento de uma tensão elétrica V_{SP} que surge no NM devido ao ISHE. O campo magnético de RF \vec{h}_{rf} é aplicado perpendicularmente ao campo \vec{H}_0 , sob a condição $h_{rf} \ll H_0$. Quando a frequência de radiação se aproxima da frequência do modo uniforme, o campo de RF faz com que os spins precessionem e a amostra absorva o máximo de energia da radiação. Para as medidas de V_{SP} , não podemos deixar ligada a modulação do campo \vec{H}_0 , pois resulta em uma tensão induzida DC entre os eletrodos da amostra que se superpõe à tensão ISHE e que pode mascarar o sinal medido.

Para a obtenção de V_{SP} utilizamos configuração experimental semelhantes às utilizadas nas medidas de FMR em cavidade. A diferença principal é que na medida de spin pumping medimos uma tensão DC diretamente entre os eletrodos da amostra sem passar por qualquer processo de amplificação, diferentemente do que ocorre com a técnica de FMR. A detecção de V_{SP} é feita mediante a fixação de contatos elétricos (que podem ser fios finos de cobre) nas extremidades do NM usando tinta de prata. Vale salientar que é importante medir a resistência elétrica que se estabelece entre os eletrodos do NM, pois dessa forma é possível obter a corrente de carga I_{SP} devido ao mecanismo de *spin pumping*. Como veremos a corrente ISHE é um

parâmetro físico mais importante do que a tensão ISHE. Suponha duas camadas NM de materiais A e B diferentes, sendo que $R_A \gg R_B$. Se as condições de spin pumping e de interface forem exatamente iguais, a corrente de spin injetada será a mesma, porém as tensões ISHE será diferentes simplesmente pelo fato das resistências serem diferentes. Outra observação importante, contatos elétricos mal feitos (mal fixados sobre o NM com tinta de prata), adicionam resistências de contato indesejáveis e que contaminam a medida da tensão elétrica V_{SP} .

Na Figura 3.10 é apresentado um esquema da montagem experimental para medida do processo de bombeamento de spin e a posição da amostra no interior da cavidade ressonante. Comparando com a Figura 3.7b, vemos que a amostra está situada no ponto máximo de campo magnético de RF.

Figura 3.10 – (a) Esquema da montagem para experimental do processo de bombeamento de spin. (b) Amplificação da amostra no interior da cavidade, onde observa-se o campo \vec{H}_0 paralelo ao eixo y e o campo de RF \vec{h}_{rf} paralelo ao eixo x. Em (c) representação do sistema de referência usado. Quando $\phi = 0^\circ$ o campo \vec{H}_0 fica perpendicular ao eixo maior da amostra.



Fonte: o autor (2021).

A tensão DC V_{SP} surge do processo de bombeamento de spin na interface FM/NM que injeta uma corrente pura de spin no NM com forte acoplamento spin-órbita e esta corrente de spin é convertida em corrente elétrica pelo ISHE. Ao medir a resistência da amostra R_{NM} , pode-se escrever então a tensão elétrica V_{SP} em termos da corrente elétrica I_{SP} usando a Lei de Ohm, de modo que

$$V_{SP} = R_{NM} I_{SP} = R_{NM} \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \theta_{SH} \frac{\lambda_{SD}}{t_{NM}} \tanh \left(\frac{t_{NM}}{2\lambda_{SD}} \right) w \frac{\hbar \omega p}{4\pi} g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \left(\frac{h_{rf}}{\Delta H} \right)^2 L(H - H_R) \cos(\phi), \quad (3.12)$$

onde a obtenção e significado de cada elemento desta equação foram discutidos na fundamentação teórica (ver equação 2.34). As medidas de V_{SP} foram feitas utilizando o YIG como material magnético e sobre o YIG, via técnica de *sputtering*, foi depositado a Pt, o Ta e o W. As medidas foram realizadas com o campo magnético no plano da amostra formando ângulo de $\phi = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$ e também foi variado a potência de micro-ondas.

3.6 Tensão DC excitada pelo Efeito Spin Seebeck (SSE)

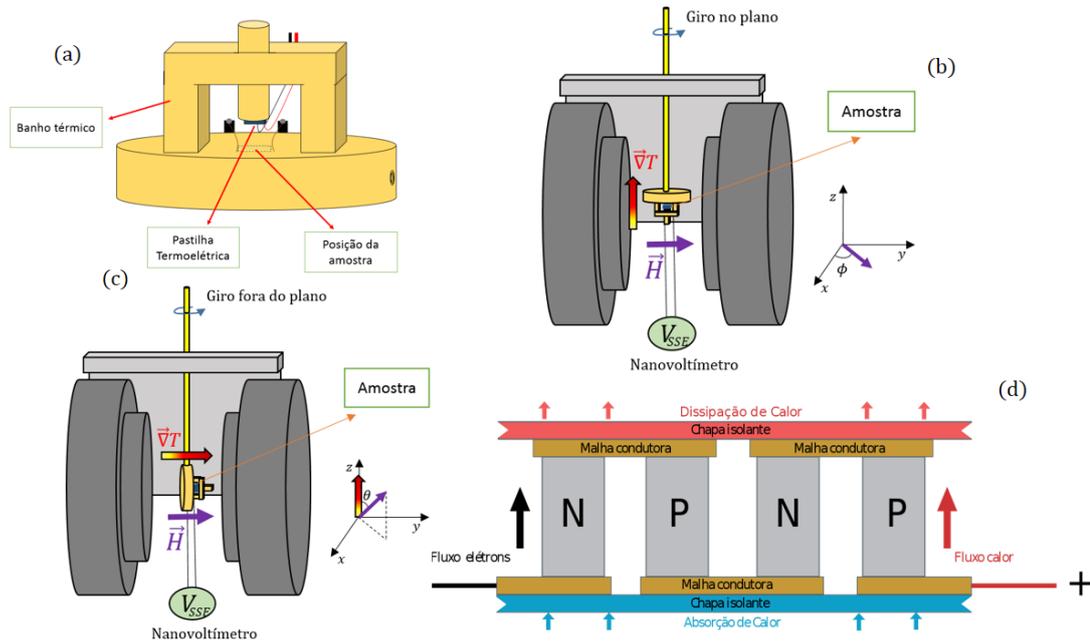
O SSE longitudinal origina-se do fluxo térmico de mágnons no *bulk* através da espessura do filme FM criado pelo gradiente de temperatura $\vec{\nabla}T$. O gradiente de temperatura é responsável por criar excitações dos *spins* na camada FM que são transmitidas até a interface FM/NM e bombeadas pelo efeito *spin pumping* não coerente. A corrente pura de spin no NM (com forte acoplamento *spin-órbita*) é então convertida em uma corrente de carga por meio do ISHE produzindo uma tensão elétrica V_{SSE} .

O experimento consiste basicamente em submeter a bicamada a um campo magnético estático de intensidade variável \vec{H}_0 , aplicar um gradiente de temperatura perpendicular ao plano da amostra, que é responsável por criar uma população de mágnons fora do equilíbrio. Como a população de mágnons fora do equilíbrio depende da orientação da magnetização, a tensão V_{SSE} varia, acompanhando o ciclo de histerese da magnetização. Portanto, monitorando-se a corrente de spin injetada através da interface FM/NM (que equivale a monitorar a população de mágnons na interface) podemos obter a curva de histerese pela medida da tensão V_{SSE} .

Para realização das medidas de SSE construímos a montagem experimental apresentada na Figura 3.11. Com esta montagem é possível realizar medidas de SSE no plano e fora do plano da amostra.

Figura 3.11 – (a) Esquema da montagem experimental para medida SSE. A parte em amarelo representa o banho térmico. A pastilha termoeletrica fica sobre a amostra. Em (b) Configuração experimental para medidas de SSE com variação angular no plano da amostra. Para $\phi = 0^\circ$, o campo fica paralelo ao eixo x e o campo magnético é perpendicular ao gradiente de temperatura. Em (c) a configuração experimental para medidas de SSE fora do plano da amostra. Para $\theta = 0^\circ$ o campo magnético está paralelo ao gradiente e ambos paralelos ao eixo y , onde $x - y$

está no plano da amostra. Em (d) esquema de uma pastilha termoeétrica (módulo Peltier), onde é possível notar os semicondutores do tipo N e P e a direção do fluxo de calor.



Fonte: o autor (2021).

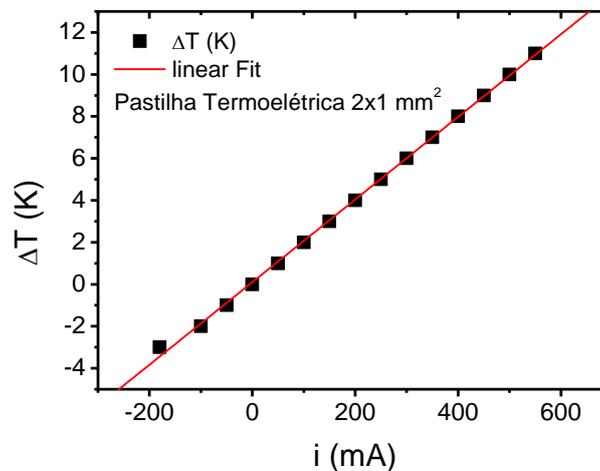
Na Figura 3.11a observa-se o aparato experimental utilizado para as medidas de SSE. O material do qual o banho térmico é constituído deve ser um material não magnético, como por exemplo cobre ou latão, que foi o material que utilizamos. Uma haste móvel foi colocada na parte superior do banho térmico e nesta haste foi fixada uma pastilha termoeétrica (módulo Peltier comercial) de dimensões $2 \times 1 \text{ mm}^2$. Esta pastilha termoeétrica (ou peltier) é ligada a uma fonte de corrente DC onde aplicamos valores entre -1000 mA e 1000 mA com tensão máximo de 1 V . Ao aplicar um valor de corrente positiva uma das faces da pastilha termoeétrica irá aquecer (mantendo-se à T_Q) e a outra face irá esfriar (mantendo-se à T_F); por outro lado, ao inverter o sentido da corrente elétrica, inverte-se também o sentido do gradiente de temperatura na pastilha termo elétrica (para cada valor de corrente elétrica é possível associar um gradiente de temperatura). O gradiente térmico de interesse é obtido entre o NM (onde são realizados os contatos elétrico) e o substrato, que mantém-se à temperatura ambiente, T_A . Portanto, para um gradiente térmico positivo temos $\Delta T = T_Q - T_A$ e para um gradiente negativo $\Delta T = T_F - T_A$, onde $T_Q > T_A$ e $T_F < T_A$.

A amostra deve ser posicionada entre a pastilha termoeétrica e o banho térmico e a fixação da amostra é feita utilizando pasta térmica, que serve para melhorar o contato térmico entre as superfícies da pastilha termoeétrica/amostra e amostra/banho térmico. Os contatos elétricos são feitos com fios de cobre fixados as extremidades da amostra com tinta de prata,

sendo importante que se aguarde um intervalo de tempo de pelo menos 20 min para iniciar as medidas, pois este é o tempo, em média, que a tinta de prata leva para ter uma boa condutividade elétrica. Após isto, a montagem é colocada entre eletroímãs no qual é aplicado um campo magnético estático uniforme de intensidade variável. Por fim, conectamos os eletrodos ao nanovoltímetro onde é feita a detecção da tensão elétrica V_{SSE} , cuja a intensidade do sinal é da ordem de alguns μV .

Utilizando um termopar, é feita a curva de calibração $\Delta T \times i$. Com um termopar conectado a um multímetro medimos a temperatura de cada uma das faces da amostra da seguinte maneira: posicionamos um substrato de silício na região adequada de acordo com a Figura 3.11a. Descemos a haste até que a pastilha termoeétrica fique em contato com a superfície do substrato de silício. Conectamos os eletrodos da pastilha termoeétrica a uma fonte de corrente DC e é feita a variação da corrente em 50 mA . Para cada incremento na corrente elétrica, medimos a temperatura da face do silício. Isto é feito até atingir valores de corrente próximos do valor limite que a pastilha termoeétrica suporta. Considerando que o tamanho da pastilha termoeétrica é muito menor que o banho térmico, então nos interessa apenas um de seus lados. Conhecendo a temperatura ambiente, sabemos então a diferença de temperatura aplicada na amostra de silício. O mesmo procedimento é realizado quando inverte-se o sentido da corrente elétrica. Portanto, obtemos a curva de calibração que pode ser vista na Figura 3.12.

Figura 3.12 – Curva de Calibração da diferença de temperatura para uma amostra de Silício em função da corrente elétrica aplicada.

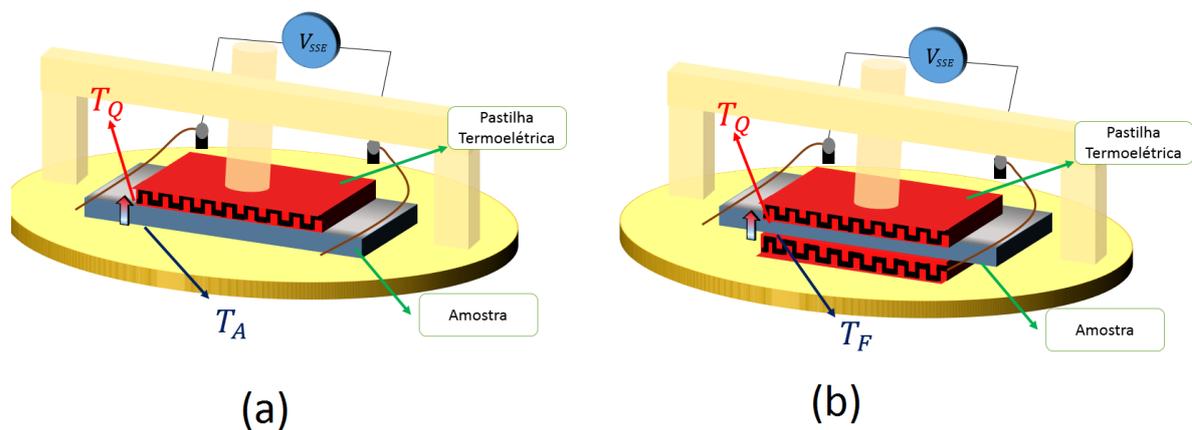


Fonte: o autor (2021).

Há alguns problemas na utilização de apenas uma pastilha termoeétrica. Entre eles estão a limitação da diferença de temperatura na amostra apresentar valores abaixo de 20 K e o fato

do gradiente não ser simétrico ao inverter o sentido da corrente elétrica. Dessa maneira, com intuito de corrigir esse problema e ser possível utilizar gradientes térmicos mais intensos, utilizamos uma montagem experimental com duas pastilhas termoeétricas de acordo com a Figura 3.13.

Figura 3.13 – Esquema da montagem experimental para medidas do SSE. Em (a) montagem com apenas uma pastilha termoeétrica, onde podemos observar a temperatura ambiente T_A e a temperatura T_Q . Em (b) montagem com duas pastilhas termoeétricas onde agora a diferença de temperatura é dada por $T_Q - T_F$.



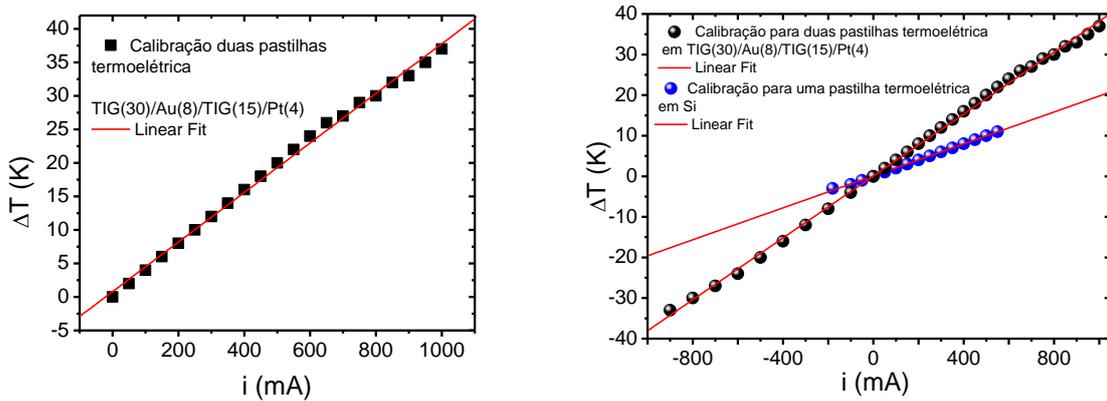
Fonte: o autor (2021).

As duas pastilhas termoeétricas são idênticas e possuem dimensões $2 \times 2 \text{ mm}^2$, e foram ligadas em paralelo a uma fonte de corrente. Ao passo que uma das pastilhas mantinha-se à corrente $+i$, a outra pastilha mantinha-se à corrente $-i$. Dessa forma, surge uma diferença de temperatura que é dada por $\Delta T = T_Q - T_F$, onde temos o controle de ambas as temperaturas podendo abaixar ou aumentar uma delas alterando o valor de i . Essa montagem permite inverter o sentido do gradiente térmico e manter sua intensidade (o que não era possível com apenas uma pastilha termoeétrica), tendo assim uma relação simétrica e linear ΔT vs i .

A diferença de temperatura foi medida utilizando um termopar conectado ao multímetro, analogamente a calibração feita para a montagem com apenas uma pastilha termoeétrica. A diferença básica é a troca da temperatura ambiente, T_A , pela temperatura em uma das faces da pastilha termoeétrica, T_F . Na Figura 3.14 temos a curva de calibração feita sobre uma amostra de TIG(30)/Au(16)/TIG(15)/Pt(4) e a comparação das curvas de calibração com a montagem que possui apenas uma pastilha termoeétrica. Percebe-se o aumento significativo da diferença de temperatura aplicada na amostra e também a simetria ao inverter à corrente elétrica i . O coeficiente angular obtido para a montagem com duas pastilhas

termoelétrica foi de 0.04 K/mA (o dobro do coeficiente angular para a montagem com apenas uma pastilha termoelétrica).

Figura 3.14 – À esquerda montagem com duas pastilhas termoelétrica para uma amostra de TIG(30)/Au(16)/TIG(15)/Pt(4) e o ajuste linear (curva em vermelho). À direita a comparação das curvas de calibração para as duas montagens.



Fonte: o autor (2021).

