



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

JOSÉ ELIAS ABRÃO NETO

INVESTIGAÇÃO DE FENÔMENOS SPINTRÔNICOS:

**Fabricação de estruturas micrométricas e
submicrométricas utilizando litografia óptica**

Recife
2020

JOSÉ ELIAS ABRÃO NETO

INVESTIGAÇÃO DE FENÔMENOS SPINTRÔNICOS:

**Fabricação de estruturas micrométricas e
submicrométricas utilizando litografia óptica**

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.

Área de Concentração: Física da Matéria Condensada e de Materiais

Orientador: Prof. Antonio Azevedo da Costa

Recife
2020

Catálogo na fonte
Bibliotecária Mariana de Souza Alves CRB4-2105

A161i Abrão Neto, José Elias.
 Investigação de fenômenos spintrônicos: fabricação de estruturas micrométricas e submicrométricas utilizando litografia óptica/ José Elias Abrão Neto. – 2020.
 91 f.: il., fig.

 Orientador: Antonio Azevedo da Costa.
 Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN, Física. Recife, 2020.
 Inclui referências e apêndice.

 1. Física da Matéria Condensada e de Materiais. 2. Litografia. 3. Spintrônica. 4. Corrente de Spin. I. Costa, Antonio Azevedo da (orientador). II. Título.

 530.41 CDD (22. ed.) UFPE-CCEN 2020-139

JOSÉ ELIAS ABRÃO NETO

**INVESTIGAÇÃO DE FENÔMENOS SPINTRÔNICOS:
FABRICAÇÃO DE ESTRUTURAS MICROMÉTRICAS E
SUBMICROMÉTRICAS UTILIZANDO LITOGRAFIA ÓPTICA**

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: 16/07/2020.

BANCA EXAMINADORA

[Participação via Videoconferência](#)

Prof. Antonio Azevedo da Costa
Orientador
Universidade Federal de Pernambuco

[Participação via Videoconferência](#)

Prof. Eduardo Padrón Hernández
Examinador Interno
Universidade Federal de Pernambuco

[Participação via Videoconferência](#)

Prof. Joaquim Bonfim Santos Mendes
Examinador Externo
Universidade Federal de Viçosa

Dedico esta dissertação à minha mãe Gisela e ao meu pai Adelino. Sem o apoio deles teria sido impossível enfrentar os desafios do mestrado em física.

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao prof. Antonio Azevedo pela oportunidade e confiança que me foi dada, pela paciência em me ensinar os básicos da área da spintrônica. Gostaria também de agradecer ao prof. Sérgio Rezende por sua contribuição à minha formação mediante críticas e sugestões.

Quero agradecer o Prof. Joaquim Mendes da Universidade Federal de Viçosa (UFV), o Prof. Rafael Otoniel também da Universidade Federal de Viçosa (UFV), e o prof. Matheus Gamino da Universidade Federal do Rio Grande do Norte (UFRN). Muito obrigado pelo apoio, pela ajuda e pela paciência.

Gostaria de agradecer Gabriel Carlini por toda ajuda na sala limpa e com as litografias das amostras. Aos meus colegas de laboratório Daniel Souto Maior, Kacio Reinaldo, Pablo Trajano, Lauretan Tavares por sempre estarem presente quando precisei de ajuda.

Aos funcionários do Departamento de Física, pela contribuição no funcionamento dos laboratórios e da instituição como um todo.

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

RESUMO

Em 2017, Alves-Santos et al.(1) descobriram que ao fabricar filmes finos de platina com nanopartículas de prata diluídas no meio, era possível manipular a eficiência do processo de conversão de correntes de spin em carga, por meio de uma combinação dos efeitos Spin Hall Inverso (ISHE) e Rashba-Edelstein Inverso (IREE), ao variar a quantidade de nanopartículas de prata. Apesar de seus resultados mostrarem um avanço na área, a fabricação de nanopartículas por sputtering não é algo fácil de se conseguir. Nessa dissertação é feito uma continuação do trabalho de Alves-Santos et al. As nanopartículas de prata são feitas de maneira controlada por meio da técnica de litografia óptica e a investigação do processo de conversão de correntes é feito pelo processo de bombeamento de spins. A partir dos resultados obtidos, foi possível concluir que o efeito visto por Alves-Santos et al. é real e que as interfaces podem ser fabricadas de maneira sistemática, também foi verificado que, por causa das nanopartículas de prata, há um aumento da corrente I_{Ag}^{ISHE} de aproximadamente 6 vezes em comparação com a amostra de referência quando se tem cerca de 80.000 partículas com 3 nm de espessura de Ag. Além disso, fazendo uso do filme de platina com nanopartículas de prata, foi fabricada uma barra Hall onde foram litografadas elipses micrométricas de uma liga ferromagnética de $Ni_{81}Fe_{19}$ conhecida como Permalloy (Py). Nesse sistema, ao injetar uma corrente de carga DC observou-se que é possível gerar sinais em frequência de até 10 GHz. Também foi possível observar que ao usar correntes de carga AC com baixa frequência (10 Hz) sinais em frequências acima de 10 GHz são gerados.

Palavras-chaves: Litografia. Spintrônica. Corrente de Spin. Efeito Spin Hall. Efeito Rashba-Edelstein. Geração de sinais em GHz.

ABSTRACT

In 2017, Alves-Santos et al. (1) found that by manufacturing a platinum thin film with silver nanoparticles diluted in the middle, it was possible to manipulate the efficiency of the spin to charge conversion process, a combination of the Inverse Spin Hall (ISHE) and Rashba-Edelstein Inverse (IREE) effects, by varying the amount of silver nanoparticles. Although its results show an advance in the area, the manufacture of nanoparticles by sputtering is not an easy thing to achieve. This dissertation is a continuation of the work of Alves-Santos et al. The silver nanoparticles were made in a controlled manner using the optical lithography technique and the investigation of the current conversion process is done by the spins pumping process. From the results obtained, it was possible to conclude that the effect seen by Alves-Santos et al. was real and the interfaces can be manufactured in a systematic manner, it was also verified that, because of the silver nanoparticles, there is an increase of the current I_{Ag}^{ISHE} of approximately 6 times in comparison with the reference sample when the sample has around 80,000 nanoparticles with 3nm Ag. In addition, using the platinum with silver nanoparticles film, a Hall bar was manufactured in which micrometric ellipses of a ferromagnetic alloy of $Ni_{81}Fe_{19}$ called Permalloy (Py) were lithographed. In this system, a DC current was injected and it was observed that it is possible to generate signals in frequencies up to 10 GHz. It was also possible to observe that when using AC currents with low frequency (10 Hz) signals in frequencies above 10 GHz were generated.

Keywords: Lithograph. Spintronics. Spin current. Spin Hall effect. Rashba-Edelstein effect. Generation of signals in GHz.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Estudo da corrente ISHE em função da espessura de prata. Verificou-se que a corrente ia aumentando até uma espessura crítica de $t = 9nm$	20
Figura 2 – Representação da amostra usada no segundo experimento. Nesse experimento será feita uma barra Hall com elipses de Py em cima, como ilustrado em vermelho.	21
Figura 3 – Efeito Hall clássico. Elétrons são desviados pela força de Lorentz para o topo do material criando uma diferença de potencial elétrico.	24
Figura 4 – Efeito spin Hall. O espalhamento dos elétrons pela interação spin-órbita cria um acúmulo de spins polarizados, também conhecido como densidade de corrente de spin, na direção perpendicular a densidade de corrente de carga.	25
Figura 5 – Representação dos tipos de densidades de corrente que podem ocorrer em um material. Em (a) tem-se uma densidade de corrente de carga convencional com $\vec{J}_s = 0$. Nessa Figura existem quatro cargas com spin up e quatro com spin down se movendo para a direita. Em (b) além do fluxo de cargas no material, existe um fluxo de momento angular de spin. Em (c) não existe fluxo de carga porém existe um fluxo de momento angular de spin. Em todas as imagens a direção da densidade resultante é dada pela seta grande em cinza, além disso em (b) e (c) a polarização da densidade corrente de spin é na direção do spin down para o spin up.	26
Figura 6 – Efeito Spin Hall Inverso. A corrente de spin é recombinada pela interação Spin Órbita criando um acúmulo de carga na direção perpendicular a corrente de spin.	27
Figura 7 – Ilustração dos processos de conversão de corrente. A primeira imagem mostra o processo de conversão de corrente de carga em corrente de spin(SHE) enquanto a segunda imagem mostra o processo inverso, corrente de spin virando corrente de carga(ISHE).	28
Figura 8 – Representação da banda de condução de (a) um material com degenerescência de spin (b) Um material Ferromagnético sob efeito Zeeman (c) um material com interação spin órbita descrita pelo Hamiltoniano de Rashba.	33
Figura 9 – Magnetização processionando sob efeito de um campo magnético sem efeitos de perda.	40
Figura 10 – Efeito Zeeman, a energia aumenta/diminui baseado no número quântico de spin e na variação do campo magnético.	42
Figura 11 – Ilustração do processo de Ressonância Ferromagnética. Varia-se o campo magnético até que a diferença entre níveis seja igual a energia da onda incidente.	43

Figura 12 – (a) - Parte real(em vermelho) e imaginária(em azul) da Susceptibilidade Magnética para $H_R = 1$ kOe e $\Delta H = 50$ Oe no limite $\alpha \ll 1$ e $H_0 \approx H_R$. (b) Parte Imaginária da Susceptibilidade Magnética para diferentes larguras de linha. A função vai se achatando à medida que a largura de linha aumenta.	47
Figura 13 – Diagrama da montagem de um espectrômetro de FMR. O circulador faz com que a micro-ondas, vinda do gerador, passe pela amostra. A parte refletida volta pelo circulado sendo redirecionada a um diodo detector. No detector, o sinal de micro-ondas é transformado em uma tensão DC que é medida pelo amplificador <i>lock-in</i> . Como a amostra está submetida a um campo de modulação que perturba o campo estático, a medição realizada pelo <i>lock-in</i> corresponde à derivada do sinal de absorção. No computador, são feitas curvas com o valor do campo correspondente medido no gaussímetro, junto com a tensão <i>lock-in</i> referente à absorção de micro-onda.	49
Figura 14 – Representação gráfica da tensão lida em um experimento de FMR (Equação 3.29) para diferentes valores de H_R	51
Figura 15 – Esquematização mostrando o princípio de medição da tensão gerada pelo bombeamento de spins. A precessão da magnetização excitada pelo campo de micro-ondas gera uma corrente pura de spin através da interface (em laranja) que é convertida pelo efeito spin Hall inverso em uma corrente de carga (em amarelo).	55
Figura 16 – Representação de um sistema de evaporação catódica ou sputtering. . . .	56
Figura 17 – Diagrama representando as diversas divisões referentes à técnica da Micro-litografia. A litografia por escrita direta por laser será utilizada neste trabalho e está destacada na figura ao lado.	57
Figura 18 – (a) - Esquematização do funcionamento de um equipamento de litografia por escrita direta por laser. O feixe do laser passa por modulador, um defletor e, em seguida, é refletido para uma lente focalizadora. A lente focalizadora se encontra dentro da cabeça de escrita, representada à esquerda. A cabeça de escrita, por meio de motores de passo, consegue se movimentar verticalmente, possibilitando os processos de alinhamento e focalização do laser. O laser incide sobre o substrato recoberto com o fotoresiste e o padrão desejado é transferido através do movimento x-y do estágio de movimento em 2D. (b) Equipamento de fotolitografia DWL66 da Heidelberg Instruments.	58
Figura 19 – Equipamentos usados ao longo do processo de litografia. Em (a) temos uma cuba de ultrassom, em (b) a chapa aquecedora e em (c) o <i>spin coater</i> .	59

Figura 20 – Ilustração do processo de revelação. A amostra é colocada em uma solução de revelador e água desionizada. Os quadrados em vermelho representam as regiões que foram expostas ao laser, e os quadrados pretos representam o padrão desejado após o processo de revelação.	59
Figura 21 – Figura esquemática apresentando de forma sucinta as etapas envolvidas num processo de litografia por escrita direta.	61
Figura 22 – (a) - Desenho a ser litografado sobre a Pt. Em azul são 80.000 quadrados com lado $3.5 \mu m$ e espaçamento $3.5 \mu m$, em vermelho são as marcações para corte. (b) - Amplificação da figura (a), cada quadrado a ser feito tem $3.5 \mu m$ de lado e o espaçamento entre quadrados é de $3.5 \mu m$	63
Figura 23 – Imagem de microscopia eletrônica de varredura (SEM) da litografia dos quadrados de Ag. A cabeça de escrita usada nesse processo de litografia tem uma resolução máxima de $3.5 \mu m$, combinado com o fato do processo de remoção ser muito agressivo na prata, o padrão litografado acabou ficando circular.	64
Figura 24 – Esquematização das amostras usadas para os experimentos de <i>spin pumping</i> . A primeira imagem representa a amostra contendo as ilhas com $3 nm$ de Ag enquanto a segunda imagem representa a amostra de referência a ser usada como padrão de comparação.	65
Figura 25 – Espectro de FMR de com potência de RF = 110 mW e frequência de RF = 9.42 GHz para (a) amostra referência Si-Pt(9)-Py(12) e (b) amostra contendo litografia dos 80.000 quadrados Si-Pt(3)-Ag(3)-Pt(6)-Py(12). As larguras de linha de FMR obtidas dos ajustes foram, respectivamente, de 41.0 e 40.9 Oe.	66
Figura 26 – Em (a) - Medidas de <i>spin pumping</i> da amostra Pt(3)-Ag(3)-Pt(6)-Py(12) para diferentes valores de potência de micro-ondas na posição $\phi = 0^\circ$. Em (b) - Medidas de <i>spin pumping</i> da amostra Pt(3)-Ag(3)-Pt(6)-Py(12) para diferentes valores de potência de micro-ondas na posição $\phi = 180^\circ$	67
Figura 27 – Gráfico da corrente de pico do efeito ISHE em função da potência de micro-ondas. Em vermelho estão os dados referentes a amostra contendo as ilhas de Ag, o coeficiente da angular da reta foi de $b = 0.703$, em azul se encontram os dados referentes a amostra de referência, o coeficiente angular da reta para esses dados foi de $b = 0.113$	68

Figura 28 – (a) Esquematização da montagem experimental do processo de bombeamento de spins. (b) Na esquerda amplificação da imagem em (a), nessa situação a amostra se encontra na posição 90° . A imagem a direita é uma representação do sistema usado para definir as configurações. Quando $\phi = 0^\circ$ o campo magnético é perpendicular ao eixo maior da amostra enquanto na configuração $\phi = 90^\circ$ o campo magnético é paralelo ao eixo da amostra.	69
Figura 29 – (a) - Resultados de <i>spin pumping</i> nas configurações $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$. Observa-se que há uma inversão na polaridade da corrente nas configurações de 0° e 180° enquanto não se mede uma corrente na posição 90° . (b) - Resultados do bombeamento de spin, com potência de micro-ondas $P = 110$ mW, para a amostra de referência (em preto) e para a amostra contendo as ilhas de Ag (em vermelho). Observa-se que há um grande aumento na corrente quando se tem ilhas.	70
Figura 30 – (a) - Medidas de <i>spin pumping</i> da amostra Pt(3)-Ag(3)-Pt(6)-Py(12) para valores negativos de corrente. (b) - Medidas de <i>spin pumping</i> da amostra Pt(3)-Ag(3)-Pt(6)-Py(12) para valores positivos de corrente.	71
Figura 31 – Imagem de microscopia óptica da barra Hall a ser usada no segundo experimento, ela tem $100 \mu m$ de comprimento, $10 \mu m$ e $30 \mu m$ de largura em seu lado menor e maior respectivamente.	72
Figura 32 – (a) - Imagem de microscopia óptica mostrando o resultado da litografia e deposição das elipses em cima da barra Hall. (b) Imagem de microscopia óptica dos pads de medição conectados na barra Hall.	73
Figura 33 – Diagrama de bloco da montagem experimental do segundo experimento. A primeira imagem é um duroid com dois conectores SMA. São feitos dois contatos elétricos entre os conectores SMA e os pads de medição da barra Hall. A esquerda se encontra a montagem experimental do sistema, o duroid (bloco azul) é colocado dentro de um eletroímã com o eixo maior das elipses para cima, um dos conectores SMA é aterrado e o outro é ligado no bias tee. O bias tee é o circuito representado embaixo da amostra, ele consiste de um indutor e um capacitor. Uma corrente DC vai ser aplicada no indutor enquanto o capacitor atua como um filtro para o sinal AC gerado pela modulação da resistência elétrica. Esse sinal AC é amplificado e injetada em um analisador de espectro.	74
Figura 34 – Exemplo de um espectro obtido pelo analisador de espectro.	75
Figura 35 – Espectros obtidos no segundo experimento para: (a) $H = 0$ Oe, (b) $H = 35$ Oe, (c) $H = 250$ Oe, (d) $H = 500$ Oe.	76

- Figura 36 – (a) Espectros obtidos para $H = 500$ Oe com correntes AC e DC. (b) Espectros obtidos para $H = 1000$ Oe com correntes AC e DC. Em ambas as situações o tempo de acumulação foi de 2 horas. 77
- Figura 37 – Espectros de FMR para diferentes espessuras de filmes TIG (a) 15 nm, (b) 30 nm e (c) 60 nm, a uma frequência de $9,5$ GHz. Os filmes têm uma dimensão lateral de aproximadamente 3×4 mm². (d) Ilustração da experiência FMR em que a magnetização (\vec{M}) de um filme TIG em um campo magnético estático DC (\vec{H}) é perturbado por um campo de microondas. θ_H, ϕ, ϕ_H são os ângulos polar e azimutais de \vec{H} e \vec{M} , respectivamente, em relação ao plano do filme. (e), (f) e (g) mostram a dependência do campo de ressonância H_R com θ_H para diferentes espessuras de TIG. À medida que o filme fica mais espesso, o eixo fácil se desvia da direção normal (dispersão de ponto em preto). As linhas sólidas em vermelho são ajustes teóricos obtidos para a condição FMR. 78
- Figura 38 – Tensão de bombeamento de spin (V_{SP}) em TIG(60 nm)/Pt(4 nm). Em (a), temos os resultados de V_{SP} com campo magnético no plano para diferentes potências de microondas. O insert a direita mostra a dependência linear do V_{SP} com a potência do microondas. (b) Espectro típico de FMR para a amostra GGG/TIG(60)/Pt(4) com campo magnético no plano e potência de RF igual a 5 mW. (c) Dependência angular dos valores de pico das correntes de carga (I_{SP}) gerada pelo processo de bombeamento de spins para uma frequência de RF fixa em 100 mW. 80

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

2DEG	Gás de Elétrons em duas dimensões (2 Dimensional Electron Gas)
FMR	Ressonância Ferromagnética
GMR	Magnetorresistência Gigante
IREE	Efeito Rashba-Edelstein Inverso (Inverse Rashba Edelstein Effect)
ISHE	Efeito Spin Hall Inverso (Inverse Spin Hall Effect)
Py	Permalloy
RE	Efeito Rashba (Rashba Effect)
REE	Efeito Rashba-Edelstein (Rashba Edelstein Effect)
SHE	Efeito Spin Hall (Spin Hall Effect)
SOC	Acoplamento Spin-Órbita (Spin Orbit Coupling)
TIG	Granada de Túlio e Ferro (Thulium-Iron Garnet)
TMR	Magnetorresistência Túnel
YIG	Granada de Ítrio e Ferro (Yttrium-Iron Garnet)

LISTA DE SÍMBOLOS

μ_0	Permeabilidade Magnética no Vácuo
μ_B	Magneton de Bohr
ω_L	Frequência de Larmor
γ	Fator Giromagnético
\hbar	Constante Reduzida de Planck
ν	Frequência
g_j	Fator g de Landé
g_s	Fator g de Landé para Spin
\vec{B}	Campo Indução Magnética
\vec{E}	Campo Elétrico
\vec{H}	Campo Magnético
\vec{J}_c	Densidade de Corrente de Carga
\vec{J}_s	Densidade de Corrente de Spin
\hat{H}	Operador Hamiltoniano
\hat{H}_k	Operador Hamiltoniano para Energia Cinética
\hat{H}_{so}	Operador Hamiltoniano para Interação Spin-Órbita
D_{ISHE}	Coeficiente de Eficiência do Material
θ_{sh}	Ângulo Spin Hall
\hat{J}	Operador Momento Angular Total
j	Número Quântico de Momento Angular Total
\hat{L}	Operador Momento Angular Orbital
l	Número Quântico de Momento Angular
\hat{S}	Operador Momento Angular de Spin
s	Número Quântico de Momento Angular de Spin

$\vec{\mu}_s$	Momento Magnético de Spin
m_e	Massa de repouso do Elétron
ϵ_k	Energia Cinética
\vec{k}	Vetor de Onda
\vec{r}	Vetor Posição
$ \psi\rangle$	Vetor de estado no espaço de Hilbert
$\psi(\vec{r})$	Função de onda no espaço
$\vec{\sigma}$	Vetor composto pelas Matrizes de Pauli
σ_i	Matrizes de Pauli
$\hat{\sigma}$	Polarização da Corrente de Spin
h	Amplitude do campo de Micro-ondas
ω	Frequência de Micro-ondas
P	Potência de Micro-ondas
α_R	Parâmetro de Rashba
λ_{IREE}	Parâmetro IREE
λ_{SR}	Comprimento de difusão do Spin

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	18
1.1	MOTIVAÇÃO	19
1.2	OBJETIVOS	20
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	22
2.1	EFEITO SPIN ÓRBITA	22
2.2	EFEITO HALL, EFEITO SPIN HALL E EFEITO SPIN HALL INVERSO	23
2.2.1	Efeito Hall Clássico	23
2.2.2	Efeito Spin Hall (SHE)	24
2.2.3	Corrente de Carga e Corrente de Spin	26
2.2.4	Efeito Spin Hall Inverso (ISHE)	27
2.3	EFEITO RASHBA E EFEITO RASHBA-EDELSTEIN INVERSO . . .	28
2.3.1	Efeito Rashba	28
2.3.2	Efeito Rashba-Eldelstein Inverso	36
3	TÉCNICAS EXPERIMENTAIS	38
3.1	RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA	38
3.1.1	Visão Semi-Clássica da Ressonância Ferromagnética	38
3.1.2	Visão Quântica da Ressonância Ferromagnética	41
3.1.3	Ressonância Magnética induzida por RF	42
3.1.3.1	Dinâmica da Magnetização	43
3.1.3.2	Potência Média Absorvida pela Amostra e Sinal de Absorção Obtido em um Experimento de FMR	46
3.2	BOMBEAMENTO DE SPINS	50
3.3	DEPOSIÇÃO POR EVAPORAÇÃO CATÓDICA	54
3.4	LITOGRAFIA	56
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	62
4.1	PRIMEIRO EXPERIMENTO - EFEITOS DE INTERFACE	62
4.2	SEGUNDO EXPERIMENTO - GERAÇÃO DE SINAIS EM GHZ POR TRANSFERÊNCIA DE TORQUE DE SPIN	70
4.3	TERCEIRO EXPERIMENTO - INVESTIGAÇÃO DE RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA E GERAÇÃO DE CORRENTES DE SPIN EM FILMES DE TIG	75
5	CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS	81

REFERÊNCIAS	83
APÊNDICE A – TEORIA DE PERTURBAÇÃO NÃO DEPENDENTE DO TEMPO	87

1 INTRODUÇÃO

O elétron possui duas propriedades intrínsecas: a carga e o spin. Até o final do século XX, só se levava em conta a carga do elétron para gerar e processar sinais, o seu spin era completamente ignorado pois essa informação é rapidamente perdida quando o elétron se propaga em um sólido, devido aos processos de espalhamento. O uso do spin do elétron em dispositivos começou a chamar atenção dos pesquisadores com o descobrimento da magnetorresistência gigante (do inglês, *Giant Magnetoresistance* - GMR) em 1988 (2). Foi a primeira vez que um experimento mostrou que a condutividade elétrica de uma multicamada magnética dependia da orientação relativa entre as magnetizações das camadas vizinhas. Essa descoberta deu o prêmio Nobel a Albert Fert e Peter Grünberg em 2007 (3).

O termo Spintrônica, sigla introduzida em 1996, derivada de "*SPIN TRansport electrONICS*"(4), começa a aparecer como um novo paradigma para eletrônica, o termo significa a utilização do spin em conjunto com a carga elétrica para a criação de novos dispositivos. A primeira área de aplicação foi em computação e armazenamento de dados. Utilizando o princípio por trás da GMR e posteriormente da magnetorresistência túnel (do inglês, *Tunnel magnetoresistance* - TMR), cabeças de gravação magnética foram desenvolvidas o que desencadeou um grande aumento na quantidade de informação que se consegue armazenar em discos rígidos (5).

Rapidamente vários fenômenos diferentes começaram a ser descobertos. Esses fenômenos vão desde o controle de um único spin localizado, até a geração e manipulação de correntes de spin e a sua interação com correntes de carga e com ondas de spin. O controle das propriedades de um único spin localizado é ideal para investigar qubits em física do estado sólido, enquanto que as propriedades dinâmicas (correntes de spin e sua interação com correntes de carga e com ondas de spin) são importantes para geração e manipulação de sinais eletrônicos sem a necessidade de movimentar elétrons pelo material evitando perdas por efeito Joule. Dentre os novos fenômenos, é importante citar o efeito Spin Hall (direto e inverso) (6,7), o efeito de *Spin Pumping* (8) e o efeito Spin Seebeck(9). Os efeitos citados são importantes na área da spintrônica, pois são os principais mecanismos de geração e conversão de corrente de spin em correntes de carga e vice-versa.

A geração de correntes de spin e sua conversão em correntes de carga e vice-versa, são fenômenos importantes que poderão levar a aplicações práticas da spintrônica. Atualmente, já há uso comercial da spintrônica nas cabeças de leituras de discos rígidos e memórias magneto-resistivas de acesso aleatório não voláteis (MRAM) (10). Apesar de ainda não possuir uso comercial, já foram criados dispositivos

em laboratórios, que usam conceitos da spintrônica como dispositivos lógicos de spin, transistores spintrônicos, diodos de spin e memórias de leitura e processamento (*racetrack memory*) (5).

A área da spintrônica vem avançando rapidamente nos últimos anos e se encontra muito ligada com o descobrimento de novos materiais e à criação de novas técnicas de fabricação em escala micrométrica e nanométrica. Por exemplo, o estudo de materiais antiferromagnéticos e de materiais isolantes desencadeou a criação de uma nova área da spintrônica chamada spintrônica de mágnons (11), enquanto avanços nas técnicas de fabricação possibilitaram a existência de pontos quânticos de algumas centenas de nanômetros (12).

Apesar dos diversos avanços científicos e tecnológicos que ocorreram nas últimas décadas, ainda há muito a ser estudado. Por exemplo, isolantes topológicos (TIs), que são materiais protegidos topologicamente de defeitos, já foram usados para conversão mútua entre correntes de carga e spin, porém ainda não se entende por completo o mecanismo de conversão. O futuro da spintrônica é muito promissor, além dos TIs, diversos novos materiais como materiais 2D, férmions de Majorana e Skyrmions vem sendo estudados com intuito de desenvolver novas tecnologias (13,14).

Como será visto ao longo desta dissertação, o assunto investigado está inserido no estado da arte na área de spintrônica. É feita a investigação dos processos de conversão de correntes de spin em correntes de carga e vice-versa, impulsionados por efeitos de superfície e interface. O nosso esforço se concentrou na fabricação de estruturas bem como na caracterização de fenômenos.

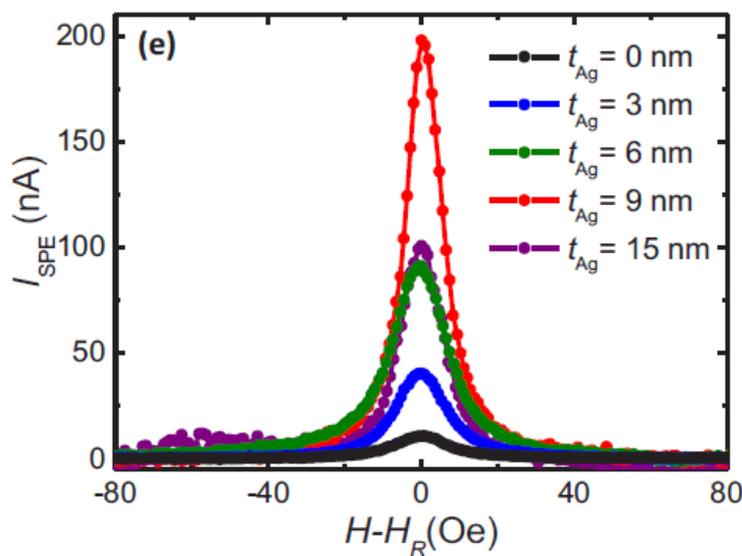
1.1 MOTIVAÇÃO

A motivação para essa dissertação é o trabalho de Alves-Santos et al. (1). As amostras estudadas nesse trabalho foram bicamadas de Pt/YIG/GGG(111), onde YIG = $Y_3Fe_5O_{12}$, é uma granada de Ítrio e Ferro (do inglês, *Yttrium Iron Garnet*) e o substrato GGG = $Gd_3Ga_5O_{12}$ é uma granada de Gadolínio e Gálio. As espessuras foram tipicamente: $0 \text{ nm} < t_{Pt} < 15 \text{ nm}$, $t_{YIG} = 100 \text{ nm}$ e $t_{GGG} = 0.5 \text{ mm}$. Em seu trabalho, Alves-Santos et Al. verificaram que havia um aumento na voltagem medida pelo processo de bombeamento de spins na platina quando partículas de Ag eram diluídas dentro da camada de Pt na bicamada Pt/YIG. Como a prata possui ângulo de spin Hall (θ_{SH}) muito pequeno (15) esse aumento não pode ser atribuído somente ao efeito spin Hall inverso intrínseco da Ag somado ao da Pt.

