UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA NATUREZA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

JOSÉ ELIAS ABRÃO NETO

CORRENTE DE SPIN COMO SONDA PARA MATERIAIS CLÁSSICOS E QUÂNTICOS

Recife
2024

JOSÉ ELIAS ABRÃO NETO

CORRENTE DE SPIN COMO SONDA PARA MATERIAIS CLÁSSICOS E QUÂNTICOS

Tese apresentada ao Programa de Pós Graduação em Física da Universidade Federal de Pernambuco como requisito parcial à obtenção do título de Doutor em Física. Área de concentração: Física da Matéria Condensada e de Materiais

Orientador: Prof. Antonio Azevedo da Costa

Recife
2024

Catalogação na fonte
Bibliotecária: Luiza de Oliveira/CRB1316

A244c Abrão Neto, José Elias.
Corrente de spin como sonda para materiais clássicos e quânticos / José Elias Abrão Neto.– 2024.
169 f.: il.

Orientador:Antonio Azevedo da Costa.
Tese (Doutorado) – Universidade Federal de Pernambuco. Centro de Ciências Exatas e da Natureza. Programa de Pós-graduação em Física , Recife, 2024.
Inclui referências e apêndice.

1. Spintrônica. 2. Corrente de spin. 3. Efeito spin Hall. 4. Efeito Rashba-Edelstein. I.Costa, Antonio Azeveda da. II. Título.

530.41 CDD (23. ed.) UFPE - CCEN 2024 – 59

JOSÉ ELIAS ABRÃO NETO

CORRENTE DE SPIN COMO SONDA PARA MATERIAIS CLÁSSICOS E QUÂNTICOS

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

Data de Aprovação: 29/05/2024.

BANCA EXAMINADORA

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

Prof. Sérgio Machado Rezende
Examinador Interno – Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Eduardo Pádron Hernandez
Examinador Interno – Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Flavio Garcia
Examinador Externo – Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Prof. Roberto Bechara Muniz
Examinador Externo – Universidade Federal do Fluminense

Dedico esta tese à minha mãe Gisela e ao meu pai Adelino.

AGRADECIMENTOS

Gostaria primeiramente de agradecer aos meus pais pelo apoio e suporte durante os 6 anos em que fiquei em Recife. Gostaria também de agradecer aos amigos íntimos e outros membros familiares que são muitos para serem citados um a um.

Ao Programa de Pós-graduação em Física da UFPE e todos os professores, incluindo especialmente o professor Antonio Azevedo, que contribuíram com minha formação nos seis anos que fiquei no departamento, obrigado a todos por dividir comigo seus conhecimentos, dedicando seu tempo e paciência para desenvolvimento acadêmico.

À Fundação de Amparo a Ciência e Tecnologia de Pernambuco (FACEPE) pela concessão da bolsa de estudo que tive no Mestrado e a CAPES pelo suporte financeiro durante o Doutorado. Gostaria também de agradecer as outras agências de fomento brasileiras pelo apoio financeiro ao laboratório.

Aos laboratórios de mecânica e eletrônica do Departamento de Física pela confecção de diversos materiais utilizados ao longo do ano, em específico ao técnico Daniel da eletrônica por sempre estar disponível para ajudar o com as mais diversas gambiarras que acabaram sendo necessárias os longo dos anos.

Por último gostaria de agradecer aos colegas de laboratório e integrantes do grupo de magnetismo da UFPE com quem convivi durante esses anos. Obrigado pela amizade e pelas proveitosas discussões no Coffee Break.

RESUMO

A corrente de spin é uma entidade puramente quântica sem análogo clássico, dessa forma ela se torna uma ferramenta muito sensível a propriedades quânticas de diversos materiais. Nessa tese é feito uso de corrente de spins como sonda quântica para testar diferentes propriedades dos materiais, em específico foi feito a injeção de correntes de spin em materiais paramagnéticos, diamagnéticos, ferromagnéticos e em materiais quânticos,por meio da técnica de bombeamento de spins, para observar como tais materiais respondem ao estimulo de uma corrente de spin. Em materiais paramagnéticos a corrente de spin é predominantemente convertida em corrente de carga por meio de efeitos de volume como o efeito spin Hall inverto (ISHE), há no entanto trabalhos na literatura que mostram que é possível aumentar a eficiência da conversão de corrente de spin em corrente de carga em tais materiais por meio da adição de uma outra camada metálica, na interface entre material paramagnético e essa camada metálica extra se da origem ao efeito Rashba-Edelstein inverso (IREE) que aumenta o sinal detectado. Em materiais diamagnéticos foi observado que o diamagnetismo atua como um mecanismo extra de dissipação que inibe a conversão de corrente de spin em corrente de carga por efeitos de volume, no entanto ainda é possível que ocorra a conversão da corrente de spin por estados de superfície via IREE. Em materiais ferromagnéticos e antiferromagnéticos, devido a existência de um parâmetro de ordem o sistema apresenta uma quebra de simetria espontânea, dessa forma o parâmetro θ_{SH} se transforma em um tensor de terceira ordem, e a conversão de corrente de spin em corrente de carga pode ocorrer por um mecanismo anômalo que depende da direção do parâmetro de ordem, da direção e polarização da corrente de spin. Em materiais quânticos é observado que a conversão de corrente de spin não pode ser devido ao ISHE dado que o tamanho efetivo da camada seria da ordem atômica, além disso é observado que a conversão de corrente de spin só depende da existência dos estados de superfície.

Palavras-Chave: spintrônica; corrente de spin; efeito spin Hall; efeito Rashba-Edelstein.

ABSTRACT

The spin current is a purely quantum entity with no classical analogue, thus being a highly sensitive prob for quantum properties of various materials. In this thesis, spin currents are utilized as a quantum probe to test different material properties. Specifically, spin currents were injected into paramagnetic, diamagnetic, ferromagnetic, and quantum materials, via spin pumping technique, to observe how these materials respond to the stimulus of a spin current. In paramagnetic materials, spin current is predominantly converted into charge current through volume effects such as the inverse spin Hall effect (ISHE). However, there are studies in the literature showing that the efficiency of spin-to-charge current conversion in such materials can be increased by adding another metallic layer. At the interface between the paramagnetic material and this additional metallic layer, the inverse Rashba-Edelstein effect (IREE) occurs, enhancing the detected signal. In diamagnetic materials, it was observed that diamagnetism acts as an additional dissipation mechanism inhibiting the conversion of spin current into charge current through volume effects. However, spin current conversion via surface states through IREE may still occur. For ferromagnetic and antiferromagnetic materials, due to the existence of an order parameter, the system exhibits spontaneous symmetry breaking. Thus, the parameter θ_{SH} transforms into a rank three tensor, allowing spin-to-charge current conversion through an anomalous mechanism that depends on the direction of the order parameter and the direction and polarization of the spin current. Quantum materials on the other hand, it is observed that spin current conversion cannot be attributed to the ISHE since the effective layer size would be atomic-scale. Additionally, it is observed that spin current conversion depends solely on the existence of surface states.