Foram realizadas medidas de SSE em amostras de TIG(60) e TIG(30)/Au/TIG(15) fornecidos pela Professora Gilvânia Vilela, da UPE. Sobre as amostras depositamos filmes de Pt (4 nm) e as medidas de SSE para TIG(6)/Pt(4) foram feitas na montagem com uma pastilha termoelétrica e as medidas em TIG(30)/Au/TIG(15) na montagem com duas pastilhas termoelétricas. As medidas foram feitas no plano e fora do plano (ambas montagens permitem isso, vide Figura 3.11). Ao realizar os contatos elétricos e aguardar o tempo para a tinta de prata secar, a montagem experimental é colocada sob ação de um campo magnético DC e liga-se a(s) pastilha(s) termoelétrica(s) à fonte de corrente e fixamos um valor de corrente elétrica. Em seguida, conectamos os eletrodos dos terminais da amostra a um nanovoltímetro, onde medimos V_{SSE} em função da variação do campo magnético \vec{H}_0 . A tensão elétrica que surge devido à conversão da corrente de spin (gerada pela aplicação de um gradiente térmico em amostras do tipo FM/NM) em corrente de carga pelo ISHE no NM, V_{SSE} , é dada por

$$V_{SSE} = R_{NM} I_{SSE} = \left(\frac{2e}{\hbar}\right) \theta_{SH} R_{NM} \frac{\lambda_{SD}}{t_{NM}} \tanh\left(\frac{t_{NM}}{2\lambda_{SD}}\right) w \beta \rho g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \nabla T \cos(\phi), \quad (3.13)$$

onde é possível notar a dependência do sinal V_{SSE} com o ângulo azimutal ϕ e com o gradiente térmico ∇T (detalhes da equação são apresentados na fundamentação teórica, na equação 2.39).

Para as medidas fora do plano, têm-se que $V_{SSE} \propto \text{sen}(\theta)$, com θ sendo o ângulo entre o gradiente térmico (mantido perpendicular ao plano da amostra) e o campo magnético \vec{H} .

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1 Introdução

Neste capítulo são apresentados os principais resultados das investigações realizadas durante o mestrado. A primeira parte das atividades desenvolvidas neste trabalho está organizada da seguinte maneira: (1) Usando a técnica de FMR com cavidade estudamos as propriedades magnéticas de filmes simples de TIG/GGG com espessuras de 30 *nm* e 60 *nm*; (2) Após a deposição de uma camada de Pt (4 *nm*) na amostra de TIG(60*nm*)/GGG, investigamos a tensão DC gerada pelo efeito Spin Seebeck na bicamada de Pt(4*nm*)/TIG(60*nm*)/GGG; (3) também foram analisadas duas heteroestruturas do tipo TIG(30*nm*)/Au/TIG(15*nm*), com espessuras da camada de Au de 8 *nm* e 16 *nm*, onde realizamos medidas de FMR e SSE. As amostras de TIG/GGG e TIG/Au/TIG/GGG foram fabricadas pela Profa. Gilvânia Vilela durante o seu programa de pós-doutorado no MIT.

A segunda parte das atividades de pesquisa se concentrou em amostras totalmente fabricadas no DF-UFPE e tinham como objetivo aprofundar o entendimento do fenômeno de conversão corrente de spin em corrente de carga ($\vec{J}_s \rightarrow \vec{J}_C$) mediado por nanopartículas de Ag [1, 2] incorporadas em filmes Pt, Ta e W. Para isto fabricamos bicamadas do tipo YIG/Pt[Ag]Pt, YIG/Ta[Ag]Ta e YIG/W[Ag]W. Antes da deposição das camadas metálicas investigamos as propriedades de FMR dos filmes YIG/GGG. Após a deposição das camadas metálicas investigamos as propriedades de FMR e de *spin pumping*. Observamos que as nanopartículas de Ag atuam de forma diferente no processo de conversão $\vec{J}_s \rightarrow \vec{J}_C$ quando incorporadas em W e Ta, em comparação à Pt.

Com o objetivo de entender por que razão as bicamadas de YIG/ Bi_2Se_3 não apresentam tensão DC gerada por SSE, também investigamos uma série de bicamadas deste material utilizando as técnicas de FMR, FMR-*spin pumping* e SSE. Embora os resultados sejam muito preliminares e inconclusivos decidimos descrevê-los nesta dissertação. Seguramente vamos continuar estes estudos imediatamente após a defesa da dissertação.

4.2 FMR em amostras de TIG(15*nm*), TIG(30*nm*) e TIG(60*nm*)

As medidas de ressonância ferromagnética foram realizadas usando a configuração apresentada na Figura 3.4. A configuração experimental permite fazer variações do ângulo ϕ

no plano e do ângulo θ fora do plano. Para o TIG(30nm)/GGG foram realizadas ambas as medidas, a fim de investigar as propriedades de FMR da amostra. Mediu-se H_R e ΔH em função do ângulo no plano de 10 em 10 graus. Em seguida, foram realizadas medidas de FMR variando-se o ângulo θ fora do plano da amostra. Para $\theta = 0^\circ$ ($H \perp$ plano) observa-se um campo de ressonância menor do que quando comparado as medidas de FMR para $\theta = 90^\circ$, o que indica uma anisotropia fora do plano.

As medidas de FMR foram realizadas colocando-se a amostra no centro de uma cavidade retangular de micro-ondas, comercializada pela *Varian*, que opera no modo TE102 com frequência de ressonância de 9,5 GHz. A cavidade possui um par de bobinas na configuração Helmholtz para modulação do campo externo. As bobinas fazem parte de um circuito ressonante com frequência central de 100 kHz, que fica na saída de um amplificador de corrente. A micro-ondas refletida pela cavidade é convertida em tensão DC por um diodo detector. A tensão é pré-amplificada por um amplificador sintonizado e em seguida injetada em um amplificador *lock-in*, travado em fase e frequência com o sinal de modulação. O processo de detecção *lock-in* resulta na derivada do sinal de absorção da amostra. Se o sinal de absorção tem uma forma de linha Lorentziana, o sinal de saída do *lock-in* é a derivada da curva Lorentziana. Fazendo-se o ajuste de cada curva de absorção obtêm-se o valor do campo de ressonância (H_R) e o valor da largura de linha (ΔH) “*half width at half maximum*”. A largura de linha pico-a-pico é dada por $\Delta H_{p-p} = (2/\sqrt{3})\Delta H$.

José Elias A. N. [28] realizou medidas de FMR nas amostras de TIG(15), TIG(30) e TIG(60) e medidas de SP na amostra de TIG(60)/Pt(4). A dependência angular de H_R pode ser ajustada numericamente com base na densidade de energia livre magnética, ϵ , onde consideramos as contribuições devido à energia Zeeman, ϵ_Z , à densidade de energia de anisotropia cúbica de acordo com a orientação [111], ϵ_{CA} , à densidade de energia de desmagnetização, ϵ_D , e à densidade de energia de anisotropia uniaxial, ϵ_U . Os ajustes numéricos são baseados no ângulo de equilíbrio da magnetização, θ_0 e ϕ_0 , obtidos mediante $\partial E/\partial \theta = 0$ e $\partial E/\partial \phi = 0$ e na relação de dispersão, apresentada na equação (2.64). Os parâmetros físicos que surgem dos ajuste de FMR encontram-se na Tabela 4.1, que foram retirados da Ref. [28]

Tabela 4.1 – Parâmetros físicos obtidos a partir dos ajustes numéricos da dependência angular do campo H_R em filmes finos de TIG com espessura t_{TIG} . $4\pi M_{eff} = 4\pi M - 2K_2^\perp/M_s$ é a magnetização efetiva, H_{1C} é o campo de anisotropia cúbica, $H_{U2} = 2K_2^\perp/M_s$ e $H_{U4} = K_4^\perp/M_s$ são os campos de anisotropia uniaxial de primeira e segunda ordem. Quando H_{U4} é desprezível, H_{U2} é o campo de anisotropia uniaxial fora do plano, também chamado de H_\perp .

$t_{TIG} (nm)$	$4\pi M_{eff} (G)$	$H_{1c} (Oe)$	$H_{U2} (Oe)$	$H_{U4} (Oe)$
15	-979.1	30.6	-2739.1	310.8
30	-799.2	26.3	-2559.2	167.8
60	-383.4	-111.0	-2143.4	432.3

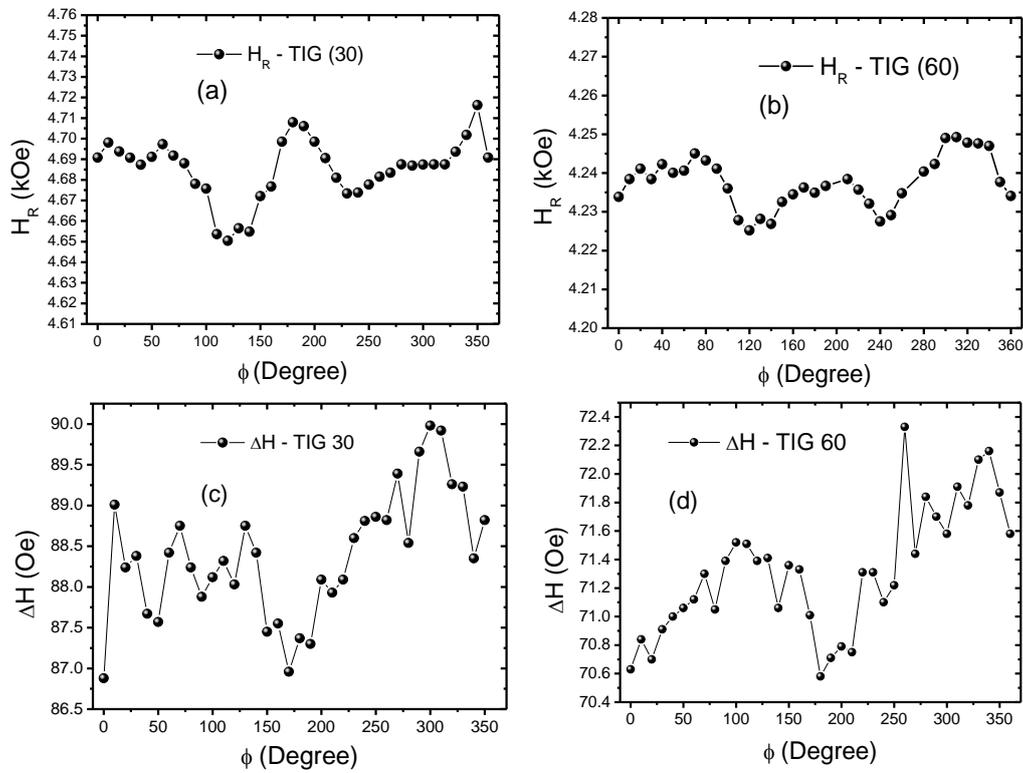
Fonte: retirada da referência [28]

Os grandes valores de H_{U2} revelam que as amostras mais finas de TIG possuem uma forte anisotropia fora do plano, que diminui à medida que a espessura aumenta.

Também foram realizadas medidas de *spin pumping* nas amostras de TIG investigadas por FMR [28]. Para isto, foi depositado uma camada de 4 nm de Pt sobre cada camada de TIG. Foi obtido uma dependência linear com a potência de micro-ondas, o que é coerente com a equação (2.34) e os sinais de SP no plano variam com $\cos\phi$, sendo máximo para $\phi = 0^\circ$. Dessa maneira, mostrou-se que os filmes de TIG podem ser usados como bons geradores de correntes de spin, assim como o YIG.

Realizamos medidas de FMR no plano em amostras de TIG (30) e TIG (60). Os resultados das medidas para o campo de ressonância H_R e a largura de linha ΔH são apresentados na Figura 4.1.

Figura 4.1 – (a) e (b) medidas do campo de ressonância H_R em função do ângulo no plano ϕ para filmes TIG(30)/GGG(111) e TIG(60)/GGG(111). (c) e (d) Medidas da largura de linha ΔH em função do ângulo no plano.



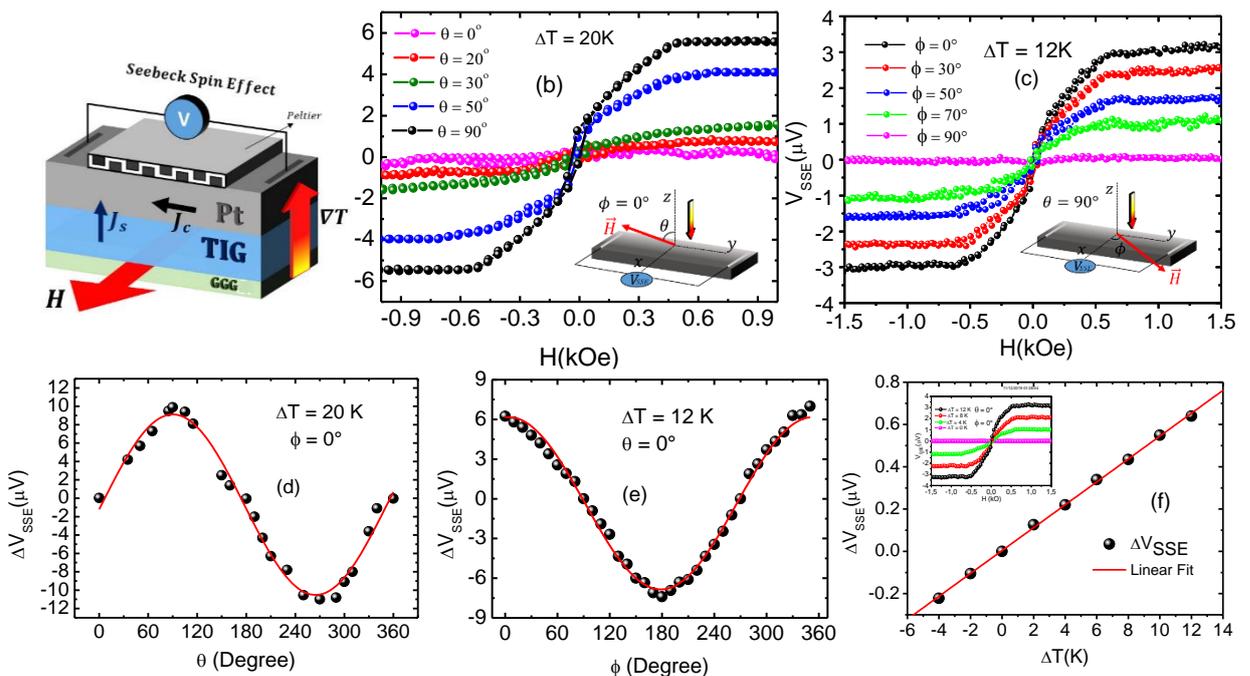
Fonte: o autor (2021)

Os filmes de TIG/GGG(111) possuem o eixo [111] perpendicular ao plano do filme, enquanto os outros dois eixos estão no plano do filme. A simetria do plano (111) foi discutida no Capítulo 2, onde verificamos que o campo de FMR tem uma simetria C_6 (*sixfold*) com amplitudes menores do que 10 Oe . As variações angulares do campo de FMR no plano dos filmes de TIG(30)/GGG(111) e TIG(60)/GGG(111) estão mostradas na Figura 4.1 (a) e (b). Como discutido na Ref. [46] a simetria [111] é fortemente sensível a flutuações fracas da anisotropia, de forma que a simetria C_6 é facilmente destruída, como mostrado na Figura 4.1 (a). Ambos os gráficos, mostram resquícios de uma simetria C_6 superposta com uma simetria C_2 (uniaxial). Em especial o filme mais espesso de 60 nm , claramente apresenta esta situação. Também, observa-se variações muito pequenas (da ordem de 5 Oe) na largura de linha ΔH . As variações de ΔH no plano, mostradas nas Figuras 4.1 (c) e (d), são desprezíveis.

4.3 SSE em bicamadas de TIG(60nm)/Pt(4nm)

Também foi explorado a excitação da corrente de spin através da interface TIG(60)/Pt(4) por meio do SSE, que se origina no fluxo térmico de mágnons que se estabelece através da espessura do filme FM devido ao gradiente de temperatura transversal ao plano. O acúmulo de spins no NM pode ser detectado medindo-se uma corrente de carga, devido ao ISHE, que flui no plano da amostra e transversal à direção do campo aplicado. A Figura 4.2 (a) apresenta um esquema da configuração experimental utilizada. Utilizamos a montagem constituída de apenas uma pastilha termoelétrica (módulo Peltier), como apresentado na Figura 3.11.

Figura 4.2 – Tensão de SSE excitada por um gradiente térmico, conforme mostrado em (a). Em (b), é mostrada a tensão V_{SSE} versus varredura do campo magnético para diferentes ângulos fora do plano, mantendo $\Delta T = 20 K$. Em (c), é mostrada a varredura do campo magnético para diferentes ângulos no plano, mantendo $\Delta T = 12 K$. Em (d), são mostrados os dados de V_{SSE} versus θ (no plano xz), mostrando dependência angular do tipo $\text{sen}\theta$. Em (e) são mostrados os dados de V_{SSE} vs. ϕ (no plano xy), mostrando dependência angular do tipo $\text{cos}(\phi)$. Em (f) é mostrada a dependência linear de V_{SSE} com ΔT . Os dados são obtidos fazendo-se uma média dos pontos na região de saturação da magnetização.



Fonte: o autor (2021).

O comportamento da tensão V_{SSE} foi investigado varrendo o campo magnético DC da seguinte maneira: fixamos $\phi_H = 0^\circ$ e variamos o campo \vec{H} fora do plano para uma diferença de temperatura fixa; mantivemos $\theta = 90^\circ$ e variamos o campo no plano; por fim, fixamos $\phi = 0^\circ$ e $\theta = 90^\circ$ e aplicamos diferentes valores de ΔT . A variação de V_{SSE} em função do campo magnético fora do plano da amostra pode ser observado na Figura 4.2 (b). O valor máximo para a tensão V_{SSE} foi de $5.5 \mu V$ para uma diferença de temperatura $\Delta T = 20 K$ e diminui a zero à

medida que o ângulo θ se aproximava de $\theta = 0^\circ$. Observa-se que a diferença de tensão medida $\Delta V_{SSE} \propto \text{sen}(\theta)$, que está de acordo com a equação (2.39), como mostrado na Figura 4.2 (d). Na Figura 4.2 (c), está mostrada a variação de V_{SSE} em função do campo magnético para diferentes valores do ângulo ϕ , mantendo $\theta = 90^\circ$. A Figura 4.2 (e) mostra a dependência angular no plano da amostra ($\theta = 90^\circ$) de ΔV_{SSE} para $\Delta T = 12 K$. $\Delta V_{SSE}(\phi)$ tem um valor máximo em $\phi = 0^\circ$ e um valor nulo em $\phi = 90^\circ$. O valor de $\Delta V_{SSE}(\phi)$ apresenta uma dependência do tipo $\Delta V_{SSE} \propto \text{cos}(\phi)$, como esperado do modelo teórico. Por fim, na Figura 4.2 (f) são apresentados os dados de ΔV_{SSE} para diferentes valores de ΔT e $\theta = 0^\circ$ onde é possível observar uma relação linear com ΔT , como previsto teoricamente. Os pontos da Figura 4.2 (f) são obtidos fazendo-se uma média dos valores de ΔV_{SSE} na região de saturação da magnetização. A partir do ajuste linear dos dados, obtêm-se o coeficiente angular da reta, que nos informa o valor do coeficiente de Spin Seebeck, S_{FM} , tendo este um valor de $0.54 \mu V/K$.