Imagens de microscopia eletrônica de varredura mostraram que quando a espessura da prata era menor do que um valor crítico, $t_c = 9 \text{ nm}$, a deposição criava ilhas e que para espessuras maiores do que esse valor crítico as ilhas colapsavam

criando um filme fino. O estudo de como a corrente gerada pelo efeito spin Hall inverso (do inglês, *inverse spin Hall effect* - ISHE) variava de acordo com a espessura da prata, revelou que essa corrente aumentava de acordo com o número de ilhas, sendo máximo na espessura crítica e diminuindo à medida que o número de ilhas diminuía (Figura 1).

Figura 1 – Estudo da corrente ISHE em função da espessura de prata. Verificou-se que a corrente ia aumentando até uma espessura crítica de $t = 9\text{nm}$.



Fonte: Imagem retirada de [1].

A explicação preliminar dada para esse fenômeno vem da combinação do efeito Rashba com o efeito Rashba-Edelstein Inverso (IREE).

1.2 OBJETIVOS

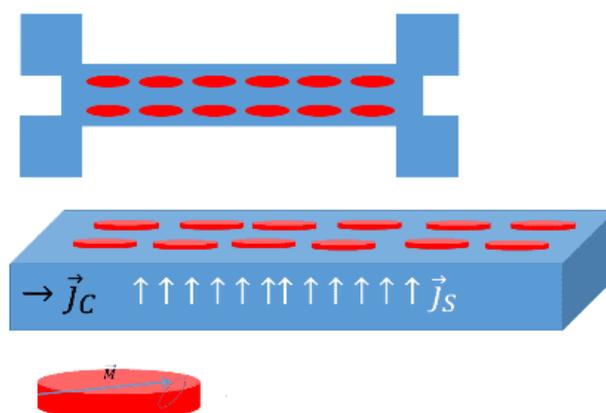
O objetivo geral deste trabalho é fabricar estruturas de Ag nos regimes micro-métrico e sub-micrométrico que possam substituir as nanopartículas de Ag fabricadas aleatoriamente por *sputtering*. Desta maneira poderemos controlar a forma e a dimensão das partículas de Ag incorporadas dentro do filme de Pt. A técnica usada para a fabricação das estruturas é a litografia por escrita direta a laser (do inglês, *direct writing laser lithography* ou DWL).

A investigação será feita por meio das técnicas de bombeamento de spin, efeito spin Hall (direto e inverso) e transferência de torque (16,17). Existe um interesse em fabricar estruturas que permitam investigar os fenômenos acima e que surgem devido à existência de interfaces e de confinamento lateral, obtido pela fabricação utilizando litografia.

Nessa dissertação serão estudados dois problemas. O primeiro problema é

uma continuação do trabalho de Alves-Santos et al. (1). Inicialmente deseja-se verificar se o efeito observado por Alves-Santos et al. também ocorre se usarmos *Permalloy* como material ferromagnético para geração de corrente de Spin. Em seguida, há um interesse em estudar como o número de interfaces interfere na corrente ISHE gerada pelo sistema.

Figura 2 – Representação da amostra usada no segundo experimento. Nesse experimento será feita uma barra Hall com elipses de Py em cima, como ilustrado em vermelho.



Fonte: Prof. Antonio Azevedo - UFPE (2018).

O segundo trabalho envolve fabricar uma barra Hall (do inglês *Hall bar*) de Pt com nanopartículas de Ag e em cima da barra Hall litografar elipses micrométricas feitas de uma liga ferromagnética de $Ni_{81}Fe_{19}$ chamada de *Permalloy* (Py) (Figura 2). Pela geometria das elipses de Py, induz-se uma anisotropia uniaxial de forma que, sua magnetização deve ficar ao longo do eixo maior da elipse. Ao passar uma densidade corrente de carga \vec{J}_c ao longo da barra Hall, gera-se uma densidade de corrente de spin perpendicular \vec{J}_s , que ao ser injetada nas elipses de Py transfere torque local podendo colocar a magnetização para precessionar. A precessão da magnetização pode ser lida como uma mudança na resistência elétrica da barra Hall. Devido ao efeito de proximidade, a resistência da barra Hall é modulada pela variação temporal da magnetização que deve precessionar em torno da posição de equilíbrio. A variação na resistência pode ser medida usando um bias tee, um amplificador de sinais e um analisador de espectro ou um osciloscópio. A priori, esse torque induziria uma precessão da magnetização local, na frequência na faixa de GHz, dado que a densidade de carga na *Hall bar* seja grande suficiente para vencer o amortecimento natural do *Permalloy*. Ambos os objetivos serão devidamente discutidos mais adiante.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Como o efeito spin-órbita é central em spintrônica, na primeira seção desse capítulo, é feita uma revisão sobre a interação spin-órbita. Na seção 2.2, são discutidos os principais mecanismos de conversão mútua entre correntes de carga e de spin. Na terceira e última seção desse capítulo, é feita a demonstração de como o efeito Rashba levanta a degenerescência de estados eletrônicos de um gás dimensional e como efeitos de superfície podem gerar e converter correntes de spin em correntes de carga.

2.1 EFEITO SPIN ÓRBITA

O efeito Spin-Órbita, também conhecido como acoplamento Spin-Órbita ou do inglês *Spin-Orbit Coupling* (SOC), é um efeito quântico relativístico sem análogo clássico, ele relaciona o momento magnético de spin do elétron com o seu momento angular orbital. A importância dos efeitos relativísticos aumenta quando se trabalha em sistemas de muitos átomos, onde começam a aparecer fenômenos que a teoria quântica de Schrödinger não consegue explicar (18,19).

Para entender tais fenômenos usa-se a teoria quântica desenvolvida por Paul Dirac. Há algumas maneiras de se chegar na interação spin-órbita, a mais direta é fazer uma expansão em série de potências da equação de Dirac e tomar o limite não relativístico $\frac{v}{c} \ll 1$. Pegando termos até a primeira ordem da expansão, obtém-se a seguinte equação (20):

$$H = \frac{\vec{P}^2}{2m_e} + m_e c^2 + V(R) + \frac{1}{2m_e^2 c^2 r} \frac{dV(r)}{dr} \vec{L} \cdot \vec{S} + \frac{\hbar^2}{8m_e^2 c^2} \nabla^2 V - \frac{\vec{P}^4}{8m_e^3 c^2} \quad (2.1)$$

O termo $\frac{1}{2m_e^2 c^2 r} \frac{dV(r)}{dr} \vec{L} \cdot \vec{S}$ é chamado de interação spin-órbita. Vale a pena ressaltar que em uma aproximação de ordem zero, a equação de Dirac é igual à equação de Schrödinger e que o termo SOC pode ser visto como uma correção de primeira ordem e estudado por teoria de perturbação.

Se o sistema está sob a ação de um potencial central, como o que deriva da força de Coulomb sentida pelo elétron por causa do núcleo, o termo de interação spin-órbita pode ser escrito como:

$$H_{S.O} = -\vec{\mu}_s \cdot \vec{B}, \quad (2.2)$$

onde $\vec{\mu}_s$ é o momento magnético de spin e \vec{B} é o campo magnético que atua no sistema.

Na física da matéria condensada, um sólido cristalino é caracterizado pela energia das bandas $E_n(k)$ com índice de banda n e vetor de onda k . As bandas de energia em um sólido são consequências diretas do princípio de exclusão de Pauli. Quando os átomos se aproximam, seus níveis de energia são perturbados pela presença de seus vizinhos. Se o número de vizinhos for grande, vários níveis de energias bem próximos uns dos outros são formados, criando uma banda de energia quase contínua.

Se o material for pesado, o SOC precisa ser levado em conta no cálculo das energias das bandas, pois ele começa a ser da mesma ordem de grandeza do campo elétrico cristalino do material. Na Spintrônica, metais pesados como Platina (Pt), Tântalo (Ta) e Paládio (Pd) são amplamente utilizados, pois são conhecidos por terem alto acoplamento Spin-Órbita.

2.2 EFEITO HALL, EFEITO SPIN HALL E EFEITO SPIN HALL INVERSO

Antes de discutir sobre o efeito Spin Hall e o efeito Spin Hall Inverso, uma breve introdução será feita sobre o efeito Hall clássico.

2.2.1 Efeito Hall Clássico

O efeito Hall clássico é explicado pela força de Lorentz,

$$\vec{F}_L = q(\vec{v} \times \vec{B}). \quad (2.3)$$

Considere um fluxo de elétrons sob o efeito de um campo magnético. Por causa da força de Lorentz, os elétrons vão sentir uma força perpendicular ao seu fluxo e ao campo magnético. Se esse fluxo de elétrons for dentro de um material, ao aplicar um campo magnético, cria-se uma acumulação de elétrons na direção perpendicular ao campo e ao fluxo (Figura 3). Essa acumulação gera uma diferença de potencial elétrico,

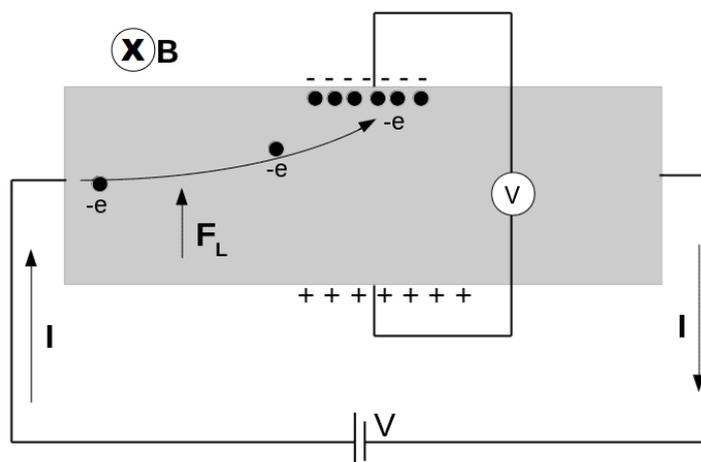
$$V_H = \frac{IB}{net},$$

onde I é a corrente elétrica, B é o campo magnético aplicado, n é a densidade de portadores de carga, e é o módulo da carga do elétron e t é a espessura do material. A acumulação de carga no material, devido a força de Lorentz, é conhecida como efeito Hall clássico e foi descoberta por Edwin Hall em 1879 (21).

Além da tensão Hall há também uma outra grandeza que pode ser medida, ela é chamada de resistência Hall ou coeficiente Hall,

$$R_H = \frac{E_y}{j_x B} = -\frac{1}{ne}$$

Figura 3 – Efeito Hall clássico. Elétrons são desviados pela força de Lorentz para o topo do material criando uma diferença de potencial elétrico.



Fonte: O Autor (2020).

O coeficiente Hall pode ser usado para a classificação de semicondutores entre tipo p e tipo n uma vez que elétrons possuem carga $-e$ e buracos possuem carga $+e$ enquanto a tensão Hall pode ser usada para medir o campo magnético aplicado. As sondas Hall, que são amplamente usadas em diversos dispositivos, medem campo magnético por meio da tensão Hall.

2.2.2 Efeito Spin Hall (SHE)

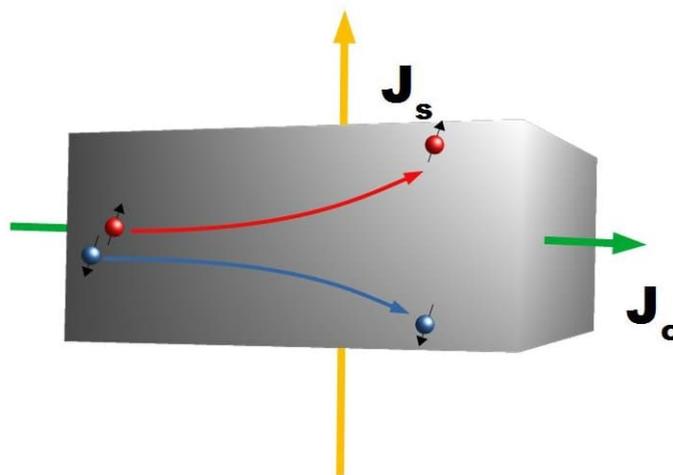
O efeito spin Hall foi primeiramente proposto por Dyakonov, M. e Perel, V. em 1971 (6). Em seu trabalho, Dyakonov e Perel mostraram que quando uma corrente elétrica passa por um condutor pode existir um espalhamento dos portadores de carga baseado na polarização de seus spins, se o condutor tiver um forte acoplamento spin-órbita. Esse espalhamento gera um fluxo de spins perpendicular à corrente elétrica, resultando em um acúmulo de spins polarizados na superfície do condutor.

Em 1999 J.E Hirsch (22), seguindo a mesma linha de pensamento que Dyakonov e Perel, propõe que quando uma corrente de carga passa por um material paramagnético, um desbalanço de spin transversal à corrente de carga vai ser gerado, resultando numa corrente de spin transversal. Além disso, ele também propõe que quando uma corrente de spin passa pelo material, uma corrente de carga é gerada e uma tensão Hall pode ser obtida mesmo na ausência de corrente e de campo magnético. Por causa da semelhança com o efeito Hall clássico, Hirsch chamou o acúmulo de spins polarizados na direção perpendicular ao fluxo de corrente de carga de efeito spin Hall. Quando um fluxo de elétrons, com uma polarização de spin diferente de zero, é injetado em um

meio não magnético, cria um acúmulo de spins que se difunde com um comprimento de difusão λ_{SD} . Esta acumulação de spins resulta no que chamamos de densidade de corrente de spin \vec{J}_s .

O efeito spin Hall foi observado primeiramente em semicondutores (23) por meio de experimentos óticos. Hoje em dia, sabe-se que os efeitos spin Hall direto e inverso são produzidos pela interação spin-órbita que separa os elétrons do material de acordo com a sua polarização de spin. Em princípio, uma corrente de carga (sem polarização de spin) fluindo em um meio com interação spin órbita forte, resulta na geração de fluxo perpendicular de elétrons com spin opostos em sentidos opostos mesmo que não se tenha campo magnético externo. Como não é necessário que existam impurezas no sistema, é dito que o efeito SHE nesses materiais é de origem intrínseca. Por outro lado, a presença de impurezas gera efeito spin Hall de origem extrínseca. Normalmente o SHE, em materiais, é a superposição dos efeitos intrínsecos e extrínsecos. É importante chamar atenção de que os efeitos extrínsecos podem ser controlados artificialmente e serem mais intensos do que os intrínsecos.

Figura 4 – Efeito spin Hall. O espalhamento dos elétrons pela interação spin-órbita cria um acúmulo de spins polarizados, também conhecido como densidade de corrente de spin, na direção perpendicular a densidade de corrente de carga.



Fonte: O Autor (2020).

A relação que descreve a corrente de spin gerada pelo efeito spin Hall quando se passa uma corrente de carga no material, é dada por,

$$\vec{J}_s = \frac{\hbar}{2e} \theta_{SH} (\hat{\sigma} \times \vec{J}_c) \quad (2.4)$$

onde $\hat{\sigma}$ é o vetor unitário que descreve a polarização de spin e \vec{J}_c é a densidade de

corrente elétrica. Como \vec{J}_s é uma densidade de corrente de spin, o termo $\frac{\hbar}{2e}$ garante a dimensão correta de \vec{J}_s .

2.2.3 Corrente de Carga e Corrente de Spin

Uma densidade de corrente elétrica se movendo em um circuito convencional onde, a priori, existem o mesmo número de elétrons com spin up e com spin down, pode ser escrita como,

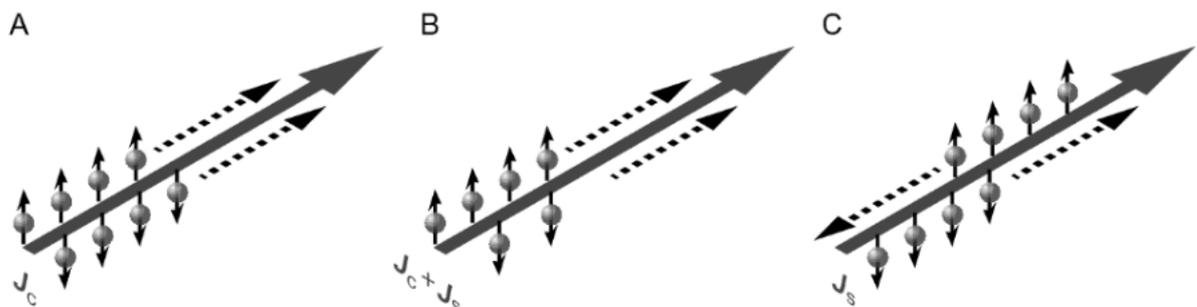
$$\vec{J}_c = \vec{J}_\uparrow + \vec{J}_\downarrow \quad (2.5)$$

onde \vec{J}_\uparrow e \vec{J}_\downarrow são as densidades de corrente de cargas com spin up e down respectivamente. Como há o mesmo número de elétrons com spin up e spin down se movendo na mesma direção, não existe nenhum acúmulo de spin sendo criado no material. Se, por algum motivo, existirem mais elétrons com spin up do que elétrons com spin down se movendo na mesma direção, uma corrente de spin será gerada. Define-se corrente de spin como:

$$\vec{J}_s = \vec{J}_\uparrow - \vec{J}_\downarrow \quad (2.6)$$

Das Equações 2.5 e 2.6 Define-se o que é uma corrente pura de spin, ela ocorre quando $\vec{J}_c = 0$ e $\vec{J}_s \neq 0$.

Figura 5 – Representação dos tipos de densidades de corrente que podem ocorrer em um material. Em (a) tem-se uma densidade de corrente de carga convencional com $\vec{J}_s = 0$. Nessa Figura existem quatro cargas com spin up e quatro com spin down se movendo para a direita. Em (b) além do fluxo de cargas no material, existe um fluxo de momento angular de spin. Em (c) não existe fluxo de carga porém existe um fluxo de momento angular de spin. Em todas as imagens a direção da densidade resultante é dada pela seta grande em cinza, além disso em (b) e (c) a polarização da densidade corrente de spin é na direção do spin down para o spin up.



Fonte: Imagem retirada de (24).

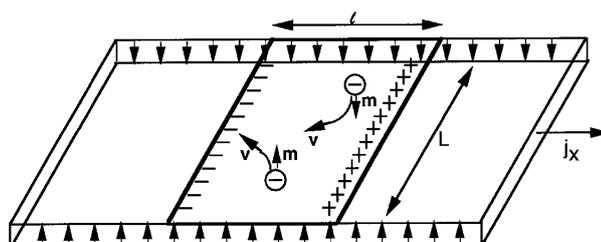
Atualmente há duas maneiras amplamente usadas para se criar correntes puras de spin. A primeira delas é pelo efeito Spin Hall já discutido e a segunda é pelo bombeamento de spins que será discutido a posteriori.

2.2.4 Efeito Spin Hall Inverso (ISHE)

O efeito spin Hall Inverso ocorre quando uma corrente pura de spin flui através de um condutor não-magnético com interação spin órbita. Por causa do SOC, a corrente pura de spin é recombinada em uma corrente de carga transversalmente à corrente de spin.

J.E Hirsch(22), em seu trabalho sobre o SHE, já propõe uma maneira de detectar uma corrente de spin. Sua ideia era ligar as duas pontas da amostra e fazer a corrente de spin circular por ela (Figura 6).

Figura 6 – Efeito Spin Hall Inverso. A corrente de spin é recombinada pela interação Spin Órbita criando um acúmulo de carga na direção perpendicular a corrente de spin.



Fonte: Imagem retirada de (22).

A primeira detecção do ISHE foi feita em 2005 por Azevedo, A. et al.(25). Nesse trabalho uma corrente pura de spin é injetada de um material ferromagnético (FM) em um metal normal (NM) não magnético pelo processo de bombeamento de spin causado pela ressonância ferromagnética que será discutida na próxima seção. Essa corrente pura de spin é convertida, pela interação spin-órbita, em uma corrente de carga que pode ser medida por meio de um nano-vôltemetro ao colocar dois contatos elétricos na superfície da amostra. Ainda nesse trabalho foi observado que a tensão lida depende da massa atômica e da espessura do material usado para converter a corrente de spin, e também da potência de micro-ondas que gera a ressonância.

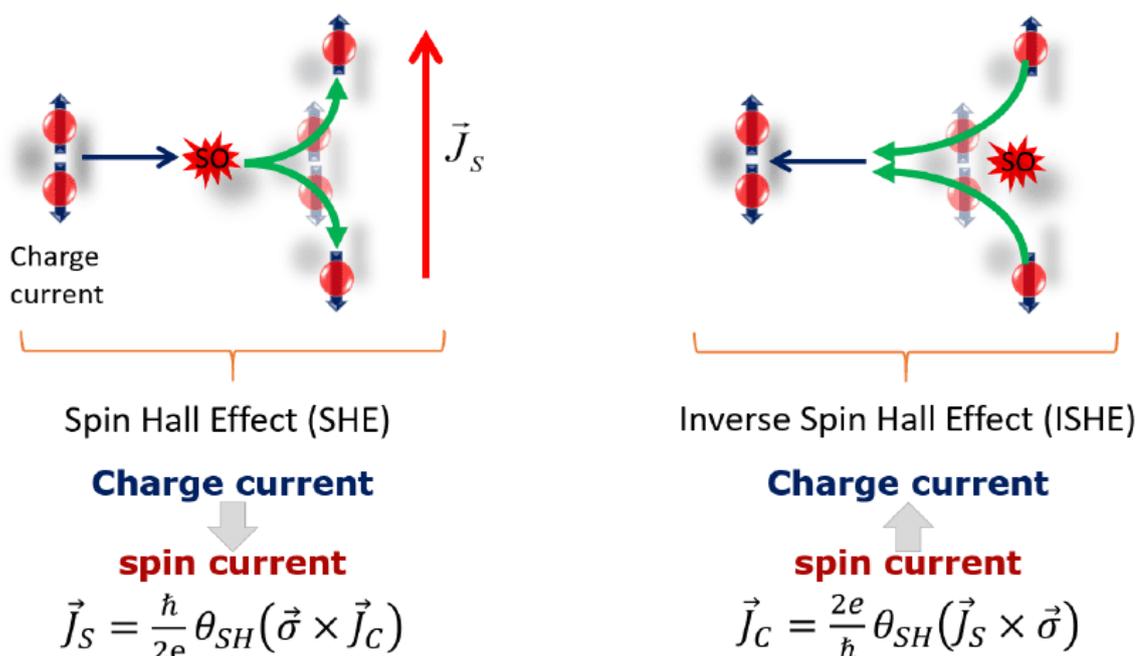
Azevedo, A. et al.(25) reportaram a primeira detecção do efeito ISHE, porém não conseguiram explicar o que estava sendo medido. A explicação do experimento, feito por Azevedo et al., veio um ano depois em 2006 por Saitoh, E. et al. (7).

Em seu trabalho Saitoh relaciona densidade de corrente de carga (\vec{J}_c) gerada pelo efeito ISHE com a corrente de Spin (\vec{J}_s) injetada no material pela seguinte equação:

$$\vec{J}_c = D_{ISHE}(\vec{J}_s \times \hat{\sigma}) \quad (2.7)$$

onde $\hat{\sigma}$ é o vetor de polarização da corrente de spin contendo as matrizes de Pauli e D_{ISHE} é um coeficiente do material. Atualmente, sabe-se que $D_{ISHE} = \frac{-2e}{\hbar}\theta_{SH}$, onde o fator θ_{SH} é conhecido como ângulo Hall de spin e representa a eficiência do processo de conversão mútua entre correntes de carga e spin.

Figura 7 – Ilustração dos processos de conversão de corrente. A primeira imagem mostra o processo de conversão de corrente de carga em corrente de spin(SHE) enquanto a segunda imagem mostra o processo inverso, corrente de spin virando corrente de carga(ISHE).



Fonte: Imagem retirada de (26).

A obtenção das relações entre as correntes de spin e a de carga, tanto no SHE quanto no ISHE, podem ser obtidas levando em conta os efeitos da interação spin órbita e os seus espalhamentos no transporte de carga em metais não magnéticos. (27)

2.3 EFEITO RASHBA E EFEITO RASHBA-EDELSTEIN INVERSO

2.3.1 Efeito Rashba

O efeito Rashba (RE), também conhecido como efeito Rashba-Edelstein (REE) ou efeito Rashba-Edelstein direto, foi proposto em 1984 por Bychkov e Rashba. (28) Em seu trabalho, Rashba estuda como a interação spin órbita remove a degenerescência de um gás de elétrons e calcula algumas de suas propriedades como a susceptibilidade magnética. Nessa seção é feita o desenvolvimento das contas que levam ao efeito Rashba em um gás de elétrons degenerados em 2D.

Considere que o sistema de interesse é um gás de elétrons ideal em duas dimensões (2DEG). Nesse caso, as equações de movimento do sistema são dadas pelo operador Hamiltoniano de energia cinética

$$\hat{H}_k = \frac{\hat{P}^2}{2m_e},$$

onde \hat{P} é o operador de momento linear e m_e é a massa do elétron.

A equação de Schrödinger do sistema é dada por:

$$\hat{H}_k |\psi\rangle = \epsilon_k |\psi\rangle$$

$$\frac{\hat{P}^2}{2m_e} |\psi\rangle = \epsilon_k |\psi\rangle$$

onde ϵ_k é o autovalor do operador Hamiltoniano \hat{H}_k . Escolhendo a posição como base do espaço de Hilbert:

$$\langle r | \hat{H}_k | r \rangle \langle r | \psi \rangle = \langle r | \epsilon_k | r \rangle \langle r | \psi \rangle$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla^2 \psi(\vec{r}) = \epsilon_k \psi(\vec{r}).$$

Essa última equação admite soluções do tipo $\psi(\vec{r}) = e^{i\alpha\vec{r}}$

$$(\alpha^2 - \frac{2m_e\epsilon_k}{\hbar^2})\psi(\vec{r}) = 0$$

$$\alpha = \pm \sqrt{\frac{2m_e\epsilon_k}{\hbar^2}} = \pm |k|$$

de forma que a energia do sistema é dada por:

$$\epsilon_k = \frac{k^2 \hbar^2}{2m_e}. \quad (2.8)$$

A solução geral do problema é da forma:

$$\psi(\vec{r}) = A e^{+i\vec{k}\cdot\vec{r}} + B e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}},$$

onde A e B são constantes de normalização a serem determinadas pelas condições de contorno. É comum fazer $B = 0$ e tomar apenas uma onda vindo de $-\infty$ para $+\infty$ o que resulta em:

$$\psi(\vec{r}) = \sqrt{\frac{1}{\Omega}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}. \quad (2.9)$$

Observe que a Equação 2.8 não diz nada a respeito do spin do elétron, isso ocorre por que tanto a energia cinética do elétron com spin up(ϵ_k^\uparrow) como a energia cinética do elétron com spin down(ϵ_k^\downarrow) possuem o mesmo valor em um 2DEG. Há, então, uma degenerescência na energia, isso é,

$$\epsilon_k^\uparrow = \epsilon_k^\downarrow = \frac{k^2 \hbar^2}{2m_e}. \quad (2.10)$$

Essa degenerescência é uma consequência direta das simetrias de inversão temporal e inversão espacial. A inversão espacial muda o vetor de onda \vec{k} em $-\vec{k}$ para cada direção de spin σ , $\sigma \in \{\uparrow, \downarrow\}$. Como 2.8 é proporcional ao quadrado de \vec{k} , a energia se mantém por inversão espacial.

$$\epsilon_\sigma(\vec{k}) = \epsilon_\sigma(-\vec{k}).$$

A simetria de inversão temporal faz com que tanto o spin quanto o vetor de onda mudem de sinal, ou seja, $\epsilon_\uparrow(k) = \epsilon_\downarrow(-k)$. Combinando as duas simetrias, obtém-se a equação 2.10. Isto é conhecido como a degenerescência de Kramer.

Considere que um potencial é colocado no sistema de modo a quebrar as suas simetrias. A expansão de Taylor do potencia é dada por:

$$V(\vec{r}) = V_0 + \frac{dV(\vec{r})}{d\vec{r}} \cdot \vec{r} + \frac{1}{2} \frac{d^2V(\vec{r})}{d\vec{r}^2} \cdot (\vec{r})^2 + \dots$$

como:

$$\frac{dV}{d\vec{r}} = -\vec{E}$$

a energia potencial, em ordem mais baixa, é caracterizado por um campo elétrico \vec{E} . Quando um elétron se propaga em um campo elétrico externo, é sempre possível definir um referencial global, por meio da transformação de Lorentz, onde um campo magnético $\vec{B} = \frac{1}{c^2} \vec{v} \times \vec{E}$ vai ser gerado no referencial local do elétron.

Fazendo uma abordagem semi-clássica, temos que a velocidade do elétron no gás bidimensional pode ser escrita como:

$$v = \frac{d\epsilon}{dp} = \frac{d}{dp} \left(\frac{p^2}{2m_e} \right) = \frac{p}{m_e} = \frac{\hbar k}{m_e},$$

então o campo magnético sentido pelo elétron pode ser reescrito como:

$$\vec{B} = \frac{\vec{v}}{c^2} \times \vec{E} = \frac{\hbar}{c^2 \cdot m_e} \vec{k} \times \vec{E}. \quad (2.11)$$

Como o elétron está sentindo um campo magnético e possui momento magnético de spin, é necessário levar em conta a interação spin-órbita

$$H_{so} = -\mu_s \cdot \vec{B} = (g_s \frac{e}{2m_e} \vec{S}) \cdot (\frac{\hbar}{c^2 \cdot m_e} \vec{k} \times \vec{E}) = \alpha_R \vec{\sigma} \cdot (\vec{k} \times \vec{E}) \quad (2.12)$$

onde $\alpha_R = \frac{g_s \mu_B \hbar}{2m_e c^2}$ é chamado de parâmetro de Rashba, $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ é um vetor composto pelas matrizes de Pauli, g_s é o fator de Landé para o spin, μ_B é o magneton de Bohr, c é a velocidade da luz e m_e é a massa do elétron.