Keywords: spintrônica; corrente de spin; efeito spin Hall; efeito Rashba-Edelstein.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Lista de técnicas utilizadas para gerar elétrons polarizados em spin em um meio não magnético. 26

Figura 2 – Diversas realizações de spin-orbitrônica. Quando o acoplamento spin-órbita está presente em sistemas com simetria de inversão quebrada, propriedades de transporte únicas emergem, dando origem ao campo tremendamente ativo da spin-orbitrônica, que é a arte de manipular o spin usando o acoplamento spin-órbita. Esta figura ilustra os vários subcampos nos quais a magnetização e as direções de spin (denotadas por setas vermelhas e azuis, respectivamente) podem ser manipuladas eletricamente, e onde novos estados da matéria foram revelados. 27

Figura 3 – Exemplificação de um potencial esférico. Um elétron com carga $-e$ e massa m_e em uma órbita clássica ao redor de um núcleo com carga $+Ze$ e massa M_n. Os momentos angulares eletrônicos correspondentes são o momento angular orbital $\vec{L}$ e o spin $\vec{S}$. Devido ao acoplamento spin-órbita, tanto L quanto S realização um movimento de precessão. . . 34

Figura 4 – 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*.. 36

Figura 5 – Densidade de estados e ocupação dos estados eletrônicos na aproximação da banda parabólica de elétrons livres. As áreas sombreadas representam os estados de energia ocupados até a energia de Fermi. (a) Metal não magnético com elétrons com spin *up* e *down* tendo as mesmas energias. (b) Metal ferromagnético com deslocamento de bandas devido à interação de troca.. 37

Figura 6 – Efeito Hall clássico. Elétrons são desviados pela força de Lorentz para o topo do material criando uma diferença de potencial elétrico. 41

Figura 7 – 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.. 43

Figura 8 – Ilustração dos processos de conversão de corrente. A primeira imagem mostra o processo de conversão por efeito spin Hall direto, onde uma corrente de carga é convertida em uma corrente de spin. A segunda imagem mostra o efeito spin Hall inverso, onde uma corrente de spin é convertida em uma corrente de carga(ISHE). 44
Figura 9 – Representação da banda de condução de (a) um material com degenerescência de spin (b) Um material sob efeito Zeeman (c) um material com interação spin-órbita descrita pelo Hamiltoniano de Rashba.. 49
Figura 10 – Em (a) Ilustração esquemática da dispersão de energia polarizada por spin de um gás de elétrons 2D com interação de Rashba em equilíbrio. (b) Círculos de Fermi exibindo o *spin-momentum locking*. 50
Figura 11 – Em (a) é apresentada as bandas de energia de um gás bidimensional com interação spin-órbita do tipo Rashba, fazendo um corte na banda de condução é possível observar círculos centrados com diferentes raios. Em (b) esquemas dos mecanismos para os efeitos Rashba-Edelstein direto e inverso em um gás de elétrons 2D com interação de Rashba. As regiões preenchidas representam a perturbação na superfície de Fermi ao passar uma corrente de carga, ou uma corrente de Spin, a diferença entre as duas regiões preenchidas para spin *up* e spin *down* é a densidade de spins fora do equilíbrio.. 54
Figura 12 – lustração do vetor magnetização de um meio macroscópico sob efeito de um campo externo. A magnetização precessiona em torno da direção do campo magnético formando um ângulo θ.. 58
Figura 13 – (a) - Parte real(em vermelho) e imaginária(em azul) da Susceptibilidade Magnética para $H_R = 1$ kOe e $\Delta H = 25$ Oe no limite $\alpha \ll 1$ e $H_0 \approx H_R$. (b) Parte Imaginária da Susceptibilidade Magnética para diferentes larguras de linha. A escolha de $H_R = 1.0kOe$ e $\Delta H = 25Oe$ é feita pois esses são valores padrões para $Ni_{80}Fe_{20}$, uma liga ferromagnética conhecida como Permalloy (Py). 65

Figura 14 – 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 circulador sendo redirecionada a um diodo detector. No detector, o sinal de micro-ondas em GHz é transformado em uma tensão DC modulado na mesma frequência de modulação do campo externo, esse sinal é então enviado para um amplificador *lock-in* que separa o sinal DC do sinal AC da modulação. 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. 68
Figura 15 – Ilustração do processo de Ressonância Ferromagnética. Varia-se o campo magnético até que a diferença entre níveis seja igual a energia da onda incidente.. 70
Figura 16 – Ilustração do processo de bombeamento de spin. A dinâmica da magnetização na camada ferromagnética injeta uma corrente de spin na camada adjacente devido a conservação do momento angular.. 72
Figura 17 – Espectro de ressonância para (a) um filme puro de YIG, (b) um filme de YIG/Pt(2nm). 75
Figura 18 – (a) Equipamento de deposição por evaporação catódica utilizado na tese, em (b) é apresentada uma imagem do interior da câmara de deposição. . 79
Figura 19 – Representação de um sistema de evaporação catódica ou sputtering. . . . 80
Figura 20 – Tipos de técnicas de deposição por LPE: a) *Tipping*, b) *Dipping* e c) *Sliding boat*. 81
Figura 21 – Esquema da configuração *Dipping* real para o crescimento de filmes por LPE: I - controle do deslocamento e rotação da haste; II - forno de aquecimento; III - controle da temperatura. 1 - elemento de aquecimento; 2 - isolamento térmico; 3 - tubo suporte de cerâmica 4 - bloco de suporte de tijolo refratário 5 - cadinho de platina; 6 - *melt*; 7 - tampa do cadinho de platina; 8 - substrato; 9 - anel de quartzo; 10 - tridente porta substrato de platina; 11 - Tampa do forno de tijolo refratário; 12 - haste de cerâmica para suporte do substrato; 13 - haste de cerâmica para saída dos termopares; 14 - exaustor 82