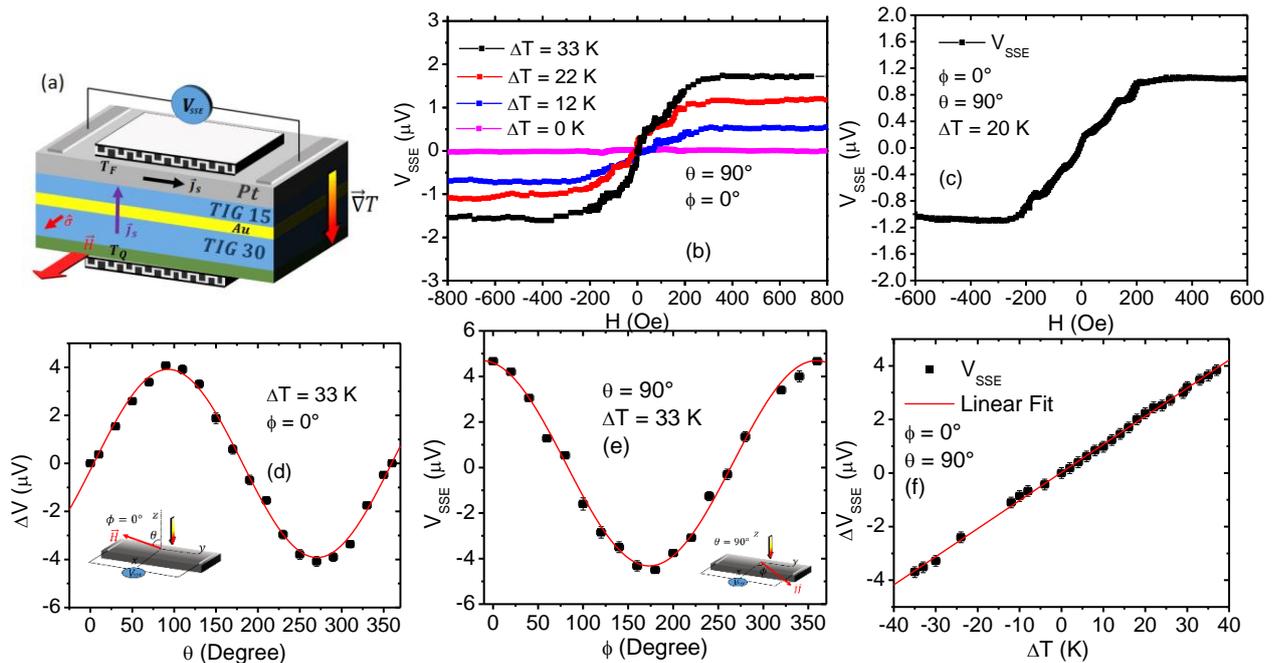
É possível estimar o valor da densidade de corrente de spin, j_s , usando a equação $j_s = \frac{\hbar}{2e} \theta_{SH} j_c$, com o ângulo spin Hall $\theta_{SH}^{Pt} \approx 0.09$ [58], considerando a espessura da Pt com $4 nm$, dimensões da amostra de $3 \times 4 mm^2$, com resistência $R_{Pt} = 48 \Omega$, e, para medida no plano da amostra com $\Delta T = 20 K$, têm-se um sinal de $5.5 \mu V$, o que leva a $j_c = 7.2 \times 10^{-3} A/m^2$, o que implica em $j_s = 6.5 \times 10^{-4} \frac{\hbar}{2e} A/m^2$.

4.4 SSE em tricamadas de TIG(30nm)/Au/TIG(15nm)

Foram realizadas medidas de SSE em heteroestruturas do tipo TIG(30)/Au/TIG(15), onde a camada de ouro (Au) foram de $8 nm$ e $16 nm$. De acordo com os ajustes das medidas de FMR (ver Tabela 4.1), observou-se que o TIG (30nm) possui um campo de anisotropia uniaxial fora do plano, H_{\perp} , menor, quando comparado ao TIG (15nm). Dessa forma, espera-se que a heteroestruturas criada possua duas magnetizações com anisotropias perpendiculares diferentes. Espera-se também que o acoplamento entre as magnetizações das duas camadas seja do tipo dipolar e dependa apenas da espessura da camada de Au. Foram observados degraus nas curvas de histerese obtidas por SSE. Estes degraus estão associados ao *switching* das magnetizações em diferentes valores de campo magnético. A montagem experimental utilizada para a realização das medidas a partir do SSE nas heteroestruturas foi semelhante a montagem utilizada para as medidas de SSE nas amostras de TIG(60)/Pt(4), a diferença básica foi que

utilizou-se duas placas Peltier ligadas em paralelo para estabelecer um gradiente térmico mais intenso, como ilustrado na Figura 4.3 (a). As medidas estão apresentadas na Figura 4.3.

Figura 4.3 - Tensão de SSE excitada por um gradiente térmico vertical para TIG(30)/Au(8)/TIG(15), conforme mostrado em (a). Em (b) Varredura do campo magnético para diferentes valores de ΔT . Em (c) curva de histerese completa (ida e volta), onde é possível observar pequenos degraus antes e depois do valor $H = 0$. Em (d) e (e) é mostrado a dependência angular de V_{SSE} fora do plano e no plano, respectivamente. Observa-se uma dependência angular do tipo $\sin(\theta)$, para medidas fora do plano, e dependência angular do tipo $\cos(\phi)$, para medidas no plano. Em (f) é mostrado a dependência linear de V_{SSE} com ΔT .



Fonte: o autor (2021)

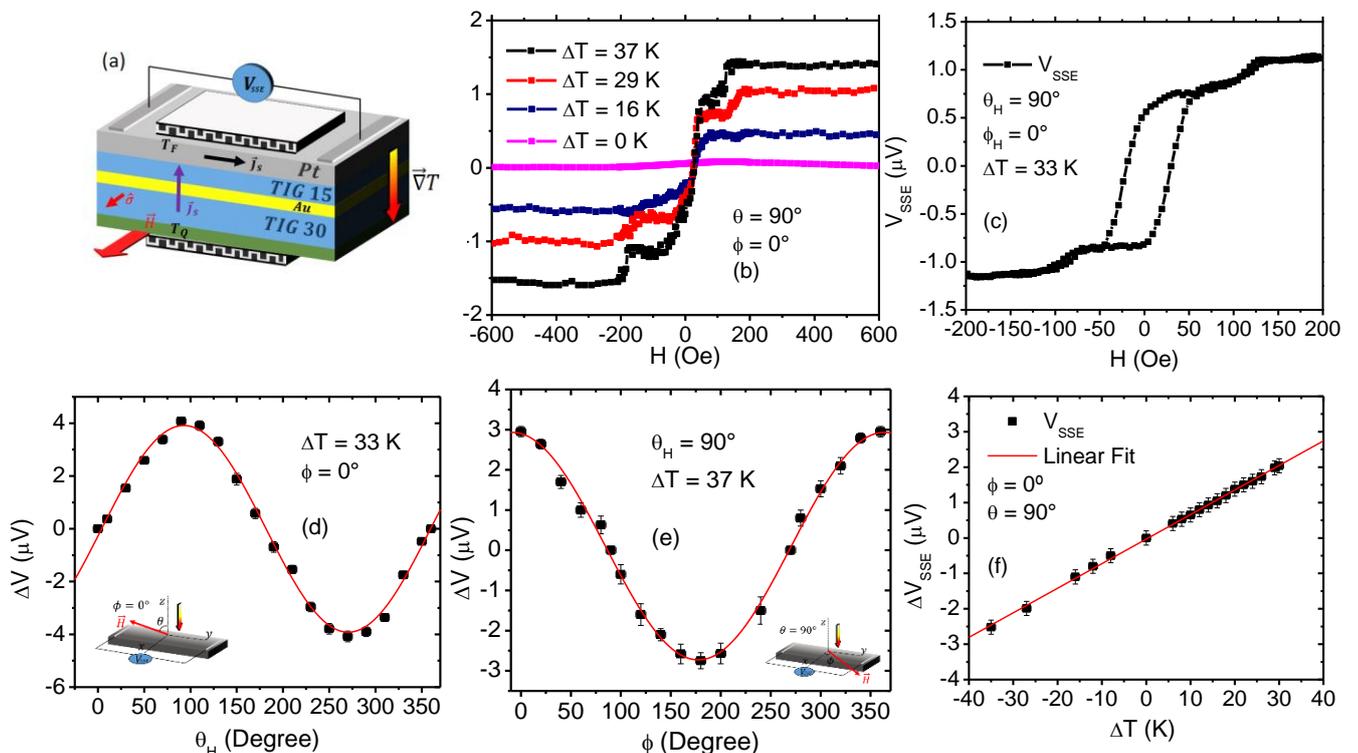
As medidas foram realizadas com varredura do campo \vec{H} no plano e fora do plano. Na Figura 4.3 (b) observa-se as curvas para diferentes valores de ΔT . Em particular, para $\Delta T = 33 K$, obtêm-se degraus com intensidade de $0.3 \mu V$, que representa o sinal de uma das camadas, e para a outra camada, um sinal de intensidade $3.27 \mu V$. A Figura 4.3 (c) mostra um ciclo de histerese completo ($-H \rightleftharpoons H$) obtido por SSE, para $\Delta T = 20 K$. A variação do campo magnético fora do plano da amostra pode ser observado na Figura 4.3 (d) e Figura 4.3 (e), para uma diferença de temperatura $\Delta T = 33 K$. Nota-se que $\Delta V_{SSE} \propto \sin(\theta)$, o que está de acordo com a teoria desenvolvida. Na Figura 4.3 (e) é apresentado a dependência angular no plano da amostra para o mesmo gradiente, tendo um valor de V_{SSE} máximo em $\phi = 0^\circ$ e um mínimo em $\phi = 90^\circ$, onde o sinal se anula. Além disso, nota-se que $\Delta V_{SSE} \propto \cos(\phi)$, que, novamente, está de acordo com a teoria desenvolvida para o SSE. Por fim, na Figura 4.3 (f) é apresentado V_{SSE} para diferentes valores de ΔT , onde é possível observar uma relação linear com ΔT , como previsto teoricamente. A partir do ajuste linear de $\Delta T \times i$, obtemos o coeficiente angular da

reta, que nos informa o valor do coeficiente de spin Seebeck, S_{FM} , tendo este um valor de $0.10 \mu V/K$.

A resistência medida após os contatos elétricos feitos foi de $R = 267 \Omega$. Analogamente, é possível estimar o valor da densidade de corrente de spin, j_s , usando a equação $j_s = \frac{\hbar}{2e} \theta_{SH} j_c$, com $\theta_{SH}^{Pt} \approx 0.09$, considerando a espessura da Pt com 4 nm , dimensões da amostra de $3 \times 4 \text{ mm}^2$, têm-se, para a medida realizada no plano da amostra com $\Delta T = 33 \text{ K}$, um sinal de $4.08 \mu V$, que leva a $j_c = 9.5 \times 10^{-4} \text{ A/m}^2$, o que implica em $j_s = 8.6 \times 10^{-5} \frac{\hbar}{2e} \text{ A/m}^2$.

Para a camada de Au (16 nm) os degraus se tornaram mais evidentes (Figura 4.4). Como a interação dipolar depende da espessura da camada de Au. A medida que aumenta a espessura de Au a interação entre as magnetizações da camada de TIG(30) e TIG(15) se torna menor, evidenciando um comportamento mais independente entre as camadas.

Figura 4.4 - Tensão de SSE excitada por um gradiente térmico para TIG(30)/Au(16)/TIG(15), conforme mostrado em (a). Em (b) Varredura do campo magnético para diferentes valores de ΔT . Em (c) curva de histerese completa, onde é possível observar pequenos degraus antes e depois do valor $H = 0$. Em (d) e (e) é mostrado a dependência angular de V_{SSE} fora do plano e no plano, respectivamente. Observa-se a dependência angular do tipo $\sin\theta$, para medidas fora do plano, e dependência angular do tipo $\cos(\phi)$, para medidas no plano. Em (f) é mostrado a dependência linear de V_{SSE} com ΔT .



Na Figura 4.4 é apresentado o conjunto de medidas para a amostra de TIG(30)/Au(16)/TIG(15). A Figura 4.4 (a) mostra esquematicamente a montagem experimental, com ênfase nos dois módulos Peltiers, que permitem aumentar a diferença de temperatura aplicada e faz com que a aplicação do gradiente de temperatura seja simétrico. A Figura 4.4 (b) mostra varreduras de campo em apenas um sentido. A Figura 4.4 (c) mostra um ciclo de histerese completo ($-H \rightleftharpoons H$) obtido por SSE, para $\Delta T = 37 K$. Aqui, claramente se vê degraus em torno de $H \approx \pm 125 Oe$ que correspondem ao switch da magnetização da camada de TIG de menor campo de anisotropia. O comportamento de ambas as amostras ($t_{Au} = 8 nm$ e $t_{Au} = 16 nm$) foi semelhante no que diz respeito à variação angular no plano, fora do plano e com relação a dependência linear de V_{SSE} com ΔT . Para a amostra com $t_{Au} = 16 nm$ obtivemos um coeficiente de spin Seebeck $S_{FM} = 0.07 \mu V/K$.

A resistência desta amostra foi de $R = 250 \Omega$. Considerando os mesmos parâmetros adotados anteriormente, diferenciando apenas pelo fato de que para $\Delta T = 37 K$, têm-se um sinal de $3 \mu V$, que leva a $j_c = 7.5 \times 10^{-4} A/m^2$, o que implica em $j_s = 6.75 \times 10^{-5} \frac{\hbar}{2e} A/m^2$. Portanto, os valores de j_s são bem semelhantes para ambas as amostras, o que é esperado, pois a contribuição da camada de Au para j_s é desprezível, quando comparada a Pt.

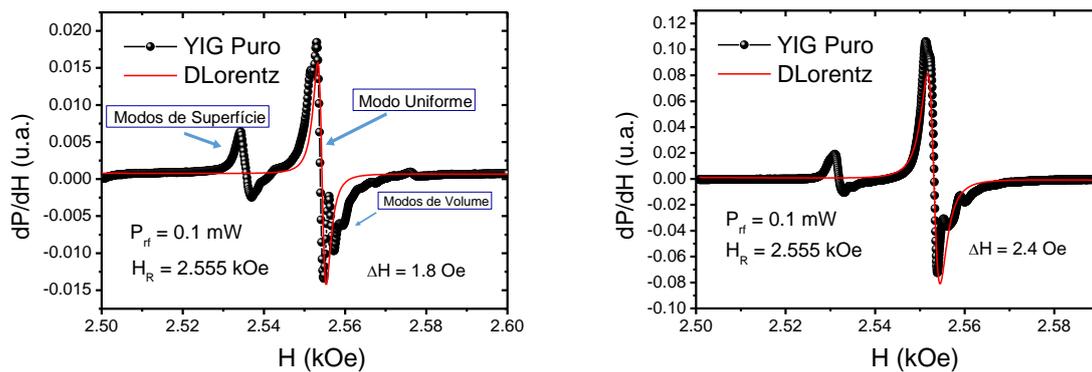
Em conclusão, os resultados para as medidas usando SSE mostraram dependência de ΔV_{SSE} do tipo seno e cosseno com o ângulo polar θ e azimutal ϕ de \vec{H} . Fomos capazes de detectar uma tensão elétrica V_{SSE} da ordem de μV nas bordas do filme de Pt por meio do ISHE. Esta tensão depende linearmente da diferença de temperatura na amostra. Estes resultados mostraram um bom *spin-mixing conductance* na interface TIG/Pt e TIG/Au/TIG/Pt, e uma conversão eficiente de corrente de spin em correntes de carga dentro do filme Pt.

4.5 FMR e tensão DC por *spin pumping* em bicamada de YIG/Pt (7.5nm)

As medidas de SP foram realizadas em amostras magnéticas de YIG($\sim 1 \mu m$)/GGG(111) fornecidas pelo professor Antônio Azevedo. Como os filmes de YIG foram crescidos por epitaxia em fase líquida, uma camada de YIG é crescida em cada face do substrato de GGG. Tivemos que escolher o lado do substrato que possui o filme com as melhores propriedades de FMR (modos de ressonância bem resolvidos e larguras de linha estreitas). Resolvemos fazer esta escolha utilizando FMR em linha de fita. No sinal de FMR detectado, foi observado a largura de linha, intensidade do sinal e simetria da curva. Os resultados do FMR são apresentados na Figura 4.5, onde é possível observar o resultado da medida de FMR para o YIG

puro (antes de depositar a Pt) e o resultado da medida de FMR para YIG/Pt. As medidas foram realizadas na cavidade ressonante produzida no próprio departamento, cuja frequência central é próxima de 9.4 GHz . Como o sinal de FMR do YIG é bastante alto, foi necessário utilizar potências bem baixas. Assim, todas as medidas de FMR foram realizadas a uma potência de fixa de -10 dBm .

Figura 4.5 – Resultados das medidas de FMR para amostra magnética de YIG antes e depois da deposição de Pt utilizando a técnica de *sputtering*.