O operador Hamiltoniano completo do sistema é dada por:

$$\hat{H} = \hat{H}_k + \hat{H}_{so} = \frac{\hat{P}^2}{2m_e} + \frac{\alpha_R}{\hbar} \vec{E} \cdot (\vec{\sigma} \times \hat{P}) \quad (2.13)$$

onde no segundo termo da primeira, equação foi usada a propriedade de produto triplo $A \cdot (B \times C) = C \cdot (A \times B) = B \cdot (C \times A)$ para escrevê-lo de uma forma mais fácil de trabalhar.

Fazendo a escolha de $\vec{E} = E\hat{z}$, onde \hat{z} é perpendicular ao plano do 2DEG, pode-se reescrever a Hamiltoniana a cima como:

$$H = \frac{\hat{P}_x^2}{2m_e} + \frac{\hat{P}_y^2}{2m_e} + \frac{\alpha_R}{\hbar} E (\sigma_x P_y - \sigma_y P_x). \quad (2.14)$$

A Equação 2.14 pode ser resolvida usando teoria de perturbação degenerada, uma vez que valores de σ_R são da ordem de $10^{-10} - 10^{-11} eVm$ (29) enquanto os termos de energia cinética para um gás de elétrons em metais são da ordem de alguns eV . (30) Aplicando a equação A.18 para $\hat{W} = \frac{\alpha_R}{\hbar} (\vec{\sigma} \times \hat{P})$, monta-se a seguinte equação de autovalor:

$$\begin{bmatrix} W_{11} & W_{12} \\ W_{21} & W_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix} = \epsilon^1 \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}$$

Onde

$$W_{11} = \langle x, 0 | \frac{\sigma_R E}{\hbar} (\vec{\sigma} \times \hat{P}) | x, 0 \rangle = -\alpha_R k_x \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}$$

$$W_{12} = \langle x, 0 | \frac{\sigma_R E}{\hbar} (\vec{\sigma} \times \hat{P}) | 0, y \rangle = \alpha_R k_y \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} e^{i(k_y \cdot y - k_x \cdot x)}$$

$$W_{21} = \langle 0, y | \frac{\sigma_R E}{\hbar} (\vec{\sigma} \times \hat{P}) | x, 0 \rangle = -\alpha_R k_x \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix} e^{i(k_x \cdot x - k_y \cdot y)}$$

$$W_{22} = \langle 0, y | \frac{\sigma_R E}{\hbar} (\vec{\sigma} \times \hat{P}) | 0, y \rangle = \alpha_R k_y \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}$$

Como os termos de W são spinores, é natural de se esperar que a_1 e a_2 também sejam. A matriz W acaba sendo uma matriz 4x4, para que se tenha uma multiplicação matricial, cada termo do autovetor tem que ser uma matriz 2x1. Fazendo $a_1 = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$ e $a_2 = \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}$ e remontando a equação de autovalor autovetor

$$\alpha_R \begin{bmatrix} 0 & ik_x & 0 & k_y e^{i(k_y \cdot y - k_x \cdot x)} \\ -ik_x & 0 & k_y e^{i(k_y \cdot y - k_x \cdot x)} & 0 \\ 0 & ik_x e^{i(k_x \cdot x - k_y \cdot y)} & 0 & k_y \\ -ik_x e^{i(k_x \cdot x - k_y \cdot y)} & 0 & k_y & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ b \\ A \\ B \end{bmatrix} = \epsilon^1 \begin{bmatrix} a \\ b \\ A \\ B \end{bmatrix}. \quad (2.15)$$

As correções nas energias do sistema são dadas pelos autovalores de 2.15 que podem ser calculados usando o método de Laplace

$$\det(W - \epsilon_1 1) = -\epsilon_1 \cdot \left[-\epsilon_1^3 + i\epsilon_1 k_x k_y \alpha_R^2 + \epsilon_1 k_y^2 \alpha_R^2 \right] + ik_x \cdot \left[\alpha_R ik_x \epsilon_1^2 + ik_y^2 k_x \alpha_R^3 - ik_y^2 k_x \alpha_R^3 \right] \alpha_R + \\ + \alpha_R ik_x e^{i(k_x \cdot x - k_y \cdot y)} \cdot \left[i\alpha_R^3 k_x k_y^2 e^{-i(k_x \cdot x - k_y \cdot y)} + \epsilon_1^2 k_y \alpha_R e^{-i(k_x \cdot x - k_y \cdot y)} - ik_y^2 k_x \alpha_R^3 e^{-i(k_x \cdot x - k_y \cdot y)} \right] = 0,$$

$$\epsilon_1^4 - i\epsilon_1^2 k_x k_y \alpha_R^2 - \epsilon_1^2 k_y^2 \alpha_R^2 - \epsilon_1^2 k_x^2 \alpha_R^2 + i\epsilon_1^2 k_x k_y \alpha_R^2 = 0,$$

$$\epsilon_1^4 - \epsilon_1^2 \alpha_R^2 (k_x^2 + k_y^2) = 0.$$

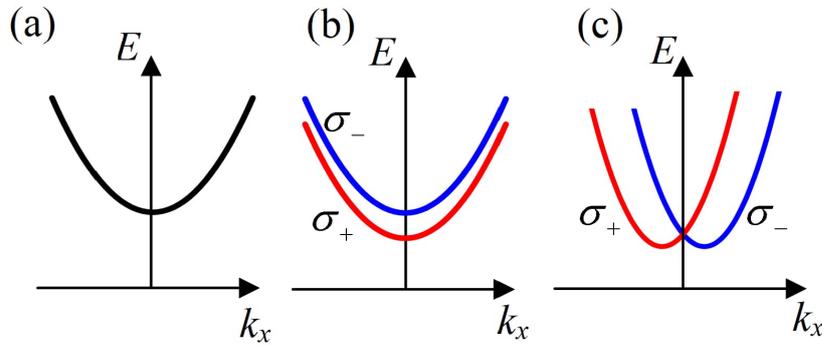
A correção de primeira ordem para a energia é dada por:

$$\epsilon_1 = \pm k_{\parallel} \alpha_R \quad (2.16)$$

onde $k_{\parallel}^2 = (k_x^2 + k_y^2)$, com o símbolo de paralelo significando que o vetor de onda se encontra paralelo ao plano do gás bidimensional.

A Figura (8) mostra a diferença entre a quebra de degenerescência causada pelo efeito Zeeman quando aplica-se um campo magnético e a quebra de degenerescência causada pela interação spin órbita do tipo Rashba. Enquanto a interação Zeeman separa os spins na direção do campo magnético, a SOC do tipo Rashba levanta a degenerescência, exceto para o estado de alta simetria $k_{\parallel} = 0$, no plano perpendicular ao campo magnético. Além disso, no efeito Rashba, os estados de spin são sempre perpendiculares à direção do movimento.

Figura 8 – Representação da banda de condução de (a) um material com degenerescência de spin (b) Um material Ferromagnético sob efeito Zeeman (c) um material com interação spin órbita descrita pelo Hamiltoniano de Rashba.



Fonte: Imagem retirada de (31).

Há duas maneiras de se achar o estado $|\psi\rangle$, a primeira é remontar a equação de Schrödinger com a correção na energia e tentar resolver a equação diferencial resultante, esse método nem sempre é recomendado, pois normalmente não tem solução analítica. A segunda maneira é usando teoria de perturbação, isso envolve achar os autovalores da Equação 2.15 e usar esses valores para calcular a perturbação de segunda ordem na energia e a primeira correção no estado, esse segundo método, apesar de ser mais trabalhoso, sempre permite achar uma aproximação para o estado do sistema.

Voltando na equação de Schrödinger do sistema e fazendo uso da primeira correção da energia e das matrizes de Pauli

$$\frac{-\hbar^2}{2m_e} \begin{bmatrix} \partial_x^2 + \partial_y^2 & \alpha_R(\partial_x - i\partial_y) \\ -\alpha_R(\partial_x + i\partial_y) & \partial_x^2 + \partial_y^2 \end{bmatrix} |\psi\rangle = \left(\frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_e} \pm \alpha_R |k_{\parallel}| \right) |\psi\rangle$$

Para que seja uma equação de autovalor-autovetor, $|\psi\rangle$ tem que ser uma matriz

2×1 . Fazendo $|\psi\rangle = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$ chegamos em duas equações diferenciais acopladas

$$\begin{aligned} \frac{-\hbar^2}{2m}(\partial_x^2 + \partial_y^2)\psi_1 + \alpha_R(\partial_x - i\partial_y)\psi_2 &= \left(\frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_e} \pm \alpha_R |k_{\parallel}| \right) \psi_1 \\ \frac{-\hbar^2}{2m}(\partial_x^2 + \partial_y^2)\psi_2 - \alpha_R(\partial_x - i\partial_y)\psi_1 &= \left(\frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_e} \pm \alpha_R |k_{\parallel}| \right) \psi_2 \end{aligned} \quad (2.17)$$

O sistema, que está sendo considerado, é um gás de elétrons com acoplamento spin órbita, o termo que origina a interação spin órbita na Equação 2.1 é proporcional a $\frac{1}{r} \frac{dV}{dr} L \cdot S$, espera-se que quando $r \rightarrow \infty$, a interação spin órbita não afete o sistema, de modo que o sistema se comporte como ondas planas. Fazendo $\psi_1 = f \cdot e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ e $\psi_2 = g \cdot e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ onde f e g são constantes que ajustam o comportamento do sistema quando a interação spin órbita está atuando.

$$\begin{aligned} \frac{\hbar^2}{2m}(k_x^2 + k_y^2)f + \alpha_R(ik_x - i(ik_y))g &= \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_e}f \pm \alpha_R |k_{\parallel}| f \\ \frac{\hbar^2}{2m}(k_x^2 + k_y^2)g - \alpha_R(ik_x + i(ik_y))f &= \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_e}g \pm \alpha_R |k_{\parallel}| g \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$\alpha_R(ik_x - i(ik_y))g = \pm \alpha_R |k_{\parallel}| f$$

$$-\alpha_R(ik_x + i(ik_y))f = \pm \alpha_R |k_{\parallel}| g$$

$$f = \pm \frac{(ik_x + k_y)g}{|k_{\parallel}|}$$

$$f = \pm \frac{|k_{\parallel}|g}{(-ik_x + k_y)} \quad (2.19)$$

Combinando as duas equações obtemos $g = 1$ e $f = \pm \frac{(ik_x + k_y)}{|k_{\parallel}|}$ ou $f = 1$ e $g = \pm \frac{(ik_x + k_y)}{|k_{\parallel}|}$. Fazendo a escolha $g = 1$ e $f = \pm \frac{(ik_x + k_y)}{|k_{\parallel}|}$, os estados do sistema ficam:

$$\begin{aligned} |\psi_+\rangle &= e^{i\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{r}_{\parallel}} \begin{pmatrix} +i \frac{(k_x - ik_y)}{k_{\parallel}} \\ 1 \end{pmatrix} \\ |\psi_-\rangle &= e^{i\vec{k}_{\parallel} \cdot \vec{r}_{\parallel}} \begin{pmatrix} -i \frac{(k_x - ik_y)}{k_{\parallel}} \\ 1 \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Os estados encontrados na Equação 2.20 podem ser reescritos em coordenadas polares (32) como:

$$\psi_{\pm} = \frac{1}{2\pi\sqrt{2}} e^{i(k_{\parallel} \cdot r_{\parallel})} \begin{pmatrix} ie^{-i\phi/2} \\ \pm e^{i\phi/2} \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

A representação em coordenadas polares é particularmente interessante quando se deseja achar o eixo de orientação dos spins que é dado pelo valor médio de $\vec{\sigma}$

$$\hat{n}_{\pm} = \langle \psi_{\pm} | \vec{\sigma} | \psi_{\pm} \rangle = \langle \psi_{\pm} | \sigma_x | \psi_{\pm} \rangle \hat{x} + \langle \psi_{\pm} | \sigma_y | \psi_{\pm} \rangle \hat{y} + \langle \psi_{\pm} | \sigma_z | \psi_{\pm} \rangle \hat{z}$$

$$\hat{n}_{\pm} = \frac{e^{-ik_{\parallel} \cdot r_{\parallel}}}{8\pi} \begin{pmatrix} ie^{+i\phi/2} & \pm e^{-i\phi/2} \end{pmatrix} \cdot \left(\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \right) \cdot e^{ik_{\parallel} \cdot r_{\parallel}} \begin{pmatrix} ie^{-i\phi/2} \\ \pm e^{+i\phi/2} \end{pmatrix}$$

$$\hat{n}_{\pm} = \pm \frac{1}{4\pi} \begin{bmatrix} \text{sen}\phi & -\text{cos}\phi & 0 \end{bmatrix} \quad (2.22)$$

A Equação 2.22 fornece uma propriedade interessante do efeito Rashba, a direção do spin sempre vai ser perpendicular ao momento linear, essa propriedade é chamada de *spin-momentum locking*

$$\langle \hat{n}_{\pm} | \vec{k} \rangle = \pm \frac{1}{4\pi} \begin{bmatrix} \text{sen}\phi & -\text{cos}\phi & 0 \end{bmatrix} k_{\parallel} \begin{bmatrix} \text{cos}\phi \\ \text{sen}\phi \\ 0 \end{bmatrix} = \pm \frac{k_{\parallel}}{4\pi} (\text{sen}\phi \text{cos}\phi - \text{cos}\phi \text{sen}\phi) = 0. \quad (2.23)$$

Por causa da SOC do tipo Rashba, uma corrente de spin pura acaba sendo gerada no plano contendo o gás de elétrons na direção de \hat{n}_+ .

Assim como no efeito Hall de spin, não é possível medir diretamente a corrente de spin gerada pelo efeito Rashba. A grande diferença entre o SHE e o efeito Rashba é que o SHE ocorre no bulk (volume $3D$) enquanto o efeito Rashba ocorre na superfície/interface (efeito $2D$).

2.3.2 Efeito Rashba-Edelstein Inverso

O efeito Rashba-Edelstein Inverso (IREE) ocorre quando se injeta uma corrente de spin $3D$ em um material com interação Rashba. Essa corrente de spin desbalanceia a distribuição de spins na superfície, aumentando uma das populações de elétrons em:

$$\delta s_{\pm} = \pm \frac{m}{2e\hbar k_{F\pm}} J_{c\pm} \quad (2.24)$$

onde $k_{F\pm}$ são os raios da superfície de Fermi para o gás de elétrons. A separação entre os estados de Fermi introduzida pela interação Rashba é:

$$\Delta k = k_{F+} - k_{F-} = \frac{2m}{\hbar^2} \alpha_R. \quad (2.25)$$

Essa separação resulta em uma corrente de carga $2D$ associada com a densidade de spin no 2DEG que é dada por:

$$J_c = \frac{e\alpha_R}{\hbar} (\delta s_+ - \delta s_-). \quad (2.26)$$

O termo $\langle \delta s \rangle = (\delta s_+ - \delta s_-)$ pode ser associado a corrente de spin $3D$ injetada no sistema pela relação:

$$\langle \delta s \rangle = \left(\frac{\tau_s}{e} \right) J_s^{3D} \quad (2.27)$$

onde τ_s é o tempo de relaxação efetivo.

Combinando as Equações 2.26 e 2.27 obtém-se a relação que descreve a conversão de corrente de spin $3D$ injetada no material em corrente de carga $2D$

$$J_c = \lambda_{IREE} J_s^{3D}. \quad (2.28)$$

Onde $\lambda_{IREE} = \frac{\alpha_R \tau_s}{\hbar}$ é conhecido como parâmetro do efeito Rashba-Edelstein inverso, ele representa a intensidade da interação e depende do campo elétrico, da interação spin-órbita e de propriedades do material.

Utilizando a Equação 2.28 é possível escrever a corrente e a tensão de carga gerada pelo efeito Edelstein inverso

$$V_{IREE} = R_s I_c = \lambda_{IREE} R_s w J_s^{3D} \quad (2.29)$$

com R_s sendo a resistência da superfície que converte a corrente de spin, w é a área superficial e J_s^{3D} é a corrente de spin injetada.

Nesse trabalho, a corrente de spin $3D$ vai ser gerada pelo efeito de bombeamento de spin que será discutido na próxima seção, dessa forma o valor máximo de tensão lido por causa do efeito Rashba-Edelstein inverso é expresso por:

$$V_{IREE}^{peak} = \lambda_{IREE} R_s w \frac{\omega}{2\pi} g_{eff}^{\uparrow\downarrow} e \left(\frac{\hbar}{\Delta H} \right)^2 \quad (2.30)$$

com ω e \hbar sendo, respectivamente, a frequência e a amplitude de micro-ondas que induz a ressonância, ΔH é a largura de linha, $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ é a *spin mixing conductance* efetivo.

O efeito Rashba-Edelstein se popularizou com o trabalho de Rojas-Sanchez et. al (15) onde foi mostrado que a conversão de corrente de spin em corrente de carga em uma interface com interação Rashba forte (Ag/Bi) não pode ser atribuída somente a soma dos ISHEs de cada material e que os efeitos de interface tem que ser levados em conta.

Acredita-se que o IREE é o mecanismo responsável pela conversão de corrente de spin em corrente de carga em grafeno (26, 33), material bidimensional com baixo acoplamento spin órbita. Além disso, por ser um efeito de interface ele também deve estar presente no processo de conversão de correntes em isolantes topológicos (34).

3 TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

Nesse capítulo serão apresentadas as principais técnicas experimentais usadas nessa tese. Na seção (3.1), são apresentados os princípios básicos da técnica de ressonância ferromagnética (FMR). Na seção (3.2), é feita a introdução da técnica de bombeamento de spins na condição de ressonância. As últimas duas seções são dedicadas as técnicas de fabricação de materiais, na seção (3.3), é feita a apresentação da técnica de deposição Sputtering, a qual foi utilizada para fabricar os filmes finos investigados nessa dissertação. Na última seção, será apresentada a técnica de litografia por feixe de luz.

3.1 RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA

A ressonância ferromagnética, ou em inglês *Ferromagnetic Resonance* (FMR), é uma técnica usada para sondar a magnetização de materiais ferromagnéticos. Ela é uma das principais técnicas para o estudo da dinâmica de spin em materiais ferromagnéticos. A técnica consiste em aplicar um campo de micro-ondas $\vec{h}(t)$ sobre uma amostra ferromagnética situada em um campo magnético estático(dc) \vec{H}_0 , perpendicular a $\vec{h}(t)$, e observar as linhas de absorção ou linhas de ressonância do material.

Em 1912, V. K. Arkad'yev (35) observou pela primeira vez que uma amostra ferromagnética é capaz de absorver radiação de micro-ondas. Apenas em 1923, onze anos depois, Ya. G. Dorfman (36) deu a primeira interpretação teórica dos experimentos realizados. Os próximos avanços significativos na área ocorreram em 1946 quando E. Zavoiskii (37) e J. Griffiths (38) observaram, independentemente, linhas de ressonância dos seguintes materiais ferromagnéticos: Níquel(Ni), Ferro(Fe) e Cobalto(Co). Nos dois anos seguintes, C.Kittel (39,40) generalizou a teoria que havia sido proposta originalmente por Landau-Lifshitz. (41)

3.1.1 Visão Semi-Clássica da Ressonância Ferromagnética

O fenômeno de ressonância ferromagnética, em uma visão semi-clássica, é uma resposta dos momentos magnéticos de um material ferromagnético à aplicação de um campo magnético estático (DC) externo \vec{H} .

Para entender melhor o fenômeno considere um anel com uma corrente de carga constante \vec{I} circulando. O momento magnético é definido como:

$$\vec{\mu} = (IA) \hat{z} \quad (3.1)$$

onde \hat{z} é definido pela regra da mão direita aplicada no sentido da corrente. Lembrando que $I = \frac{dQ}{dt} = \frac{-e}{T}$, onde T é o período, podemos reescrever o momento magnético como:

$$\vec{\mu} = (I\pi r^2) \hat{z} = \frac{-e\pi r^2}{T} = \frac{-e\pi r^2 v}{2\pi r} \frac{m}{m} = \frac{-e(mvr)}{2m} = -\gamma \vec{L} \quad (3.2)$$

Onde $\gamma = \frac{e}{2m}$ é conhecido como fator giromagnético.

Quando se coloca um momento magnético sob o efeito de um campo magnético, uma força torque começa a atuar no momento magnético. Esse torque que é dado por:

$$\vec{\tau} = \frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{\mu} \times \mu_0 \vec{H}. \quad (3.3)$$

Fazendo uso do sistema gaussiano de unidades, que é mais comum para quem trabalha com FMR, e combinando as Equações 3.2 e 3.3, é possível concluir que:

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{\mu}}{dt} = -\vec{\mu} \times \vec{H} \quad (3.4)$$

Materiais magnéticos, em geral, contêm um grande número de momentos magnéticos. Define-se como magnetização a soma de todos os momentos magnéticos por unidade de volume.

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{\mu}_i$$

Levando em conta todos os momentos magnéticos, é possível reescrever a equação 3.4 como

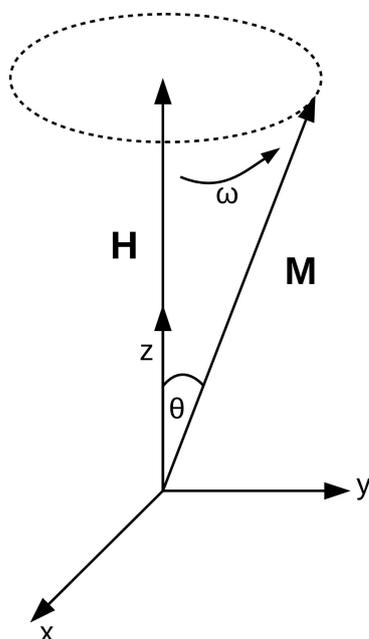
$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = -\vec{M} \times \vec{H}. \quad (3.5)$$

A Equação 3.5 descreve a dinâmica da magnetização sob efeito de um campo magnético quando não há mecanismos de relaxação. A solução dessa equação para um $\vec{H} = H\hat{z}$ constante é dada por:

$$\begin{aligned} M_x &= |M| \sin(\theta) \cos(\gamma H t), \\ M_y &= |M| \sin(\theta) \sin(\gamma H t), \\ M_z &= |M| \cos(\theta). \end{aligned} \quad (3.6)$$

As Equações 3.6 dizem que a magnetização vai precessar em torno do eixo de aplicação do campo com uma frequência $\omega = \gamma H = \frac{|e|H}{2m}$, essa frequência é conhecida

Figura 9 – Magnetização precessionando sob efeito de um campo magnético sem efeitos de perda.



Fonte: O Autor (2020)

como frequência de Larmor (ω_L) (Figura 9). Usando $\gamma = 2\pi \times 2.8 \text{ GHz/kOe}$, é possível concluir que a frequência de ressonância é de alguns gigahertz quando temos o campo de alguns kOe.

Em uma situação real, há mecanismos de dissipação, esses mecanismos fazem com que a amplitude da precessão da magnetização diminua com o tempo até que a magnetização se alinhe com o campo magnético aplicado. Esse alinhamento da magnetização com o campo é semelhante à rotação de um pião sob efeito de um campo gravitacional.

A introdução de relaxações pode ser feita de maneira fenomenológica, introduzindo um fator imaginário na frequência de ressonância do sistema ou introduzindo um termo na equação de movimento da magnetização que tenta trazer a mesma para o equilíbrio (11). Há duas equações que são amplamente usadas para estudar relaxações do sistema. A primeira delas é a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert que é válida para materiais magnéticos

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \alpha \frac{\vec{M}}{|\vec{M}|} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}. \quad (3.7)$$

Nessa equação, o termo de torque $-\alpha \frac{\vec{M}}{|\vec{M}|} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$ não representa apenas a relaxação magnética como também pode contribuir para a precessão da magnetização.

A segunda equação é conhecida como equação de Bloch-Bloembergen, onde se considera que há diferentes tempos de relaxação (T_1 e T_2) em relação à direção de aplicação do campo magnético. Essa equação é válida para ressonâncias nucleares e para materiais magnéticos isolantes com acoplamento spin-órbita pequeno.

$$\begin{aligned} \frac{dM_{x,y}}{dt} &= -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{eff})_{x,y} - \frac{M_{x,y}}{T_2} \\ \frac{dM_z}{dt} &= -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}_{eff})_z - \frac{M_z - |M|}{T_1} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Onde T_1 e T_2 são os tempos de relaxação longitudinal e transversal, respectivamente. Neste caso, os mecanismos de relaxação ao longo do vetor magnetização são considerados independentes dos mecanismos das componentes transversais.

3.1.2 Visão Quântica da Ressonância Ferromagnética

Na visão quântica, elétrons têm dois momentos angulares que geram momento de dipolo magnético, o momento angular de spin \vec{S} e o momento angular magnético \vec{L} . A contribuição de ambos momentos angulares para o momento magnético pode ser escrita da seguinte maneira:

$$\vec{\mu} = g_j \gamma (\vec{S} + \vec{L}) \quad (3.9)$$

$$|\mu| = g_j \mu_B \sqrt{j(j+1)}$$

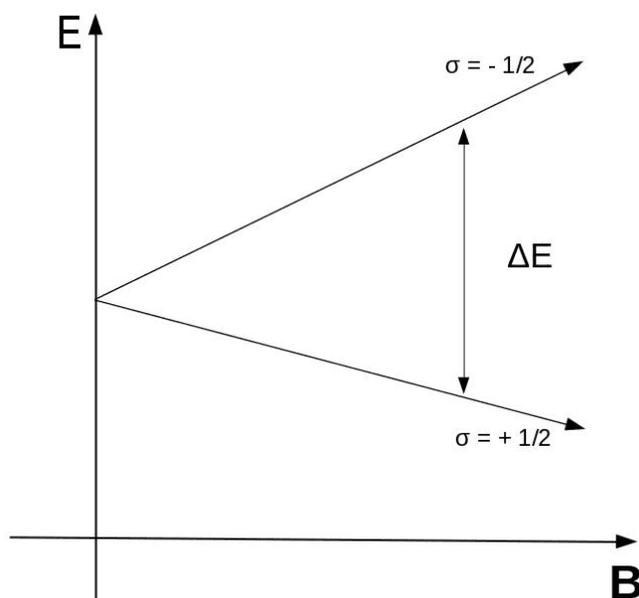
Onde $\mu_B = 9.27 \times 10^{-24} \frac{J}{T}$ é o magneton de Bohr, γ é o fator giromagnético, j é o número quântico de momento angular total e g_j é o fator g de Landé.

Ao aplicar um campo magnético, a energia de um momento angular é dada pelo hamiltoniano Zeeman.

$$H_{Zeeman} = -\vec{\mu}_j \cdot \vec{H} \quad (3.10)$$

Como os valores de j são discretos ($\frac{\hbar}{2}, \frac{3\hbar}{2}, \dots$), a diferença de energia entre dois estados vizinhos é $\Delta E = g_j \mu_B H$ (Figura 10).

Figura 10 – Efeito Zeeman, a energia aumenta/diminui baseado no número quântico de spin e na variação do campo magnético.



Fonte: O Autor (2020)

A ressonância ocorre quando uma onda incide no material com exatamente a mesma energia ΔE .

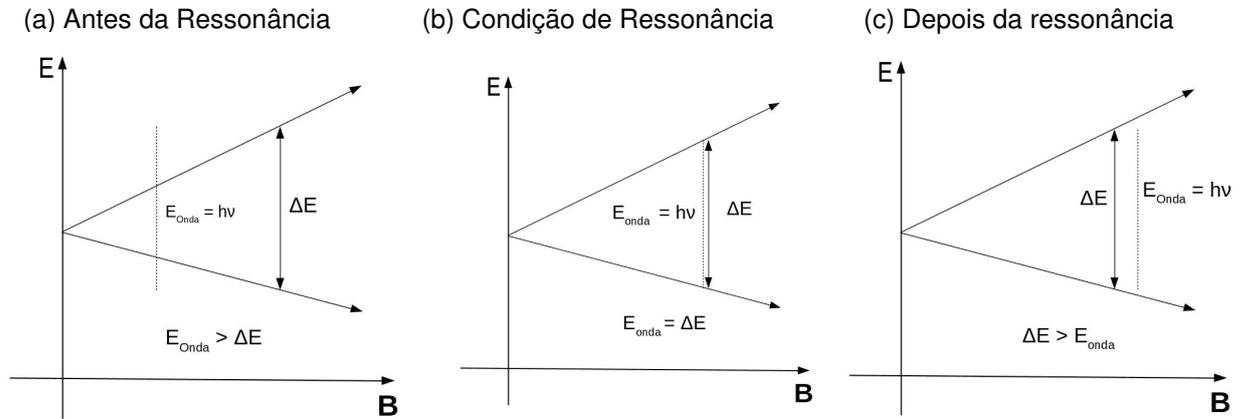
$$h\nu = g_j\mu_B H \quad (3.11)$$

Quando a ressonância ocorre, a população de spins em um nível de energia mais baixo absorve a energia da onda incidente e ocorre uma transição para um nível mais alto de energia. Em um material ferromagnético, todos os spins apresentam uma única direção, assim não há transições que trocam o sinal do momento magnético.

3.1.3 Ressonância Magnética induzida por RF

Como mostrado pela visão quântica de uma ressonância ferromagnética, é necessário que se incida uma onda eletromagnética para que o material entre em ressonância. Existem duas maneiras convencionais de se realizar um experimento de ressonância ferromagnética. O primeiro modo é usando uma cavidade ressonante e o segundo é usando o que se chama de linha de fita. Quando se usa uma cavidade ressonante a frequência é fixa, enquanto que no caso da linha de fita podemos variar a frequência finamente e é conhecida como uma técnica de banda larga. Em ambos os casos, usa-se uma onda com frequência na faixa de gigahertz para induzir uma

Figura 11 – Ilustração do processo de Ressonância Ferromagnética. Varia-se o campo magnético até que a diferença entre níveis seja igual a energia da onda incidente.