Figura 22 – Em (a) é apresentado o forno do sistema de LPE utilizado, em (b) é apresentado o controlador do sistema, responsável por descer e subir o substrato e por controle da rotação e tempo de crescimento, em (c) é apresentado o melt após aquecimento e homogenização e por último em (d) é apresentado o processo de crescimento do filme, onde o substrato é mergulhado dentro do melt. 86
Figura 23 – (a) Célula unitária e constituintes da granada de ferro ítrio. Em (b), é apresentando os sítios cristalinos que constituem o YIG. 87
Figura 24 – Diagrama de fase para o sistema Fe_2O_3-FeO-$YFeO_3$ em (a) atmosfera de ar e (b) atmosfera de O_2. O diagrama inferior mostra as fases presentes em função da temperatura e da composição inicial, o diagrama triangular mostra a composição ternária dos líquidos (pontilhados) e das fases cristalinas de granada e magnetita (pontilhados). As linhas finas com setas no diagrama triangular são linhas de reação de oxigênio; os pontos de reação isotérmica com as temperaturas indicadas. 87
Figura 25 – Espectro de ressonância obtido para um dos YIGs produzidos pelo primeiro*melt*, o filme apresentou um campo de ressonância $H_R = 2.59$ kOe e $\Delta H = 11.4$ Oe. 90
Figura 26 – Espectro de ressonância obtido para um dos YIGs produzidos pelo segundo *melt*. 91
Figura 27 – Espectros de FMR de dois YIGs distintos crescidos pelo segundo *melt*. A largura de linha de ambos ficou em torno de $\Delta H = 7$Oe. 92
Figura 28 – Espectros de FMR de três YIGs distintos crescidos pelo terceiro *melt*. A largura de linha de de todas os filmes é baixa, ficando em torno de $1 - 2$ Oe. Em todas as amostras é possível observar modos magnetoestáticos. . 93
Figura 29 – Em (a) é apresentado a largura de linha em função da temperatura para uma série de YIGs crescidos com os mesmos parâmetros. Em (b) é apresentada a expansão da rede cristalina em função da temperatura e em (c) é apresentada resultados da largura de linha em função da expansão da rede cristalina. 93
Figura 30 – Em (a) é apresentado a dependência da espessura do filme com o tempo de crescimento para uma temperatura de 940ºC, a taxa de crescimento é determinada pelo ajuste linear como 4.17 nm/sec. Em (b) e (c) são apresentados os dois lados do filme de 90 segundos de tempo de crescimento, note que há uma certa discrepância entre as espessuras de cada lado.. . . 94
Figura 31 – Em (a) e (b) são apresentadas medidas de AFM do lado bom e lado ruim do GGG respectivamente. Em (c) e (d) são apresentadas medidas de AFM para um filme de YIG, crescido sobre o GGG previamente medido, para o lado bom e ruim respectivamente. 95

Figura 32 – Espectro de ressonância obtido após (a) remoção do lado bom (b) remoção do lado ruim. 96
Figura 33 – Em (a) é apresentado o espectro de ressonância ferromagnética do Permalloy para uma heteroestrutura de Py(12nm)/Ta(1.62 nm)/$Fe_{50}Co_{50}$(6nm), em (b) é apresentado o sinal de tensão medido por meio de dois eletrodos que foram colocados na borda da amostra com tinta de prata, note que o pico de tensão ocorre justamente na ressonância do Permalloy e possui uma forma lorentziana.. 97
Figura 34 – Na parte superior, são apresentados espectros FMR enquanto na parte inferior é apresentado a dependência de campo do sinal DC de spin pumping para para (a) NiFe(15)/Ag(10), (b) NiFe(15)/ Bi(8) e (c) NiFe(15)/Ag(5)/Bi(8). As linhas vermelhas são ajustes Lorentzianos. 98
Figura 35 – (a) Esquematização da técnica SP. (b) Varredura do campo de ressonância ferromagnética (FMR) de YIG puro (preto), YIG/Pt (vermelho) e YIG/Bi (azul) estruturas. As larguras de linha aumentam devido à transferência de momento angular de spin de YIG para a camada HM. (c)–(e) Sinais de corrente SP (ISP) medidos em YIG/Bi(8 nm) em função da potência de *rf* incidente para três posições angulares, conforme mostrado na inserção de (c). Os sinais SP medidos não podem ser explicados pelo ISHE, confirmando assim que são devidos ao OSE. O *inset* de (d) exibe I_{SP} para YIG/Pt, que é devido ao ISHE. 101
Figura 36 – Figuras (a)–(f) mostram os sinais de SP medidos na camada superior de Pt em função de (a)–(e) o campo aplicado e (f) a espessura da camada de Bi. Todas as curvas de absorção foram compensadas pelo valor do campo de ressonância H_R. Os círculos vermelhos em (f) exibem o valor de pico da corrente SP mostrada no *inset* em função de espessura da camada de Bi. Os símbolos vermelhos em (e) foram deslocados para cima para uma melhor visualização. 102
Figura 37 – (a) Esquema do sinal de *spin-pumping* gerado pelo efeito Rashba-Edelstein inverso em um dispositivo onde a corrente de spin pode ser injetada seletivamente na interface de Rashba de ambos os lados sob campos magnéticos diferentes. A polaridade da corrente de carga gerada não depende da direção de injeção da corrente de spin. (b) Esquema do sinal de *spin-pumping* gerado pelo efeito Hall de spin inverso com a corrente de spin injetada de direções opostas, no qual a corrente de carga gerada muda de sinal com a direção de injeção da corrente de spin. 107

Figura 38 – (a) Espectro de absorção de FMR para a amostra de referência Co(12)/Pt(10)/Py(12).(b) Resultado de *spin-pumping* para três ângulos diferentes no plano. (c) A absorção de FMR da amostra Co(12)/Sb(3)/Py(12). (d) Medidas de *spin-pumping* para quatro ângulos diferentes no plano. Notavelmente, uma discrepância distinta pode ser observada entre as figuras (b) e (d) em relação ao comportamento do sinal de SP. No caso da figura (b), o sinal de *spin-pumping* segue a tendência descrita pela Eq. (4.14), enquanto no caso da figura (d), o sinal é descrito pela Eq. (4.15).. 108

Figura 39 – Em (a), variação do pico do I_{SP} com a espessura da camada de Sb. Os símbolos pretos (vermelhos) representam a corrente devido à injeção de spin das camadas de Co (Py). Os pontos de dados foram obtidos pela média das magnitudes dos sinais medidos em 0° e 180°, com barras de erro indicando as diferenças. (b) e (c) são apresentados sinais de *spin-pumping* para as tricâmaras de Co(20)/Sb(5)/Py(20) e Py(20)/Sb(5)/Co(20) respectivamente.. 110

Figura 40 – Sinais de FMR e de*spin-pumping* sem corrente aplicada para a heteroestrutura de YIG/Sb(15)/Py(12). 111

Figura 41 – Em (a) é apresentada uma ilustração da montagem experimental utilizada. Em (b) são apresentados espectros de ressonância referente ao YIG com a passagem de corrente. Em (c) é apresentado o sinal de *spin-pumping* sem corrente e com $\pm$ 1 mA de corrente aplicada. Em (d) é apresentada a dependência do sinal de pico de *spin-pumping* em função da corrente aplicada. 112

Figura 42 – Em (a) é apresentada as bandas de energia de um sistema do tipo Rashba, além disso é apresentado a propriedade de *spin-momentum locking* onde elétrons com spins diferentes se propagam em direções opostas. Em (b) é apresentado o efeito Rashba-Edelstein direto, onde uma corrente de carga passando pelo sistema induz um deslocamento nas superfícies de Fermi o que resulta em uma acumulação de spins fora do equilíbrio. Em (c) é apresentado o efeito Rashba-Edelstein inverso. Onde, ao fazer a injeção de uma corrente pura de spins na superfície Rashba, uma acumulação de spins fora do equilíbrio é introduzida na superfície o que por sua vez resulta em um deslocamento das bandas de energia. 113

Figura 43 – Em (a) é apresentada um esquema de medida usada nas amostras de YIG/Sb/Ti. Em (b) são mostradas as curvas de *spin-pumping* com $\pm$ 1mA de corrente aplicada e uma curva de referência se corrente. Em (c) é apresentada uma comparação dos sinais de *spin pumping* para diferentes valores de corrente sendo aplicada na amostra. Por último em (d) é apresentada a dependência do sinal de pico com a corrente aplicada. 115