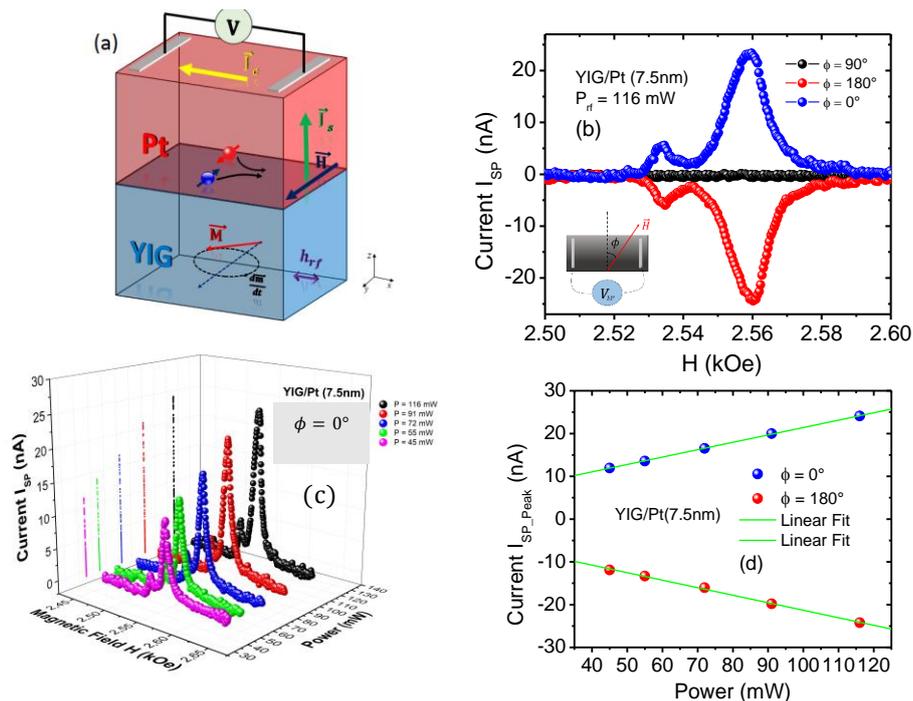
Fonte: o autor (2021)

Na Figura 4.5 é possível notar os modos de superfície e o modo uniforme, além dos modos de volume. Como já visto em seções anteriores, o processo de *spin pumping* em bicamadas do tipo FM/NM aumenta a largura de linha de FMR, o que pode ser notado com o aumento na largura de linha do modo uniforme, ΔH , ($\Delta H = 1.8\text{ Oe}$ antes da deposição de Pt, e $\Delta H = 2.4\text{ Oe}$, posteriormente a deposição da deposição de Pt). Os ajustes dos dados foram feitos usando derivadas Lorentzianas (curva em vermelho).

Além das medidas de FMR, foram realizadas medidas de tensão DC geradas por *spin pumping*. O material utilizado como camada FM é o YIG e o material utilizado para a camada NM é a Pt. O objetivo desta medida é identificar o processo de acumulação de carga devido ao ISHE. Para as medidas de SP a configuração experimental foi semelhante à usada nas medidas de FMR. A diferença básica é que aqui fixamos dois eletrodos com tinta de prata para realizar os contatos elétricos e as medidas são de tensões DC, não sendo necessário o uso do *lock-in*, tampouco o uso de modulação do campo magnético. Quanto aos contatos elétricos, deve-se estar atento a polaridade das pontas de prova do nanovôltemetro, pois há materiais, como o Ta, que possuem ângulo spin Hall, θ_{SH} , com sinal contrário ao apresentado pela Pt. como observado na referência [5].

Os resultados das medidas de tensão V_{SP} para a amostra de YIG/Pt(7.5) são apresentados na Figura 4.6. A amostra possuía dimensão $3 \times 1.5 \text{ mm}^2$, com resistência da camada de Pt de $R_{Pt} = 37 \Omega$ e para potência $P_{rf} = 116 \text{ mW}$, temos uma densidade de corrente de carga $j_c = 6.0 \times 10^{-3} \text{ A/m}^2$ e uma densidade de corrente de spin $j_s = 5.4 \times 10^{-4} \frac{\hbar}{2e} \text{ A/m}^2$. Dividiu-se o valor de V_{SP} por R_{Pt} a fim de se obter a corrente de carga, I_{SP} , devido ao ISHE na Pt. É mais interessante plotar os gráficos da corrente, em vez dos gráficos da tensão, pois o sinal se torna independente da qualidade dos contatos elétricos realizados. Dessa forma, fica mais fácil de comparar os sinais obtidos para diferentes amostras.

Figura 4.6 – Medidas de *spin pumping* para amostra de YIG/Pt. Em (a) têm-se um esquema representando geração de uma corrente de spin no YIG e o bombeamento dessa corrente de spin na Pt, onde ocorre a conversão $j_s \rightarrow j_c$ pelo ISHE. Em (b), estão mostradas as medidas da corrente de carga I_{SP} em função do campo aplicado para 3 posições angulares $\phi = 0^\circ, 90^\circ$ e 180° , onde ϕ está indicado no *inset*. Em (c), estão mostradas as medidas de I_{SP} em função do campo aplicado para 5 níveis de potência de micro-ondas (45 mW, 55 mW, 72 mW, 91 mW e 116 mW). Em (d) está mostrada a dependência do valor de pico da corrente I_{SP} em função da potência de micro-ondas para $\phi = 0^\circ$ (símbolos azuis) e $\phi = 180^\circ$ (símbolos vermelhos). A dependência linear de I_{SP} vs. P_{rf} confirma que a excitação de FMR está no regime linear.



Fonte: o autor (2021).

A Figura 4.6 (b) mostra a dependência da corrente de carga devido ao efeito ISHE em função do campo externo, para três valores de ângulos azimutal. Os ângulos $\phi = 0^\circ$ e $\phi = 180^\circ$ corresponde às medidas com campo perpendicular à direção de medida de tensão. O valor do sinal obtido para $\phi = 90^\circ$ deve ser nula, pois, $I_{SP} \propto \cos(\phi)$. Na Figura 4.6 (c), é apresentado I_{SP} em função do campo magnético no plano, com $\phi = 0^\circ$, e da potência de RF. O máximo

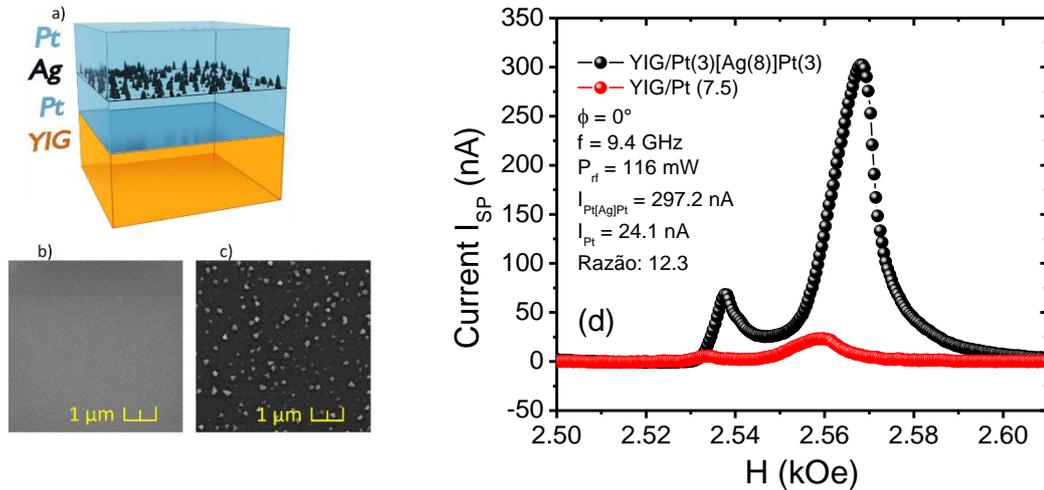
valor de corrente de carga obtido ocorreu para um potência de $P = 116 \text{ mW}$, sendo $I_{SP} \approx 24 \text{ nA}$. A Figura 4.6 (d) mostra a variação de I_{SP} com a potência de micro-ondas para $\phi = 0^\circ$ (reta crescente) com coeficiente angular obtido do ajuste linear é 1.73×10^{-10} e $\phi = 180^\circ$ (reta decrescente) com coeficiente angular -1.76×10^{-10} . Há um comportamento linear, que está de acordo com o fato de $I_{SP} \propto h_{rf}^2$, sendo h_{rf} a intensidade do campo magnético de micro-ondas. A obtenção dos pontos da Figura 4.6 (d) foram realizadas por meio do ajuste dos dados experimentais usando a parte simétrica de curvas Lorentzianas. A tensão V_{SP} possui as características teoricamente esperadas e as curvas Lorentzianas são centradas no campo de máxima absorção de FMR. Observe também que houve um alargamento na curva de SP, que ocorre devido a superposição do sinal dos modos de volume à direita do modo uniforme.

Portanto, para as amostras de YIG/Pt utilizadas pode-se concluir que há uma boa conversão de corrente de spin em corrente de carga devido ao ISHE e que o comportamento das curvas obtidas estão de acordo com o esperado teoricamente, ou seja, a dependência do sinal com o ângulo azimutal e a linearidade de I_{SP} com a potência de micro-ondas. Estes são resultado conhecidos tanto do nosso grupo como da literatura.

4.6 FMR e tensão DC por *spin pumping* em heteroestruturas de YIG/Pt(3nm)[Ag(8nm)]Pt(3nm)

Preparamos filmes metálicos não-magnéticos, por *sputtering*, onde foram incorporadas partículas nanoscópicas de Ag (sem formar liga) dentro da camada de Pt. Imagens de microscopia eletrônica de varredura mostraram que quando a espessura nominal da camada de Ag é menor do que um certo valor crítico, formam-se partículas nanoscópicas isoladas de Ag. Para espessuras acima desta espessura crítica, a camada de Ag colapsa formando um filme contínuo. Na Figura 4.7 têm-se imagens de microscopia eletrônica de varredura para duas amostras, uma de $S_iO_x[Ag(3nm)]$ mostrada na Figura 4.7 (b) e outra de $S_iO_x/Pt(3nm)[Ag(3nm)]$ mostrada na Figura 4.7 (c).

Figura 4.7 – Em (a) ilustração da heteroestruturas com partículas de Ag. Em (b) temos imagem obtida por microscopia eletrônica de varredura [27] da deposição de Ag(3 nm) sobre SiOx. Neste caso a deposição resultou na formação de um filme contínuo com pouca rugosidade. Em (c) temos a imagem da superfície de SiOx/Pt(3nm)/Ag(3nm). A deposição de Ag sobre Pt favorece a formação de nanopartículas de Ag. Vale a pena enfatizar que a espessura de 8 nm é nominal. Seria a espessura da camada contínua de Ag supondo a taxa de deposição obtida para filmes espessos de Ag. Em (d) comparação da corrente de carga I_{SP} medidas por meio do *spin pumping* na bicamada de YIG/Pt e na heteroestrutura YIG/Pt[Ag]Pt para o ângulo $\phi = 0^\circ$ e $P_{rf} = 116$ mW.

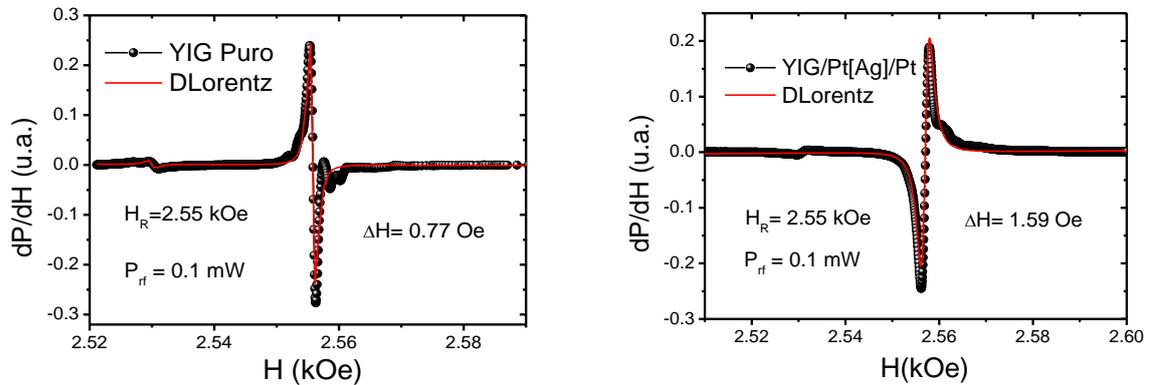


Fonte: figura retirada da referência [27].

Foi fabricada a heteroestruturas de YIG/Pt(3)[Ag(8)]Pt(3) e realizadas medidas de FMR e *spin pumping*. Devido ao ISHE, há a criação de uma corrente de carga na camada de Pt, como discutido na seção anterior. No entanto, a formação de partículas nanoscópicas de Ag(8 nm) gera um aumento significativo na corrente de *spin pumping*, quando comparada com a corrente de *spin pumping* gerada em YIG/Pt(7.5). A deposição de Ag sobre Pt favorece a formação de ilhas de Ag e estão diretamente relacionadas com o aumento da conversão efetiva de corrente de spin em corrente de carga. Foram feitas medidas antes e depois da deposição de Ag e Pt. A Figura 32 mostra claramente o aumento da corrente de *spin pumping* na amostra de Pt com nanopartículas de Ag, mantidas as condições de excitação iguais para ambos os casos. O aumento foi de 12 vezes: $\frac{I_{Pt[Ag]Pt}}{I_{Pt}} = \frac{297.2 \text{ nA}}{24.1 \text{ nA}} \cong 12.3$.

As medidas de FMR da camada de YIG usada para depositar a camada de Pt(3)[Ag(8)]Pt(3) estão mostradas na Figura 4.8. As medidas apresentam um modo de superfície à esquerda e modos de volume à direita do modo uniforme de FMR. Após a deposição da camada de Pt(3)[Ag(8)]Pt(3), observamos um aumento na largura de linha de FMR de 0.82 Oe devido ao *spin pumping*.

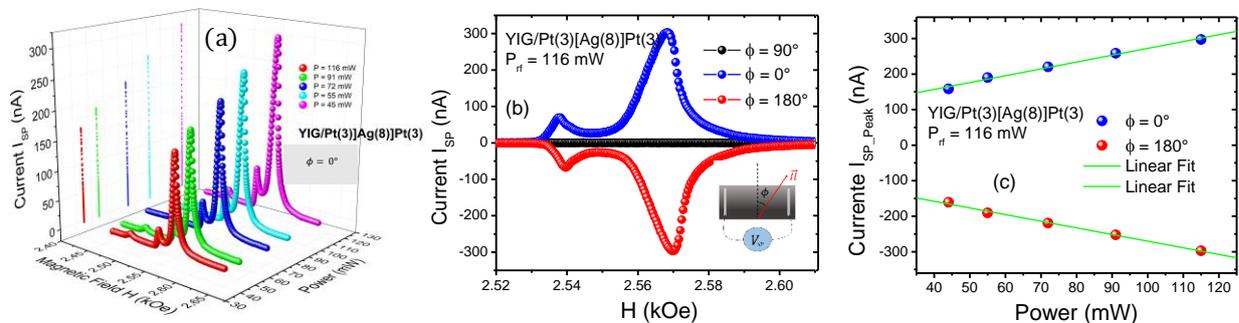
Figura 4.8 – À esquerda medidas de FMR em YIG puro. À direita medidas de FMR para a heteroestruturas YIG/Pt(3)[Ag(8)]Pt(3).



Fonte: o autor (2021).

Após a medida de FMR, foram realizadas as medidas de SP seguindo a mesma metodologia usada para a amostra de YIG/Pt. Mediu-se a variação com o ângulo azimutal e a variação com a potência de micro-ondas para $\phi = 0^\circ$ e $\phi = 180^\circ$. Os resultados são apresentados na Figura 4.9. A resistência elétrica medida sobre o filme de Pt foi de $R = 34 \Omega$, um valor menor quando comparado a bicamada de YIG/Pt, o que era esperado devido a presença das partículas de Ag. A amostra também possuía dimensão $3 \times 1.5 \text{ mm}^2$, o que fornece uma corrente de carga, j_c , para $P_{rf} = 116 \text{ mW}$, cerca de 12 vezes maior que o valor de j_c para a bicamada de YIG/Pt.

Figura 4.9 - Medidas de *spin pumping* para amostra de YIG/Pt[Ag]Pt. Em (a) têm-se diferentes curvas de *spin pumping* para diferentes níveis de potência incidente. Em (b) medidas da corrente de carga I_{SP} em função do ângulo azimutal. Em (c) medidas do sinal obtido em função da potência de micro-ondas para $\phi = 0^\circ$ (símbolos azuis) e $\phi = 180^\circ$ (símbolos vermelhos).



Fonte: o autor (2021).

Na Figura 4.9 (a) têm-se o resultado da medida de SP para diferentes valores da potência de micro-ondas, onde é possível observar os picos referentes a cada modo magnetostático. Na

Figura 4.9 (b), é apresentado a corrente I_{SP} em função do ângulo azimutal ϕ , definido no *inset*. Observa-se um comportamento de acordo com o previsto teoricamente, com $I_{SP} \propto \cos(\phi)$. Por fim, Na Figura 4.9 (c), nota-se o comportamento linear da corrente de pico, obtida pelo ajuste dos dados de SP mediante uma curva lorentziana, em função da potência de micro-ondas. Obtivemos um coeficiente angular de $1,92455 \times 10^{-9}$ (reta crescente) e $-1,86913 \times 10^{-9}$ (reta decrescente).

Como mostrado na Figura 4.7, presença de partículas nanoscópicas de Ag incorporadas dentro do filme de Pt, aumenta a eficiência do processo de conversão mútua $\vec{J}_S \leftrightarrow \vec{J}_C$ em 12 vezes. A espessura nominal da camada de Ag depositada por *sputtering* foi de 8 nm, que, segundo as análises feitas por Obed A. S. [27], está em torno do limite de coalescência do filme de Ag. Este aumento no sinal de SP foi atribuído ao efeito Rashba-Edelstein, que ocorre na interface Pt/Ag. No capítulo 2, vimos que em superfícies e interfaces que possuem uma quebra natural de simetria de translação, pode ocorrer o *spin splitting*. No caso de uma superfície (ou interface), o campo elétrico perpendicular à superfície surge naturalmente devido à reconstrução atômica provocada pela ausência de átomos da mesma espécie na direção perpendicular. No nosso caso, as partículas de Ag funcionam como interfaces onde há uma quebra de simetria de translação. Nessas condições, haveria uma interação do tipo Rashba, que é amplificada pelo fato da quantidade de nanopartículas de Ag ser muito grande. Especulamos que no caso acima teremos a superposição de dois mecanismos de conversão $\vec{J}_S \rightarrow \vec{J}_C$. Um deles seria o efeito ISHE convencional, que ocorre no volume da camada de Pt. O outro efeito seria o efeito Rashba-Edelstein que ocorreria na interface entre as partículas de Ag e a matriz de Pt. Este segundo efeito depende fortemente da natureza da interface. Seguindo a especulação acima, podemos tentar formular um modelo para este fenômeno, tomando como base a soma dos efeitos ISHE e IREE. A corrente de carga resultante do efeito Rashba-Edelstein inverso (IREE), que é dada por $I_{IREE} = \lambda_{IREE} w j_s^{3D}$, sendo w a largura da amostra e λ_{IREE} o parâmetro do IREE. A corrente de carga devido ao ISHE medida na Pt é dada por,

$$I_{SP} = \left(\frac{2e}{\hbar}\right) \theta_{SH} \frac{\lambda_{SD}}{t_{NM}} \tanh\left(\frac{t_{NM}}{2\lambda_{SD}}\right) w \frac{\hbar\omega p}{4\pi} g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \left(\frac{h_{rf}}{\Delta H}\right)^2 L(H - H_R) \cos(\phi). \quad (4.1)$$

Assim, a corrente de carga total seria dada por

$$I_T = \left(\frac{2e}{\hbar}\right) \theta_{SH} \frac{\lambda_{SD}}{t_{NM}} \tanh\left(\frac{t_{NM}}{2\lambda_{SD}}\right) w \frac{\hbar\omega p}{4\pi} g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \left(\frac{h_{rf}}{\Delta H}\right)^2 L(H - H_R) \cos(\phi) + \Gamma \lambda_{IREE} w j_s^{3D}, \quad (4.2)$$

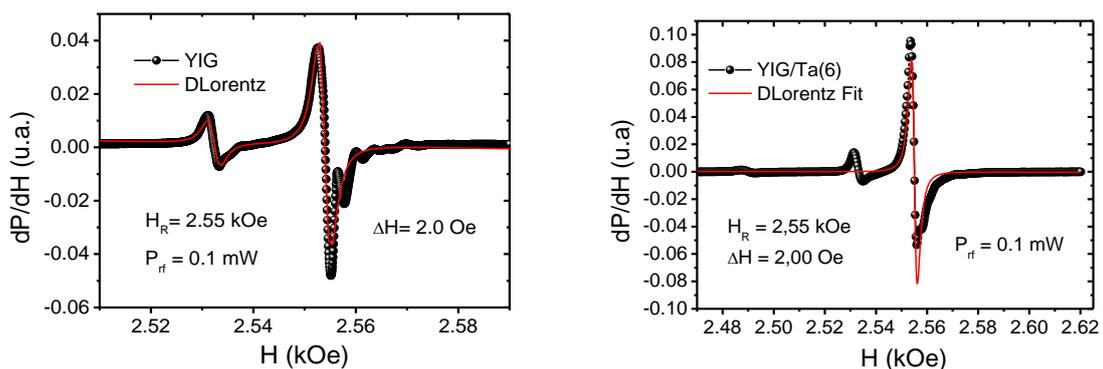
onde Γ é um fator relacionado ao número de interfaces.