Fonte: O Autor (2020).

condição de ressonância no material. Nessa dissertação, foi utilizada a técnica de FMR com cavidades ressonantes.

3.1.3.1 Dinâmica da Magnetização

Considere um material ferromagnético sob a ação de um campo magnético $\vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{h}(t)$ onde $\vec{H}_0 = H_0\hat{z}$ é um campo estático, por exemplo o campo de um eletroímã, e $\vec{h}(t)$ é um campo oscilatório aplicado em uma direção transversal a \vec{H}_0 com amplitude $h \ll H_0$ e frequência ω bem definida.

Como está sendo escolhido um campo oscilatório com amplitude muito baixa, a magnetização do material pode ser descrita como um componente na direção do campo estático com módulo M_s , mais uma componente transversal, $\vec{m}(t)$, que varia com o tempo, de acordo com a Figura 9

$$\vec{M} = \vec{m}(t) + M_s\hat{z} = m_x e^{i\omega t}\hat{x} + m_y e^{i\omega t}\hat{y} + M_s\hat{z}. \quad (3.12)$$

Substituindo 3.12 na equação mais simples para a dinâmica da magnetização, Equação 3.5,

$$\frac{dM_s}{dt}\hat{z} + i\omega(m_x\hat{x} + m_y\hat{y})e^{i\omega t} = -\gamma \left(M_s\hat{z} \times H_0\hat{z} + (m_x\hat{x} + m_y\hat{y})e^{i\omega t} \times H_0\hat{z} + (m_x\hat{x} + m_y\hat{y})e^{i\omega t} \times \vec{h}(t) \right) \quad (3.13)$$

como $m_{x,y} \ll M_s$ e $h \ll H_0$, pode-se desprezar termos com $m_{x,y}$ e $h(t)$ para obter uma aproximação de ordem zero

$$\frac{dM_s}{dt}\hat{z} = -\gamma(M_s\hat{z} \times H_0\hat{z}) = 0 \quad (3.14)$$

A aproximação de ordem zero não é nada mais do que uma condição de equilíbrio, isso significa que se a amostra for isotrópica a posição de equilíbrio da magnetização do sistema será paralela ao campo magnético estático.

Para a aproximação de primeira ordem, deve-se substituir a Equação 3.12 em 3.7.

$$\frac{d\vec{m}(t)}{dt} = -\gamma \left(\vec{m}(t) \times H_0 \hat{z} + \vec{m}(t) \times \vec{h}(t) - M_s \hat{z} \times \vec{h}(t) \right) + \alpha \frac{\partial \vec{m}(t)}{\partial t} \times \hat{z} - \frac{\alpha}{M_s} \vec{m}(t) \times \frac{\partial \vec{m}(t)}{\partial t}$$

Na equação acima podem ser desprezados os termos de segunda ordem nas componentes dependentes do tempo, $(\vec{m}(t) \times \vec{h}(t))$ e $(\vec{m}(t) \times \frac{\partial \vec{m}(t)}{\partial t})$, pois são muito menores que o resto, o que resulta em:

$$\frac{d\vec{m}(t)}{dt} + \gamma \vec{m}(t) \times H_0 \hat{z} + \alpha \hat{z} \times \frac{\partial \vec{m}(t)}{\partial t} = -\gamma M_s \hat{z} \times \vec{h}(t) \quad (3.15)$$

A Equação 3.15 é conhecida como equação da dinâmica da magnetização linearizada. Escrevendo a equação da dinâmica da magnetização linearizada em termo das componentes:

$$\begin{aligned} i\omega m_x &= \gamma M_s h_y - (\gamma H_0 + i\alpha\omega) m_y \\ i\omega m_y &= -\gamma M_s h_x + (\gamma H_0 + i\alpha\omega) m_x \\ m_z &= 0 \end{aligned} \quad (3.16)$$

A partir das Equações 3.16, é possível encontrar o tensor susceptibilidade magnética $\overleftrightarrow{\chi}$. Esse tensor tem que ser uma matriz da forma:

$$\overleftrightarrow{\chi} = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & i\chi_{xy} & 0 \\ -i\chi_{xy} & \chi_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.17)$$

Onde as componentes do tensor são valores complexos, $\chi_{xx} = \chi'_{xx} - i\chi''_{xx}$ e $\chi_{xy} = \chi'_{xy} - i\chi''_{xy}$ com χ' e χ'' sendo números reais. Usando as Equações 3.16 e 3.17

junto com a definição de susceptibilidade magnética, obtém-se que:

$$\begin{aligned}
 \chi'_{xx} &= \frac{1}{D} M_s H_0 \left[H_0^2 - (1 - \alpha^2) \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right], \\
 \chi''_{xx} &= \frac{1}{D} \alpha M_s \frac{\omega}{\gamma} \left[H_0^2 + (1 + \alpha^2) \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right], \\
 \chi'_{xy} &= \frac{1}{D} M_s H_0 \left[H_0^2 - (1 + \alpha^2) \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right], \\
 \chi''_{xy} &= \frac{2}{D} \alpha M_s H_0 \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2.
 \end{aligned} \tag{3.18}$$

Onde:

$$D = \left\{ \left[2\alpha H_0 \left(\frac{\omega}{\gamma} \right) \right]^2 + \left[H_0^2 - (1 + \alpha^2) \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right]^2 \right\} \tag{3.19}$$

De forma geral, os materiais estudados apresentam relaxações pequenas com valores de α na faixa de $10^{-3} - 10^{-4}$. Dessa forma, no limite onde as perturbações do sistema são pequenas, $\alpha \ll 1$, e fazendo $\omega = \gamma H_R$, onde H_R é o campo de ressonância para a frequência escolhida, os coeficientes do tensor susceptibilidade magnética ficam:

$$\begin{aligned}
 \chi'_{xx} &= \frac{1}{D} M_s H_0 [H_0^2 - H_R^2], \\
 \chi''_{xx} &= \frac{1}{D} \alpha M_s H_0 [H_0^2 + H_R^2], \\
 \chi'_{xy} &= \frac{1}{D} M_s H_0 [H_0^2 - H_R^2], \\
 \chi''_{xy} &= \frac{2}{D} \alpha M_s H_0 H_R^2.
 \end{aligned} \tag{3.20}$$

Com:

$$D = \left\{ [2\alpha H_0 H_R]^2 + [H_0^2 - H_R^2]^2 \right\} \quad (3.21)$$

No limite em que o campo magnético estático H_0 é próximo do campo de ressonância H_R , as Equações 3.20 e 3.21 se reduzem a:

$$\begin{aligned} \chi'_{xx} &= \frac{1}{D} M_s [H_0 - H_R], \\ \chi''_{xx} &= \frac{1}{D} M_s \left(\frac{\Delta H_L}{2} \right) = \frac{1}{D} M_s \Delta H, \end{aligned} \quad (3.22)$$

$$\chi'_{xy} = \frac{1}{D} M_s [H_0 - H_R] = \chi'_{xx},$$

$$\chi''_{xy} = \frac{2}{D} M_s H_0 \left(\frac{\Delta H_L}{2} \right) = \chi''_{xx},$$

$$D = 2 \left[\left(\frac{\Delta H_L}{2} \right)^2 + (H_0 - H_R)^2 \right] = 2[(\Delta H)^2 + (H_0 - H_R)^2]$$

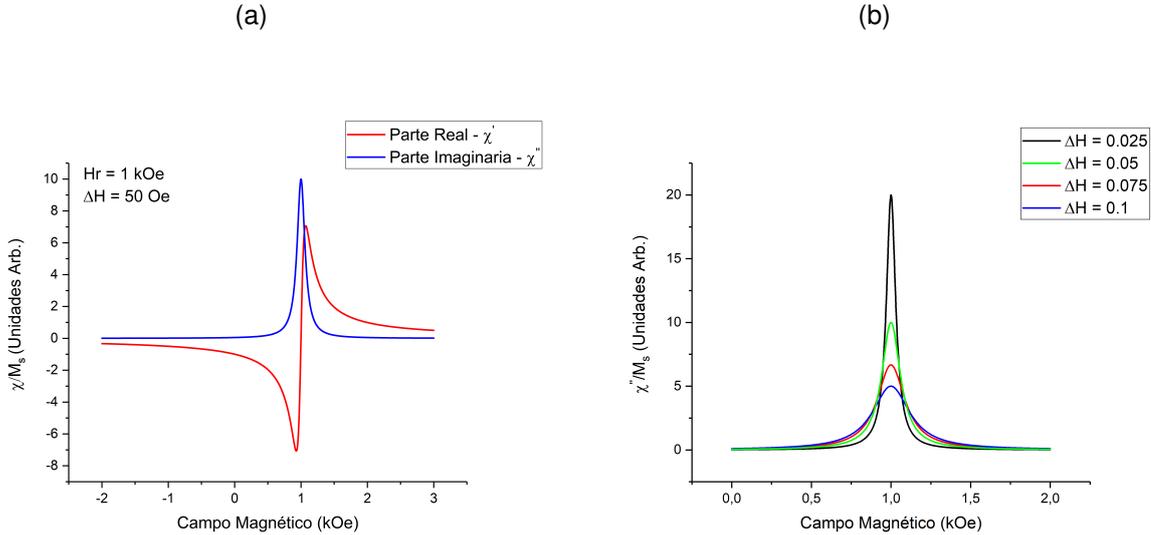
Nessa aproximação, os termos do tensor susceptibilidade magnética assumem a forma de lorentzianas (Figura 12a), onde $\Delta H_L = 2\alpha(\frac{\omega}{\gamma})$ é a largura à meia altura e $\Delta H = \alpha H_R = \alpha(\frac{\omega}{\gamma})$ é chamada de largura de linha de relaxação. É importante ressaltar que tanto ΔH_L e ΔH estão relacionados com o parâmetro α da Equação 3.7 e que esse parâmetro está ligado com os mecanismos de relaxação do sistema (Figura 12b).

3.1.3.2 Potência Média Absorvida pela Amostra e Sinal de Absorção Obtido em um Experimento de FMR

No experimento de ressonância, ferromagnética a amostra vai absorver a energia da onda eletromagnética incidente quando existir uma condição de ressonância. A potência média absorvida durante a ressonância é a derivada no tempo da densidade de energia magnética $u = -\vec{M} \cdot \vec{H}_{eff}$

$$\langle P \rangle = \left\langle \frac{du}{dt} \right\rangle = \left\langle \frac{d}{dt} \left[-\vec{M} \cdot (\vec{H}_0 + h(t)) \right] \right\rangle \quad (3.23)$$

Figura 12 – (a) - Parte real(em vermelho) e imaginária(em azul) da Susceptibilidade Magnética para $H_R = 1$ kOe e $\Delta H = 50$ Oe no limite $\alpha \ll 1$ e $H_0 \approx H_R$. (b) Parte Imaginária da Susceptibilidade Magnética para diferentes larguras de linha. A função vai se achatando à medida que a largura de linha aumenta.



Fonte: O Autor (2020)

Levando em conta que existem duas contribuições para a magnetização, Equação 3.12, e usando que $\vec{m}(t) = \overleftrightarrow{\chi} \cdot \vec{h}(t)$, pode-se calcular $\langle P \rangle$:

$$\langle P \rangle = \left\langle \frac{d\vec{M}}{dt} \cdot (\vec{H}_0 + \vec{h}(t)) + \vec{M} \cdot \frac{d}{dt} (\vec{H}_0 + \vec{h}(t)) \right\rangle$$

$$\langle P \rangle = \left\langle i\omega \vec{m}(t) \cdot (\vec{H}_0 + \vec{h}(t)) + i\omega \vec{M} \cdot \vec{h}(t) \right\rangle$$

(3.24)

$$\langle P \rangle = -\frac{1}{2} \text{Re} \left[i\omega \vec{m}(t) \cdot \vec{h}(t) + i\omega \vec{m} \cdot \vec{h}(t) \right]$$

$$\langle P \rangle = -\text{Re} \left[i\omega \vec{h}(t) \cdot \overleftrightarrow{\chi} \cdot \vec{h}(t) \right]$$

O produto $\vec{h}(t) \cdot \overleftrightarrow{\chi} \cdot \vec{h}(t)$ pode ser escrito em termo dos componentes

$$\vec{h}(t) \cdot \overleftrightarrow{\chi} \cdot \vec{h}(t) = \sum_{i,j} h_i h_j \chi_{ij} \quad (3.25)$$

Onde $\chi_{ij} = \chi'_{ij} - i\chi''_{ij}$, voltando na Equação 3.24:

$$\langle P \rangle = - \sum_{ij} \omega h_i h_j \chi''_{ij} \quad (3.26)$$

Nos experimentos realizados em laboratório, a micro-ondas é incidida na amostra apenas na direção x , dessa forma a potência absorvida se simplifica para (42):

$$\langle P \rangle = -\omega h^2 \chi''_{xx} \quad (3.27)$$

Desse resultado, é possível concluir que a potência média absorvida pela amostra depende do quadrado da amplitude da radiação incidente, da potência incidente e da parte imaginária de uma determinada componente do tensor susceptibilidade magnética.

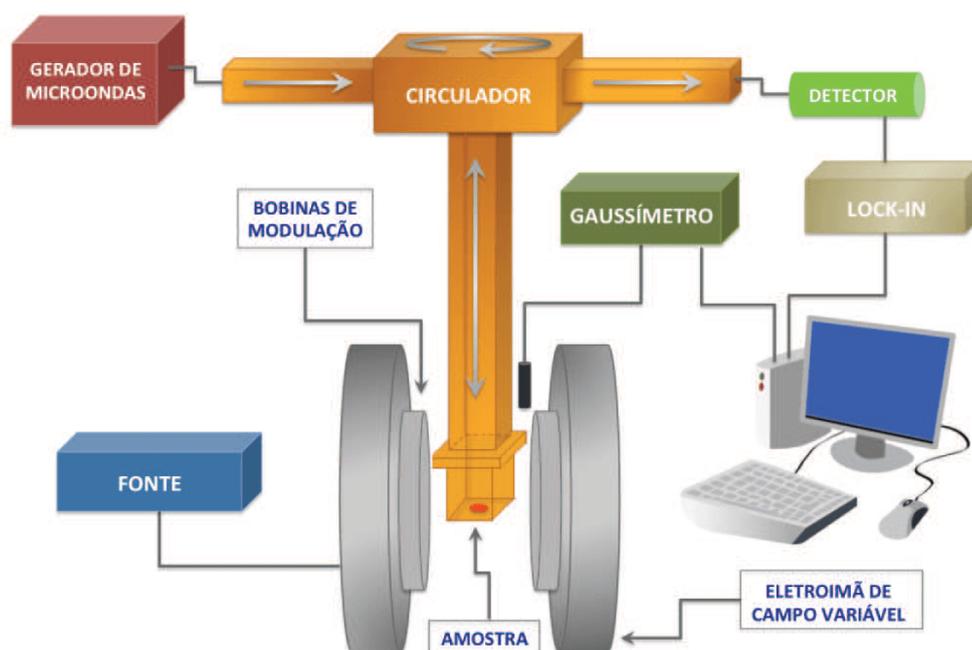
Quando se trabalha com filmes finos e multicamadas magnéticas, o sinal de absorção é pequeno quando comparado com o sinal de amostras *bulk*. É necessário fazer o uso de técnicas de processamento de sinais de baixa amplitude para que seja possível obter um espectro de FMR em tais amostras.

Para melhorar o sinal de absorção é feita a modulação do campo magnético estático H_0 e a utilização de um amplificador *Lock-in* para a detecção da derivada da potência média absorvida pela amostra. A modulação do campo magnético irá gerar um sinal no detector que varia no tempo com uma frequência conhecida, fazendo uso de um amplificador *Lock-in* travado em fase e frequência é possível fazer a filtragem e amplificação do sinal obtido.

A modulação do campo magnético estático é feita usando um par de bobinas de Helmholtz. As bobinas são alimentadas por uma corrente alternada de baixa frequência (aproximadamente 1.0 kHz) que gera um campo de baixa frequência paralelo a \vec{H}_0 . Para que seja considerado como uma perturbação no sistema, a amplitude do campo magnético gerado pelas bobinas tem que ser muito menor do que o campo estático $h_m \ll H_0$ e a frequência tem que ser muito menor do que a frequência da radiação incidente na amostra $\omega_m \ll \omega_{rf}$.

Dessa forma, a amostra estará sujeita a um campo externo $\vec{H} = H_0 \hat{z} + h_m \cos(\omega_m t) \hat{z}$. A expressão para o sinal obtido no detector pode ser obtida fazendo a expansão de

Figura 13 – Diagrama da montagem de um espectrômetro de FMR. O circulator faz com que a micro-ondas, vinda do gerador, passe pela amostra. A parte refletida volta pelo circulado sendo redirecionada a um diodo detector. No detector, o sinal de micro-ondas é transformado em uma tensão DC que é medida pelo amplificador *lock-in*. Como a amostra está submetida a um campo de modulação que perturba o campo estático, a medição realizada pelo *lock-in* corresponde à derivada do sinal de absorção. No computador, são feitas curvas com o valor do campo correspondente medido no gaussímetro, junto com a tensão *lock-in* referente à absorção de micro-onda.



Fonte: Imagem retirada de (43).

$V(H)$ em série de Taylor.

$$V(H) = V(H_0) + \frac{dV(H)}{dH} \Big|_{H_0} (H - H_0) + \frac{1}{2} \frac{d^2V(H)}{dH^2} \Big|_{H_0} (H - H_0)^2 + \dots \quad (3.28)$$

$$V(H) \approx V(H_0) + \frac{dV(H)}{dH} \Big|_{H_0} h_m \cos(\omega_m t) + \frac{1}{2} \frac{d^2V(H)}{dH^2} \Big|_{H_0} [h_m \cos(\omega_m t)]^2$$

A detecção do sinal é feita por meio de um amplificador Lock-in. Esse amplificador consegue filtrar o sinal e detectar apenas sinais em uma frequência e fase específica, ou seja, o Lock-in consegue selecionar os termos de $V(H)$ com frequências ω_m ou $2\omega_m$. Nos experimentos realizados foi escolhido a configuração de detecção do primeiro harmônico, assim o sinal obtido no experimento de FMR assume a seguinte forma:

$$V(H) = h_m \frac{dV(H)}{dH} \Big|_{H_0} \propto h_m \frac{d}{dH} \langle P \rangle \Big|_{H_0} = -h_m \omega h^2 \frac{d}{dH} \langle \chi''(H) \rangle \Big|_{H_0}$$

$$V(H) = h_m h^2 \omega M_s \left[\frac{(H_0 - H_R) \Delta H}{(\Delta H)^2 + (H_0 - H_R)^2} \right] \quad (3.29)$$

A Equação 3.29 representa a curva obtida experimentalmente em um espectro de FMR. A partir dela, obtém-se a largura de linha experimental ΔH_{pp} que é definida como a distância entre os dois picos da curva $V(H)$

$$\Delta H_{pp} = \frac{2}{\sqrt{3}} \Delta H \quad (3.30)$$

Através do ajuste, por meio da Equação 3.29, de uma medida de FMR, pode-se obter o campo de ressonância (H_R) do sistema e a sua largura de linha (Figura 14). O campo de ressonância contém informações sobre campos de anisotropia, interações entre camadas, magnetização efetiva, dentre outros. A largura de linha carrega informação sobre processos de relaxação da magnetização, ela é de grande importância na spintrônica pois a existência de uma corrente de spin para fora da amostra quando ela se encontra em ressonância, leva a um aumento da taxa de relaxação que, por sua vez, leva a um aumento na largura de linha.

3.2 BOMBEAMENTO DE SPINS

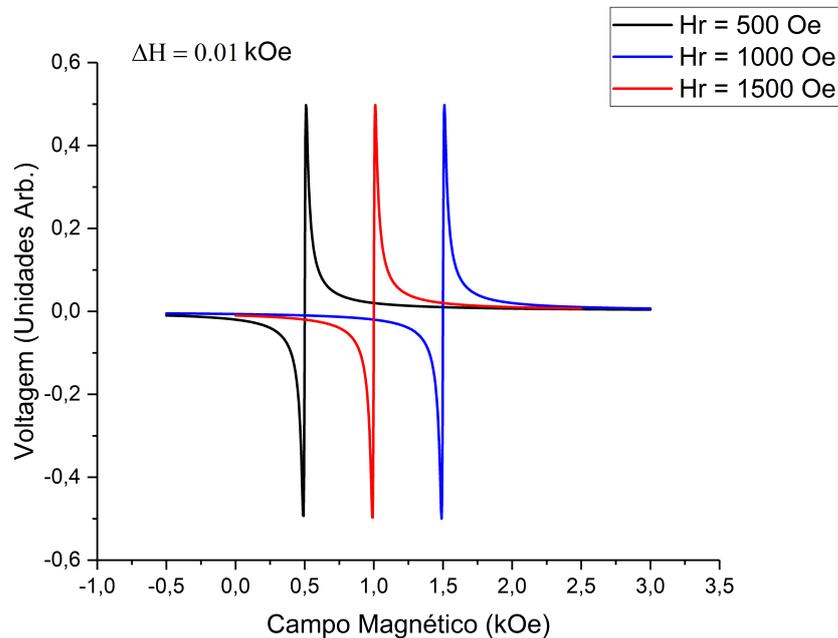
O bombeamento de spin, do inglês *spin pumping*, é um método versátil para criar uma corrente de spin através da interface entre um material ferromagnético (FM) e um material paramagnético (PM). A transferência de momento angular de spin do meio FM para o meio PM pode ocorrer quando a magnetização precessiona sob efeito de uma excitação externa. Duas consequências principais são: (i) aumento da relaxação da magnetização; (ii) acúmulo de spins no meio adjacente.

O *spin pumping* proposto por Tserkovnyak, Brataas, e Bauer (8). Nesse trabalho, os autores mostraram que uma corrente pura de spin é injetada em um condutor (metal não magnético) via contato ôhmico quando um material ferromagnético entra em ressonância.

No mesmo ano, os mesmos autores estudaram os efeitos do *spin pumping* com bicamadas Ferromagneto/Metal normal (44) e os efeitos de *spin pumping* com filmes finos ferromagnéticos em contato com condutores paramagnéticos (45).

A teoria de Tserkovnyak et al. mostrou que o amortecimento do ferromagneto pode ser tratado como um bombeamento adiabático de spins para dentro do material adjacente. Para ilustrar, é possível comparar o tempo que um elétron passa no NM antes

Figura 14 – Representação gráfica da tensão lida em um experimento de FMR (Equação 3.29) para diferentes valores de H_R .



Fonte: O Autor (2020)

de ser espalhado na interface FM/NM, com o período de precessão da magnetização do FM. Em 10 GHz e para uma camada NM de 10 nm de espessura, o período de precessão é de 10^{-10} s, enquanto o tempo de colisão dentro do NM é de apenas $\tau = \frac{t_{NM}}{v_F} \sim 10^{-14}$ s. Portanto, a aproximação adiabática é válida.

De maneira simplificada, a dinâmica da magnetização no processo de ressonância resulta em uma acumulação de spins na interface FM/NM, por difusão essa corrente transversal de spin entra no material não magnético e, por efeito ISHE, a corrente de spin é convertida em corrente de carga. À medida que o material não magnético vai ficando mais espesso, a leitura do efeito ISHE deve aumentar até atingir uma saturação, pois há uma perda da informação do spin por mecanismos de espalhamento. Podemos entender o acúmulo de spins no material NM como se o spin transferido pelo material FM se difundisse dentro do material NM, com um comprimento de difusão característico. O comprimento de difusão do acúmulo de spin dentro do NM depende do tempo de decaimento e portanto é uma característica do material. Este acúmulo de spin pode ser entendido como uma corrente de spins (fora do equilíbrio) que se difunde dentro do NM.

A corrente de spin injetada na camada de metal não magnético (\vec{I}_s^{pump}) pode ser derivada através de cálculos de segunda quantização em matrizes de espalhamento

(8, 46).

$$\vec{I}_s^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi} \left(A_r \hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} - A_i \frac{d\hat{m}}{dt} \right). \quad (3.31)$$

É possível ver que a corrente de spin gerada é perpendicular a magnetização do material e depende do parâmetro complexo $A = A_r + iA_i$ que é a condutância de spin pumping.

Para filmes finos, a condutância de spin pumping depende da matriz de espalhamento do filme ferromagnético (46) e pode ser escrita como

$$A = g^{\uparrow\downarrow} - t^{\uparrow\downarrow} \quad (3.32)$$

onde $g^{\uparrow\downarrow}$ e $t^{\uparrow\downarrow}$ são funções que dependem dos coeficientes de reflexão (r_{ij}^{\uparrow} e r_{ij}^{\downarrow}) e transmissão (t_{ij}^{\uparrow} e t_{ij}^{\downarrow}) para dentro do metal normal para elétrons com spin-up ou spin-down.

$$g^{\uparrow\downarrow} = \sum_{ij} \left(\delta_{ij} - r_{ij}^{\uparrow} (r_{ij}^{\downarrow})^\dagger \right), \quad (3.33)$$

$$t^{\uparrow\downarrow} = \sum_{ij} r_{ij}^{\uparrow} (r_{ij}^{\downarrow})^\dagger$$

A função $g^{\uparrow\downarrow}$ recebe o nome de *Spin Mixing Conductance*. Fazendo uso de tais funções é possível escrever a parte real e imaginária da condutância de spin como:

$$A_r = \frac{1}{2} \sum_{i,j} \left(\left| r_{ij}^{\uparrow} - r_{ij}^{\downarrow} \right|^2 + \left| t_{ij}^{\uparrow} - t_{ij}^{\downarrow} \right|^2 \right), \quad (3.34)$$

$$A_i = \text{Im} \left\{ \sum_{ij} \left(r_{ij}^{\uparrow} (r_{ij}^{\downarrow})^\dagger + t_{ij}^{\uparrow} (t_{ij}^{\downarrow})^\dagger \right) \right\}$$

onde os índices i e j marcam os modos transversais na energia de Fermi do filme metálico.

Na maioria das interfaces de interesse, o contato é realizado de forma balística, por isso a componente imaginária da condutância de spin A_i que é relacionada com dissipações se torna desprezível. Se o material ferromagnético tiver espessura maior

do que o comprimento de coerência do spin $\lambda_{spin} = \pi/(k_{\uparrow} - k_{\downarrow})$, o termo de transmissão $t^{\uparrow\downarrow}$ se cancela. Dessa forma a corrente de spin pode ser expressa como (26):

$$\vec{I}_s^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \left(\hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right) = p \frac{\hbar\omega_{rf}}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \left(\frac{h_{rf}}{\Delta H} \right)^2 L(H - H_R) \quad (3.35)$$

onde $g_r^{\uparrow\downarrow}$ é a parte real da função $g^{\uparrow\downarrow}$ (também chamada de condutância mista de spin efetiva), p é um fator de elipticidade da precessão da magnetização, ω é a frequência de micro-ondas, h é a intensidade do campo de micro-ondas, ΔH é a largura de linha do ferromagneto e $L(H - H_R)$ é a curva lorentziana correspondente à forma de absorção de micro-ondas durante o processo de FMR.

A corrente de spin que é gerada pelo bombeamento de spins tem unidades de momento angular por unidade de área, dessa maneira por conservação do momento angular, o ferromagneto tem que sentir um torque. Esse torque tem que ser levado em consideração quando se estuda a dinâmica da magnetização através da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert. A equação de LLG que leva em conta o *spin pumping* é dada por (46):

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \left(\vec{M} \times \vec{H}_{eff} \right) + \alpha \left(\hat{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) + \frac{\gamma \hbar g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi t_{FM} M^2} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{d} \right) = \alpha_{eff} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right). \quad (3.36)$$

A Equação 3.36 disponibiliza uma maneira natural de se medir o efeito de bombeamento de spins através da largura de linha de um espectro de FMR, pois o amortecimento efetivo do sistema, além do amortecimento natural do material, tem uma contribuição do *spin pumping*.

$$\alpha_{eff} = \alpha + \alpha_{sp} \quad (3.37)$$

onde:

$$\alpha_{sp} = \frac{\gamma \hbar g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi t_{FM} M^2} \quad (3.38)$$

sendo t_{FM} a espessura do material ferromagnético. Como $\Delta H = \alpha_{eff} \frac{\omega}{\gamma}$, o processo de bombeamento de spin gera um aumento na largura de linha que é dado por (43):

$$\Delta H_{sp} = \alpha_{sp} \left(\frac{\omega}{\gamma} \right) = \frac{\hbar \omega g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi t_{FM} M} \quad (3.39)$$

Se o material for um absorvedor de spins ideal, não há reflexões no processo de bombeamento e toda a corrente de spin é bombeada para a camada NM, em

situações reais, há uma parte da corrente de spin que é refletida de volta para o material ferromagnético.

A diferença entre corrente bombeada para o material NM e a refletida de volta para o ferromagnético define a corrente de spin total gerada pelo processo.

$$\vec{I}_s^{total} = \vec{I}_s^{pump} - \vec{I}_s^{ref} \quad (3.40)$$

Entre os materiais paramagnéticos mais usados para conversão de correntes de spin em correntes de carga e vice-versa, destacamos a Platina (Pt), o Tântalo (Ta), e Tungstênio (W). Estes materiais se destacam por possuírem ângulos de spin Hall intensos e são considerados bons absorvedores de spin.