Figura 44 – Em (a) é apresentado uma comparação do sinal sem corrente e com ± 1 mA de corrente aplicada, o *inset* na figura mostra um diagrama da configuração experimental utilizada. Em (b) é apresentada a dependência do sinal de pico de *spin-pumping* em função da corrente aplicada juntamente com algumas curvas de *spin pumping* para diferentes valores de corrente aplicada. 116
Figura 45 – Em (a) é apresentado o sinal de *spin-pumping* para os ângulos $\phi = 0, 90, 180°$. Em (b) é apresentado o valor de pico de *spin-pumping* em função do ângulo de aplicação do campo magnético. Em (c) é apresentado uma imagem de microscopia eletrônica de varredura de um filme de cobre crescido em GGG[111], note que os cristais crescem orientados em uma direção específica. 117
Figura 46 – Exemplificação da primeira detecção do ISHE em materiais ferromagnéticos. 118
Figura 47 – Em (a) é apresentada o tipo de amostra medido e a ideia principal por trás do trabalho, em (b) é apresentado o sinal devido ao ISHE e ao ANE em função da direção da magnetização da camada de cobalto.. 119
Figura 48 – Em (a), $\vec{J^c}$ e $\vec{M}$ ao longo da direção x. Duas correntes de spin anômalas J^s_{22} e J^s_{33} a M (magnitude de M) e J (magnitude de J) são geradas. Em (b), $\vec{J^c}$ e $\vec{M}$ estão, respectivamente, ao longo das direções $\hat{x}$ e $\hat{y}$. Duas correntes de spin J^s_{12} e J^s_{21} proporcionais a MJ são geradas. 120
Figura 49 – Esquema do efeito Hall de spin inverso anômalo. Em (a) a corrente de spin J^s_{33} gera uma corrente de carga J^c ao longo de $M \perp$, a projeção de $\vec{M}$ no plano xy. Em (b) nenhuma corrente de carga pode ser gerada quando $\vec{M}$ está ao longo da direção $\hat{z}$. Em (c), o fluxo de uma corrente de spin J^s_{12} gera uma corrente de carga ao longo de $\hat{x}$ que é proporcional ao componente $\hat{y}$ da magnetização. Por último em (d), o fluxo de uma corrente de spin J^s_{12} gera uma corrente uma corrente de carga ao longo de $\hat{y}$ que é proporcional ao componente $\hat{x}$ da magnetização. 121
Figura 50 – Resumo dos resultados referentes à medida do efeito Hall de Spin inverso anômalo. Em (a) e (c) é apresentado o sinal referente ao ISHE quando a magnetização da multicamada Co/Pd fica na direção $\pm\hat{z}$, note que o sinal não muda de polaridade com a mudança da magnetização da camada de Co/Pd. Em (b) e (d) é apresentado um sinal referente ao AISHE, note que ele muda de sinal de acordo com a direção da magnetização da camada de Co/Pd. Em (e) e (f) é apresentado o sinal de ISHE e AISHE para uma camada de Ti/Pd, note que o sinal de AISHE é nulo pois não há parâmetro de ordem em Ti/Pd.. 122

Figura 51 – Em (a) Varredura de campo da derivada da absorção de FMR para diferentes ângulos fora do plano para o BIG puro. (b) Curvas de magnetização no plano (preto) e fora do plano (vermelho) do BIG puro, confirmando que o eixo fácil é perpendicular ao plano da amostra. (c) Dependência dos valores de campo de FMR em função de θ_H (símbolos azuis), a linha em vermelho representa o melhor ajuste numérico obtido para a condição de FMR.. 123
Figura 52 – Dependência angular do sinal de FMR para a estrutura BIG/NiO(2)/Fe(20), em (a) a amostra está na configuração de campo no plano, ou seja, $\theta_H = 90°$, enquanto em (f) é apresentada a configuração de campo fora do plano, ou seja, $\theta_H = 0°$. As Figuras (b) a (e) mostram ângulos intermediários. Em todos os casos, a potência de *rf* usada para promover a ressonância foi de 4,2 mW. 126
Figura 53 – Em (a), é mostrada uma representação esquemática da configuração de *spin-pumping* fora do plano nessa situação, a direção da corrente de spin e sua polarização estão ao longo do campo magnético. Em (b), é apresentado o sinal de *spin-pumping* medido, normalizado pela resistência da amostra, para BIG/NiO(2)/Fe(20) em função do campo fora do plano. O *inset* mostra a dependência da corrente de pico detectada por meio do *spin-pumping* com a potência de *rf* utilizada para excitar a ressonância ferromagnética. 127
Figura 54 – Medições de *spin-pumping* do efeito Hall de spin inverso anômalo, utilizando a mesma configuração usada para obter os dados da 53(b), para: (a) BIG/NiO(2)/Py(20), (b) BIG/NiO(2)/Co(20) e (c) BIG/Pt(10). Os *insets* em (a) e (b) mostram medidas com campo magnético negativo, as linhas pretas sólidas são ajustes numéricos aos dados usando uma função Lorentziana. Todas as medições foram feitas com uma potência de *rf* de 110 mW 128
Figura 55 – Em (a) são apresentados os resultados de *spin pumping* devido ao efeito spin Hall inverso para YIG/$\mathrm{Ir_{20}Mn_{80}}$ e YIG/Pt em (b) temos os resultados de efeito Seebeck de spin para YIG/$\mathrm{Ir_{20}Mn_{80}}$ e YIG/Pt. 129

Figura 56 – Na imagem (a) são apresentados os resultados de*spin pumping* devido ao efeito Hall anômalo de spin inverso, em vermelho é apresentando os resultados na configuração $\theta = 0^\circ$ enquanto em preto são os dados referentes a $\theta = 180^\circ$. Em (b) são apresentadas curvas de *spin pumping* para diferentes potências de *rf*, o *inset* mostra o valor de pico gerado em função da potência, nele é possível observar uma dependência linear. Em (c) é apresentado medidas de *spin pumping* para YIG/Pt(2nm)/Ti(10nm), devido a falta do parâmetro de ordem na camada detectora nenhum sinal é observado. 130

Figura 57 – (a) Padrões de difração de raio-X para varreduras de $\theta - 2\theta$ fora do plano para amostras de Bi_2Se_3 crescida sobre YIG/GGG. O espectro de XRD em alta resolução detalhando as posições dos picos da película de YIG e do substrato GGG é mostrado no *inset*. (b) O padrão de difração de raios-X com incidência rasante (GIXRD) da amostra Bi_2Se_3(6nm)/YIG/GGG. 131

Figura 58 – (a) Padrões de difração de raio-X para varreduras de $\theta - 2\theta$ fora do plano para amostras de Bi_2Se_3 crescida sobre YIG/GGG. O espectro de XRD em alta resolução detalhando as posições dos picos da película de YIG e do substrato GGG é mostrado no *inset*. (b) O padrão de difração de raios-X com incidência rasante (GIXRD) da amostra Bi_2Se_3(6nm)/YIG/GGG. 132