Duas perguntas que podem ser feitas neste momento: (i) Será que nanopartículas de Ag incorporadas em outro material, tipo Ta, W, Pd, etc., produzem o mesmo efeito?; (ii) Será que as nanopartículas de Ag também se formam na superfície de outros metais, da mesma maneira que se formaram na superfície da Pt? Para entender estas questões, exploramos o efeito de incorporar nanopartículas de Ag em outros dois metais que possuem SOC intenso, são eles Ta e W.

4.7 FMR e tensão DC por *spin pumping* em bicamada de YIG/Ta (6nm)

Seguindo a ideia acima, preparamos uma amostra de YIG/Ta para investigar o efeito de FMR e *spin pumping*. Para isso, foi separada uma amostra de YIG puro e foi feita medida de FMR, antes e depois da deposição, como pode ser observado na Figura 4.10.

Figura 4.10 – À esquerda medida de FMR para amostra de YIG puro. À direita medidas de FMR para amostra de YIG/Ta(6).



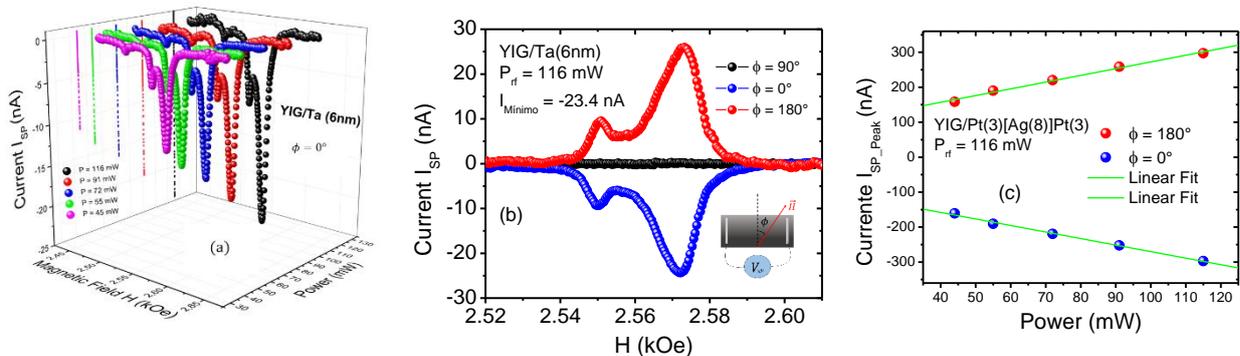
Fonte: o autor (2021).

Nas medidas de FMR ocorre algo curioso, a largura de linha de FMR não aumenta. Era esperado este aumento devido ao *spin pumping*, que ocorreu para a Pt. Porém, ainda não há uma explicação do motivo disto acontecer. Em comunicação privada, O. Alves-Santos nos

comunicou que, em estudos preliminares já havia identificado que camadas de Ta não provocam aumento de largura de linha de FMR, tanto em bicamadas Py/Ta como em bicamadas YIG/Ta.

Motivados pelos resultados obtidos com a heteroestrutura de YIG/Pt[Ag]Pt, fizemos a investigação de amostras com Ta em substituição da Pt. O Ta foi crescido em sua fase β , como mostrado pelo grupo de Cornell [60]. Esta amostra apresentou uma resistência elétrica de 130Ω , levando a uma resistividade de $390 \mu\Omega - cm$, que é muito mais alta do que a resistividade da fase α . Dados da literatura mostram que, $\rho_{\alpha}^{Ta} \sim 24 - 50 \mu\Omega - cm$ [59] e $\rho_{\beta}^{Ta} \sim 190 - 220 \mu\Omega - cm$ [60]. Embora as medidas de resistividade indiquem fortemente que o filme de Ta cresceu na fase β , teremos que fazer difratometria de R-X para confirmar. Observamos também que o Ta, ao contrário da Pt, possui $\theta_{SH} < 0$, que já foi observado por outros grupos [61,62]. Utilizamos a mesma metodologia experimental a fim de investigar e comparar o ganho devido à incorporação de nanopartículas de Ag no Ta com o ganho na amostra Pt(3)[Ag(8)]Pt(3). Os resultados das medidas de SP para a amostra YIG/Ta(6) são apresentados na Figura 4.11.

Figura 4.11 - Medidas de *spin pumping* para amostra de YIG/Ta(6). Em (a) têm-se diferentes curvas de *spin pumping*, para diferentes níveis de potência incidente. Em (b) medidas da corrente de carga I_{SP} em função do ângulo azimutal. Em (c) medidas do sinal obtido em função da potência de micro-ondas para $\phi = 0^\circ$ (símbolos azuis) e $\phi = 180^\circ$ (símbolos vermelhos). Observe a inversão do sinal de polarização em comparação com a amostra YIG/Pt, da Figura 30.



Fonte: o autor (2021).

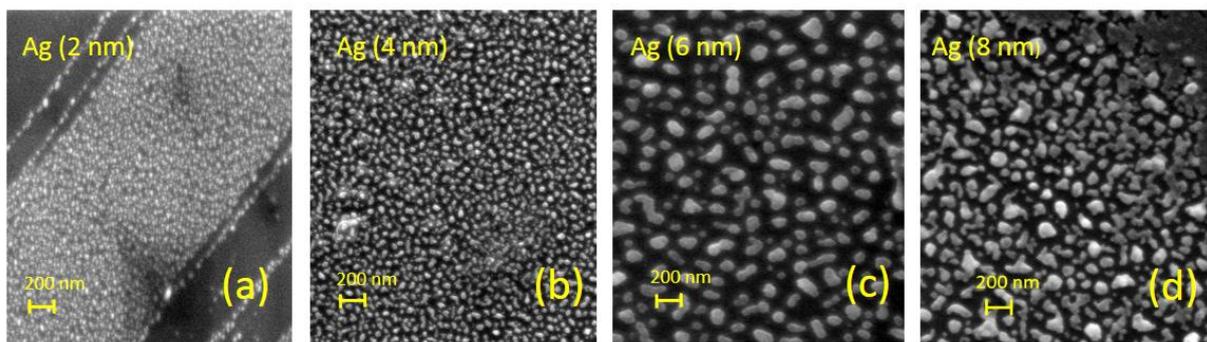
Os resultados das medidas de SP estão condizentes com o reportado na literatura, ou seja, o sinal de SP muda com o ângulo azimutal como apresentado na Figura 36 (b), se anulando para $\phi = 90^\circ$. Note que, para $\phi = 0^\circ$, o sinal é negativo e, para $\phi = 180^\circ$, o sinal é positivo, o que indica um valor negativo para o ângulo spin Hall, θ_{SH} . Também é válido que $I_{SP} \propto \cos(\phi)$. Na Figura 36 (c) temos o comportamento linear de I_{SP} vs. P_{rf} , onde obtivemos coeficientes angulares de $1,92455 \times 10^{-9}$ (reta crescente) e $-1,86913 \times 10^{-9}$ (reta decrescente). A

intensidade do sinal de SP para a amostra de YIG/Ta(6) é similar aos sinal de SP para a amostra de YIG/Pt(7.5), ambas tendo um valor máximo de I_{SP} , para $P_{rf} = 116 \text{ mW}$, próximos de 24 nA . A corrente de spin pode ser estimada considerando $\theta_{SH}^{\beta} = -0.0062$ [63], $R_{Ta} = 130 \Omega$, $P_{rf} = 116 \text{ mW}$, que leva a um valor de -26 nA , assim, temos que $j_s = 1.8 \times 10^{-5} \frac{\hbar}{2e} \text{ A/m}^2$.

4.8 FMR e tensão DC por *spin pumping* em heteroestruturas de YIG/Ta(3nm)[Ag(4nm)]Ta(3nm), YIG/Ta(3nm)[Ag(6nm)]Ta(3nm) e YIG/Ta(3nm)[Ag(6nm)]Ta(3nm)

Preparamos, por *sputtering*, amostras de Ta(3)[Ag], onde a espessura da camada de Ag foi de 2 nm , 4 nm , 6 nm e 8 nm . As imagens de Microscopia Eletrônica de Varredura (MEV) mostraram que há formação de nanopartículas de Ag diluídas no filme de Ta(3), como pode ser observado na Figura. 4. 12. Realizamos medidas de SP apenas para as heteroestruturas com 4 nm , 6 nm e 8 nm de Ag, que são apresentadas ao longo desta seção.

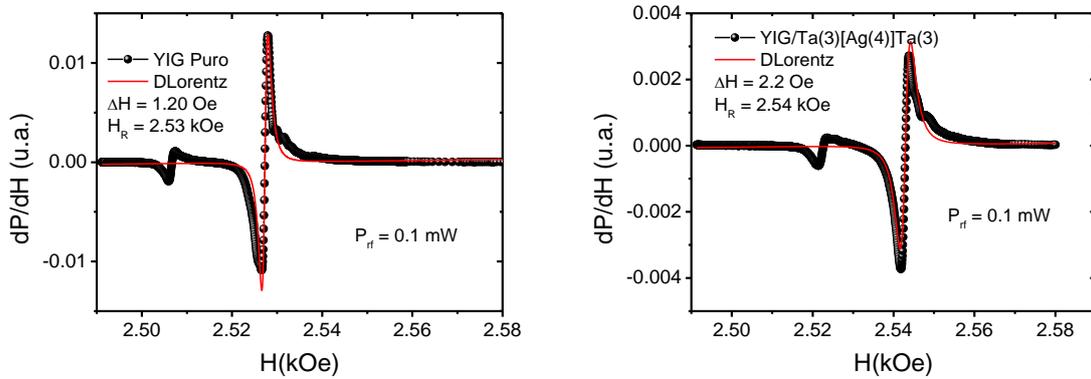
Figura 4.12 – Imagens de MEV para amostras de Si/Ta(3)[Ag]. Em (a) imagem obtida por MEV para 2 nm de Ag. Em (b) imagem obtida por MEV para 4 nm de Ag. Em (c) imagem obtida por MEV para 6 nm de Ag. Em (d) imagem obtida por MEV para 8 nm de Ag



Fonte: o autor 2021.

As medidas de FMR para a amostra de Ta com 4 nm de Ag antes e depois da deposição, são apresentadas na Figura 4.13, onde podemos observar um aumento na largura de linha, que saiu de 1.20 Oe para 2.2 Oe .

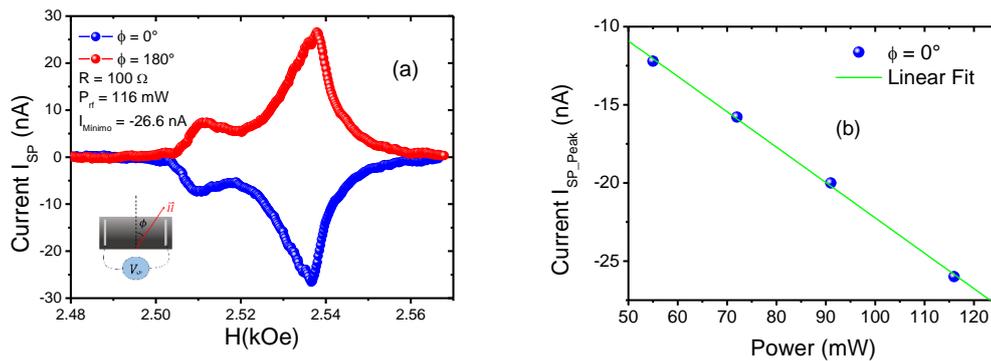
Figura 4.13 - À esquerda medida de FMR para amostra de YIG puro. À direita medidas de FMR para amostra de YIG/Ta(6).



Fonte: o autor (2021).

As medidas de SP são apresentadas na Figura 4.14, onde foram realizadas medidas variando o ângulo no plano e os níveis de potência de micro-ondas. Na Figura 4.14 (a) observamos que o sinal de SP é invertido quando mudamos o ângulo azimutal de 0° para 180° , como esperado, o que indica a dependência com o $\cos(\phi)$. Na Figura 4.14 (b) notamos a relação linear da corrente de carga de pico em função dos níveis de potência de micro-ondas.

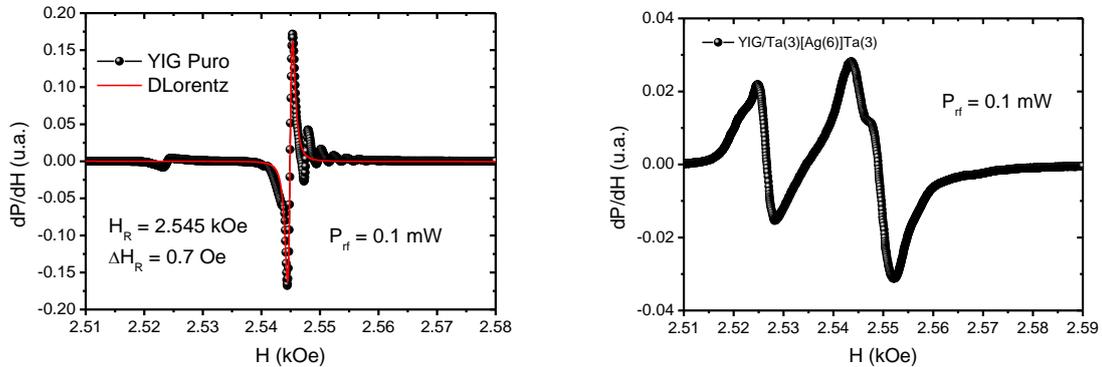
Figura 4.14 - Medidas de *spin pumping* para amostra de YIG/Ta(3)[Ag(4)]Ta(3). Em (a) têm-se duas curvas de *spin pumping*, para $\phi = 0^\circ$ (símbolos azuis) e para $\phi = 180^\circ$ (símbolos vermelhos). Em (b) medidas do sinal obtido em função da potência de micro-ondas para $\phi = 0^\circ$.



Fonte: o autor (2021).

Realizamos medidas de FMR em YIG puro antes e depois da deposição de Ta(3) e Ag(6). As medidas são apresentadas na Figura 4.15.

Figura 4.15 – À esquerda medidas de FMR em YIG puro. À direita medidas de FMR para heteroestrutura de YIG/Ta(3)[Ag(6)]Ta(3).

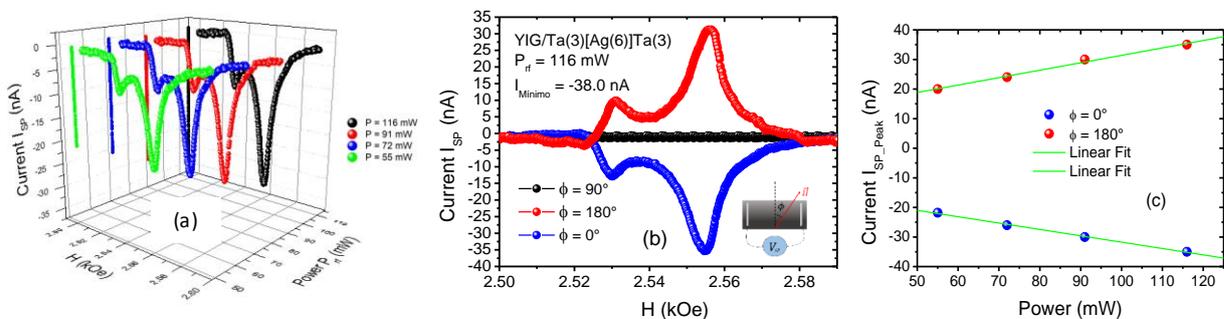


Fonte: o autor 2021.

Na Figura 4.15 nota-se um modo uniforme em 2.54 kOe , cuja largura de linha é de 0.7 Oe . Após a deposição do Ta(3) e da Ag(6), percebemos que a curva de FMR (Figura 4.15, à direita) apresentou um comportamento diferente. O modo de superfície aumentou de intensidade e houve um deslocamento no campo de ressonância e também um aumento na largura de linha. Esta anomalia no FMR é algo que ainda iremos investigar em pesquisas futuras.

Fizemos medidas de SP na heteroestrutura de YIG/Ta(3)[Ag(6)]Ta(3), as quais são apresentadas na Figura 4.16. A resistência elétrica da amostra foi de 34Ω , um valor bem menor que $R_{Ta} = 130 \Omega$, devido à presença de nanopartículas de Ag.

Figura 4.16 – Medidas de *spin pumping* para amostra de YIG/Ta(3)[Ag(6)]Ta(3). Em (a) têm-se diferentes curvas de *spin pumping*, para diferentes níveis de potência incidente. Em (b) medidas da corrente de carga *ISP* em função do ângulo do sinal. Em (c) medidas do sinal obtido em função da potência de micro-ondas para $\phi = 0^\circ$ (símbolos azuis) e $\phi = 180^\circ$ (símbolos vermelhos).