A corrente medida devido ao ISHE gerada pelo spin pumping pode ser escrita como (26):

$$I_{ISHE} = \frac{V_{ISHE}}{R_{NM}} = \left(\frac{2e}{\hbar} \right) \theta_{SH} \frac{\lambda_{SD}}{t_{NM}} \tanh \left(\frac{t_{NM}}{2\lambda_{SD}} \right) \cdot l \cdot \frac{\hbar\omega P}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \left(\frac{h_{rf}}{\Delta H} \right)^2 L(H - H_R) \cos(\phi) \quad (3.41)$$

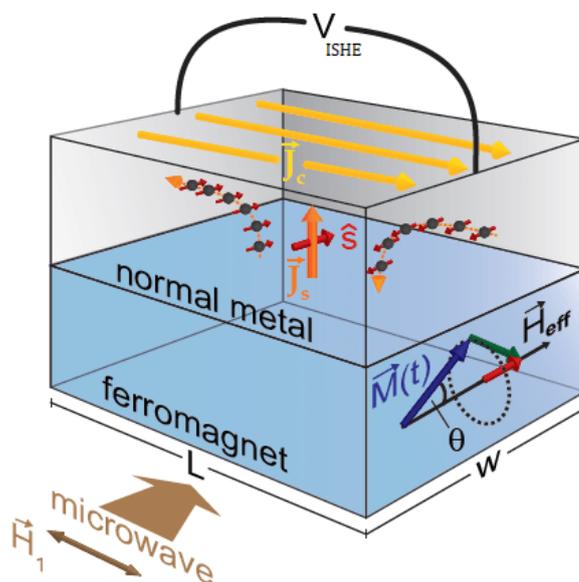
onde e é a carga do elétron, θ_{SH} é o ângulo spin Hall, λ_{SD} é o comprimento de difusão do spin, t_{NM} é a espessura do material metálico não magnético, $g_r^{\uparrow\downarrow}$ é a parte real do spin mixing condutance, l é a largura do filme, ω é a frequência de RF que gera a ressonância, $L(H - H_R)$ é a curva Lorentziana correspondente a absorção de microondas durante o processo de ressonância FMR, h_{rf} é o campo magnético de RF que induz a ressonância, ΔH é a largura de linha do material, P é um fator $[0, 1]$ que corrige a elipticidade da precessão da magnetização e finalmente $\cos(\phi)$ é a dependência angular entre a direção de medida de corrente de carga com a relação ao vetor $\vec{J}_s \times \hat{\sigma}$ gerado pelo efeito ISHE

A Equação 3.41 relaciona que a corrente $I_{ISHE} = V_{ISHE}/R_{NM}$ medida experimentalmente, por meio de um nano-voltímetro, (Figura 15) com o ângulo spin Hall e ao *spin mixing condutance*. Essas duas grandezas representam, respectivamente, a eficiência do processo de conversão de corrente de spin em corrente de carga e a eficiência de transferência de momento angular de spin através da interface FM/NM.

3.3 DEPOSIÇÃO POR EVAPORAÇÃO CATÓDICA

A técnica de deposição catódica (do inglês *Sputtering*) é o método de deposição mais utilizado na fabricação de filmes finos e na indústria de semicondutores. Nessa dissertação, é utilizada a deposição catódica para a fabricação de materiais nano e micro estruturados. Ela consiste na retirada de átomos de um material alvo e sua deposição em uma superfície ou substrato específico.

Figura 15 – Esquemática mostrando o princípio de medição da tensão gerada pelo bombeamento de spins. A precessão da magnetização excitada pelo campo de micro-ondas gera uma corrente pura de spin através da interface (em laranja) que é convertida pelo efeito spin Hall inverso em uma corrente de carga (em amarelo).



Fonte: Imagem adaptada de (47).

O processo ocorre em uma câmara de vácuo. Inicialmente, é feito um vácuo da ordem de 10^{-7} Torr, esse vácuo tem que ser alto para que a deposição seja feita de maneira mais limpa possível e que não ocorra contaminação. Tendo feito o vácuo, é injetado um gás inerte (normalmente, usa-se um gás nobre como o Argônio, Ar), esse gás é ionizado através da aplicação de uma diferença de potencial entre o ânodo (substrato) e o catodo (alvo). Os íons do gás ionizados são acelerados contra o alvo e ao colidirem transmitem sua energia cinética arrancando os átomos do material alvo e os direcionando para o substrato (Figura 16).

A colisão de partículas ionizadas com os átomos do material alvo podem gerar diferentes fenômenos dependendo da magnitude da energia cinética envolvida, alguns deles são: (i) ejeção de átomos e partículas; (ii) reflexão e implantação de íons na superfície do material alvo e (iii) produção de partículas devido a colisões secundadas em cascata. A dominância de cada um desses efeitos vai depender da quantidade de energia envolvida, que pode ser controlada através da tensão aplicada entre os eletrodos que é em torno de 400 – 500V.

Para a deposição de filmes, o efeito mais importante na técnica *sputtering* é a ejeção de átomos neutros e átomos carregados. Quando a energia dos íons incidentes é maior que a energia de ionização dos átomos presentes na superfície do alvo, ocorrerá a transferência de energia entre os mesmos, tornando possível a ejeção de

Figura 16 – Representação de um sistema de evaporação catódica ou sputtering.

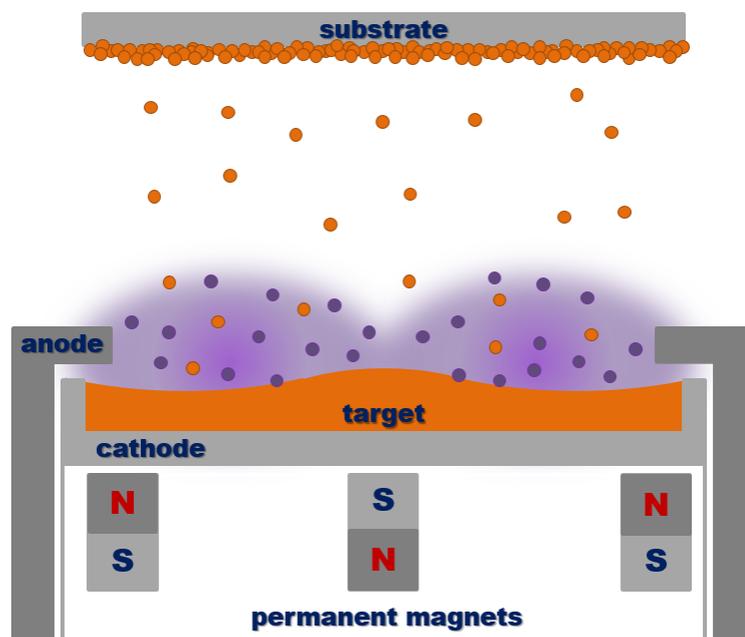


Imagem retirada de (48).

átomos do alvo. À medida que o filme vai sendo formado, a energia cinética que os átomos depositados tinham é transformada em energia potencial na forma de ligações atômicas.

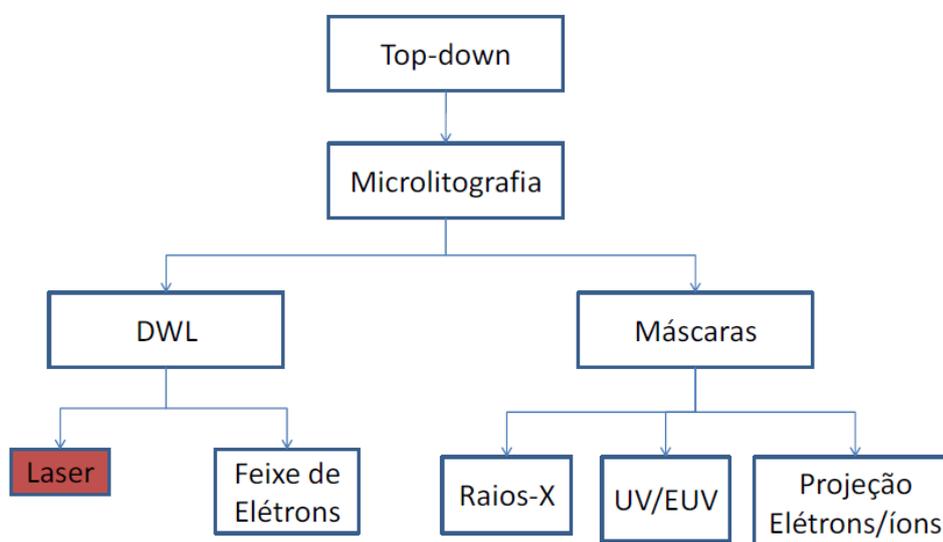
Uma das principais vantagens da técnica *sputtering* é a uniformidade do filme fino criado. Outra grande vantagem da técnica de *sputtering* é que se pode depositar praticamente qualquer material, seja isolante ou seja metálico. Também se pode fazer *sputtering* numa atmosfera reativa com oxigênio, para se conseguir filmes de óxidos diversos. A maior desvantagem da técnica é a perda da estrutura cristalina do alvo na deposição. Isso ocorre, pois o *sputtering* é um processo físico baseado em colisões atômicas.

3.4 LITOGRAFIA

Desenvolvida inicialmente por um inventor francês chamado Joseph Nicéphore Niépce (1765-1833) (49) no início do século XIX, a litografia é uma técnica de transferência de padrões para a fabricação de materiais nano e microestruturados. Entende-se como material nano ou microestruturado aquele o qual uma de suas dimensões é de alguns nano ou micrômetros.

As diferentes técnicas de transferência de padrões podem ser classificadas em dois tipos: litografia com uso de máscaras e litografia de escrita direta (do inglês, *Direct Writing Litography* - DWL). A litografia por uso de máscaras é amplamente

Figura 17 – Diagrama representando as diversas divisões referentes à técnica da Microlitografia. A litografia por escrita direta por laser será utilizada neste trabalho e está destacada na figura ao lado.



Fonte: Imagem retirada de (49).

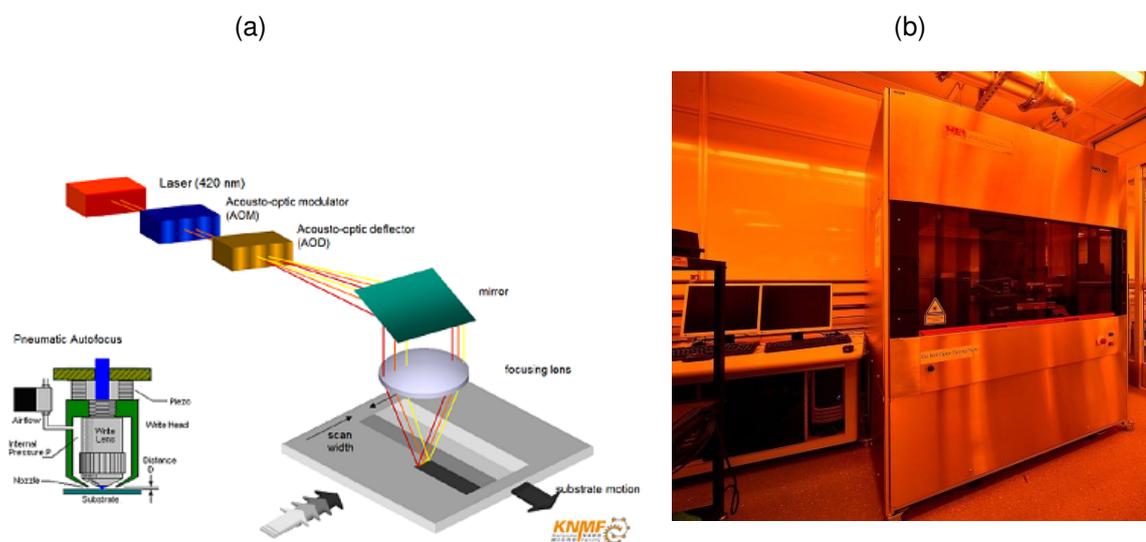
utilizada na indústria de dispositivos eletrônicos devido à rapidez deste processo em relação à litografia por escrita direta e também devido à necessidade de reproduzir a mesma estrutura (um chip, por exemplo) muitas vezes. Nessa categoria podemos citar a litografia através de UV e através de raios-X. Já a técnica de escrita direta apesar de mais lento, permite uma resolução maior, e por isso é geralmente utilizado na produção das máscaras e em pesquisas científicas, as técnicas de litografia mais conhecidas de escrita direta são a litografia por feixe de luz e por feixe de elétrons (Figura 17) (50).

A litografia de escrita direta por laser (também chamada de fotolitografia) foi a técnica utilizada nessa dissertação. O equipamento principal foi o DWL66 da Heidelberg Instruments (Figura 18b), que usa como fonte de luz um laser de He-Cd (400 nm), cujo princípio de funcionamento está esquematizado na Figura 18a.

O processo de fabricação de microestruturas por fotolitografia começa com o revestimento da superfície de um substrato (normalmente silício ou vidro sem rugosidades) por um polímero fotossensível (também chamado de fotoresiste ou simplesmente resiste). Existem dois tipos de resiste fotossensível: positivos e negativos. Resistes positivos são normalmente insolúveis a certos produtos químicos até serem submetidos à exposição luminosa. Já os resistes negativos, se tornam insolúveis somente após a exposição. Nesse trabalho, todas as amostras foram feitas com o resiste positivo AZ 1518 fabricado pela Micro Chemicals.

O fotoresiste é depositado em cima do substrato com uma pipeta, em seguida, o mesmo é submetido a um processo de rotação chamado *spin coating* (Figura 19c). O

Figura 18 – (a) - Esquematização do funcionamento de um equipamento de litografia por escrita direta por laser. O feixe do laser passa por modulador, um defletor e, em seguida, é refletido para uma lente focalizadora. A lente focalizadora se encontra dentro da cabeça de escrita, representada à esquerda. A cabeça de escrita, por meio de motores de passo, consegue se movimentar verticalmente, possibilitando os processos de alinhamento e focalização do laser. O laser incide sobre o substrato recoberto com o fotoresiste e o padrão desejado é transferido através do movimento x-y do estágio de movimento em 2D. (b) Equipamento de fotolitografia DWL66 da Heidelberg Instruments.



Fonte: Imagens retiradas de (51) e (52) respectivamente.

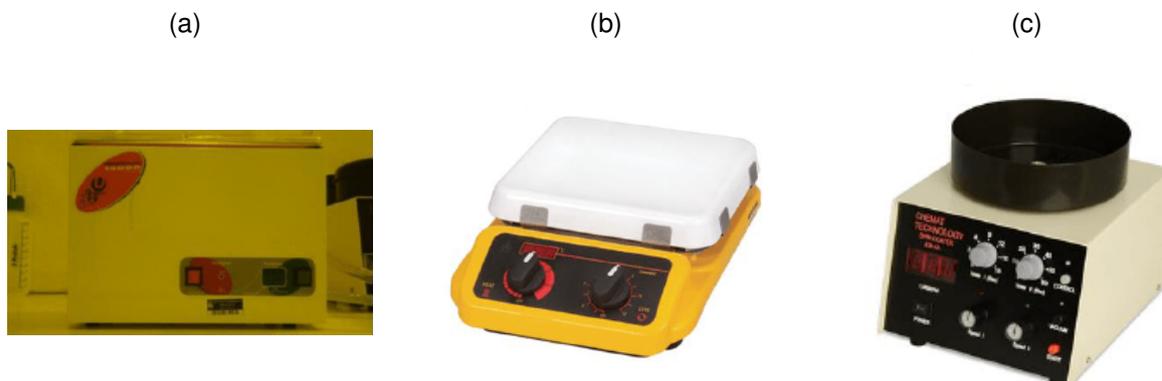
resultado dessa etapa consiste em um filme fino homogêneo que reveste a superfície do substrato.

O *data sheet* (53) do resiste AZ 1518 informa que o processo de *spin coating* feito a 4000 rpm resulta em um filme com espessura igual $1.8 \mu\text{m}$ enquanto a 6000 rpm o fotoresiste fica com $.47 \mu\text{m}$ de espessura. Na prática, foi observado que a rampa de aceleração fica muito alta a 6000 rpm, de modo que, fazer o processo de *spin coating* a 4000 rpm resultava em uma superfície mais homogênea.

Caso ocorra do fotoresiste não aderir bem a superfície do material, um tratamento deve ser feito no substrato para garantir o revestimento adequado.

Após o processo de *spin coating*, a amostra é colocada em uma chapa quente (Figura 19b) por alguns segundos. Esse procedimento é conhecido como *soft baking*. O *soft baking* é usado para retirar qualquer resquício de solvente e também para aumentar a densidade do polímero. O *data sheet* do resiste AZ 1518 recomenda uma temperatura de 100°C para o processo de *soft baking*, ao longo do trabalho verificou-se que 60

Figura 19 – Equipamentos usados ao longo do processo de litografia. Em (a) temos uma cuba de ultrassom, em (b) a chapa aquecedora e em (c) o *spin coater*.

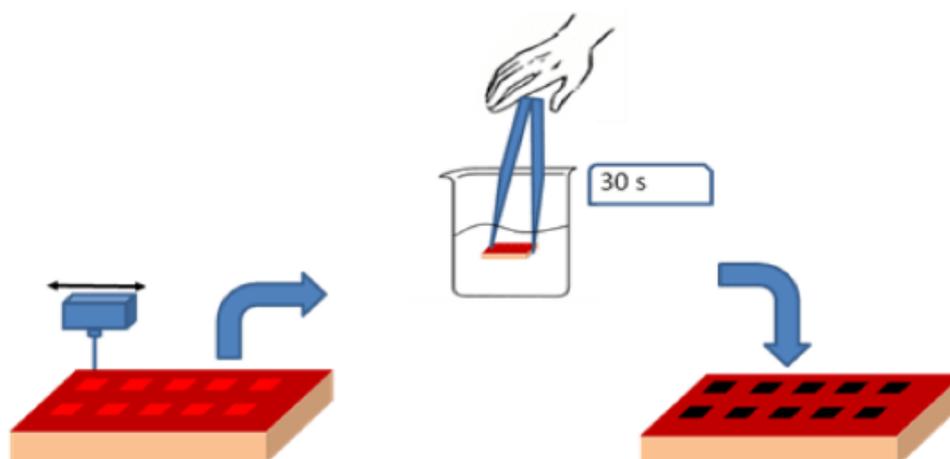


Fonte: O Autor (2020).

segundos era um tempo excelente para esse processo, pois o filme não queimava e ainda era possível fazer litografias com energias bem baixas.

Vale ressaltar que os processos citados acima são todos feitos dentro de uma capela com fluxo laminar para evitar a contaminação do ambiente e para proteção humana.

Figura 20 – Ilustração do processo de revelação. A amostra é colocada em uma solução de revelador e água desionizada. Os quadrados em vermelho representam as regiões que foram expostas ao laser, e os quadrados pretos representam o padrão desejado após o processo de revelação.



Fonte: Prof. Antonio Azevedo - UFPE (2018).

Tendo feito todas as etapas de preparação acima, o substrato é levado ao sistema de litografia (Figura 18a) onde um processo de alinhamento é realizado. O alinhamento pode ser feito com base nas dimensões da amostra ou com base em um processo de litografia realizado previamente, ele é usado para criar um sistema de

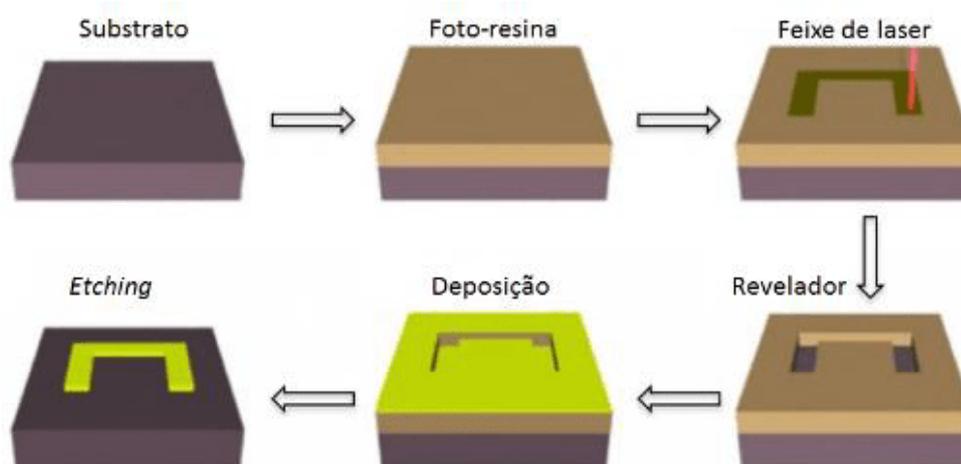
referência para o sistema de litografia, possibilitando a transferência de padrões na posição desejada da amostra. Após o alinhamento, o resiste fotossensível é exposto, de maneira seletiva, a um laser. Essa exposição muda localmente as propriedades da resina e transfere o padrão desejado para o resiste. Nessa etapa, o principal parâmetro de controle é energia do laser que chega na superfície do substrato. O programa que controla o equipamento de litografia só aceita valores múltiplos de 10 para a porcentagem de energia que vai ser usada durante o processo de exposição, esse problema é contornado colocando filtros antes da cabeça de escrita. Para padrões de alguns micrômetros é necessário que a energia seja bem baixa (1 a 5 % da energia total do laser), pois altas energias fazem com que os padrões fiquem arredondados.

Após a exposição, é feito o processo de revelação. O processo de revelação, para um resiste positivo, consiste em remover as regiões expostas ao laser durante a etapa de exposição. Estas regiões são facilmente removidas utilizando-se técnicas de ataque por uma solução química ou através do uso de plasma (Figura 20). Cada fotoresiste possui um revelador próprio, o revelador sugerido para o fotoresiste AZ 1518 se chama AZ 100 Remove e ele também é fabricado pela Micro Chemicals. Esse revelador deve ser diluído em água desionizada a uma proporção de 1 de revelador para cada 4 de água desionizada. É possível alterar essa proporção para uma revelação mais rápida, contudo é necessário ter cuidado para não destruir a região exposta.

Após a revelação, vem o processo de deposição de material. Nesse trabalho, todas as deposições feitas foram pela técnica de *sputtering*. Tendo feito a deposição do material desejado, é necessário fazer a remoção do resto de resina fotossensível, esse processo também é chamado de *etching*. O *etching* é feito colocando a amostra em um becker com acetona e levado a uma cuba de ultrassom. A acetona remove a parte do polímero que não foi exposta ao laser, junto do polímero, o excesso de material depositado também é removido. O resultado final é o substrato contendo material depositado apenas na região onde foi feito o processo de exposição.

O principal problema encontrado em litografia é o processo de espalhamento da resina, visto que, sempre haverá efeitos de bordas que criam acumulação de resina. Uma solução usada para contornar esse problema é realizar a litografia em uma amostra grande e posteriormente fazer o corte da amostra. Por exemplo, os quadrados eram feitos usando amostras com $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$ de área. Vale ressaltar que o processo de litografia, apesar de muito versátil, acaba introduzindo sujeira na amostra, seja por resquícios de polímero fotossensível que não foi removida devidamente ou falhar no processo de litografia que leva a deposição de materiais em locais não desejados.

Figura 21 – Figura esquemática apresentando de forma sucinta as etapas envolvidas num processo de litografia por escrita direta.



Fonte: Prof. Antonio Azevedo - UFPE (2018).

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Nessa dissertação, vão ser estudados três experimentos. O primeiro experimento é uma continuação de um trabalho anterior desenvolvido por Alves-Santos et al.(1). Como fabricar nanopartículas por *Sputtering* não é fácil, pois depende muito das condições locais de deposição, as partículas de Ag dentro do filme de Pt vão ser feitas por litografia de maneira controlada.

No segundo experimento, é feito uso do filme platina com nanopartículas de prata para a geração de oscilações em GHz por meio dos efeitos Hall de spin e spin torque.

Embora nos concentremos nestes dois experimentos, que fizeram parte do projeto original submetido à FACEPE, muitos outros resultados foram obtidos neste período de dois anos. Por exemplo, investigamos a ressonância ferromagnética e o *spin pumping* em amostras de TIG/Pt ($Tm_3Fe_5O_{12}$ = *thulium iron garnet*) fabricadas pela Profa Gilvânia Vilela durante o seu programa de pós-doutorado no MIT. O TIG tem estrutura cristalina similar à do YIG, com a diferença que o átomo de ítrio (Y) é substituído pelo de túlio (Tm).

4.1 PRIMEIRO EXPERIMENTO - EFEITOS DE INTERFACE

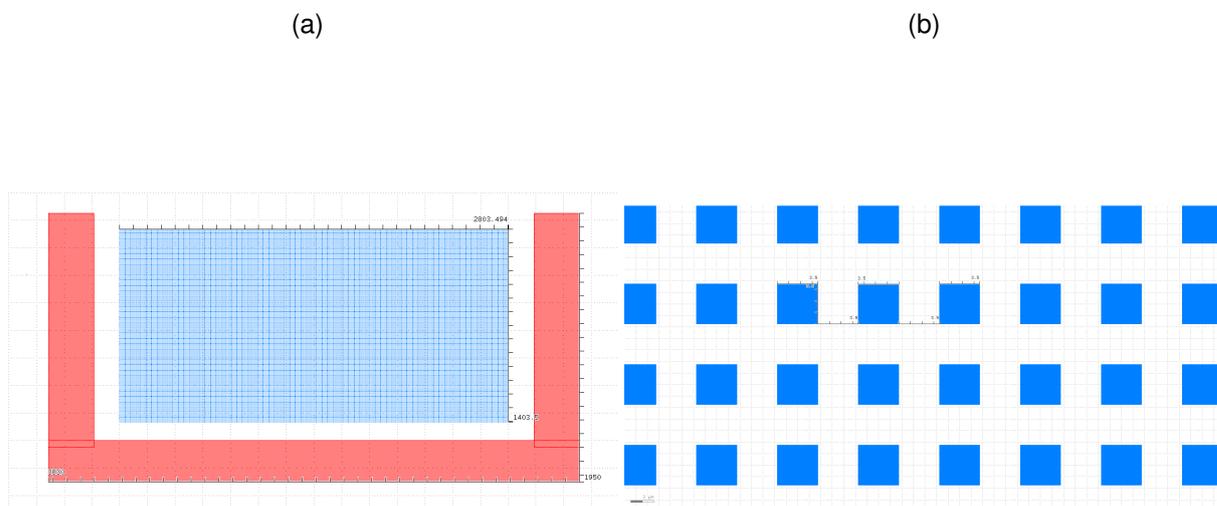
Desejamos estudar como o efeito observado por Alves-Santos et al. muda ao fazer as ilhas de maneira controlada, para isso vão ser fabricadas ilhas usando a técnica de litografia óptica. Com YIG é um material muito caro foi feita a escolha de usar o *Permalloy* (Py - $Ni_{81}Fe_{19}$) como material ferromagnético.

A fabricação da amostra a ser estudada começa com a deposição, por *sputtering*, de 3 nm de Pt sobre um substrato de oxido de silício de $1.5 \times 1.5 \text{ cm}^2$. Em cima da platina, é feita a litografia de 9 amostras contendo 80.000 quadrados de lado $3.5 \mu\text{m}$ e com espaçamento entre quadrados de $3.5 \mu\text{m}$ (Figura 22b). A área total coberta pelos quadrados é de, aproximadamente, $2.8 \times 1.4 \text{ mm}^2$, junto dos quadrados também são feitas marcações para o futuro corte da amostra (Figura 22a).

Com a litografia dos quadrados concluída, é feito a deposição de 3nm de prata na amostra. Após a deposição, a amostra é colocada em um banho de acetona em uma cuba de ultrassom para a remoção da resina fotossensível. A Figura 23 mostra o resultado da litografia das ilhas após a deposição da prata.

O processo de fabricação acabou gerando estruturas circulares, o formato das estruturas pode ser atribuído cabeça de escrita usada durante o processo de litografia.

Figura 22 – (a) - Desenho a ser litografado sobre a Pt. Em azul são 80.000 quadrados com lado $3.5 \mu m$ e espaçamento $3.5 \mu m$, em vermelho são as marcações para corte. (b) - Amplificação da figura (a), cada quadrado a ser feito tem $3.5 \mu m$ de lado e o espaçamento entre quadrados é de $3.5 \mu m$.



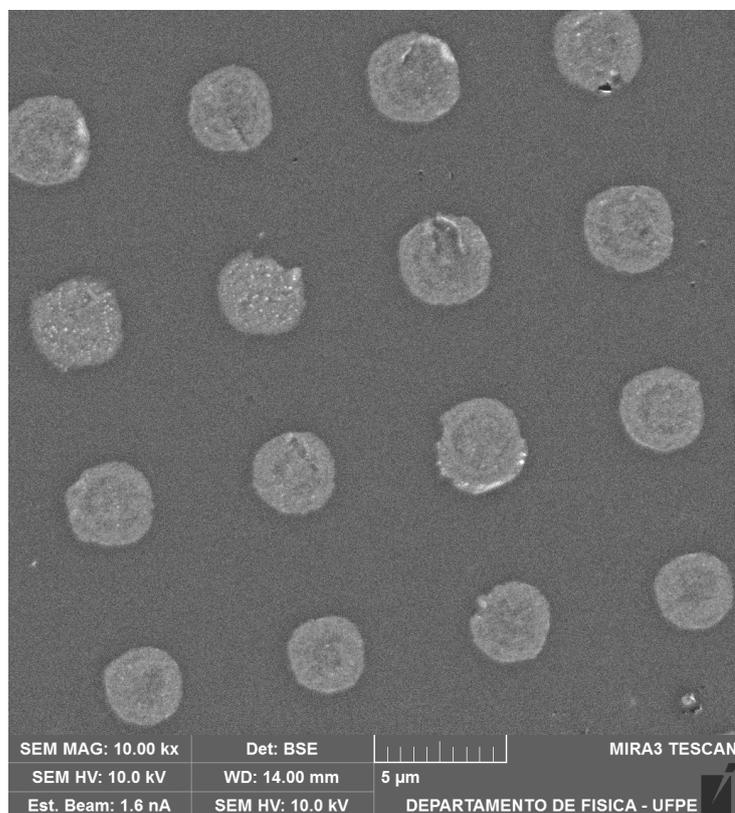
Fonte: O Autor (2020).