Figura 59 – (a) Varreduras de campo de $|V_{SP}|$ para vários valores da potência de micro-ondas incidente. O *inset* mostra o valor de pico da tensão em função da potência de excitação de *rf* medida na amostra Bi_2Se_3(4 nm)/YIG. (b) Valor de pico da tensão medida em função da espessura do Bi_2Se_3 para uma potência incidente de 157 mW. O *inset* mostra a dependência da corrente de *spin-pumping* ($I_{SP} = V_{SP}^{pico}/R$).. 133

Figura 60 – Sinais de *spin-pumping* para as seguintes estruturas: (a) Co/Bi_2Se_3/Py, (b) Py/Bi_2Se_3/Co, (c) Co/Bi_2Se_3/Au/Py, (d) Co/Bi_2Se_3/Au/Py, (e) Co/Bi_2Se_3/Au/Py, (f) Co/Bi_2Se_3/Au/Py, em todos os casos foram a espessura dos ferromagnetos foi de 20nm enquanto a espessura do Bi_2Se_3 foi de 6nm, as camadas de ouro usadas foram de 2nm, além disso nas duas últimas estruturas o Py foi crescido em ilha. 136

Figura 61 – Em (a), dispersão de energia dos estados 2D de uma interface com efeito Rashba e (b) dispersão de energia de um isolante topológico com cone de Dirac e estados de superfície ou de interface de um isolante topológico. Em ambos os casos é possível observar a existência do *spin-momentum locking*, a diferença entre ambas as superfícies é que na superfície Rashba ambos ocorrem no mesmo plano, enquanto no isolante topológico ocorre a separação dos spins pelo plano nodal formado pelo ponto de Dirac. . . 138
Figura 62 – Sinais de *spin-pumping* para as estruturas de Co/Au/Bi_2Se_3(tnm)/Au/Py com espessuras (a) t = 0nm, (b) t = 2nm, (c) t = 4nm, (d) t = 6nm, (d) t = 8nm. Em todos os casos o Py foi crescido em forma em uma ilha para evitar contribuições galvanomagnéticas ao sinal.. 139
Figura 63 – Diagrama do sistema usado para amplificar o sinal do FMR e Spin pumping . . 167
Figura 64 – Diagrama da placa de circuito fabricada para o amplificador 168
Figura 65 – Medidas de ressonância ferromagnética para uma amostra de BIG/Py obtidas por diferentes métodos. Em (a) é apresentado o resultado tradicional obtido pela modulação de campo, em (b) é apresentada o resultado obtido pela modulação da amplitude de GHz e em (c) é o resultado apresentado sem modulação por meio da amplificação do sinal DC que sai do detector. 169

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Peso, em gramas, dos químicos usados para fazer os diferentes *melts*. . . 89
Tabela 2 – Parâmetros físicos extraídos do melhor ajuste numérico, onde $4\pi M_{eff}$ é a magnetização efetiva, H_{1C} é o campo de anisotropia cúbica de primeira ordem, e H_{U2} e H_{U4} são os campos de anisotropia uniaxial de primeira e segunda ordens, respectivamente. H_{U2} é o campo de anisotropia uniaxial fora do plano, também chamado de $H_{\perp}$.. 125

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

2DEG Gás de Elétrons em duas dimensões (2 Dimensional Electron Gas)

BIG Granada de Bismuto,Túlio e Ferro

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)

TI Isolante Topológico (Topological Insulator)

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

θ_{ijk}^{SH} Tensor 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 24
1.1 MOTIVAÇÃO 25
2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA 28
2.1 MECÂNICA QUÂNTICA RELATIVÍSTICA E EFEITO SPIN-ÓRBITA 28
2.2 CORRENTES DE SPIN, EFEITO HALL, EFEITO SPIN HALL E EFEITO SPIN HALL INVERSO 35
2.2.1 Corrente de Carga e Corrente de Spin 35
2.2.2 Efeito Hall Clássico 40
2.2.3 Efeito Spin Hall (SHE) 42
2.2.4 Efeito Spin Hall Inverso (ISHE) 43
2.3 EFEITO RASHBA E EFEITO RASHBA-EDELSTEIN INVERSO 44
2.3.1 Efeito Rashba 44
2.3.2 Efeito Rashba-Eldelstein Inverso 53
3 TÉCNICAS EXPERIMENTAIS 56
3.1 RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA 56
3.1.1 Visão Semi-Clássica da Ressonância Ferromagnética 56
3.1.2 Ressonância Magnética induzida por rf 58
3.1.2.1 Dinâmica da Magnetização 62
3.1.2.2 Potência Média Absorvida pela Amostra e Sinal de Absorção Obtido em um Experimento de FMR 65
3.1.3 Visão Quântica da Ressonância Ferromagnética 69
3.2 BOMBEAMENTO DE SPINS 70
3.3 DEPOSIÇÃO POR EVAPORAÇÃO CATÓDICA 78
3.4 EPITAXIA DE FASE LÍQUIDA E GRANADA DE ÍTRIO E FERRO (YIG) . . 80
3.4.1 Epitaxia de Fase líquida 80
3.4.2 Granada de Ítrio e Ferro(YIG) 83
4 RESULTADOS E DISCUSSÕES 88
4.1 FABRICAÇÃO DE YIG POR EPITAXIA DE FASE LÍQUIDA 88
4.2 CORRENTES DE SPIN EM MATERIAIS PARAMAGNÉTICOS PESADOS . 96
4.3 CORRENTES DE SPIN EM MATERIAIS DIAMAGNÉTICOS PESADOS. . . 99
4.3.1 Medidas com Bismuto. 99
4.3.2 Medidas com Antimônio 106
4.4 CORRENTES DE SPIN EM MATERIAIS FERROMAGNÉTICOS E ANTI-FERROMAGNÉTICOS 116
4.5 CORRENTES DE SPIN EM MATERIAIS QUÂNTICOS 129

5 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS 141
REFERÊNCIAS 143
APÊNDICE A – TEORIA DE PERTURBAÇÃO NÃO DEPENDENTE DO TEMPO 160
APÊNDICE B – TUTORIAL LPE - LIMPEZA DO CADINHO, FABRICAÇÃO DO *MELT* E CRESCIMENTO DO FILME 165
APÊNDICE C – ALTERNATIVAS PARA MONTAGEM DE FMR 167

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 a atenção dos pesquisadores a partir da descoberta do efeito da magnetorresistência gigante (do inglês, *Giant Magnetoresistance* - GMR) em 1988 [1]. 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 rendeu o Prêmio Nobel a Albert Fert e Peter Grünberg em 2007 [2].

O termo Spintrônica, sigla introduzida em 1996, derivada de "*SPIN TRansport electrONICS*" [3], começou 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, e sua primeira área de aplicação foi justamente 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 [4]. A spintrônica, ao contrário da eletrônica tradicional, explora não apenas a carga elétrica dos elétrons, mas também sua propriedade de spin [5]. O uso do spin abre portas para uma nova gama de funcionalidades em dispositivos eletrônicos. As correntes de spin, fluxos de elétrons com diferentes orientações de spin, emergem como protagonistas nesse cenário. Em contraste com as correntes elétricas convencionais, as correntes de spin são entidades quânticas, sendo assim muito sensíveis a interações quânticas dos materiais [6].