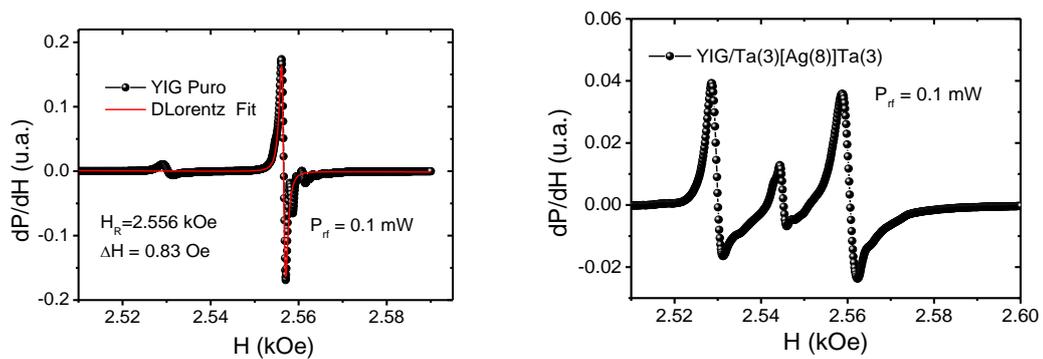


Fonte: o autor 2021.

Na Figura 4.16 (a) observamos a corrente de carga para diferentes níveis de potência de micro-ondas. Na Figura 4.16 (b) temos $I_{SP} \propto \cos(\phi)$. Na Figura 4.16 (c) o comportamento linear da corrente de carga em função da potência de micro-ondas, onde encontramos um coeficiente angular de 0.25109 (para a reta crescente) e -0.21497 (para a reta decrescente). O sinal de SP se mostrou maior ao depositar 6 nm de Ag, significando que a deposição de Ag de alguma maneira está contribuindo para o aumento do processo de conversão spin-carga. Como visto na Figura 4.12, há formação de nanopartículas de Ag diluídas no filme de Ta(3), assim como na Pt. Novamente, podemos supor que o aumento no sinal é devido ao IREE que ocorre na interface Ta(3)[Ag(6)]Ta(3). O ganho no sinal de SP ao depositar 6 nm de Ag sobre o Ta foi pequeno, quando comparado ao SP de YIG/Ta(6), sendo este ganho de 1.23.

Fabricamos uma amostra de YIG/Ta(3)[Ag(8)]Ta(3), a fim de investigar se também haveria aumento no sinal de SP devido à formação de nanopartículas de Ag, gerando o mesmo efeito verificado na amostra YIG/Pt(3)[Ag(8)]Pt(3) e YIG/Ta(3)[Ag(6)]Ta(3). Ao medir a resistência da heteroestrutura, obtivemos $R = 44 \Omega$, também um valor bem menor que $R_{Ta} = 130 \Omega$, devido à presença de nanopartículas de Ag. As medidas de FMR, realizadas antes e depois da deposição da camada Ta(3)[Ag(8)]Ta(3) estão apresentadas na Figura 4.17.

Figura 4.17 - À esquerda medida de FMR para amostra de YIG puro. À direita medidas de FMR para amostra de YIG/Ta(3)[Ag(8)]Ta(3).



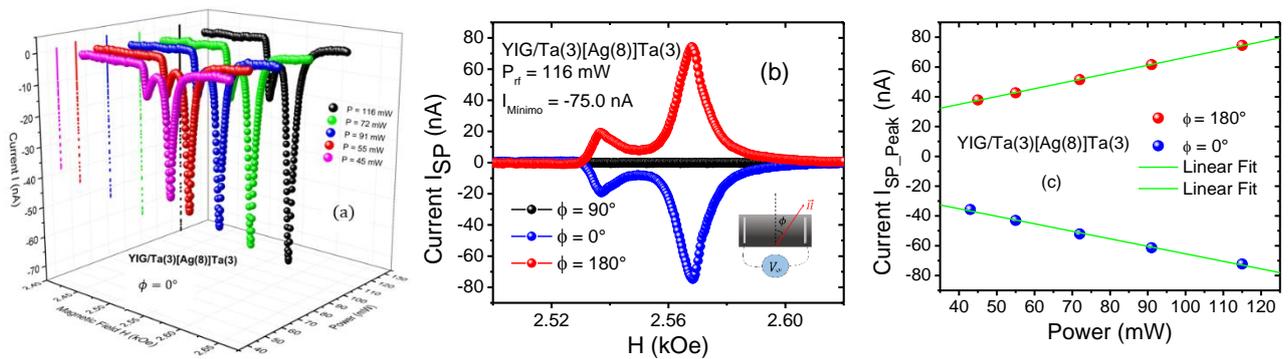
Fonte: o autor (2021).

Nas medidas de FMR, apresentadas na Figura 4.17 ocorreu, novamente, um resultado semelhante a amostra com Ag(6). A primeira curva, à esquerda, da Figura 4.17, pode-se observar que há um modo bem próximo do modo uniforme, que altera a aparência da curva. À direita, observa-se os três modos magnetostático: o modo de superfície, em aproximadamente 2.53 kOe; o possível modo, que estava próximo ao modo uniforme, em 2.545 kOe; e o modo uniforme, em 2.560 kOe. Observe que o espectro de absorção de FMR do YIG puro sofreu

modificações fortes quando foi depositada a camada de Ta(3)[Ag(8)]Ta(3). Os modos de superfície ficaram mais intensos e houve um deslocamento do campo de FMR. Este fenômeno será devidamente analisado no futuro.

Em seguida, foram realizadas medidas de SP na amostra Ta(3)[Ag(8)]Ta(3), que estão apresentadas na Figura 4.18.

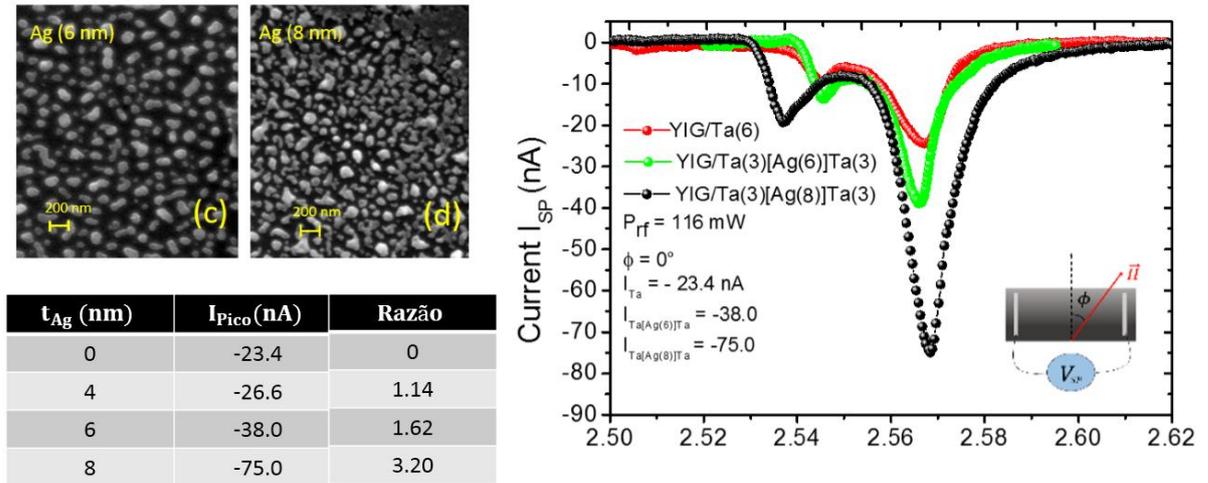
Figura 4.18 - Medidas de *spin pumping* para amostra de YIG/Ta(3)[Ag(8)]Ta(3). Em (a) têm-se diferentes curvas de *spin pumping*, para diferentes níveis de potência incidente. Em (b) medidas da corrente de carga I_{SP} em função do ângulo azimutal. Em (c) medidas do sinal obtido em função da potência de micro-ondas para $\phi = 180^\circ$ (símbolos vermelhos) e $\phi = 0^\circ$ (símbolos azuis).



Fonte: o autor (2021).

Na Figura 4.18 (a) é apresentado I_{SP} em diferentes níveis de potência de micro-ondas. Na Figura 4.18 (b) temos $I_{SP} \propto \cos(\phi)$. Na Figura 4.18 (c) o comportamento linear I_{SP} com a potência de micro-ondas, onde obtivemos um coeficiente angular de 5.25405×10^{-10} (reta crescente) e -5.04462×10^{-10} (reta decrescente). O sinal de SP se mostrou maior ao depositar 8 nm de Ag. Porém, apresentou um sinal de SP mais intenso que o sinal de SP da heteroestrutura com 6 nm de Ag e menos intenso que o sinal de SP da Pt com 8 nm de Ag. Na Figura 4.19 há um comparativo dos sinais de SP para amostras de YIG/Ta com YIG/Ta(3)[Ag(6)]Ta(3) e YIG/Ta(3)[Ag(8)]Ta(3). Na mesma figura, há uma tabela comparativa, onde é possível observar que para Ag(8) foi obtida uma densidade de corrente de carga, j_c , 3 vezes maior que j_c para YIG/Ta e 2 vezes maior que o sinal de SP de YIG/Ta(3)[Ag(6)]Ta(3).

Figura 4.19 - Comparação da corrente de carga I_{SP} medidas por meio do *spin pumping* na bicamada de YIG/Ta(6) e na heteroestrutura YIG/Ta(3)[Ag(6)]Ta(3) e YIG/Ta(3)[Ag(8)]Ta(3) para o ângulo $\phi = 0^\circ$ e $P_{rf} = 116 \text{ mW}$.



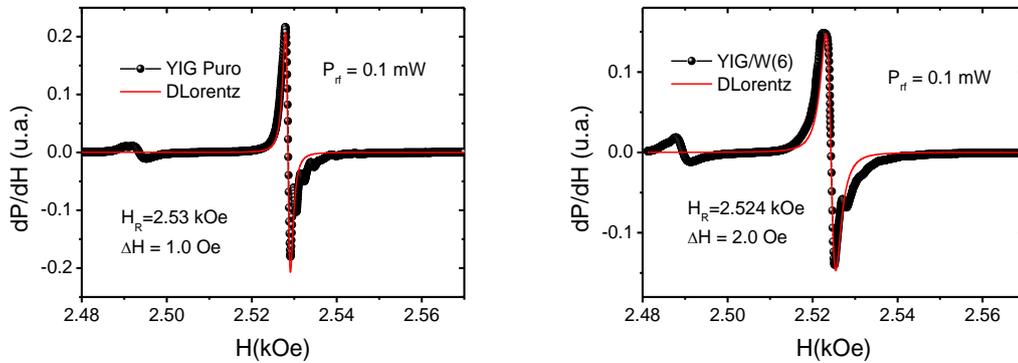
Fonte: o autor (2021).

Portanto, em comparação com as amostras contendo Pt, os resultados de SP com as amostras com Ta tiveram um ganho muito menor, possivelmente isto tem relação com a interface Ta[Ag]Ta. Pode ser que interface Ta[Ag]Ta não apresente efeito Rashba-Edelstein considerável. Além disso, o sinal de SP maior na heteroestrutura de Ta com 8 nm, quando comparado ao sinal de SP na heteroestrutura de Ta com 4 nm de Ag e 6 nm, pode ser explicado, supostamente, por uma maior quantidade de nanopartículas de Ag diluídas na camada de Ta ou ainda uma área efetiva maior, o que gera uma maior contribuição devido ao IREE que se soma ao ISHE.

4.9 FMR e tensão DC por *spin pumping* em bicamada de YIG/W(6nm)

Seguindo a mesma metodologia usada anteriormente, depositamos uma amostra de YIG/W(6) a fim de comparar os resultados de SP com a mesma amostra contendo possíveis nanopartículas de Ag. O filme de W, com espessura de 6 nm, foi possivelmente crescido em sua fase β , como observado em [64], desta maneira, é altamente resistivo, onde o valor da resistência elétrica medida foi de $R_W = 535 \Omega$. Esta resistência resulta em uma resistividade da ordem de $1500 \mu\Omega - cm$, que é muito mais alta do que a resistividade da fase α . Dados da literatura mostram que, ρ_β^W pode chegar a $1290 \mu\Omega - cm$ [65]. As medidas de FMR para YIG e YIG/W(6) estão apresentadas na Figura 4.20.

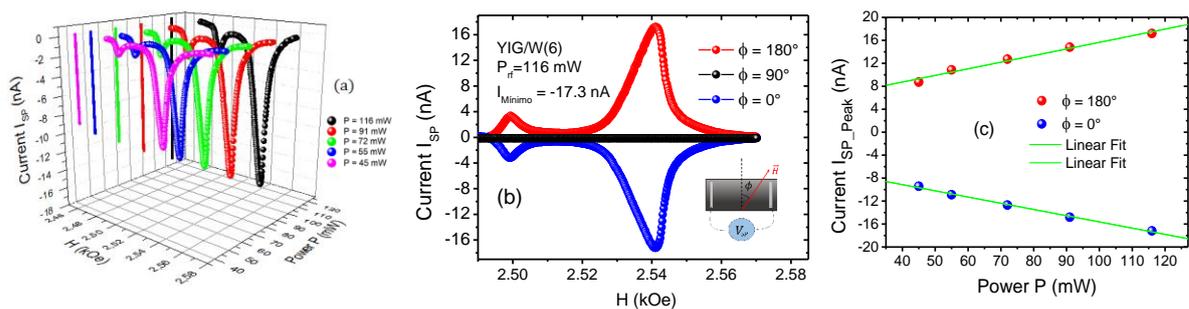
Figura 4.20 - À esquerda medida de FMR para amostra de YIG puro. À direita medidas de FMR para amostra de YIG/W(6).



Fonte: o autor (2021).

Na Figura 4.20 observa-se que houve um aumento da largura linha (de 1 Oe), assim como ocorreu para a amostra de YIG/Pt(7.5), mas diferente da amostra de YIG/Ta(6). Ainda é possível notar dois modos de superfície, à esquerda, e de volume, à direita do modo uniforme. As medidas de SP para a bicamada de YIG/W(6) são apresentadas na Figura 4.21, onde variamos a potência de micro-ondas e o ângulo azimutal do campo magnético externo.

Figura 4.21 - Medidas de *spin pumping* para amostra de YIG/W(6). Em (a) têm-se diferentes curvas de *spin pumping*. Em (b) medidas da corrente de carga I_{SP} em função do ângulo azimutal. Em (c) medidas do sinal obtido em função da potência de micro-ondas para $\phi = 180^\circ$ (símbolos vermelhos) e $\phi = 0^\circ$ (símbolos azuis).



Fonte: o autor (2021).

Sabe-se que o W possui ângulo de spin Hall negativo ($\theta_{SH} < 0$), assim como o tântalo, [62]. O valor do ângulo spin Hall para W^β relatado na literatura é de $\theta_{SH}^\beta = -0.3$ e $\theta_{SH}^\alpha = -0.07$ [66]. Observamos um valor bem maior (em módulo) de θ_{SH}^β para o W quando comparado a θ_{SH}^β para o Ta, o que indica uma maior eficiência no ISHE. A forma de onda da tensão ISHE no YIG/W parece ter uma não-linearidade em altos níveis de potência, como pode ser visto na

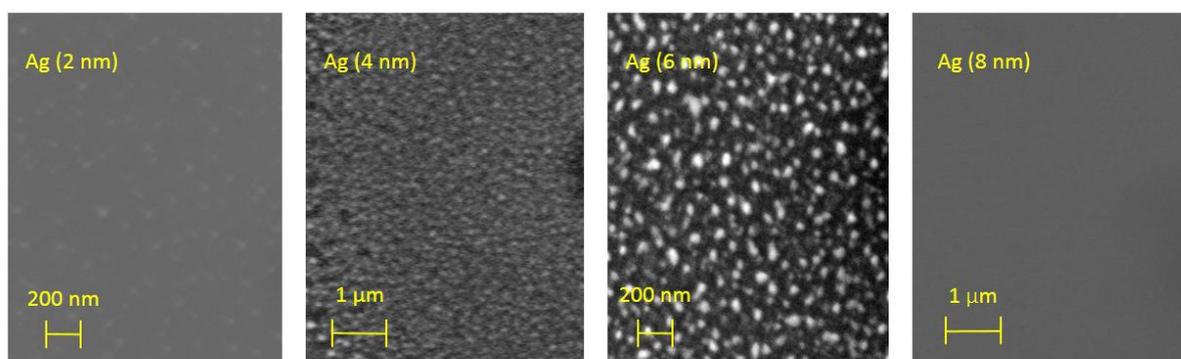
Figura 4.21 (b), com a deformidade nas curvas de I_{SP} . Na Figura 4.21 (a) e Figura 4.21 (b) (com $I_{SP} \propto \cos(\phi)$) é possível notar que os sinais de SP para YIG/W são semelhantes aos sinais obtidos para as amostras de YIG/Ta, mas com intensidade mais fraca, o que pode estar relacionado a alta resistência do W^β . Para $P_{rf} = 116 \text{ mW}$, a corrente ISHE máxima na bicamada YIG/W(6) foi de -17 nA , enquanto que na bicamada YIG/Ta(6) foi de -26 nA . Dessa maneira, podemos estimar a densidade de corrente de spin. Considerando $P_{rf} = 116 \text{ mW}$ (sinal de $I_{SP} = -17 \text{ nA}$), com $R_W = 535 \Omega$, temos então $j_s = 5.7 \times 10^{-4} \frac{\hbar}{2e} \text{ A/m}^2$. Na Figura 4.21 (c) temos a relação linear de I_{SP} com a potência de micro-ondas, onde obtivemos coeficientes angulares de 0.11527 (reta crescente) e -0.10831 (reta decrescente).

Os resultados de *spin pumping* para a amostra de YIG/W(6), reproduziram o que se conhece da literatura. Filme de W na fase beta possui forte resistividade e possui um ângulo Hall de spin negativo. Obtivemos também que $|I_{SP}^W| < |I_{SP}^{Ta}|$ nas possíveis fase β de W e Ta.