Foi usada uma cabeça de escrita cuja a resolução máxima era de $3.5 \mu m$. Outro fator que contribuiu para o formato das ilhas foi a aderência da prata no filme de platina. A prata é facilmente removida da platina, por isso o processo de remoção do polímero fotossensível acaba sendo muito agressivo e as bordas do padrão litografado acabam sendo removidas junto com o polímero. Nesse momento, não há um interesse em estudar como a forma da interface interfere no efeito, então o fato das ilhas ficarem circulares não interfere na continuação do trabalho.

Para um estudo que leve em conta o formato da interface é necessário usar uma cabeça de escrita com resoluções maiores. Já a remoção agressiva da prata pode ser contornada fazendo uso de duas resinas fotossensíveis com densidades diferentes ou fazendo o processo de *etching* sem usar o banho de ultra som ou usando plasmas.

Depois da remoção da resina, a amostra é cortada em uma serra diamantada e, em seguida, é feita a deposição de $6 nm$ de Pt. Após a deposição da platina, a câmara do *sputtering* é aberta e uma máscara é colocada em cima da amostra para a deposição da ilha de $12 nm$ de Py (Figura 24). A escolha de fazer uma ilha de Py por cima da camada de Pt é para minimizar a contribuição do Py no *spin pumping*, pois dessa maneira é possível fazer contatos elétricos diretamente sobre a Pt que foi depositada em cima de um substrato isolante de SiO. Junto com esses dois últimos

Figura 23 – Imagem de microscopia eletrônica de varredura (SEM) da litografia dos quadrados de Ag. A cabeça de escrita usada nesse processo de litografia tem uma resolução máxima de $3.5 \mu m$, combinado com o fato do processo de remoção ser muito agressivo na prata, o padrão litografado acabou ficando circular.



Fonte: O Autor (2020).

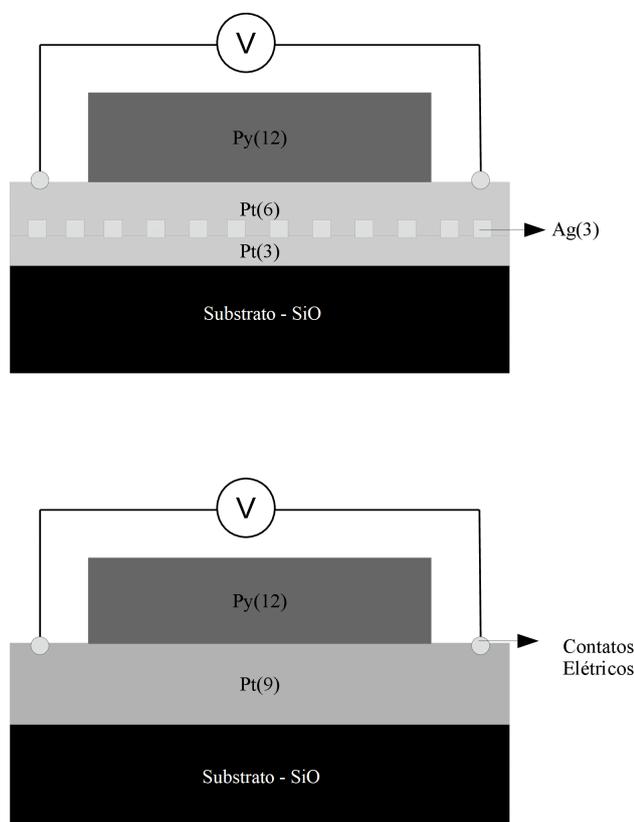
processos de deposição, é feito uma amostra de referência para se comparar os efeitos de interface, nessa amostra são depositados 9 nm de Pt e uma ilha de 12 nm de Py.

Em ambas as amostras são obtidos espectros de FMR e medidas de bombeamento de spins, todas as medidas foram feitas usando uma cavidade com frequência de ressonância $f = 9.42 \text{ GHz}$ e com potência de micro-ondas variável.

O espectro de FMR da amostra de referência (Figura 25a) e da amostra contendo as ilhas (Figura 25b) revela que as larguras de linhas, levando em conta a margem de erro do experimento, são iguais. Isso significa que não estão sendo introduzidos novos mecanismos de dissipação de energia ao colocar a prata dentro da platina. Esse resultado é uma confirmação do fato da prata ter um ângulo spin Hall muito pequeno uma vez que o processo de *spin pumping* que ocorre na ressonância gera um aumento na largura de linha.

Outra informação importante que a comparação dos dois sinais de FMR revela é que o sinal da amostra contendo litografia é muito mais ruidoso, isso significa que o sinal magnético do Py na amostra contendo litografia é menor. Esse foi o segundo

Figura 24 – Esquematização das amostras usadas para os experimentos de *spin pumping*. A primeira imagem representa a amostra contendo as ilhas com 3 nm de Ag enquanto a segunda imagem representa a amostra de referência a ser usada como padrão de comparação.



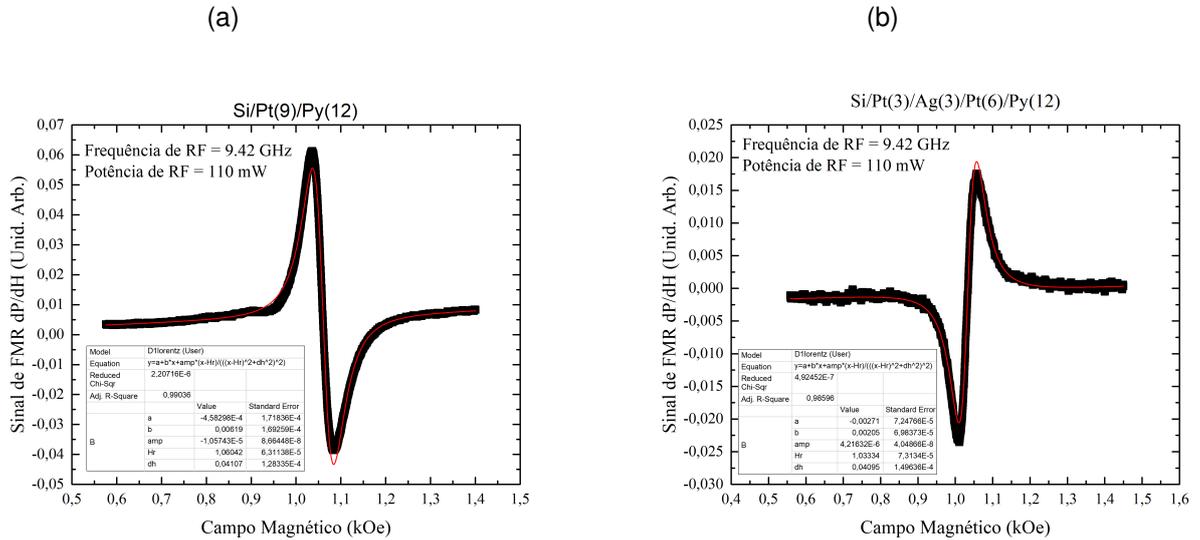
Fonte: O Autor (2020).

problema encontrado ao longo desse trabalho, acredita-se que como as ilhas de Ag são muito mais condutoras do que o filme de Pt e de Py, elas contribuem para que a radiação de micro-ondas seja absorvida pela Ag em vez de penetrar na camada de Py.

As Figuras 26a e 26b mostram os resultados obtidos pelo bombeamento de spin para a corrente ISHE ($I_{ISHE} = V_{ISHE}/R_{NM}$), para diferentes potências de micro-ondas para os ângulo $\phi = 0$ e $\phi = 180$, respectivamente. O primeiro aspecto que se observa é que a curva obtida pelo procedimento de bombeamento de spins é uma Lorentziana, esse resultado é condizente com a Equação 3.41. Ao variar a potência de RF, observa-se que a corrente de pico aumenta de forma linear (Figura 27), resultado condizente com as Equações 2.30, 3.35 e 3.41, pois a potência de micro-ondas é proporcional a h_{rf}^2 .

O segundo aspecto a ser observado é a polaridade da corrente ao rotacionar

Figura 25 – Espectro de FMR de com potência de RF = 110 mW e frequência de RF = 9.42 GHz para (a) amostra referência Si-Pt(9)-Py(12) e (b) amostra contendo litografia dos 80.000 quadrados Si-Pt(3)-Ag(3)-Pt(6)-Py(12). As larguras de linha de FMR obtidas dos ajustes foram, respectivamente, de 41.0 e 40.9 Oe.



Fonte: O Autor (2020).

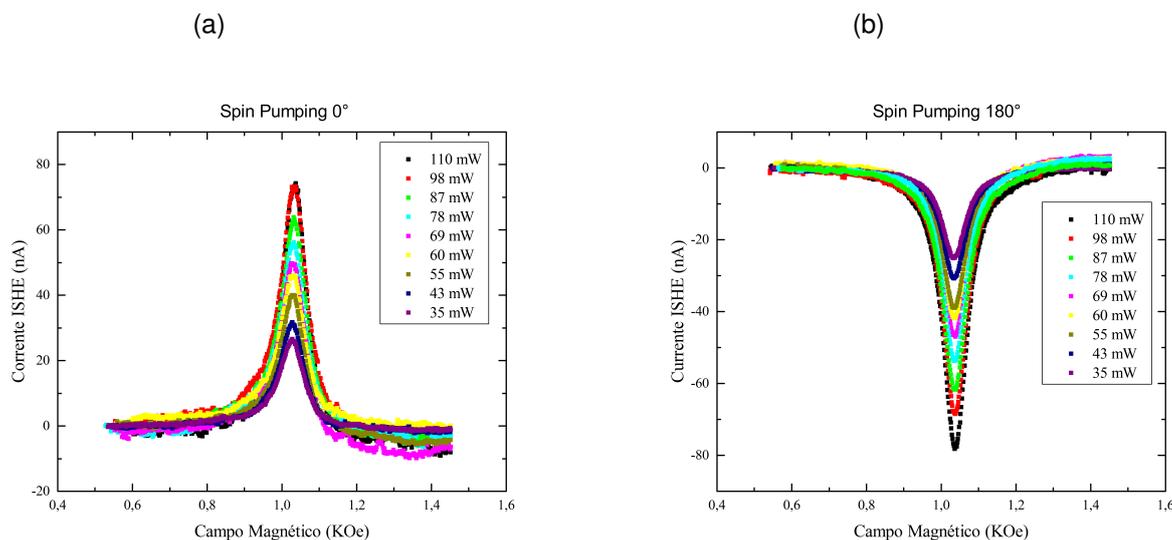
a amostra. Se a Equação 2.7 for válida, quando a corrente de spin for paralelo a polarização de spin não deve existir corrente de carga consequentemente nada será detectado no nano voltímetro. Para materiais ferromagnéticos $\hat{\sigma} \parallel \vec{H}_0$ e nos processos de bombeamento de spin realizados $\vec{J}_s \perp \vec{h}(t) \perp \vec{H}_0$ onde \vec{H}_0 e $\vec{h}(t)$ são, respectivamente, o campo magnético estático e o campo oscilatório criado pela micro-ondas.

A configuração 0° é definida como a posição onde a tensão medida é máxima e positiva. Essa situação ocorre quando a posição dos contatos dentro da cavidade é perpendicular ao vetor normal da superfície da amostra e ao campo magnético estático \vec{H}_0 . A configuração 90° é definida quando não há tensão lida, ela ocorre quando se rotaciona a amostra em 90 graus (Figura 28a) e por último a configuração chamada de 180° é definida quando a tensão é máxima porém com polaridade invertida em relação a configuração inicial, essa configuração é equivalente ao trocar os contatos positivo e negativo na amostra.

As curvas de *spin pumping* para as três configurações se encontram na Figura 29a, os resultados obtidos condizem com a teoria visto que há um sinal nulo em 90° e sinais simétricos em 0° e 180° .

Tendo observado como a corrente ISHE se comporta ao variar a potência de micro-ondas e ao rotacionar a amostra, o que falta verificar é se as ilhas de Ag provocam um aumento na corrente ISHE. A Figura 29b mostra as curvas de *spin pumping* para

Figura 26 – Em (a) - Medidas de *spin pumping* da amostra Pt(3)-Ag(3)-Pt(6)-Py(12) para diferentes valores de potência de micro-ondas na posição $\phi = 0^\circ$. Em (b) - Medidas de *spin pumping* da amostra Pt(3)-Ag(3)-Pt(6)-Py(12) para diferentes valores de potência de micro-ondas na posição $\phi = 180^\circ$.



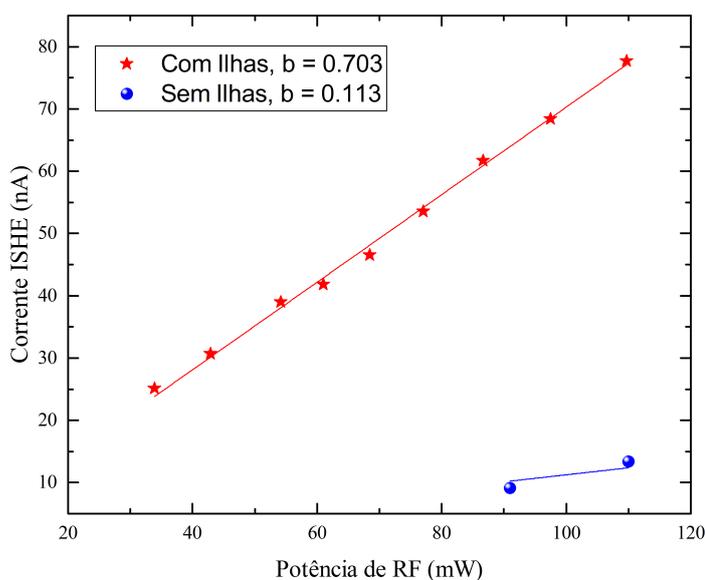
Fonte: O Autor (2020).

a amostra contendo as ilhas de prata e a amostra de referência para uma potência de micro-ondas $P = 110 \text{ mW}$, o ajuste de ambas as curvas revela que as correntes de pico são $I_{IlhasAg} = 78,15 \text{ nA}$ e $I_{ref} = 13,36 \text{ nA}$, o que representa um aumento de aproximadamente 6 vezes na corrente de pico por causa das ilhas de prata. Vale ressaltar que ao fazer uma medida de bombeamento de spins, efetivamente o que está sendo medido é a soma das contribuições dos efeitos ISHE e IREE.

O último experimento feito com a amostra Pt(3)-Ag(3)-Pt(6)-Py(12) foi um bombeamento de spin, onde simultâneo à excitação da ressonância ferromagnética, foi aplicada uma corrente elétrica DC pela amostra. Ao passar uma corrente de carga pela amostra, uma corrente de spin vai ser gerada pelo efeito spin Hall, que se superpõe à corrente de spin gerada pelo *spin pumping*. A superposição das correntes de spin geradas pelo *spin pumping* e pelo efeito spin Hall vai depender do sentido de propagação da corrente DC. As Figuras 30a e 30b mostram os resultados de *spin pumping* com potência de micro-ondas $P=110 \text{ mW}$ para diferentes valores de corrente para a amostras com as micro-estruturas de Ag.

Na primeira Figura 30a observa-se que a tensão lida aumenta à medida que a corrente passada pela amostra aumenta, isso significa que tanto a corrente de spin gerada pelo processo de *spin pumping* como a corrente de spin gerada pelo efeito SHE estão na mesma direção. É esperado que ao inverter a polaridade da corrente de carga

Figura 27 – Gráfico da corrente de pico do efeito ISHE em função da potência de micro-ondas. Em vermelho estão os dados referentes a amostra contendo as ilhas de Ag, o coeficiente da angular da reta foi de $b = 0.703$, em azul se encontram os dados referentes a amostra de referência, o coeficiente angular da reta para esses dados foi de $b = 0.113$.



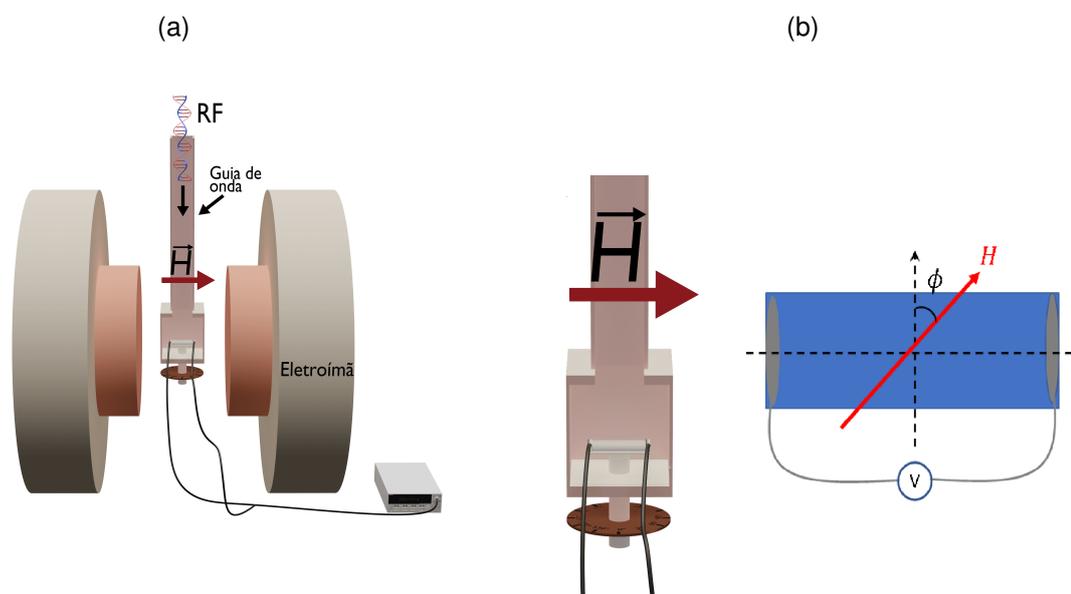
Fonte: O Autor (2020).

a corrente de spin gerada pelo efeito SHE seja contrária à corrente de spin gerada pelo bombeamento de spins resultando em uma corrente de spin efetiva menor.

A Figura 30b mostra o processo de bombeamento de *spin pumping* para correntes elétricas positivas. Nessa Figura há uma surpresa, para valores de correntes de carga maiores do que $1000 \mu A$ a tensão de *spin pumping* volta a crescer enquanto o esperado era que ambas fossem diminuindo até a tensão ISHE lida troca-se de sinal. Uma teoria do porquê a tensão volta a crescer são os efeitos termoelétricos gerados pelo aquecimento da amostra por efeito Ohm porém não se sabe ao certo o porquê da tensão voltar a crescer. Esta investigação de aplicação simultânea de corrente DC e excitação de FMR é um resultado muito preliminar que deverá ser investigado brevemente.

Alves-Santos et al. (1) atribuíram o aumento na corrente medida no processo de *spin pumping* ao IREE. Como IREE é um efeito de interface, espera-se que ao aumentar o número de interfaces o efeito aumente. Dessa forma, surge um interesse em fabricar amostras com diferentes números de ilhas, além disso também surge a dúvida de como o formato e o tamanho das ilhas pode vir a influenciar na tensão medida pelo processo de bombeamento de spins.

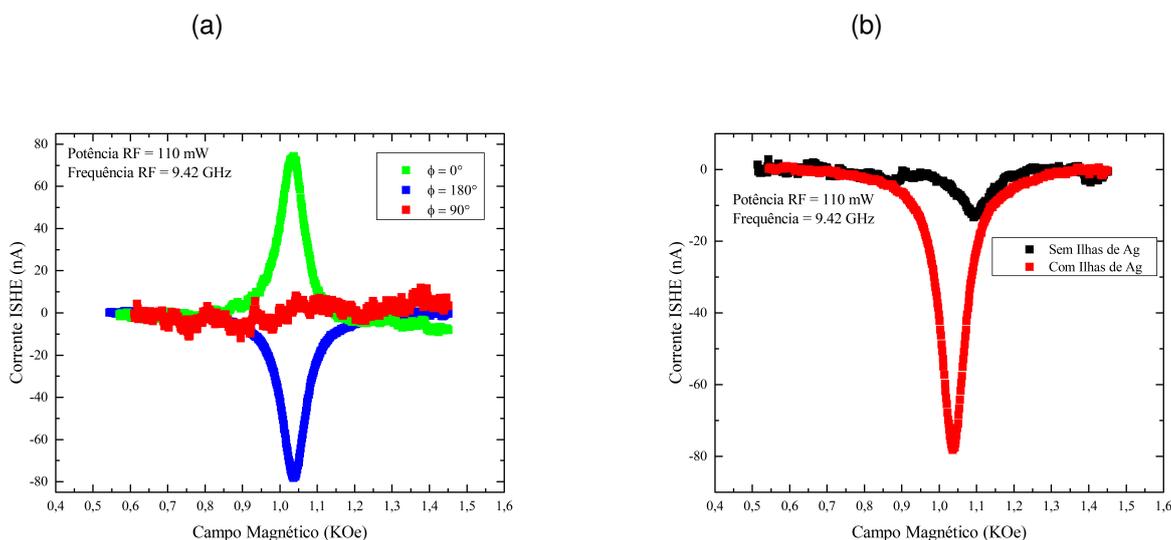
Figura 28 – (a) Esquematização da montagem experimental do processo de bombeamento de spins. (b) Na esquerda amplificação da imagem em (a), nessa situação a amostra se encontra na posição 90° . A imagem a direita é uma representação do sistema usado para definir as configurações. Quando $\phi = 0^\circ$ o campo magnético é perpendicular ao eixo maior da amostra enquanto na configuração $\phi = 90^\circ$ o campo magnético é paralelo ao eixo da amostra.



Fonte: O Autor (2020).

Na tentativa de maximizar a geração de corrente, foram feitas tentativas com a espessura das ilhas igual 9 nm de Ag, visto que foi nesse valor que Alves-Santos et al.(1) obtiveram a maior corrente ISHE. Infelizmente tivemos dificuldades com o processo de fabricação das amostras com um número maior de ilhas e amostras com tamanhos de ilhas menores. As amostras apresentavam valores de resistência elétrica variáveis e com flutuações inexplicáveis. Este é um problema técnico que precisa ser resolvido para podermos investigar este efeito com mais detalhes. Ainda há dúvidas do porquê da resistência flutuar, porém acredita-se que é um efeito Seebeck/Peltier causado pelo multímetro ao medir a resistência. Em uma tentativa de contornar esse problema foram feitas amostras contendo 60.000,40.000,20.000 e 10.000 ilhas e em todas elas o problema se manteve. As poucas amostras que não apresentaram resistência flutuante apresentaram resistência muito baixa, menor do que 1Ω , o que acaba introduzindo muito ruído na medida impossibilitando a obtenção de um sinal de *spin pumping*. Como afirmado acima, nesta dissertação tivemos que desenvolver o processo de fabricação por litografia e ao mesmo tempo caracterizar as amostras fabricadas. Como é um processo que exige tempo, temos tido dificuldades de reproduzir amostras com as

Figura 29 – (a) - Resultados de *spin pumping* nas configurações $0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$. Observa-se que há uma inversão na polaridade da corrente nas configurações de 0° e 180° enquanto não se mede uma corrente na posição 90° . (b) - Resultados do bombeamento de spin, com potência de micro-ondas $P = 110$ mW, para a amostra de referência (em preto) e para a amostra contendo as ilhas de Ag (em vermelho). Observa-se que há um grande aumento na corrente quando se tem ilhas.



Fonte: O Autor (2020).

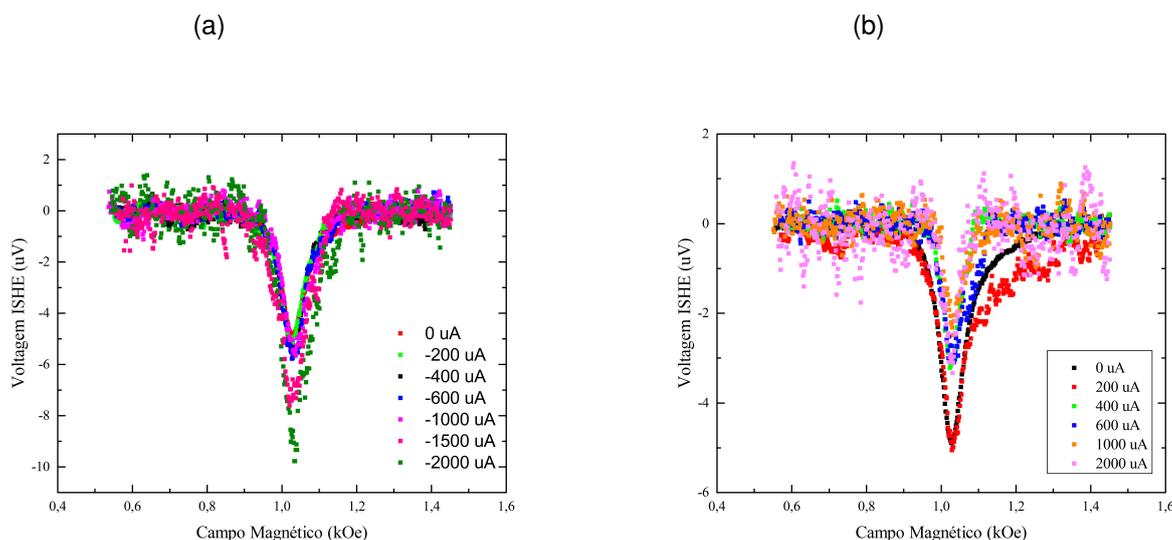
características desejadas, principalmente quando número de estruturas aumenta. O processo de fabricação das amostras deverá ser retomado brevemente. Um detalhe que deve ser implementado no futuro é a fabricação de micro-contatos sem a utilização de tinta de Prata.

4.2 SEGUNDO EXPERIMENTO - GERAÇÃO DE SINAIS EM GHZ POR TRANSFERÊNCIA DE TORQUE DE SPIN

No segundo experimento, queremos estudar se é possível gerar um sinal na faixa de gigahertz por meio dos efeitos spin Hall e spin torque. A amostra a ser estudada foi feita seguindo os seguintes procedimentos: primeiro foram feitas as litografias de marcações de alinhamento e da barra Hall em um substrato de silício, a barra Hall tem um canal com $100 \mu m$ de comprimento, $10 \mu m$ e $30 \mu m$ de largura em seu lado menor e maior, respectivamente. Tendo feito o processo de litografia, são depositados $3 nm$ de Pt, em seguida $6 nm$ de Ag e por último $6 nm$ de Pt por meio da técnica de *sputtering* (Figura 31).

Após a deposição da barra Hall, é feita a limpeza da amostra com acetona em um banho ultra som. Em seguida, é feita a litografia de nove elipses com eixo maior de $6.5 \mu m$ e eixo menor de $2.5 \mu m$. São elipses de *Permalloy* com espessuras de $12 nm$,

Figura 30 – (a) - Medidas de *spin pumping* da amostra Pt(3)-Ag(3)-Pt(6)-Py(12) para valores negativos de corrente. (b) - Medidas de *spin pumping* da amostra Pt(3)-Ag(3)-Pt(6)-Py(12) para valores positivos de corrente.



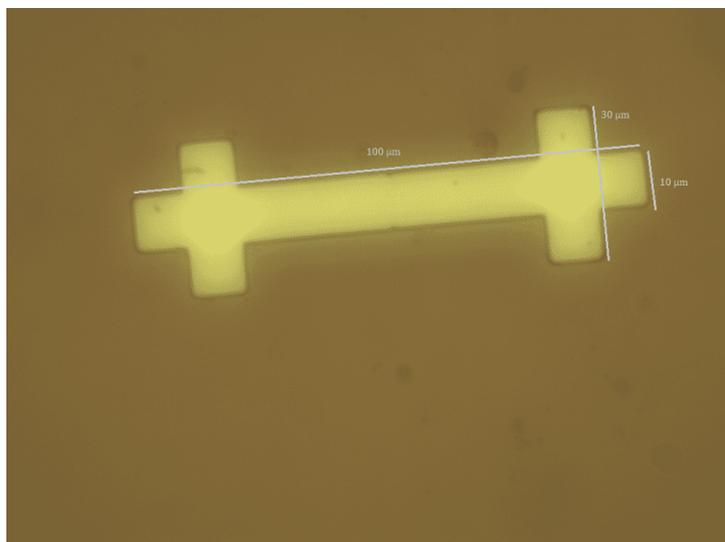
Fonte: O Autor (2020).

como mostra a Figura 32a. Mais uma vez, é feita a limpeza da amostra com acetona em um banho ultra som e, em seguida, é feita uma última litografia para os pads de medição. Nos pads de medição são depositados 10 nm de titânio e 30 nm de ouro (Figura 32b).

A montagem experimental está ilustrada na Figura 33. Uma corrente de carga DC é aplicada no indutor do bias tee e acaba sendo desviada para o terminal de terra da amostra. Como o canal da barra Hall é feito de Pt/Ag/Pt, deve ter um efeito spin Hall intenso devido ao fenômeno descoberto por Alves-Santos et al. (1). Portanto, a corrente DC aplicada ao longo do canal, deve gerar uma corrente de spin perpendicular. Esta corrente de spin é injetada nas elipses de Py, transferindo torque para a magnetização local das elipses de *Permalloy* desviando a magnetização da posição de equilíbrio. Esperamos que o desvio da magnetização local, provoque uma modulação na resistência elétrica do canal, que pode ser medida na faixa de GHz. O sinal AC é desviado através do capacitor do pelo bias tee, em seguida é passado por um amplificador de sinais e injetado em um analisador de espectro. O analisador de espectro faz a Transformada de Fourier do sinal possibilitando estudar os sinais gerados olhando diretamente para as frequências que são injetadas em seu conector e entrada. A Figura 34 mostra um exemplo de sinal medido pelo analisador de espectros numa faixa de frequências que varia de 1 GHz a 6 GHz, com 500 MHz/divisão.

Além de fazer a Transformada de Fourier nos sinais, o analisador de espectro

Figura 31 – Imagem de microscopia óptica da barra Hall a ser usada no segundo experimento, ela tem $100\ \mu\text{m}$ de comprimento, $10\ \mu\text{m}$ e $30\ \mu\text{m}$ de largura em seu lado menor e maior respectivamente.