Após a descoberta de Albert Fert e Peter Grünberg, rapidamente vários fenômenos diferentes começaram a ser descobertos. Dentre os novos fenômenos, é importante citar o efeito Spin Hall (direto e inverso) [7, 8], o efeito de *Spin Pumping* [9] e o efeito Spin Seebeck [10]. 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.

As aplicações práticas da spintrônica já estão se tornando evidentes. Já há uso comercial da spintrônica nas cabeças de leitura de discos rígidos e em memórias magneto-resistivas de acesso aleatório não voláteis (MRAM) [11]. Sensores magnéticos de alta sensibilidade e dispositivos de lógica spintrônica também estão ganhando destaque no mercado. Além dos dispositivos já sendo realizados, há protótipos que usam conceitos da spintrônica, como dispositivos lógicos de spin, transistores spintrônicos, diodos de spin e memórias de leitura e processamento (*racetrack memory*) [4]. No entanto, é nas perspectivas futuras que encontramos o verdadeiro potencial da spintrônica. A integração com a computação quântica, juntamente com a computação neuromórfica, são duas áreas que prometem revolucionar a maneira como processamos informações [12–14].

A área da spintrônica vem avançando rapidamente nos últimos anos e se encontra muito ligada ao descobrimento de novos materiais e a 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 [15]. A integração de topologia na área de física da matéria condensada emergiu como um campo de pesquisa de muito interesse, e um dos desenvolvimentos mais intrigantes nessa área são os isolantes topológicos (TI), que desafiam a classificação tradicional dos materiais como isolantes ou condutores. Tais materiais apresentam estados de superfície condutores de corrente de carga que são protegidos por simetrias; além disso, tais estados são seletivos por spin. Dessa maneira, a spintrônica oferece uma ferramenta natural para testar tais materiais [16].

O futuro da spintrônica é muito promissor. Além dos TIs, diversos novos materiais e fenômenos, como materiais 2D, férmions de Majorana e Skyrmions, vêm sendo estudados com intuito de desenvolver novas tecnologias [17, 18]. Além disso, as interações entre ondas de spins e interações com outras quase-partículas abrem espaço para as mais diversas aplicações, como as recentes descobertas de guias de ondas de spin [19], [20] e interferômetros do tipo de Fabry-Perrot [21] para ondas de spin. Nesta tese, 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 em diferentes materiais, com o intuito de testar propriedades dos materiais e interações quânticas.

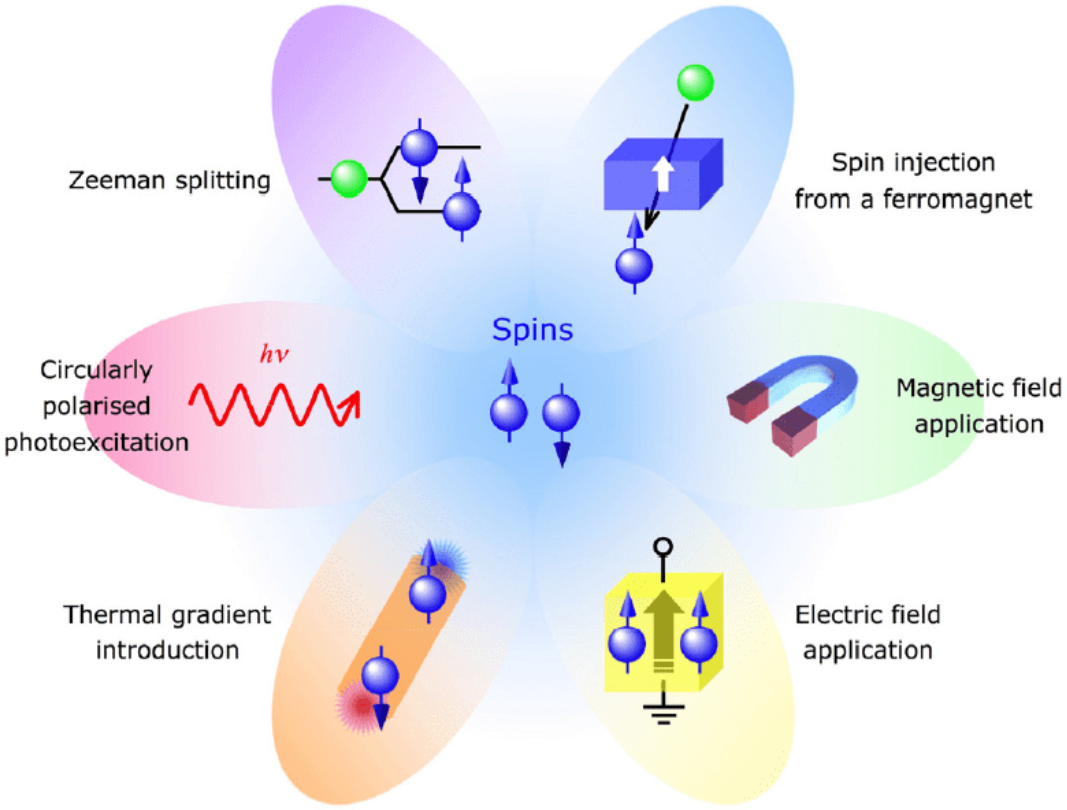
1.1 MOTIVAÇÃO

A spintrônica, uma área de pesquisa que combina princípios da física da matéria condensada e eletrônica, tem demonstrado uma gama diversificada de aplicações práticas. A lógica spintrônica, onde a informação é codificada em spins de elétrons, está abrindo caminho para o desenvolvimento de dispositivos de lógica mais eficientes e de baixo consumo de energia, impulsionando inovações tecnológicas em diversas áreas. Um ponto comum de todas as aplicações é o uso de correntes de spin, seja ela uma corrente pura de spin ou não. A Figura (1) mostra diferentes efeitos que são baseados em correntes de spin.

A spintrônica moderna, por meio de correntes puras de spin, emerge como uma ferramenta poderosa para explorar as propriedades dos materiais em escalas atômicas. Essa abordagem singular não apenas possibilita uma compreensão mais aprofundada das propriedades eletrônicas e magnéticas dos materiais, mas também proporciona valiosos *insights* sobre sua estrutura fundamental, comportamento e interações quânticas. A Figura (2) ilustra diversos fenômenos que podem ser investigados por meio de correntes de spin e interação spin-órbita.