4.10 FMR e tensão DC por *spin pumping* em heteroestruturas de YIG/W(3nm)[Ag(8nm)]W(3nm)

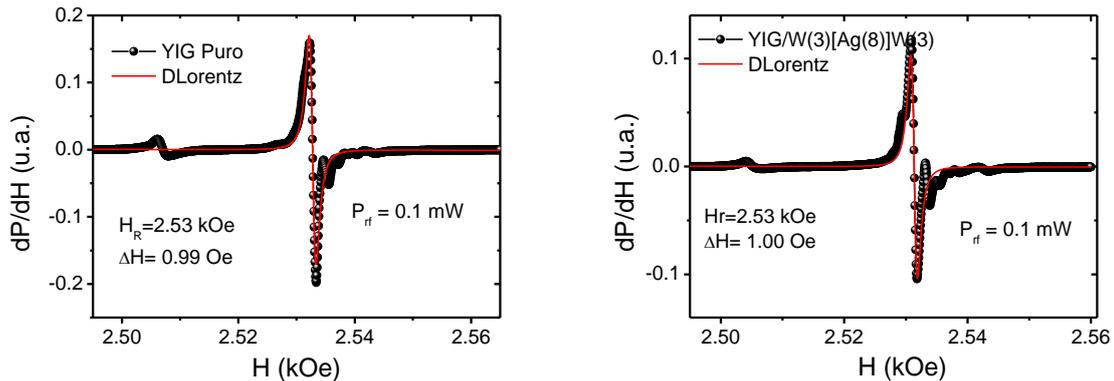
Realizamos medidas de MEV em amostras de Si/W(3)[Ag] com espessuras de Ag de 2 nm, 4 nm, 6 nm e 8 nm. As medidas são apresentadas na Figura 4.22, onde é possível notar que com 8 nm de Ag há formação de um filme fino. As medidas de SP foram realizadas em heteroestruturas com 8 nm de Ag.

Figura 4.22 - Imagens de MEV para amostras de Si/W(3)[Ag]. Em (a) imagem obtida por MEV para 2 nm de Ag. Em (b) imagem obtida por MEV para 4 nm de Ag. Em (c) imagem obtida por MEV para 6 nm de Ag. Em (d) imagem obtida por MEV para 8 nm de Ag



Por fim, investigamos a heteroestrutura de YIG/W[Ag]W. As medidas de FMR para o filme de YIG puro e para a heteroestrutura de YIG/W(3)[Ag(8)]W(3) estão apresentadas na Figura 4.23.

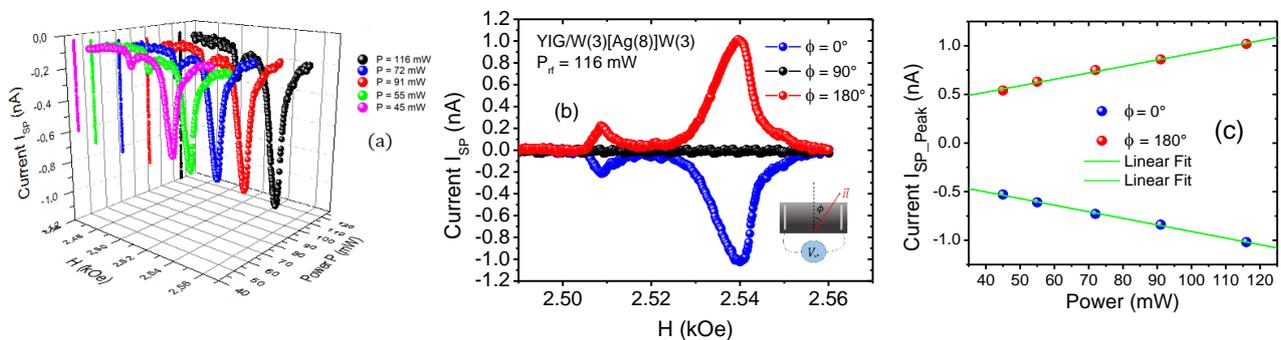
Figura 4.23 - À esquerda medida de FMR para amostra de YIG puro. À direita medidas de FMR para amostra de YIG/W(3)[Ag(8)]W(3).



Fonte: o autor (2021).

É possível observar modos de superfície (à esquerda do modo uniforme) e modos de volume (à direita do modo uniforme). Observa-se também que a largura de linha de FMR, ΔH , não apresentou aumento considerável. Na Figura 4.24 temos os resultados das medidas de SP para a heteroestrutura de YIG/W(3)[Ag(8)]W(3).

Figura 4.24 - Medidas de *spin pumping* para amostra de YIG/W[Ag]W. Em (a) têm-se diferentes curvas de *spin pumping*. Em (b) medidas da corrente de carga I_{SP} em função do ângulo azimutal. Em (c) medidas do sinal obtido em função da potência de micro-ondas para $\phi = 180^\circ$ (símbolos vermelhos) e $\phi = 0^\circ$ (símbolos azuis).



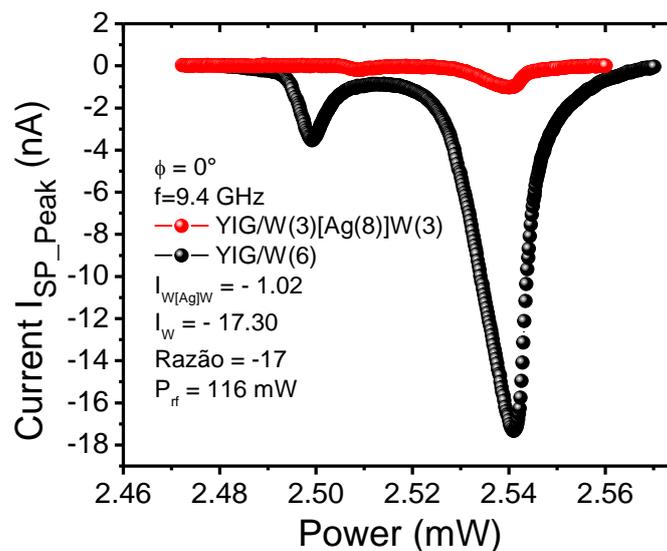
Fonte: o autor (2021).

Pode-se notar na Figura 4.24 (a) I_{SP} em função de potência de micro-ondas e do campo magnético. Na Figura 4.24 (b) medidas de SP para $\phi = 0^\circ$, $\phi = 90^\circ$ e $\phi = 180^\circ$, onde é evidente que $I_{SP} \propto \cos(\phi)$. Na Figura 4.24 (c) temos a relação linear entre I_{SP} e a potência de

micro-ondas, onde obtivemos coeficientes angulares de 0.00663 (reta crescente) e -0.00678 (reta decrescente).

A medida de resistência elétrica da heteroestrutura de YIG/W(3)[Ag(8)]W(3) nos forneceu um valor de $R = 370 \Omega$, valor menor do que R_W na fase β . Esta redução na resistência elétrica deve estar relacionado a presença da Ag. Ao depositar Ag(8nm) observamos que as medidas de SP apresentaram algo diferente das amostras de YIG/Pt(7.5) e YIG/Ta(6) com nanopartículas de Ag. Como mostrado na Figura 4.25, verificamos que a incorporação de Ag dentro da camada de W produz um efeito contrário àquele observado na bicamada YIG/Pt(3)[Ag(8)]Pt(3). Enquanto que a corrente ISHE aumentou por 12 vezes na bicamada YIG/Pt(3)[Ag(8)]Pt(3) em comparação com a bicamada YIG/Pt, a corrente ISHE na bicamada YIG/W(3)[Ag(8)]W(3) diminuiu cerca de 17 vezes em comparação com a corrente na bicamada YIG/W(6).

Figura 4.25 - Comparação da corrente de carga I_{SP} medidas por meio do *spin pumping* na bicamada de YIG/W(6) e na heteroestrutura YIG/W[Ag]W para o ângulo $\phi = 0^\circ$ e $P_{rf} = 116 \text{ mW}$.



Fonte: o autor (2021).

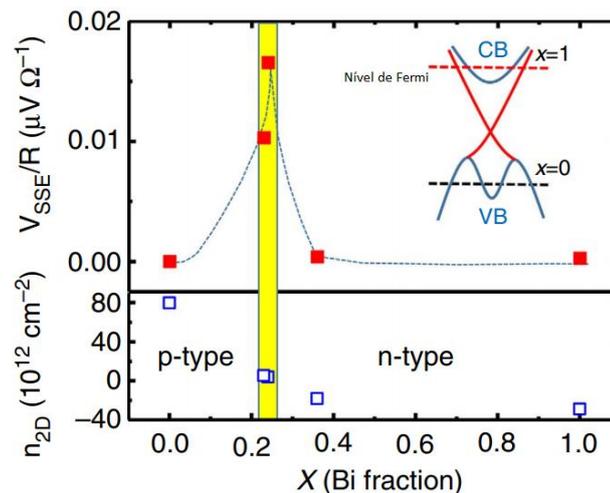
Especulamos que, mesmo não havendo nanopartículas na heteroestrutura de W(3)[Ag(8)]W(3), há rugosidades na interface W[Ag]W de modo que possibilita a ocorrência do IREE com sinal contrário ao sinal da densidade de carga devido ao ISHE, resultando em uma redução no sinal de *spin pumping*.

4.11 Medidas de SSE e FMR em YIG/ Bi_2Se_3

Motivados em aprofundar o entendimento do acoplamento entre isolante topológico Bi_2Se_3 depositado sobre YIG, realizamos medidas de SSE, SP e FMR em bicamadas YIG/ Bi_2Se_3 . Um resultado que nos tem chamado atenção, é o fato de que bicamadas YIG/ Bi_2Se_3 apresentam sinal de spin pumping mas não apresentam sinal de spin Seebeck.

Depositamos sobre YIG uma camada de 6 nm de Bi_2Se_3 a fim de realizar medidas de SSE nessa amostra. Foram feitas variações no ângulo no plano, fora do plano e variações com o gradiente térmico. Em todas as medidas o sinal de SSE foi nulo, semelhante ao resultado obtido em 2020 por Zilong Jiang et al. [13]. Neste trabalho foram realizadas medidas de SSE no isolante topológico $(Bi_xSb_{1-x})_2Te_3/YIG$ com diferentes frações, onde $x = 0, 0.23, 0.24, 0.36$ e 1. À medida que x é variado, a posição do nível de Fermi é sistematicamente ajustada. Obtiveram sinal de SSE apenas quando $0.2 < x < 0.3$. As demais frações da dopagem levaram a um sinal nulo. Dessa forma, supusemos que o fato de não encontrarmos sinal de SSE para as amostras de Bi_2Se_3 estaria relacionado com a posição do nível de Fermi, que no nosso caso estava distante do cone de Dirac (interseção das linhas vermelhas da Figura 4.26).

Figura 4.26 - V_{SSE}/R para diferentes valores de x . Pode-se notar a mudança do nível de fermi (linha tracejada em vermelho) quando $x = 1$.



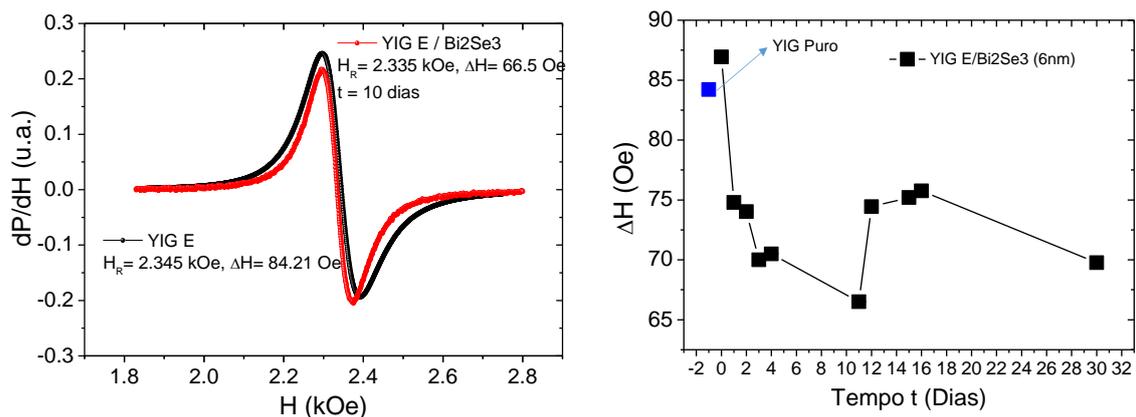
Fonte: figura adaptada da referência [67].

A conclusão preliminar é a de que nossa amostra de YIG/ Bi_2Se_3 não apresentou sinal SSE pela mesma razão. Já sabíamos através de pesquisa feita no nosso grupo [14], que

YIG/ Bi_2Se_3 apresenta sinal de *spin pumping*, porém não apresenta sinal de SSE. Neste trabalho [68], os autores observaram a formação de grãos de Bi_2Se_3 sobre a superfície de YIG, de modo que atribuíram a conversão de corrente de spin para corrente de carga, ocorrendo em a interface Bi_2Se_3 /YIG ao Efeito Rashba-Edelstein Inverso (IREE), onde a corrente pura de spin foi injetada na camada Bi_2Se_3 por meio do processo de bombeamento de spin em que a precessão dos spins foi obtida pela excitação na ressonância do filme ferromagnético.

Motivados para entender este fato, investimos tempo neste problema e fabricamos uma amostra de $Bi_2Se_3/(Y,Pr)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$, onde $(Y,Pr)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$, chamada de YIG-E, foi crescida por LPE e a camada de Bi_2Se_3 foi crescida por sputtering. A amostra YIG-E apresenta largura de linha da ordem de 80 Oe. Também esta amostra não apresentou sinal de SSE. Na investigação das propriedades de FMR observamos que a largura de linha imediatamente após a deposição de Bi_2Se_3 aumentou de 84 Oe (ponto azul na Figura 4.27, direita) para 87 Oe (primeiro ponto em $t = 0$, na Figura 4.27, direita). Verificamos que um dia após a deposição do filme, a largura de linha passou a diminuir de forma sistemática, como mostrado na Fig. 4.27 (direita), atingindo um valor mínimo de 66.5 Oe 10 dias após a deposição. No 12º dia a largura de linha aumentou e ficou num patamar mais alto por vários dias, vindo a cair depois de 30 dias.

Figura 4.27 - À esquerda temos a medida de absorção de FMR do YIG-E antes (curva preta) e 10 dias após a deposição da camada de Bi_2Se_3 (curva vermelha). À direita temos a evolução de ΔH em função do tempo.



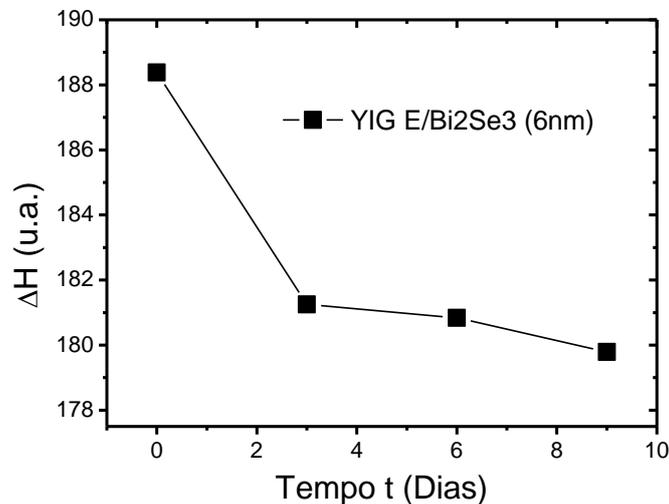
Fonte: o autor (2021).

Especulamos que a redução da largura de linha esteja associada, de alguma maneira, à oxidação da camada de Bi_2Se_3 e este processo parece tender a saturação ao longo do tempo. Dessa maneira, realizamos deposições por *sputtering* de Bi_2Se_3 sobre YIG-E à temperatura de

150 °C e injetamos oxigênio na câmara, que foi mantida a uma pressão de $3.0 \times 10^{-3} Torr$. Realizamos medidas de FMR na amostra de YIG-E/ $Bi_2Se_3(6nm)$ e observamos um aumento na largura de linha (o que normalmente ocorre devido ao *spin pumping*). Pelo fato da amostra já ter sido oxidada no processo de deposição do filme de 6 nm de Bi_2Se_3 , observamos uma redução na largura de linha de apenas 1 Oe em $t = 10$ dias (que consideramos uma redução desprezível). Fizemos uma série de deposições de filmes de Bi_2Se_3 com espessuras de 4 nm, 5 nm, 6 nm, 8 nm e 10 nm. Observamos que para todos estes valores houve uma diminuição na largura de linha de apenas 3 Oe, que também foi observado em $t = 10$ dias. Apenas a amostra de YIG/ $Bi_2Se_3(6nm)$ foi a que ocorreu uma redução significativa (de 18 Oe) na largura de linha.

Também realizamos medidas de FMR em amostra de $(Y,Bi)_3Fe_5O_{12}$ (= BIG) que foi crescida por LPE, possui anisotropia perpendicular e apresenta larguras de linha da ordem de 190 Oe. Fabricamos bicamadas de BIG/ $Bi_2Se_3(6nm)$, onde novamente foi observada a redução na largura de linha de FMR em função do tempo, como pode ser visto na Figura 4.28.

Figura 4.28 – Redução da largura de linha de FMR ao longo do tempo na amostra de YIG/Bi/ $Bi_2Se_3(6nm)$



Fonte: o autor (2021).

Portanto, houve uma redução na largura de linha de FMR em função do tempo, nas amostras de YIG-E/ $Bi_2Se_3(6)$ e BIG/ $Bi_2Se_3(6)$. Apesar de não ser possível afirmar com certeza o motivo da redução na largura de linha, supusemos que esta redução ocorreu devido à oxidação que termina atingindo a interface da bicamada. Um mistério é explicar por que só

ocorre para as bicamadas com espessura de Bi_2Se_3 de 6nm. Este é seguramente um tema que teremos que estudar sistematicamente no futuro próximo.

5 CONSIDERAÇÕES FINAIS E PERSPECTIVAS FUTURAS

Nesta dissertação estudamos fenômenos que são diretamente relacionados ao efeito *spin pumping* (SP) e efeito spin Seebeck (SSE) em diferentes heteroestruturas do tipo FM/NM, onde o material magnético (FM) foi a granada de Ítrio e Ferro (YIG) e a granada de Túlio e Ferro (TIG). As amostras de TIG foram fornecidas pela professora Gilvânia Vilela, da UPE. Já para o metal normal (NM) utilizamos a Platina (Pt), o Tântalo (Ta) e o Tungstênio (W). Todos estes materiais possuem um acoplamento spin-órbita forte, parâmetro importante para o ISHE. Construímos heteroestruturas de YIG/Pt(3)[Ag(8)]Pt(3), YIG/Ta(3)[Ag(8)]Ta(3) e YIG/W(3)[Ag(8)]W(3) a fim de comparar os resultados das medidas de SP com as bicamadas de YIG/Pt(6), YIG/Ta(6) e YIG/W(6). Enquanto que nas amostras de TIG depositamos apenas a de Pt.