Fonte: O Autor (2020).

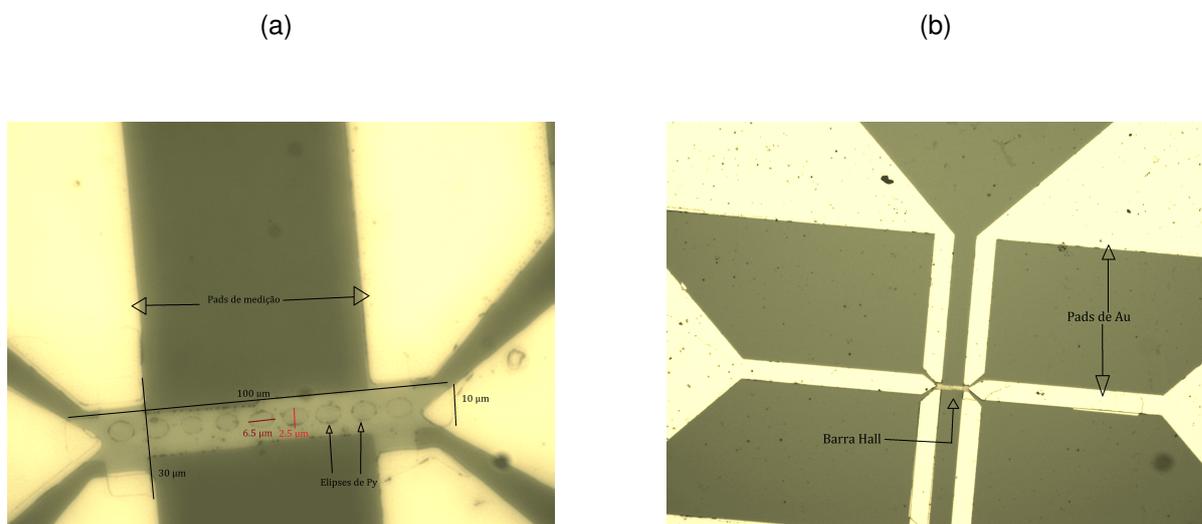
também faz o acumulado de todos os sinais que nele são injetados. Dessa forma mesmo que o sinal gerado seja pequeno, se o tempo de aquisição for grande suficiente haverá um pico acumulado na posição de frequência do sinal. Nessa etapa, todas as medidas foram feitas com um tempo de coleta de dados de 2 horas.

Inicialmente, foram feitas medidas sem aplicar campo magnético externo e as correntes aplicadas na barra Hall foram de 0, 2, 5, 7, 10 mA (Figura 35a). Primeiramente, nota-se que não há diferenças notáveis nos picos entre os espectros com corrente e sem corrente, esse resultado pode ser atribuído ao fato do Py ter uma relaxação magnética grande que impede de excitar a precessão da magnetização local nas elipses de Py.

É importante chamar a atenção que existe sinais espúrios cujas origens precisam ser determinadas. Os sinais de RF oriundos de celulares são em torno de 1,9 GHz; os sinais de RF oriundos de redes de Wi-Fi são de 2,4 GHz e em torno de 5,0 GHz e os sinais presentes no laboratório que são gerados pelos geradores de RF da montagem de FMR, na outra bancada. Além disso, temos que considerar sinais espúrios gerados pelo amplificador de RF.

Como nas primeiras medidas não foram observados outros sinais que não aqueles espúrios identificados acima, um campo magnético é aplicado na direção do eixo menor das elipses. O intuito de se colocar campo é que a interação Zeeman ajude a deslocar a magnetização da posição de equilíbrio possibilitando com que se observe oscilações na resistência do material sem precisar aumentar a corrente e correr o risco

Figura 32 – (a) - Imagem de microscopia óptica mostrando o resultado da litografia e deposição das elipses em cima da barra Hall. (b) Imagem de microscopia óptica dos pads de medição conectados na barra Hall.



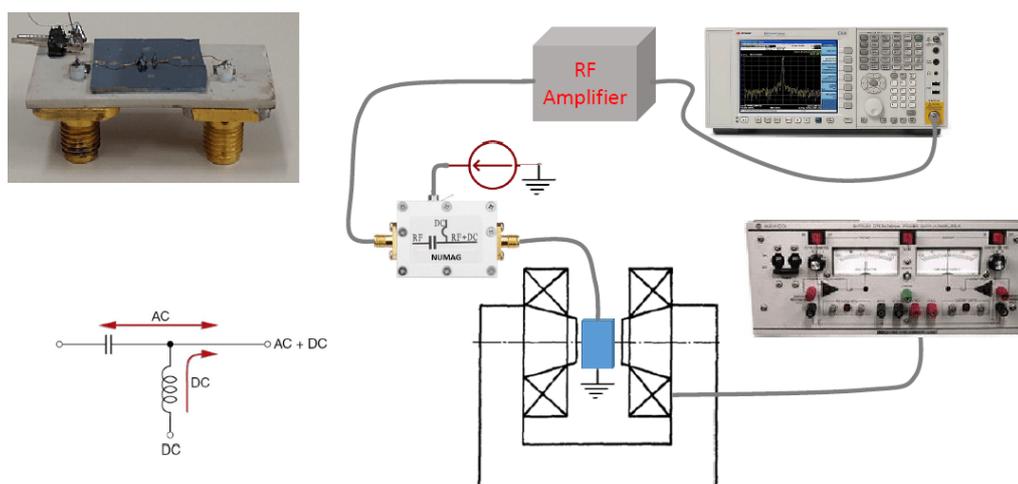
Fonte: O Autor (2020).

de queimar a amostra.

Escolhendo campos iguais a 35, 250, 500 Oe foram refeitas as medidas, novamente com duas horas de tempo de aquisição. Ao comparar os espectros com e sem campo, magnético nota-se que há um aumento nas quantidade de picos principalmente na faixa 2 a 10 GHz. É difícil afirmar se os picos observados são realmente sinais gerados pela amostra uma vez que há interferência de sinais externos no sistema. Esperasse que sejam as respostas do experimento com as elipses gerando sinais em GHz e o fato de existirem diferentes frequências sendo geradas pode ser atribuído ao fato das elipses ficam ligeiramente diferentes no processo de fabricação e se a magnetização das elipses estão oscilando em fase ou não. A nossa expectativa é que a magnetização das elipses precessionem devido à transferência de torque local, na faixa de centenas de MHz a alguns GHz. O fato de que as elipses são ligeiramente diferentes, deve introduzir ruídos indesejados. Claro que este é um experimento desafiador, pois teríamos que vencer as perdas da magnetização do Py, para que as magnetizações das elipses precessionem em regime estacionário. Na verdade, nós estamos iniciando este experimento e mostramos que é possível de fabricar amostras e fazer medidas sistemáticas. Portanto, os sinais mostrados nas Figuras 35a, 35b, 35c, 35d são inconclusivos, mas permitem tirar algumas conclusões.

Observando os espectros obtidos ao aplicar campo (Figuras 35b a 35d), é possível verificar que há um aumento gradual no número de picos à medida que

Figura 33 – Diagrama de bloco da montagem experimental do segundo experimento. A primeira imagem é um duroid com dois conectores SMA. São feitos dois contatos elétricos entre os conectores SMA e os pads de medição da barra Hall. A esquerda se encontra a montagem experimental do sistema, o duroid (bloco azul) é colocado dentro de um eletroímã com o eixo maior das elipses para cima, um dos conectores SMA é aterrado e o outro é ligado no bias tee. O bias tee é o circuito representado embaixo da amostra, ele consiste de um indutor e um capacitor. Uma corrente DC vai ser aplicada no indutor enquanto o capacitor atua como um filtro para o sinal AC gerado pela modulação da resistência elétrica. Esse sinal AC é amplificado e injetado em um analisador de espectro.



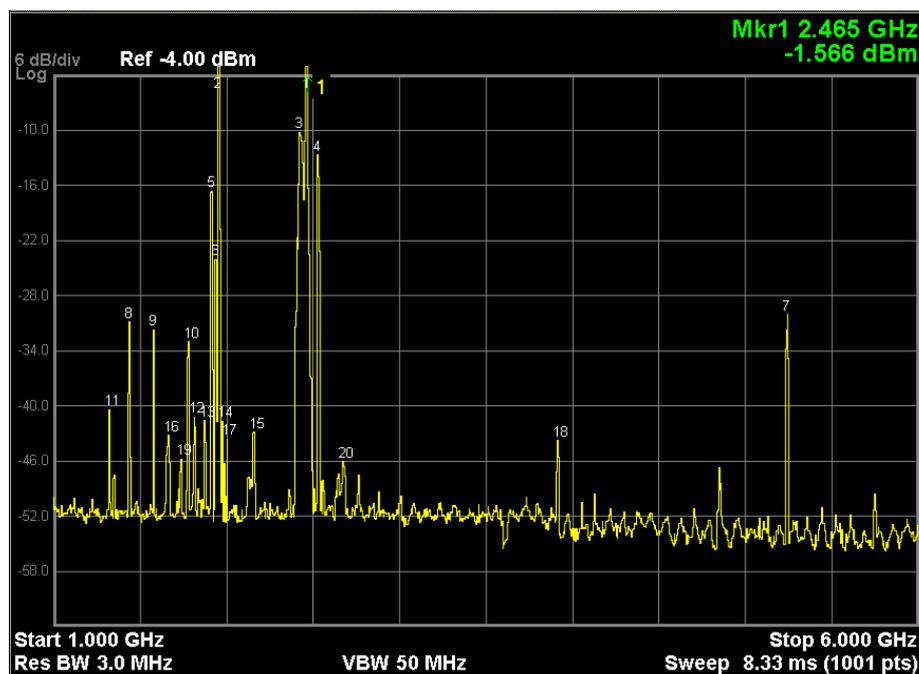
Fonte: O Autor (2020).

se aumenta o campo até 500 Oe. Esse resultado é interessante visto que para o sistema estudado, 500 Oe é possivelmente um campo grande o suficiente para alinhar a magnetização das elipses ao longo do eixo menor, diminuindo a eficiência do processo. Ainda com campo magnético igual a 500 Oe, foram feitas duas medidas aplicando uma corrente AC de baixa frequência (10 Hz), a intenção de se usar uma corrente AC é gerar uma corrente de spin variante no tempo e que troca de polarização, o espectro obtido com o uso da corrente AC se encontra na Figura 36a.

O uso da corrente AC gerou espectros bem interessantes, onde o número de sinais gerados aumentou consideravelmente, principalmente em frequências acima de 10 GHz. O fato de ter gerado sinais em altas frequências é excelente pois é possível afirmar que eles são gerados pela amostra e não por interferências externas visto que não há redes de telefone ou Wi-Fi nessa faixa de frequência.

Com o intuito de verificar os efeitos da corrente AC foram obtidos espectros para diferentes valores de corrente AC e DC para um campo magnético de 1000 Oe (Figura 36b). Como o campo magnético é forte, a magnetização das elipses deve se alinhar com o campo e que os efeitos de corrente DC sejam nulos para correntes muito

Figura 34 – Exemplo de um espectro obtido pelo analisador de espectro.



Fonte: O Autor (2020).

pequenas.

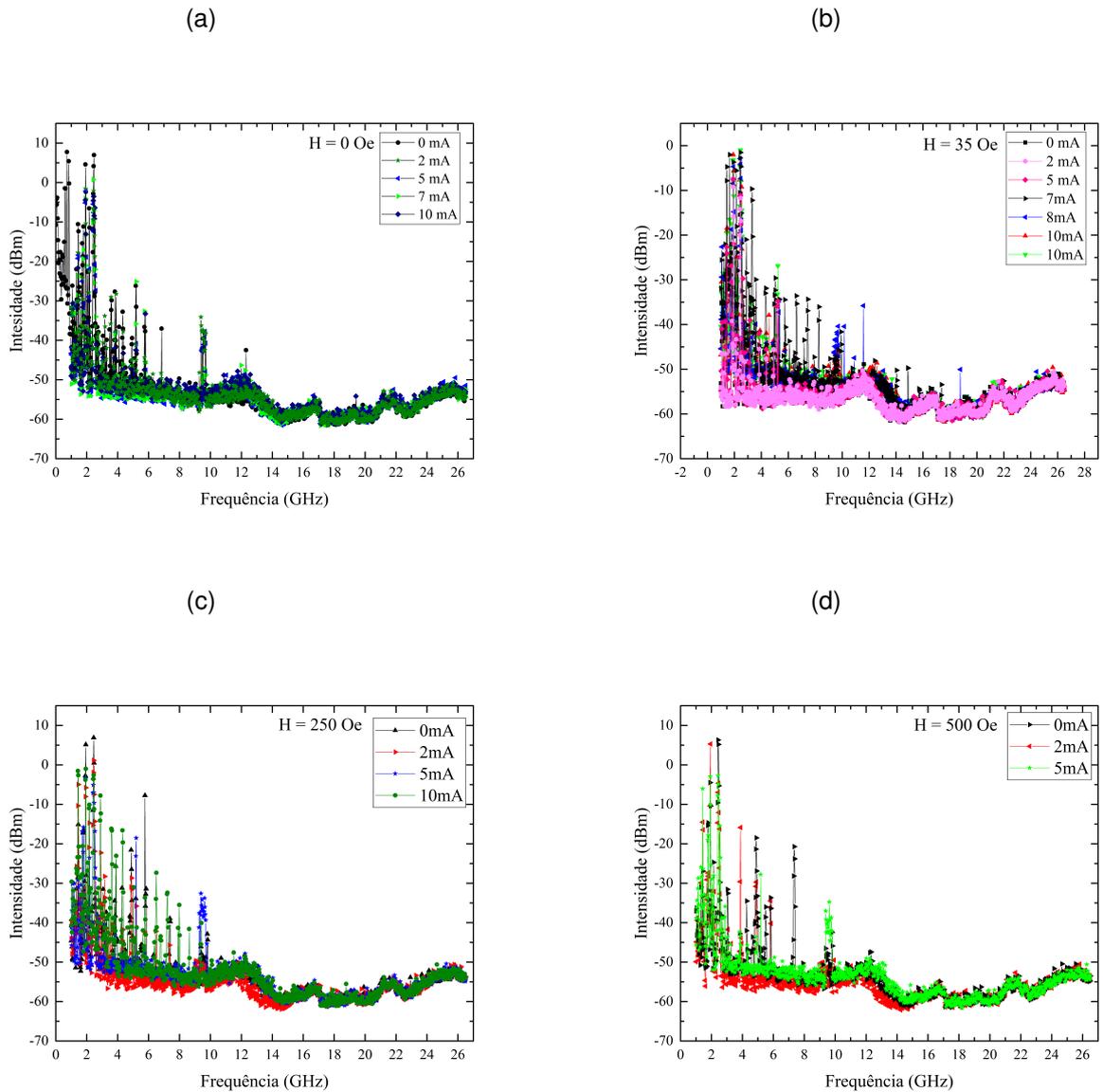
Os resultados para as correntes DC são como o esperado, sem contribuições significantes, já os resultados para as correntes AC surpreendem novamente, além de ter sinais em altas frequências, a quantidade de sinais e as suas intensidades aumentaram com relação aos obtidos com $H = 500$ Oe. Estes resultados preliminares são muito encorajadores, pois abrem possibilidades muito grandes para investigar os processos de transferência de torque em situações controladas. Precisamos fabricar amostras, onde o canal da barra Hall deve ser de Pt pura para comparar com o canal feito de Pt/Ag/Pt.

4.3 TERCEIRO EXPERIMENTO - INVESTIGAÇÃO DE RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA E GERAÇÃO DE CORRENTES DE SPIN EM FILMES DE TIG

Nesta última seção, gostaria de apresentar resultados de medidas de FMR e de *spin pumping* realizadas em amostras de bicamadas de TIG/Pt, onde TIG é o Thulium Iron Garnet ($Tm_3Fe_5O_{12}$) crescido pela técnica de *sputtering*. Estas amostras foram crescidas pela Profa. Gilvânia Vilela da Universidade de Pernambuco (UPE) durante o seu período de Pós-doutorado no grupo do Prof. J. Moodera, no Massachusetts Institute of Technology (MIT).

Este material tem a propriedade peculiar de apresentar uma anisotropia perpendicular ao plano do filme, além de ser um material isolante, porém com larguras

Figura 35 – Espectros obtidos no segundo experimento para: (a) $H = 0$ Oe, (b) $H = 35$ Oe, (c) $H = 250$ Oe, (d) $H = 500$ Oe.

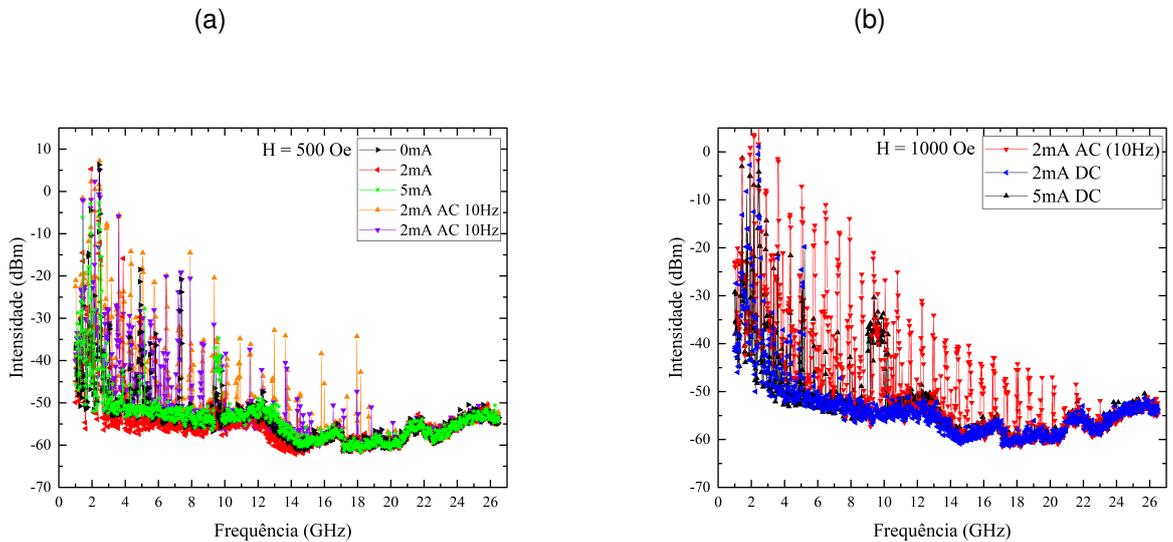


Fonte: O Autor (2020).

de linha muito maiores do que aquelas apresentadas pelo YIG. O mecanismo de indução da anisotropia perpendicular está associado à estresses cristalinos devido ao descasamento do parâmetro de rede do TIG com relação ao substrato de GGG(111) ($GGG = Gd_3Ga_5O_{12}$).

As medidas de FMR foram realizadas utilizando-se uma cavidade operando em 9,5 GHz em função do ângulo polar θ onde para $\theta = 0^\circ$ o campo magnético externo está aplicado perpendicular ao plano da amostra e para $\theta = 90^\circ$ o campo está no plano. Foram investigadas 3 amostras com espessuras de TIG de 15 nm, 30 nm e 60 nm. Em

Figura 36 – (a) Espectros obtidos para $H = 500$ Oe com correntes AC e DC. (b) Espectros obtidos para $H = 1000$ Oe com correntes AC e DC. Em ambas as situações o tempo de acumulação foi de 2 horas.



Fonte: O Autor (2020).

todas as amostras foram observados campos de ressonância altos (acima de 3.5 KOe) e largas de linha grandes (maiores do que 64 Oe), esses resultados são esperados, pois o material contém a terra rara Túlio.

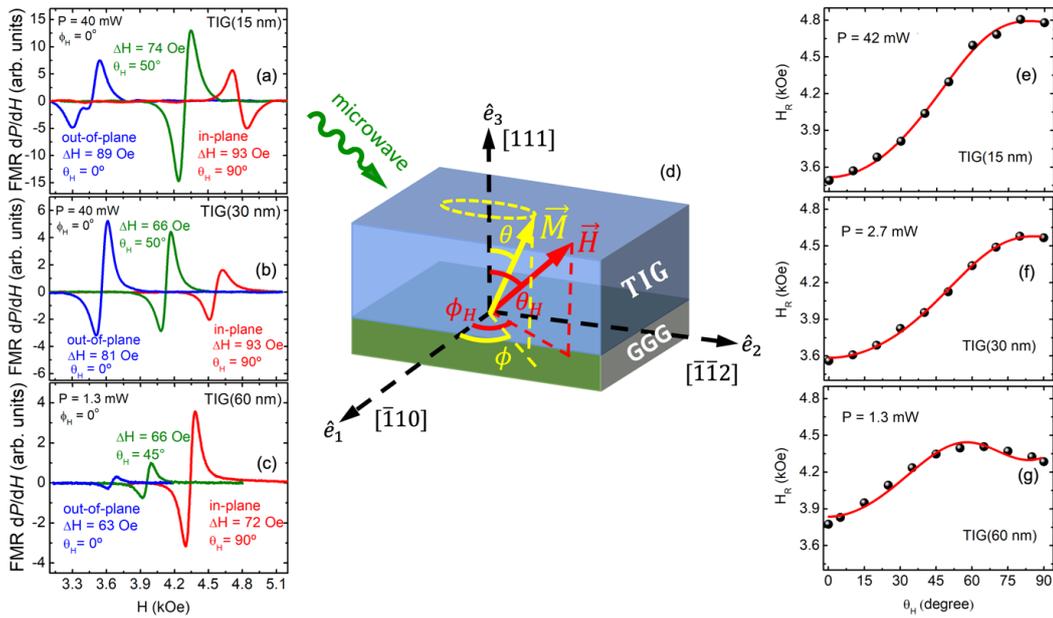
A Figura 37 mostra os principais resultados de FMR medidos. As Figuras (a), (b) e (c) mostram sinais típicos de absorção obtidos para as amostras analisadas, onde o sinal azul é para o campo aplicado perpendicular ao plano da amostra, o sinal verde é para o campo aplicado em um ângulo $\theta = 50^\circ$ e o sinal vermelho para o campo aplicado no plano da amostra. A Figura (d) mostra esquematicamente o sistema de referência e as figuras (e), (f) e (g) mostram a dependência dos campos de ressonância em função do ângulo polar, medidos de 10 e 10 graus. Claramente, vemos que o campo de FMR é menor para a configuração fora do plano ($\theta = 0^\circ$) e maior para a configuração no plano ($\theta = 90^\circ$). Estas são características de filmes com forte anisotropia perpendicular suficientes para vencer o forte campo de desmagnetização.

Para interpretar corretamente os dados experimentais é necessário escrever a equação da energia livre magnética com todos os termos relevantes, que são

$$\epsilon = \epsilon_Z + \epsilon_{CA} + \epsilon_D + \epsilon_U \quad (4.1)$$

onde ϵ_Z é a densidade energia Zeeman, ϵ_{CA} é densidade de energia de anisotropia cristalina cúbica com orientação (111), ϵ_D é a densidade de energia de des-

Figura 37 – Espectros de FMR para diferentes espessuras de filmes TIG (a) 15 nm, (b) 30 nm e (c) 60 nm, a uma frequência de 9,5 GHz. Os filmes têm uma dimensão lateral de aproximadamente $3 \times 4 \text{ mm}^2$. (d) Ilustração da experiência FMR em que a magnetização (\vec{M}) de um filme TIG em um campo magnético estático DC (\vec{H}) é perturbado por um campo de microondas. θ_H, ϕ, ϕ_H são os ângulos polar e azimutais de \vec{H} e \vec{M} , respectivamente, em relação ao plano do filme. (e), (f) e (g) mostram a dependência do campo de ressonância H_R com θ_H para diferentes espessuras de TIG. À medida que o filme fica mais espesso, o eixo fácil se desvia da direção normal (dispersão de ponto em preto). As linhas sólidas em vermelho são ajustes teóricos obtidos para a condição FMR.



Fonte: Profa. Gilvania Vilela - UPE (2020).

magnetização e ϵ_U é a densidade de energia uniaxial. Levando em conta o sistema de referência mostrado na Figura 37, os termos de densidade de energias são

$$\epsilon_Z = -M_s H (\sin(\theta)\sin(\theta_H)\cos(\phi - \phi_H) + \cos(\theta)\cos(\theta_H)) \quad (4.2)$$

$$\epsilon_{CA} = \frac{K_1}{12} \left(3 - 6\cos^2(\theta) + 7\cos^4(\theta) + 4\sqrt{2}\cos(\theta)\sin(3\phi)\sin^3(\theta) \right) \quad (4.3)$$

$$\epsilon_D + \epsilon_U = 2\pi \left(\vec{M} \cdot \hat{e}_3 \right)^2 - K_2^\perp \left(\vec{M} \cdot \frac{\hat{e}_3}{M_s} \right)^2 - K_4^\perp \left(\vec{M} \cdot \frac{\hat{e}_3}{M_s} \right)^2 \quad (4.4)$$

onde, θ e ϕ são os ângulos polar e azimutal da magnetização \vec{M} , M_s é a magnetização de saturação (igual à do YIG), K_1 é constante de anisotropia cúbica de 1ª ordem, k_2^\perp e k_4^\perp são as constantes de anisotropia cúbica de 1ª e 2ª ordens, respectivamente. Como mencionado anteriormente, os termos de anisotropia uniaxial são associados a estresses induzidos durante o processo de crescimento e cristalização.

Somando-se todos os termos de energia e calculando a frequência de ressonância ferromagnética pela equação (54),

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2(\theta)} \left[\epsilon_{\theta\theta} \epsilon_{\phi\phi} - (\epsilon_{\theta\phi})^2 \right] \quad (4.5)$$

onde, ω é a frequência de ressonância, γ é o fator giromagnético e os subscritos indicam as derivadas parciais da energia livre com relação aos ângulos θ e ϕ . Sendo que

$$\begin{aligned} \epsilon_{\theta\theta} &= \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \theta^2} \Big|_{\theta_0, \phi_0}, \\ \epsilon_{\phi\phi} &= \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \phi^2} \Big|_{\theta_0, \phi_0}, \\ \epsilon_{\theta\phi} &= \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \theta \partial \phi} \Big|_{\theta_0, \phi_0}, \end{aligned}$$

onde θ_0 e ϕ_0 são os ângulos de equilíbrio da magnetização determinados pela condição de mínimos da densidade de energia livre, $\frac{\partial \epsilon}{\partial \theta} = 0$ e $\frac{\partial \epsilon}{\partial \phi} = 0$. Os melhores ajustes obtidos por meio da Equação 4.5 estão mostrados pelas curvas sólidas das Figuras 37 (e),(f),(g).

Tabela 1 – Parâmetros físicos extraídos dos ajustes teóricos da resposta de ressonância ferromagnética para filmes finos TIG com espessura t_{TIG} . $4\pi M_{eff}$ é o campo de desmagnetização efetivo, H_{1C} é o campo de anisotropia cúbica, H_{U2} e H_{U4} são, respectivamente, os campos de anisotropia uniaxial de primeira e segunda ordem. H_{U2} é o campo de anisotropia uniaxial fora do plano, também chamado H_{\perp} .

t_{TIG} (nm)	$4\pi M_{eff}$ (G)	H_{1C} (Oe)	$H_{U2} = H_{\perp}$ (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

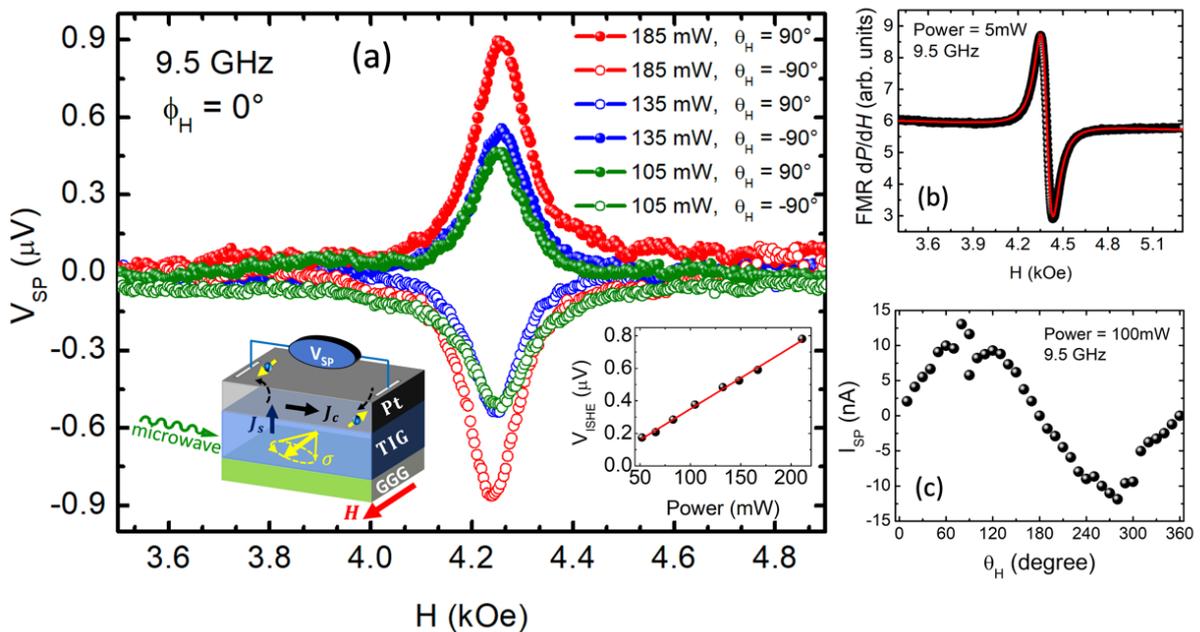
Fonte: Profa. Gilvania Vilela - UPE (2020).