A motivação desta tese reside no uso de correntes de spin como entidades quânticas para testar uma variedade de materiais. Essa motivação é fundamentada na capacidade de sondar diretamente as propriedades intrínsecas dos materiais em um nível fundamental. Ao contrário das técnicas convencionais, que dependem de medidas macroscópicas, como resistência

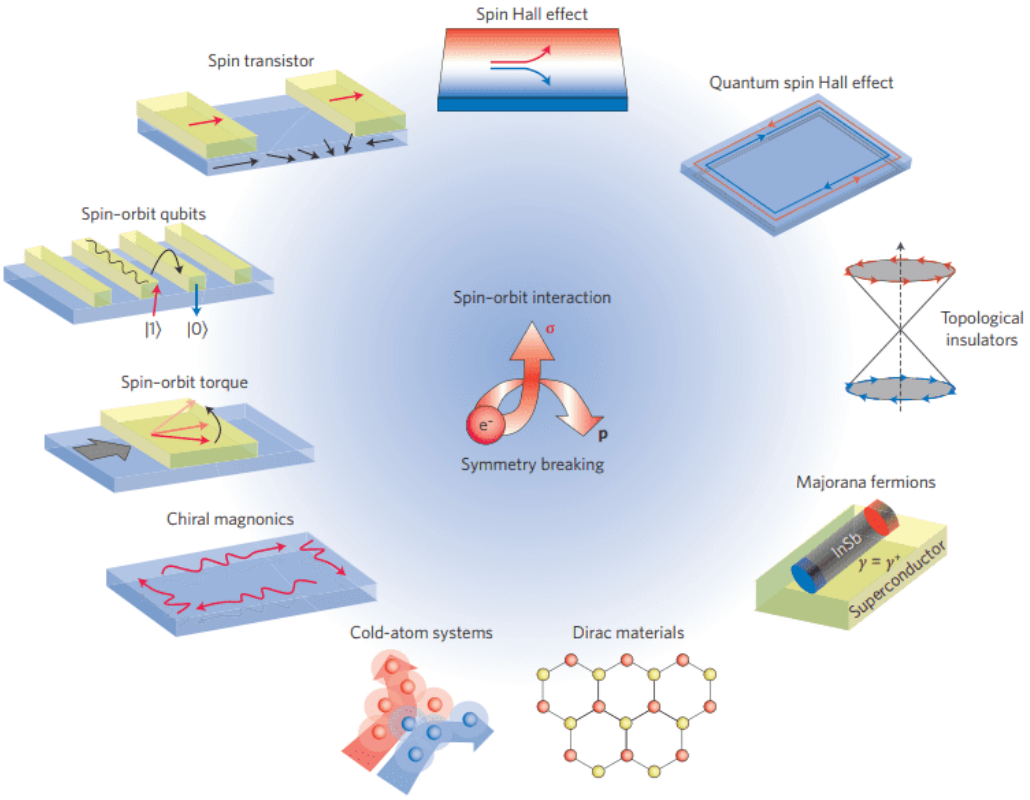
Figura 1 – Lista de técnicas utilizadas para gerar elétrons polarizados em spin em um meio não magnético.



Fonte: Imagem retirada de [22].

elétrica ou magnetização, as correntes de spin fornecem informações diretamente relacionadas ao comportamento quântico dos elétrons, incluindo sua polarização de spin, tempo de vida e interações com o ambiente. Além disso, o uso de correntes de spin como sondas quânticas oferece diversas vantagens em termos de sensibilidade, uma vez que a corrente de spin é, por natureza, uma entidade puramente quântica. Por serem sensíveis às propriedades magnéticas e eletrônicas dos materiais em escalas atômicas, as correntes de spin podem revelar detalhes sutis da estrutura cristalina, defeitos de rede e interfaces de materiais. Isso possibilita o estudo de fenômenos como efeitos de spin-órbita, transporte quântico e interações entre elétrons, que são essenciais para compreender o comportamento dos materiais em condições extremas, como altas pressões ou baixas temperaturas.

Figura 2 – Diversas realizações de spin-orbitrônica. Quando o acoplamento spin-órbita está presente em sistemas com simetria de inversão quebrada, propriedades de transporte únicas emergem, dando origem ao campo tremendamente ativo da spin-orbitrônica, que é a arte de manipular o spin usando o acoplamento spin-órbita. Esta figura ilustra os vários subcampos nos quais a magnetização e as direções de spin (denotadas por setas vermelhas e azuis, respectivamente) podem ser manipuladas eletricamente, e onde novos estados da matéria foram revelados.



Fonte: Imagem retirada de [23].

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo de fundamentação teórica, a primeira seção é dedicada a uma introdução à mecânica quântica relativística. Mesmo para os sistemas mais simples, há uma física muito rica que pode ser estudada; é possível prever a existência do spin, do momento angular total e de antipartículas apenas estudando essa área da física. Além disso, como a Spintrônica moderna é baseada no efeito Spin-Órbita, é interessante fazer uma abordagem que mostra como esse tipo de interação aparece na natureza. Na seção 2.2, é feita uma introdução a correntes de spin, além disso são discutidos os principais mecanismos de conversão mútua entre correntes de carga e de spin que ocorrem ao longo do volume do material. Na terceira e última seção deste 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 MECÂNICA QUÂNTICA RELATIVÍSTICA E EFEITO SPIN-ÓRBITA

O procedimento canônico de quantização usado em mecânica quântica não relativística é escrever a energia do sistema clássico e levar as variáveis canônicas do sistema a operadores, por exemplo tome a energia de uma partícula livre

$$E = \frac{P^2}{2m}, \tag{2.1}$$

o operador Hamiltoniano correspondente é obtido fazendo $\vec{p} \to -i\hbar\vec{\nabla}$ e $E \to i\hbar\frac{\partial}{\partial t}$ dessa forma a Eq.(2.1) clássica pode ser reescrita na equação de Schrodinger como:

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \frac{-\hbar^2}{2m}\nabla^2, \\ i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} &= -\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2\psi \end{aligned} \tag{2.2}$$

esse procedimento de quantização funciona muito bem em mecânica não relativística pois é conhecido como se é feita a aplicação sucessiva do mesmo operador. Em mecânica quântica relativística no entanto a energia do sistema é dada por:

$$E^2 = p^2c^2 + m^2c^4, \tag{2.3}$$

onde encontramos o primeiro problema com o procedimento de quantização usual, como tirar a raiz quadrada de um operador? A primeira solução para esse problema foi a utilização do E^2 e

realizar o processo de quantização padrão, dessa maneira chegamos na equação de Klein-Gordon.

$$\left(i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\right)^2\psi = \left[(-i\hbar\vec{\nabla})^2\cdot c^2 + m^2c^4\right]\psi,$$
$$\left(\hbar\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2\hbar^2\nabla^2 + m^2c^4\right)\psi = 0. \tag{2.4}$$

Apesar de aplicável para partículas de spin zero, a equação de Klein-Gordon apresenta alguns problemas, o primeiro deles aparece quando é levado em conta a dualidade partícula-onda estudada por De Broglie:

$$E = \hbar\omega, \qquad \vec{p} = \hbar\vec{k}. \tag{2.5}$$

Onde é fácil ver que ω possui duas soluções $\omega(k) = \pm\sqrt{c^2k^2 + m^2c^4/h^2}$, a solução positiva representa a solução ondulatória conhecida, mas na época dos primórdios da mecânica quântica não se entendia as soluções negativas para a relação de dispersão. O segundo problema aparece quando se calcula a densidade de probabilidade $\rho = -i\hbar^2(\psi\frac{d\psi^\dagger}{dt} - \psi^\dagger\frac{d\psi}{dt})$ é possível mostrar que ela não é positiva definida, dessa forma o número total de partículas do sistema não é bem definido [24].