Primeiramente realizamos medidas de FMR em cavidade ressonante em amostras de TIG (30) e TIG (60) com o campo magnético aplicado no plano e fora do plano da amostra. Os resultados para as medidas fora do plano já haviam sido apresentados por José Elias A. N. [1] em seu trabalho de dissertação de mestrado. Os ajustes numéricos dos dados experimentais mostraram que o TIG possui uma forte anisotropia fora plano, que é caracterizada pelo valor do campo de anisotropia perpendicular, H_{\perp} . Verificou-se que as amostras mais finas de TIG possuem um maior valor (em módulo) de H_{\perp} . Este é um resultado esperado, tendo em vista que o efeito do estresse cristalino, responsável pela anisotropia perpendicular, ocorre na interface TIG/GGG(111) e vai desaparecendo para filmes mais espessos. Por outro lado, as medidas de FMR das amostras de TIG (30) e TIG (60) na configuração planar, apresentaram variações no campo de ressonância, H_R , em função do ângulo azimutal, ϕ , menores que 10 Oe . Estes resultados são coerentes com a literatura [46]. Além disso, verificamos resquícios de uma simetria C_6 (*sixfold*) superposta com uma simetria C_2 (uniaxial). Em especial o filme mais espesso de 60 nm , claramente apresenta esta situação. Também, observamos variações muito pequenas na largura de linha de FMR ΔH (da ordem de 5 Oe). Também, no mesmo trabalho [28], verificou-se medidas de tensão DC por SP em bicamadas de TIG(60)/Pt(4). Concluiu-se que amostras de TIG podem ser usadas como bons geradores de corrente de spin, assim como o YIG. Em nosso trabalho, também realizamos medidas de tensão DC na amostra de TIG(60)/Pt(4), mas a excitação foi por um gradiente térmico aplicado perpendicularmente ao plano da amostra e a medida de tensão foi realizada nas extremidades da Pt. Realizamos medidas de SSE com o campo magnético no plano e fora do plano. Obtivemos bons sinais de

SSE e que se apresentaram coerentes com o esperado da literatura, onde $\Delta V_{SSE} \propto \cos(\phi)$ (para medidas no plano), $\Delta V_{SSE} \propto \sin(\theta)$ (para medidas fora do plano) e uma relação linear entre ΔV_{SSE} e ΔT . Em seguida, realizamos medidas de SSE em heteroestruturas de TIG(30)/Au/TIG(15)/Pt(4), com a espessura do ouro sendo de 8 nm e 16 nm. Verificamos a presença de degraus nas curvas de histereses que associamos ao *switching* das magnetizações em diferentes valores de campo magnético, devido ao fato da amostra de TIG (30) possuir anisotropia fora do plano mais fraca do que a amostra de TIG (15). Obtivemos também que às variações do campo no plano e fora do plano implicaram em $\Delta V_{SSE} \propto \cos(\phi)$ e $\Delta V_{SSE} \propto \sin(\theta)$, respectivamente, com uma relação linear entre ΔV_{SSE} e ΔT .

O passo seguinte do nosso trabalho se concentrou em amostras totalmente fabricadas no DF-UFPE e tinham como objetivo aprofundar o entendimento do fenômeno de conversão corrente de spin em corrente de carga ($\vec{J}_s \rightarrow \vec{J}_c$) mediado por nanopartículas de Prata (Ag) incorporadas em filmes Pt, Ta e W. Observamos que as nanopartículas de Ag atuam de forma diferente no processo de conversão $\vec{J}_s \rightarrow \vec{J}_c$ quando incorporadas em W e Ta, em comparação à Pt. Inicialmente, realizamos medidas de SP (com o campo magnético no plano) em amostras de YIG/Pt(6) e YIG/Pt(3)[Ag(8)]Pt(3). Verificamos bons sinais de SP, $\Delta V_{SSE} \propto \cos(\phi)$ e uma relação linear entre V_{SP} e a potência de micro-ondas, P_{rf} . A incorporação das nanopartículas de Ag amplificou o sinal de SP em 12 vezes, quando comparado ao sinal de SP para amostra de YIG/Pt(6). O aumento do sinal de SP devido a incorporação de nanopartículas de Ag em filmes de Pt já foi verificado por Obed A. S. [27] e José Elias A. N. [28]. No trabalho de Obed A. S. [27] verificou-se a formação de nanopartículas de Ag (com espessura característica) diluídas no filme de Pt e que isso não ocorria quando depositado sobre filmes de YIG. Estas nanopartículas presentes no filme de Pt geram efeitos de interface. Atribuiu-se o aumento no sinal de SP ao efeito Rashba-Edelstein inverso (IREE), de modo que a densidade de corrente total foi escrita como $j_c^{total} = j_c^{ISHE} + \Gamma j_c^{IREE}$, com Γ sendo o número de interfaces.

Em nosso trabalho, nos interessamos em realizar medidas de SP em YIG/Ta(6) e YIG/W(6) quando depositados 8 nm de Ag. Quanto as medidas de YIG/Ta(6), observamos um ângulo spin Hall, θ_{SH} , negativo quando comparado ao θ_{SH} da Pt. A incorporação de possíveis nanopartículas de Ag diluídas em Ta levou ao aumento do sinal de SP em apenas 3 vezes, ou seja, 4 vezes menor do que o ocorrido para os filmes de Pt. Por outro lado, as medidas de SP na amostra de YIG/W(6), quando depositado a 8 nm de Ag, houve uma diminuição do sinal em cerca de 17 vezes. Portanto, esses resultados deixaram algumas questões em aberto: (i) realmente ocorre a formação de nanopartículas de prata nos filmes de Ta e W? (ii) por que a

amplificação do sinal de SP do YIG/Ta(3)[Ag(8)]Ta(3) foi muito menor do que o YIG/Pt(3)[Ag(8)]Pt(3)? (iii) por que ocorreu uma diminuição do sinal de SP na amostra de YIG/W(3)[Ag(8)]W(3) quando comparado ao sinal de YIG/W(6)? (iv) supondo que haja a formação de nanopartículas de Ag diluídas no W e que ocorra o efeito Rashba-Edelstein inverso na interface W(3)[Ag(8)]W(3), o sinal de j_c^{IREE} seria oposto à j_c^{ISHE} , resultando em $j_c^{total} = j_c^{ISHE} - \Gamma j_c^{IREE}$? Estas são questões que ficaram em aberto e que nos motiva a realizar outros experimentos a fim de respondê-las.

Por fim, investigamos a diminuição da largura de linha de FMR após depositar 6 nm do isolante topológico Bi_2Se_3 (seleneto de bismuto) sobre YIG dopado com Pr. Verificamos que imediatamente após a deposição da camada de Bi_2Se_3 há um aumento na largura de linha. No entanto, após um certo tempo (que ainda não sabemos qual é exatamente) a largura de linha começa a diminuir até um valor limite. Obtivemos uma redução na largura de linha em valores próximos de 20 Oe. A mesma verificação experimental ocorreu para a amostra de YIG/Bi, com diminuição na largura de linha próximos de 10 Oe. Supomos que processos oxidativos no Bi_2Se_3 leva a efeitos de interface que reduzem à largura de linha. Porém, ainda não temos certeza do motivo disto ocorrer e serão necessários novos estudos sobre este assunto ao longo do doutorado.

Nesta dissertação tivemos a oportunidade de investigar vários fenômenos que ainda não entendemos completamente e que abrem muitas possibilidades futuras. Destacamos principalmente o entendimento dos mecanismos de conversão $\vec{j}_s \rightarrow \vec{j}_c$ mediado por nanopartículas de Ag. Precisamos fazer medidas de MEV para saber se as partículas de Ag se formam em diferentes materiais. Também precisamos entender por que razão o isolante topológico se comporta o Bi_2Se_3 de maneira tão diferente quando comparado com metais normais.

REFERÊNCIAS

- [1] BINASCH, G. et al. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, vol. 39, no 7, p. 4828–4830, 1989.
- [2] BAIBICH, M. N. et al. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 61, no 21, p. 2472–2475, 1988.
- [3] JULLIERE, M. Tunneling between ferromagnetic films. *Phys. Lett. A*, vol. 54, no 3, p. 225–226, 1975.
- [4] MIYAZAKI, T.; TEZUKA, N. Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 139, no 3. North-Holland, p. L231–L234, 1995.
- [5] MOODERA, J. S. et al. Large Magnetoresistance at Room Temperature in Ferromagnetic Thin Film Tunnel Junctions. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 74, no 16, p. 3273–3276, 1995.
- [6] AWSCHALOM, D. D.; KAWAKAMI R. K. Teaching magnets new tricks. *Nature* 408, 923, 2000.
- [7] JONKER, B. T. Progress toward electrical injection of spin-polarized electrons into semiconductors. *Proc. IEEE* 91, 727, 2003.
- [8] AWSCHALOM, D. D.; FLATTÉ, M. E.; SAMARTH, N. Spintrônica, *Scientific American Brasil* 1 (2), 41, 2002.
- [9] SLAUGHTER, J. M. et al. Fundamentals of MRAM Technology. *J. Supercond. Inc. Nov. Magn.*, vol. 15, no 1, p. 19–25, 2002.
- [10] WANG, J.; MENG, H.; WANG, J. P. Programmable spintronics logic device based on a magnetic tunnel junction element. *J. Appl. Phys.* 97, 100509, 2005.
- [11] DYAKONOV, M. I.; PEREL, V. I. (1971). Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors. *Phys. Lett. A* 35 (6): p. 459-460, 1971.
- [12] HIRSCH, J. E. Spin Hall Effect. *Phys. Rev. Lett.* 83, 1834, 1999.
- [13] KATO, Y. K. et al. Observation of the spin hall effect in semiconductors. *Science.*, vol. 306, no 5703, p. 1910–1913, 2004.
- [14] WUNDERLICH, J. et al. Experimental observation of the spin-Hall effect in a two dimensional spin-orbit coupled semiconductor system. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, no 4, 2005.

- [15] AZEVEDO, A. et al. Dc effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect? *J. Appl. Phys.*, vol. 97, no 10, p. 3, 2005.
- [16] TSERKOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E. W. Enhanced gilbert damping in thin ferromagnetic films. *Phys. Rev. Lett.*, v. 88, p. 117601, 2002.
- [17] SAITOH, E. et al. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, no 18, p. 3, 2006.
- [18] JÚNIOR, J. H. S. *Fenômenos de spintrônica e magnônica em materiais magnéticos*. Tese (Doutorado em Física) – Universidade Federal de Pernambuco. Recife, 2018.
- [19] UCHIDA, K. et al. Observation of the spin Seebeck effect, *Nature* (London) 455, 778, 2008.
- [20] UCHIDA, K. et al. Observation of longitudinal spin-Seebeck effect in magnetic insulators, *Appl. Phys. Lett.* 97, 172505, 2010.
- [21] BYCHKOV, Y. A.; RASHBA, É. I. Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy. *ZhETF Pis ma Redaktsiiu*, Vol. 39, p.66, vol. 39, p. 66, 1984.
- [22] EDELSTEIN, V. M. Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems. *Solid State Commun.*, vol. 73, no 3, p. 233–235, 1990.
- [23] SÁNCHEZ, J. C. R. et al. Spin-to-charge conversion using Rashba coupling at the interface between non-magnetic materials. *Nat. Commun.*, vol. 4, p. ncomms3944, 2013.
- [24] ZHANG, W. et al. Spin pumping and inverse RashbaEdelstein effect in NiFe/Ag/Bi and NiFe/Ag/Sb. *J. Appl. Phys.*, vol. 117, no 17, p. 17C727, 2015.
- [25] MENGYUN, M.; HUIMIN, S.; LIN, H. Q. Topological insulator: Spintronics and quantum computations. *Frontier of Physics*, v. 14, n. 43401, 2019.
- [26] PREMASIRI, K.; GAO, X. P. A. Tuning spin-orbit coupling in 2d materials for spintronics: a topical review. *Journal of Physics: Condensed Matter*, v. 31, n. 19, p. 193001, 2019.
- [27] SANTOS. O. A. *Spintrônica em heteroestruturas magnéticas: conversão recíproca de corrente de spin e corrente de carga*. Tese (Doutorado em Física) – Universidade Federal de Pernambuco. Recife, 2018.
- [28] NETO. J. E. A. *Investigação de fenômenos spintrônicos: Fabricação de estruturas micrométricas e submicrométricas utilizando litografia óptica*. Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Pernambuco. Recife, 2020.

- [29] VILELA, G. L. S. et al. Magnon-mediated spin currents in Tm₃Fe₅O₁₂/Pt with perpendicular magnetic anisotropy. *Appl. Phys. Lett.* 117, 122412, 2020.
- [30] SBIAA, R.; MENG, H.; PIRAMANAYAGAM, S. N. Frontispiece: Materials with perpendicular magnetic anisotropy for magnetic random access memory. *Phys. status solidi (RRL) –Rapid Research Letters* 5, 413, 2011.
- [31] HAHN, C. et al. Comparative measurements of inverse spin Hall effects and magnetoresistance in YIG/Pt and YIG/Ta. *Phys. Rev. B* 87, 174417, 2013.
- [32] GRIFFITHS, D.J. *Mecânica Quântica*. Pearson Education, Edição 2^a, 2011.
- [33] THALLER, B. *The Dirac Equation*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 1992.
- [34] TAKAHASHI, S.; MAEKAWA, S. Spin current, spin accumulation and spin Hall effect. *Sci. Technol. Adv. Mater.*, v. 9, p. 014105, 2008.
- [35] BYCHKOV, Y. A.; RASHBA, É. I. Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical. Physics Letters*, v. 39, p. 78, 1984.
- [36] SHEN, K; VIGNALE, G.; RAIMONDI, R. Microscopic Theory of the Inverse Edelstein Effect, *Phys. Rev. Lett.* 112, 096601, 2014.
- [37] TSERKOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E. W. Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers *Phys. Rev. B* 66, 224403, 2002.
- [38] TSERKOVNYAK, Y. et al. Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures. *Rev. Mod. Phys.* 77, 1375, 2005.
- [39] BRATAAS, A.; NAZAROV, Y.; BAUER, G. E. W. Finite-Element Theory of Transport in Ferromagnet–Normal Metal Systems. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, no 11, p. 2481–2484, 2000.
- [40] REZENDE, S. M. et al. Magnon spin-current theory for the longitudinal spin-Seebeck effect. *Phys. Rev. B* 89, 014416, 2014.
- [41] XIAO, J. et al. Theory of magnon-driven spin Seebeck effect. *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 81, no 21, p. 214418, 2010.
- [42] LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Phys. Z. Sowjetunion*, vol. 8, nº 153, pp. 101--114, 1935.
- [43] GILBERT, T. A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field. *Phys. Rev.*, vol. 100, p. 1243, 1955.

- [44] OLIVEIRA, R. C. F. *Ressonância e Relaxação Ferromagnéticas em Válvulas de Spin e em Filmes de Permalloy*. Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Pernambuco. Recife, 2003.
- [45] RODRIGUEZ, S. R. L. *Investigação de fenômenos magnéticos na interface ferromagneto/antiferromagneto*. Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Pernambuco. Recife, 2002.
- [46] REZENDE, S. M. et al. Ferromagnetic resonance of Fe(111) thin films and Fe(111)/Cu(111) multilayers. *Phys. Physical Rev. B* 49, 15105
- [47] REZENDE, S. M. *Fundamentals of Magnonics*. 1 ed. Springer International Publishing. 2020.
- [48] ARKAD'YEV, V. K. Fresnel Diffraction. *Journal of Russian Physical Chemistry Society*, vol. 44, nº 4, p. 165, 1912.
- [49] DORFMAN, Y. G. *Zs. F. Physic*, vol. 17, p. 98, 1923
- [50] ZAVOISKII, E. K. *J. Phys. USSR* 10, 197, 1946.
- [51] GRIFFITHS, J. H. E. Anomalous High-frequency Resistance of Ferromagnetic Metals. *Nat.*, 158, 670, 1946.
- [52] LANDAU, L. D.; LIFSHITZ, E. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in Ferromagnetic bodies. *Phys. Z. Sowjetunion*, vol. 8, nº 153, pp. 101-114, 1935.
- [53] KITTEL, C. Interpretation of Anomalous Larmor Frequencies in Ferromagnetic Resonance Experiment. *Phys. Rev.*, vol. 71, nº 4, pp. 270--271, 1947.
- [54] KITTEL, C. On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption. *Phys. Rev.*, vol. 73, nº 2, pp. 155-161, 1948.
- [55] VILELA, G. L. S. *Geração e detecção de correntes puras de spin pelos efeitos de spin pumping e Seebeck de spin*. Tese (Doutorado em Física) – Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco. Recife, p. 209. 2013.
- [56] MACHADO, D. M. *Teoria do Eletromagnetismo*. Vol. III. Ponta Grossa: Editora UEPG, 2006.
- [57] JACKSON, D. J. *Classical Electrodynamics*. 3 ed. Editora Willey, 1998.
- [58] LEÃO, L. H. V. *Dinâmica de spin em interfaces metálicas: mecanismos de relaxação e bombeamento de spin*. Tese (Doutorado em Física) – Universidade Federal de Pernambuco. Recife, 2010.

- [59] BAKER, P. N. Preparation and Properties of Tantalum Thin Films. *Thin Solid Films*, vol. 14, pp. 3-25, 1972.
- [60] READ, M. H.; ALTMAN, C. A new structure in tantalum thin films. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 7, pp. 51-52, 1965.
- [61] C. HAHN et. al. Comparative measurements of inverse spin Hall effects and magnetoresistance in YIG/Pt and YIG/Ta. *Phys. Rev. B* 87, 174417, 2013.
- [62] H. L. WANG et al. Scaling of Spin Hall Angle in 3d, 4d, and 5d Metals from $Y_3Fe_5O_{12}$ /Metal Spin Pumping. *Phys. Rev. Lett.* 112, 197201, 2014.
- [63] R. YU; B. F. et al. Determination of spin Hall angle and spin diffusion length in β -phase-dominated tantalum. *Phys. Rev. Materials* 2, 074406, 2018.
- [64] QIANG HAO et al. Beta (β) tungsten thin films: Structure, electron transport, and giant spin Hall effect. *Appl. Phys. Lett.* 106, 182403, 2015.
- [65] YANG, M. et al. Low-resistivity α -phase tungsten films grown by hot-wire assisted atomic layer deposition in high-aspect-ratio structures. *Thin Solid Films* 646 199–208, 2018.
- [66] PAI, C.F. et al. Spin transfer torque devices utilizing the giant spin Hall effect of tungsten. *Appl. Phys. Lett.* 101, 122404, 2012.
- [67] JIANG, J. et al. Enhanced spin Seebeck effect signal due to spin-momentum locked topological surface states. *Nature Communications* volume 7, Article number: 11458, 2016.
- [68] MENDES, J.B.S. et al. Unveiling the spin-to-charge current conversion signal in the topological insulator Bi₂Se₃ by means of spin pumping experiments. *Phys. Rev. Materials*, 2021.