Os parâmetros obtidos estão apresentados na Tabela 1, onde $4\pi M_{eff} = 4\pi M - 2k_2^{\perp}/M_s$, e o campo de anisotropia uniaxial de 1ª ordem é $H_{U2} = 2K_2^{\perp}/M$, também chamado de H_{\perp} . Os grandes valores de H_{U2} mostram que as amostras mais finas de TIG possuem uma forte anisotropia fora do plano, que diminui à medida que a espessura aumenta.

Também foi feito uma investigação do efeito de *spin pumping* nas amostras investigadas por FMR. Para isto foi depositado, por *sputtering*, uma camada de 4 nm de Pt no topo de cada camada de TIG. A Figura 38a mostra as tensões geradas pelo ISHE para as 3 amostras com o campo aplicado no plano do filme, onde o inset mostra a dependência linear do V_{SP} em função da potência de micro-ondas, esse resultado é

coerente com a Equação 3.35. A Figura 38b mostra um sinal de absorção típico de rf das amostras de GGG/TIG/Pt e a Figura 38c mostra a dependência angular de V_{SP} , para uma potência de RF fixa em $P= 100$ mW, observa-se que a dependência angular segue à Equação 3.41 com $V_{ISHE} \propto \sin(\theta_H)$.

Figura 38 – Tensão de bombeamento de spin (V_{SP}) em TIG(60 nm)/Pt(4 nm). Em (a), temos os resultados de V_{SP} com campo magnético no plano para diferentes potências de microondas . O insert a direita mostra a dependência linear do V_{SP} com a potência do microondas. (b) Espectro típico de FMR para a amostra GGG/TIG(60)/Pt(4) com campo magnético no plano e potência de RF igual a 5 mW. (c) Dependência angular dos valores de pico das correntes de carga (I_{SP}) gerada pelo processo de bombeamento de spins para uma frequência de RF fixa em 100mW.



Fonte: Profa. Gilvania Vilela - UPE (2020).

Nesta investigação das propriedades magnéticas do TIG, mostramos que a anisotropia perpendicular se torna menor à medida que a espessura do filme aumenta. Este é um resultado esperado, tendo em vista que o efeito do estresse cristalino, responsável pela anisotropia perpendicular, ocorre na interface TIG/GGG e vai desaparecendo para filmes mais espessos. Também mostramos que os filmes de TIG podem ser usados como bons geradores de correntes de spin, assim como o YIG.

5 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

Nesta dissertação, tivemos que aprender e desenvolver o processo de litografia por escrita direta a laser. Após o domínio da técnica de litografia, fabricamos amostras com estruturas de Ag de dimensões micrométricas incorporadas dentro da camada de Pt. Como a técnica de fabricação envolve vários aspectos difíceis de ser controlados, só tivemos sucesso em uma amostra que possuía um arranjo com cerca de 80.000 quadrados de $3,5 \mu m$ de lado. Não obtivemos sucesso na fabricação das outras amostras, nas quais variamos o espaçamento e as dimensões dos quadrados. As amostras apresentaram problemas com variação da resistência elétrica. Felizmente, a amostra que obteve sucesso, comprovou o efeito descoberto por Alves-Santos et al. (1), de que a presença de micro-estruturas de Ag dentro da Pt, aumentam consideravelmente o processo de conversão mútua entre correntes de spin e correntes de carga. Possíveis trabalhos futuros são a retomada do primeiro experimento mantendo a espessura da prata fixa em $3 nm$ e variando o número, tamanho e formato das ilhas. Ainda no escopo do primeiro experimento, uma outra proposta de trabalho é fazer as ilhas usando diferentes materiais tais como Bi, Au, Cu, etc. bem como materiais mais desafiadores como os isolantes topológicos (TIs). Isolantes topológicos são materiais isolantes no bulk e condutores na superfície. Assim como materiais com SOC do tipo Rashba TIs apresentam estados de superfície com spin-momentum locking, a princípio por existirem estados de superfície, TIs podem converter corrente de spin em corrente de carga pelo efeito IREE porém ainda não se entende muito bem como conversão de corrente é feita em TIs. O estudo das ilhas feitas de TI pode ajudar a entender melhor como esses materiais convertem correntes.

No experimento de geração de sinais por transferência de torque por injeção de corrente de spin, houve um certo sucesso com o uso de correntes DC, há sinais chegando no analisador de espectro, porém, por serem de baixa frequência, é difícil afirmar que eles foram gerados pela amostra ou se são sinais externos chegando na amostra. O uso de corrente AC para a geração de sinais gerou resultados promissores, além de gerar sinais de baixa frequência, foram gerados sinais em frequências altas (acima de 10 GHz) que podem ser atribuídos a oscilação da magnetização da amostra.

O segundo experimento deixou várias dúvidas, um trabalho futuro seria refazê-lo dentro de uma gaiola de Faraday para retirar sinais de celular e Wi-Fi e confirmar que todas as frequências obtidas são as geradas pela amostra. Há também que verificar o que acontece com os sinais ao manter fixa a amplitude da corrente AC e variar a sua frequência.

Como houve resultados positivos ao aplicar uma corrente AC na barra Hall, um

possível futuro experimento é, por meio de um amplificador Lock-in, medir a tensão gerada ao longo da barra Hall e estudar como essa tensão varia no tempo.

O último trabalho proposto para a amostra do segundo experimento seria litografar ou criar mais nanopartículas na camada de prata da barra Hall uma vez que foi possível verificar, no primeiro experimento, que os efeitos de interface fazem um papel importante na conversão de correntes.

Finalmente, gostaria de deixar claro que todo este trabalho foi muito desafiador, tendo em vista a minha pouca experiência com técnicas experimentais, principalmente na fabricação de amostras. O assunto de spintrônica também era novo, o que foi desafiador para o meu trabalho. Gostaria de encerrar dizendo que o maior legado do mestrado foi o aprendizado de novos conceitos e técnicas que serão infinitamente úteis para o trabalho de doutorado

REFERÊNCIAS

- 1 ALVES-SANTOS, O. et al. Giant spin-charge conversion driven by nanoscopic particles of ag in pt. *Phys. Rev. B*, v. 96, p. 060408, Aug 2017. Citado 10 vezes nas páginas 3, 4, 19, 20, 21, 62, 68, 69, 71 e 81.
- 2 BAIBICH, M. N. et al. Giant magnetoresistance of (001)fe/(001)cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, v. 61, p. 2472–2475, Nov 1988. Citado na página 18.
- 3 NOBEL PRIZE ORGANISATION. *The Nobel Prize in Physics 2007*. 2007. Disponível em: <<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2007/summary/>>. Acesso em: 16 jul. 2020. Citado na página 18.
- 4 Wolf, S. A.; Chtchelkanova, A. Y.; Treger, D. M. Spintronics—a retrospective and perspective. *IBM Journal of Research and Development*, v. 50, n. 1, p. 101–110, 2006. Citado na página 18.
- 5 BADER, S.; PARKIN, S. Spintronics. *Annual Review of Condensed Matter Physics*, v. 1, n. 1, p. 71–88, 2010. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 19.
- 6 DYAKONOV, M.; PEREL, V. Possibility of orienting electron spins with current. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, v. 13, p. 467, 05 1971. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 24.
- 7 SAITOH, E. et al. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-hall effect. *Applied Physics Letters*, v. 88, n. 18, p. 182509, 2006. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 27.
- 8 TSERKOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E. W. Enhanced gilbert damping in thin ferromagnetic films. *Phys. Rev. Lett.*, v. 88, p. 117601, Feb 2002. Citado 3 vezes nas páginas 18, 50 e 52.
- 9 UCHIDA, K. et al. Observation of the spin seebeck effect. *Nature Cell Biology*, v. 455, n. 7214, p. 778–781, 2008. ISSN 1465-7392. Citado na página 18.
- 10 ANDO, Y. Spintronics technology and device development. *Japanese Journal of Applied Physics*, v. 54, n. 7, p. 070101, jun 2015. Citado na página 18.
- 11 REZENDE, S. *Fundamentals of Magnonics*. [S.l.]: Springer International Publishing, 2020. (Lecture Notes in Physics). ISBN 9783030413163. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 40.
- 12 QUANTUM dots: Applications and safety consequences. *Journal of Luminescence*, v. 205, p. 287 – 298, 2019. Citado na página 19.
- 13 HE, M.; SUN, H.; HE, Q. L. Topological insulator: Spintronics and quantum computations. *Frontier of Physics*, v. 14, n. 4, 2019. ISSN 2095-0470. Citado na página 19.
- 14 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, mar 2019. Citado na página 19.

- 15 SÁNCHEZ, J. C. R. et al. Spin-to-charge conversion using rashba coupling at the interface between non-magnetic materials. *Nature communications*, v. 4, p. 2944, 12 2013. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 37.
- 16 SHINJO, T. *Nanomagnetism and Spintronics*. 2. ed. [S.l.]: Elsevier, 2013. ISBN 9780444632791. Citado na página 20.
- 17 XU, Y.; AWSCHALOM, D. D.; NITTA, J. *Handbook of Spintronics*. 1. ed. [S.l.]: Springer, 2016. ISBN 978-94-007-6893-2. Citado na página 20.
- 18 DIRAC, P. A. M. *The Principles of Quantum Mechanics*. 4. ed. [S.l.]: Clarendon Press, 1982. (International Series of Monographs on Physics). ISBN 9780198520115. Citado na página 22.
- 19 GREINER, W. *Quantum Mechanics*. [S.l.]: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1994. ISBN 10.1007/978-3-642-57974-5. Citado na página 22.
- 20 ACOSTA, C. A. M. *O Acoplamento Spin-Órbita no Estudo de Fases Topológicas em uma Rede Hexagonal de Baricentros*. 129 p. Dissertação (Mestrado) — Universidade de São Paulo, São Paulo, 2013. Citado na página 22.
- 21 HALL, E. H. On a new action of the magnet on electric currents. *American Journal of Mathematics*, v. 2, n. 3, p. 287–292, 1879. Citado na página 23.
- 22 HIRSCH, J. E. Spin hall effect. *Physical Review Letters*, v. 83, n. 9, p. 1834–1837, Aug 1999. ISSN 1079-7114. Citado 2 vezes nas páginas 24 e 27.
- 23 KATO, Y. K. et al. Observation of the spin hall effect in semiconductors. *Science*, v. 306, n. 5703, p. 1910–1913, 2004. Citado na página 25.
- 24 Chapter five - spin pumping and spin currents in magnetic insulators. In: WU, M.; HOFFMANN, A. (Ed.). *Recent Advances in Magnetic Insulators - From Spintronics to Microwave Applications*. [S.l.]: Academic Press, 2013, (Solid State Physics, v. 64). p. 123 – 156. Citado na página 26.
- 25 AZEVEDO, A. et al. dc effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect? *Journal of Applied Physics*, v. 97, n. 10, p. 10C715, 2005. Citado na página 27.
- 26 ALVES-SANTOS, O. *Spintrônica em Heteroestruturas Magnéticas: Conversão Recíproca de Corrente de Spin e Corrente de Carga*. 153 p. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 2018. Citado 4 vezes nas páginas 28, 37, 53 e 54.
- 27 TAKAHASHI, S.; MAEKAWA, S. Spin current, spin accumulation and spin hall effect. *Science and Technology of Advanced Materials*, v. 9, n. 1, p. 014105, 2008. Citado na página 28.
- 28 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, jan. 1984. Citado na página 28.
- 29 AST, C. R. et al. Giant spin splitting through surface alloying. *Phys. Rev. Lett.*, v. 98, p. 186807, May 2007. Citado na página 31.

- 30 W, A. et al. *Solid State Physics*. [S.l.]: Holt, Rinehart and Winston, 1976. (HRW international editions). ISBN 9780030839931. Citado na página 31.
- 31 FRISCHWASSER, K. et al. Rashba-like spin degeneracy breaking in coupled thermal antenna lattices. *Opt. Express*, v. 19, n. 23, p. 23475–23482, Nov 2011. Citado na página 33.
- 32 HEIDE, M. et al. Spin orbit driven physics at surfaces. *Newsletter of the Psi-K Network*, v. 78, 2006. Citado na página 35.
- 33 MENDES, J. B. S. et al. Spin-current to charge-current conversion and magnetoresistance in a hybrid structure of graphene and yttrium iron garnet. *Phys. Rev. Lett.*, v. 115, p. 226601, Nov 2015. Citado na página 37.
- 34 MENDES, J. B. S. et al. Dirac-surface-state-dominated spin to charge current conversion in the topological insulator $(\text{Bi}_{0.22}\text{Sb}_{0.78})_2\text{Te}_3$ films at room temperature. *Physical Review B*, v. 96, 2017. Citado na página 37.
- 35 ARKAD'YEV, V. Absorption of electric waves in parallel wires. *J. Russ. Soc. Phys. Chem. Soc. (Phys. Ser.)*, v. 44, p. 165, 1912. Citado na página 38.
- 36 DORFMANN, J. Einige bemerkungen zur kenntnis des mechanismus magnetischer erscheinungen. *Z. Physik*, v. 17, p. 98–123, 1923. Citado na página 38.
- 37 ZAVOISKII, E. Absorption of electric waves in parallel wires. *J. Phys. USSR*, v. 10, p. 197, 1946. Citado na página 38.
- 38 GRIFFITHS, J. Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals. *Nature*, v. 158, p. 670, 1946. Citado na página 38.
- 39 KITTEL, C. Interpretation of anomalous larmor frequencies in ferromagnetic resonance experiment. *Phys. Rev.*, v. 71, p. 270–271, Feb 1947. Citado na página 38.
- 40 KITTEL, C. On the theory of ferromagnetic resonance absorption. *Phys. Rev.*, v. 73, p. 155–161, Jan 1948. Citado na página 38.
- 41 On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. In: HAAR, D. T. (Ed.). *Collected Papers of L.D. Landau*. [S.l.]: Pergamon, 1965. p. 101 – 114. ISBN 978-0-08-010586-4. Citado na página 38.
- 42 VILELA-LEAO, L. H. *Dinâmica de Spin em Interfaces Metálicas: Mecanismos de Relaxação e Bombeamento de Spins*. 199 p. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 2010. Citado na página 48.
- 43 VILELA, G. L. S. *Geração e Detecção de Correntes Puras de Spin Pelos Efeitos de Spin Pumping e Seebeck de Spin*. 241 p. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 2013. Citado 2 vezes nas páginas 49 e 53.
- 44 BRATAAS, A. et al. Spin battery operated by ferromagnetic resonance. *Phys. Rev. B*, v. 66, p. 060404, Aug 2002. Citado na página 50.
- 45 TSERKOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E. W. Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers. *Phys. Rev. B*, v. 66, p. 224403, Dec 2002. Citado na página 50.

- 46 TSERKOVNYAK, Y. et al. Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures. *Rev. Mod. Phys.*, v. 77, p. 1375–1421, Dec 2005. Citado 2 vezes nas páginas 52 e 53.
- 47 CZESCHKA, F. D. Spin currents in metallic nanostructures. In: . [S.l.: s.n.], 2011. Citado na página 55.
- 48 NANO MATERIALS GROUP. *Magnetron sputtering systems*. 2020. Disponível em: <<https://nano.mff.cuni.cz/articles/magnetron-sputtering-systems-1265>>. Acesso em: 3 jun. 2020. Citado na página 56.
- 49 FRANÇA, C. A. *Preparação e Caracterização de Arranjos Magnéticos Extensos Obtidos por Litografia Óptica de Escrita Direta*. 98 p. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 2013. Citado 2 vezes nas páginas 56 e 57.
- 50 WANG, M. *Lithography*. [S.l.]: Intech, 2012. Citado na página 57.
- 51 KARLSRUHE NANO MICRO FACILITY. *Direct Laser Writing (DLW)*. 2020. Disponível em: <<https://www.knmf.kit.edu/DLW.php>>. Acesso em: 27 jun. 2020. Citado na página 58.
- 52 UNIVERSITY OF NORTH TEXAS NANOFABRICATION CLEAN-ROOM FACILITY. *Heidelberg Instruments: DWL 66 Maskless Lithography Laser Writer*. 2020. Disponível em: <<https://nanofabrication.unt.edu/heidelberg-instruments-dwl-66-fs-maskless-lithography-laser-writer>>. Acesso em: 27 jun. 2020. Citado na página 58.
- 53 MICRO CHEMICALS. *AZ 1500-Series*. 2020. Disponível em: <https://www.microchemicals.com/micro/tds_az_1500_series.pdf>. Acesso em: 27 jun. 2020. Citado na página 58.
- 54 FERROMAGNETIC Resonance Theory and Applications. [S.l.]: Intech, 2010. ISBN 9789533070643. Citado na página 79.
- 55 SHANKAR, R. *Principles of Quantum Mechanics*. [S.l.]: Springer US, 1995. ISBN 9780306403972. Citado na página 87.
- 56 SAKURAI, J. J.; NAPOLITANO, J. *Modern Quantum Mechanics*. 2. ed. [S.l.]: Cambridge University Press, 2017. Citado na página 87.

APÊNDICE A – TEORIA DE PERTURBAÇÃO NÃO DEPENDENTE DO TEMPO

As derivações feitas aqui são baseadas em (55) e (56). Considere um sistema cuja o Hamiltoniano é

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{W}, \quad (\text{A.1})$$

onde H_0 é um Hamiltoniano em que a sua solução para a equação de Schrödinger é conhecida, ou seja, $\{\epsilon_n^0\}$ e $\{|\psi_n^0\rangle\}$ satisfazem

$$\hat{H}_0 |\psi_n^0\rangle = \epsilon_n^0 |\psi_n^0\rangle. \quad (\text{A.2})$$

Podemos tratar \hat{W} como uma perturbação do sistema quando

$$|E_n^0 - E_m^0| \gg \langle \psi_k | \hat{W} | \psi_k \rangle \quad n \neq m \quad (\text{A.3})$$

Pode-se deixar a condição A.3 mais explicita escrevendo:

$$\hat{W} = \lambda \tilde{W}, \quad \lambda \ll 1 \quad (\text{A.4})$$

dessa forma o Hamiltoniano do sistema é dado por:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \lambda \tilde{W} \quad (\text{A.5})$$

Em geral, a perturbação $\lambda \tilde{W}$ altera os valores das auto energias podendo ou não quebrar degenerescências. No regime dado por A.3, espera-se que energia do sistema possa ser escrita como:

$$E_n = \epsilon_n^0 + \lambda \epsilon_n^1 + \lambda^2 \epsilon_n^2 + \dots = \sum_{k=0}^{\infty} \lambda^k \epsilon_n^{(k)} \quad (\text{A.6})$$

onde o índice inferior n representa o n -ésimo nível de energia e o índice superior k representa a ordem de correção dada pela perturbação.

De maneira análoga, espera-se que os estados de \hat{H} sejam dados por:

$$|\psi_n\rangle = |\psi_n^0\rangle + \lambda |\psi_n^1\rangle + \lambda^2 |\psi_n^2\rangle + \dots = \sum_{k=0}^{\infty} \lambda^k |\psi_n^k\rangle \quad (\text{A.7})$$

de forma que, fazendo $\lambda \rightarrow 0$ deve-se obter a Equação A.2.

Escrevendo a equação de Schrödinger para o sistema e usando as Equações A.6 e A.7 chegamos em:

$$\sum_{k=0}^{\infty} \lambda^k (\hat{H}_0 + \lambda \tilde{W}) |\psi_n^k\rangle = \sum_{k=0}^{\infty} \epsilon_n^{(k)} \sum_{j=0}^{\infty} \lambda^j |\psi_n^j\rangle \quad (\text{A.8})$$

$$(\hat{H}_0 + \lambda \tilde{W})(|\psi_n^0\rangle + \lambda |\psi_n^1\rangle + \dots) = (\epsilon_n^{(0)} + \lambda \epsilon_n^{(1)} + \dots)(|\psi_n^0\rangle + \lambda |\psi_n^1\rangle + \dots).$$

Igualando os termos de mesma ordem em λ até a segunda ordem

$$\hat{H}_0 |\psi_n^0\rangle = \epsilon_n^{(0)} |\psi_n^0\rangle \quad \text{Ordem 0}$$

$$\hat{H}_0 |\psi_n^1\rangle + \tilde{W} |\psi_n^0\rangle = \epsilon_n^{(0)} |\psi_n^1\rangle + \epsilon_n^{(1)} |\psi_n^0\rangle \quad \text{Ordem 1} \quad (\text{A.9})$$

$$\hat{H}_0 |\psi_n^2\rangle + \tilde{W} |\psi_n^1\rangle = \epsilon_n^{(0)} |\psi_n^2\rangle + \epsilon_n^{(1)} |\psi_n^1\rangle + \epsilon_n^{(2)} |\psi_n^0\rangle \quad \text{Ordem 2}$$

A primeira equação não gera nenhuma informação nova, ela apenas reproduz a solução do sistema não perturbado que já era conhecida. A segunda e a terceira equação podem ser reescritas como:

$$(\hat{H}_0 - \epsilon_n^{(0)}) |\psi_n^1\rangle = (\epsilon_n^{(1)} - \tilde{W}) |\psi_n^0\rangle$$

$$(\hat{H}_0 - \epsilon_n^{(0)}) |\psi_n^2\rangle = (\epsilon_n^{(1)} - \tilde{W}) |\psi_n^1\rangle + \epsilon_n^{(2)} |\psi_n^0\rangle \quad (\text{A.10})$$

Fazendo a projeção das Equações A.10 em $|\psi_n^0\rangle$

$$\langle \psi_n^0 | (\hat{H}_0 - \epsilon_n^{(0)}) |\psi_n^1\rangle = \langle \psi_n^0 | (\epsilon_n^{(1)} - \tilde{W}) |\psi_n^0\rangle$$

$$\langle \psi_n^0 | (\hat{H}_0 - \epsilon_n^{(0)}) |\psi_n^2\rangle = \langle \psi_n^0 | (\epsilon_n^{(1)} - \tilde{W}) |\psi_n^1\rangle + \epsilon_n^{(2)} \langle \psi_n^0 | \psi_n^0\rangle$$

O termo a esquerda da igualdade em ambas as equações acima são iguais a zero, então:

$$\epsilon_n^{(1)} = \langle \psi_n^0 | \tilde{W} | \psi_n^0\rangle \quad (\text{A.11})$$

$$\epsilon_n^{(2)} = \langle \psi_n^0 | \tilde{W} | \psi_n^1 \rangle - \epsilon_n^{(1)} \langle \psi_n^0 | \psi_n^1 \rangle \quad (\text{A.12})$$

A Equação A.11 é a primeira correção na energia do sistema, note que ela depende apenas do Hamiltoniano de perturbação \tilde{W} e do autovetor do sistema não perturbado $|\psi_n^0\rangle$. Já a Equação A.12 é a segunda correção na energia do sistema, note que além de depender do Hamiltoniano de perturbação e do autovetor do sistema não perturbado, ela também depende da primeira correção no autovalor $|\psi_n^1\rangle$ e da primeira correção na energia do sistema $\epsilon_n^{(1)}$.

A primeira correção para o autovetor pode ser encontrada fazendo a projeção das Equações A.10 em um estado $|\psi_m^{0,i}\rangle$ com $m \neq n$. O índice i significa que esse m -ésimo estado de \hat{H}_0 pode conter ou não degenerescência.

$$\langle \psi_m^{0,i} | (\hat{H} - \epsilon_n^{(0)} | \psi_n^1 \rangle = \langle \psi_m^{0,i} | (\epsilon_n^{(0)} - \tilde{W}) | \psi_n^0 \rangle$$

Como $|\psi_m^{0,i}\rangle$ e $|\psi_n^0\rangle$ são autovetores do operador \hat{H}_0 é sempre possível fazer com que eles sejam ortogonais, assim o termo $\langle \psi_m^{0,i} | \epsilon_n^{(0)} | \psi_n^0 \rangle$ vai ser sempre zero desde que $m \neq n$, fica-se então com:

$$\langle \psi_m^{0,i} | \psi_n^1 \rangle = - \frac{\langle \psi_m^{0,i} | \tilde{W} | \psi_n^0 \rangle}{\epsilon_m^{(0)} - \epsilon_n^{(0)}} \quad (\text{A.13})$$

Dessa forma, a primeira correção na auto função é dada por:

$$|\psi_n^1\rangle = \sum_{m \neq n} \sum_{i=1}^{g_m} \frac{\langle \psi_m^{0,i} | \tilde{W} | \psi_n^0 \rangle}{\epsilon_n^{(0)} - \epsilon_m^{(0)}} |\psi_m^{0,i}\rangle \quad (\text{A.14})$$

As próximas correções podem ser obtidas da mesma maneira, projetando no mesmo estado n para achar a correção desejada na energia e projetando em outro estado $m \neq n$ para as correções nas autofunções.

Vale falar que os resultados obtidos só são validos quando não há degenerescência no estado inicial escolhido, ou seja, ϵ_n^0 tem que ser não degenerado. Para o caso onde há uma degenerescência em ϵ_n^0 o problema é um pouco mais sutil pois não existe, em principio, uma base privilegiada no sub espaço degenerado.

O procedimento adotado para lidar com degenerescência é notar que existem um numero g_n de autovetores linearmente independentes associados ao subespaço originalmente degenerado, portanto o número de Kets em que se deve obter apos "ligar" a perturbação também é g_n visto que ela não deve alterar a dimensionalidade do espaço de Hilbert do sistema. Dessa forma podemos escrever os autovetores como:

$$|\psi_{n,1}\rangle = \sum_{i=1}^{gn} a_{1,i} |\phi_{n,i}^0\rangle + \lambda |\psi_n^1\rangle + \dots$$

$$|\psi_{n,2}\rangle = \sum_{i=1}^{gn} a_{2,i} |\phi_{n,i}^0\rangle + \lambda |\psi_n^1\rangle + \dots$$

$$|\psi_{n,3}\rangle = \sum_{i=1}^{gn} a_{3,i} |\phi_{n,i}^0\rangle + \lambda |\psi_n^1\rangle + \dots$$

.

.

.

$$|\psi_{n,gn}\rangle = \sum_{i=gn}^{gn} a_{gn,i} |\phi_{n,i}^0\rangle + \lambda \psi_1^1 + \dots$$

Que de forma mais compacta fica:

$$|\psi_{n,j}\rangle = \sum_{i=1}^{gn} a_{j,i} |\phi_{n,i}^0\rangle + \lambda |\psi_j^1\rangle \quad (\text{A.15})$$

onde o índice n diz respeito ao nível de energia degenerado de \hat{H}_0 , o índice i diz respeito a degenerescência do sistema, o índice j diz respeito com um dos gn estados que podem ser escolhidos, $|\phi_{ni}^0\rangle$ são as bases ortogonais do subespaço degenerado e $a_{ji} = \langle \phi_{i,n}^0 | \psi_j^0 \rangle$ onde ψ_j^0 é um estado qualquer composto pelas bases do subespaço.

Já as energias do sistema podem ser escritas como:

$$E_{n,i} = \epsilon_n^{(0)} + \lambda \epsilon_{n,i}^{(1)} + \dots \quad (\text{A.16})$$

ou seja, a energia com o número de correções desejadas depende de qual estado degenerado estamos escolhendo. Montando a equação de Schrödinger para o Hamiltoniano com perturbação, fazendo uso das Equações A.15 e A.16 e separando por

potencias de λ obtemos:

$$\begin{aligned}
 \hat{H}_0 \sum_{i=1}^{gn} a_{j,i} \left| \phi_{n,i}^0 \right\rangle &= \epsilon_n^{(0)} \sum_{i=1}^{gn} a_{j,i} \left| \phi_{n,i}^0 \right\rangle && \text{Ordem 0} \\
 \hat{H}_0 \left| \psi_n^1 \right\rangle + \tilde{W} \sum_{i=1}^{gn} a_{j,i} \left| \phi_{n,i}^0 \right\rangle &= \epsilon_n^{(0)} \left| \psi_n^1 \right\rangle + \epsilon_n^{(1)} \sum_{i=1}^{gn} a_{j,i} \left| \phi_{n,i}^0 \right\rangle && \text{Ordem 1} \\
 \hat{H}_0 \left| \psi_n^2 \right\rangle + \tilde{W} \left| \psi_n^1 \right\rangle &= \epsilon_n^{(0)} \left| \psi_n^2 \right\rangle + \epsilon_n^{(1)} \left| \psi_n^1 \right\rangle + \epsilon_n^{(2)} \sum_{i=1}^{gn} a_{j,i} \left| \phi_{n,i}^0 \right\rangle && \text{Ordem 2}
 \end{aligned} \tag{A.17}$$

Novamente a equação de ordem zero não disponibiliza nenhuma informação nova sobre o sistema pois já se conhece $\epsilon_n^{(0)}$ e $\left\{ \left| \phi_{j,i}^0 \right\rangle \right\}$.

Para achar a correção de primeira ordem na energia, é necessário fazer a projeção de cada Ket $\left| \phi_{n,k}^0 \right\rangle$ na equação de primeira ordem em [A.17](#)

$$\sum_{i=1}^{gn} a_{j,i} \left\langle \phi_{n,k}^0 \left| \tilde{W} \left| \phi_{n,i}^0 \right\rangle - \epsilon_n^{(1)} \sum_{i=(1)}^{gn} a_{j,i} \delta_{k,i} = 0$$

Usando o fato que $a_{ji} = \left\langle \phi_{i,n}^0 \left| \psi_j^0 \right\rangle$ a equação acima pode ser reescrita como:

$$\sum_{i=1}^{gn} \left\langle \phi_{n,k}^0 \left| \tilde{W} \left| \phi_{n,i}^0 \right\rangle \left\langle \phi_{i,n}^0 \left| \psi_j^0 \right\rangle = \epsilon_n^{(1)} \left\langle \phi_{k,n}^0 \left| \psi_j^0 \right\rangle \tag{A.18}$$

A Equação [A.18](#) não é nada mais nada menos do que uma equação de autovalor e autovetor. Dessa forma, os autovalores dessa equação correspondem as correções de primeira ordem na energia enquanto seus autovetores correspondem as correções de ordem zero para os estados.