A equação de Klein-Gordon, por ser de segunda ordem temporal requer informação sobre a condição inicial de $\frac{d\psi}{dt}$ o que é redundante pois ψ já carrega informação da posição e do momento. Dessa maneira Dirac propõe uma equação do tipo:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \hat{\mathcal{H}}\psi, \tag{2.6}$$

onde $\hat{\mathcal{H}}$ é um operador que não possui dependência temporal, além disso para ser invariante por translação esse operador também não pode ter dependência com a posição, isso é um pré-requisito para que o sistema seja invariante por transformação de Lorentz. Vale aqui comentar que a adição de qualquer potencial quebra com essa invariância. Dirac propõe um operador $\hat{\mathcal{H}}$ do tipo [25]:

$$\hat{\mathcal{H}} = c\vec{\alpha}\cdot\vec{p} + \alpha_4 mc^2, \tag{2.7}$$

onde é necessário ter $E^2 = c^2p^2 + m^2c^4$. Elevando ao quadrado a equação acima obtemos:

$$-\hbar^2\frac{\partial^2}{\partial t^2}\psi = \sum_{i,j}\left[c^2\alpha_i\alpha_j p_i p_j + c\alpha_i\alpha_4 p_i mc^2 + c\alpha_4\alpha_i p_i mc^2 + \alpha_4 m^2c^4\right]\psi. \tag{2.8}$$

Dirac observou quem para obter a dispersão de energia relativística, α tem que obedecer a seguinte álgebra

$$\begin{gathered} \alpha_i^2 = 1, \qquad \alpha_i\alpha_j + \alpha_j\alpha_i = 0, \quad (i,j = 1,2,3) \\ \alpha_i\alpha_4 + \alpha_4\alpha_i = 0. \end{gathered} \tag{2.9}$$

As relações acima podem ser reescritas como

$$\alpha_a\alpha_b + \alpha_b\alpha_a = 2\delta_b^a \quad (1,2,3,m). \tag{2.10}$$

As relações 2.10 definem o que hoje é chamado de Álgebra de Clifford. Para Dirac, α_i eram operadores, além disso ele encontrou que esses operadores não possuem representação unidimensional ou bidimensional, a solução que ele encontrou para esses operadores foi:

$$\begin{gathered} \alpha_i = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{bmatrix}, \\ \alpha_4 = \begin{bmatrix} \mathbb{1} & 0 \\ 0 & -\mathbb{1} \end{bmatrix}. \end{gathered} \tag{2.11}$$

Onde σ_i são as matrizes de Pauli e $\mathbb{1}$ é a matriz identidade, vale comentar que essa representação encontrada por Dirac não é única. A equação de Dirac é então descrita pelas Eqs. (2.6,2.7):

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \left[c\left(\vec{\sigma}\cdot\vec{p}\right) + \alpha_4 mc^2\right]\psi. \tag{2.12}$$

Para essa equação é possível mostrar que a densidade de probabilidade é dada por $\rho = \psi^\dagger\cdot\psi$ que é uma grandeza positiva definida. O grande sucesso da equação de Dirac vem por dois resultados, o primeiro deles pela descrição natural do spin aparecer da equação, o segundo é pela previsão de anti-partículas. Para verificar a existência de spin, considere uma solução do tipo onda plana $\psi(\vec{r},t) = \eta e^{i\left(\vec{k}\cdot\vec{r}-\omega\cdot t\right)}$, dessa forma temos:

$$\begin{gathered} i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \hbar\omega\psi = E\psi, \\ c\vec{\alpha}\cdot\left(-i\hbar\vec{\nabla}\right)\psi + \alpha_4 mc^2\psi. \end{gathered} \tag{2.13}$$

Usando as matrizes α^i propostas por Dirac chegamos no seguinte sistema de equações:

$$E\begin{pmatrix}\eta_1\\ \eta 2\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}c\cdot(\vec{\sigma}\cdot\vec{p})\,\eta_2 & mc^2\eta_1\\ c\cdot(\vec{\sigma}\cdot\vec{p})\,\eta 1 & -mc^2\eta_2\end{pmatrix}. \tag{2.14}$$

Podemos escrever esse sistema como uma equação matricial de autovalor-autovetor cuja o determinante é dado por $E^2=c^2p^2+m^2c^4$, ou seja, só existe soluções não triviais que satisfazem a equação de dispersão relativística. Olhando para as equações de maneira separada é possível encontrar η_2 em função de η_1

$$\begin{gathered}\left(E-mc^2\right)\eta_2=c\,(\vec{\sigma}\cdot\vec{p})\,\eta_1,\\ \eta_2=\frac{c\,(\vec{\sigma}\cdot\vec{p})\,\eta_1}{E+mc^2}.\end{gathered} \tag{2.15}$$

Tendo η_2 em função de η_1 podemos encontrar uma das funções por meio da densidade de probabilidade normalizada da função:

$$\begin{gathered}\rho=\psi^\dagger\psi=\eta_1^\dagger\eta_1+\eta_2^\dagger\eta_2=\eta_1^\dagger\eta_1+\eta_1^\dagger\frac{c^2\,(\vec{\sigma}\cdot\vec{p})^2}{(E+mc^2)^2}\eta_1=1,\\ \rho=\left[1+\frac{c^2p^2}{(E+mc^2)^2}\right]\eta_1^\dagger\eta_1=\left[1+\frac{E-mc^2}{E+mc^2}\right]\eta_1^\dagger\eta_1=1.\end{gathered} \tag{2.16}$$

η_1 só tera densidade de probabilidade se:

$$\eta_1=\sqrt{\frac{E+mc^2}{2E}}\xi^\pm,\qquad \xi^+=\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix},\qquad \xi^+=\begin{pmatrix}0\\1\end{pmatrix}, \tag{2.17}$$

de forma que η é então a matriz linha:

$$\eta^\pm=\sqrt{\frac{E+mc^2}{2E}}\begin{pmatrix}\xi^\pm\\ \frac{c(\vec{\sigma}\cdot\vec{p})\xi^\pm}{E+mc^2}\end{pmatrix}. \tag{2.18}$$

Note que, como as soluções do sistema precisam seguir a relação de dispersão relativística, o sistema possui quatro soluções, duas com E positivo e duas com E negativo. As soluções com E positivo foram rapidamente associados com partículas se movendo no espaço-tempo, as soluções com E negativo foram questão de debates até o desenvolvimento da segunda quantização onde se observou que essas soluções são relacionadas com anti-partículas [26]. O spin do sistema apareceu naturalmente devido à condição de normalização da densidade de probabilidade, na função de onda o estado referente ao spin da partícula não é nada mais nada menos do que a matriz $\xi^\pm$.

Outro fator curioso é que podemos determinar o momento angular total $J = L + S$ por meio da equação de Dirac, isso é feito olhando a evolução temporal do operador momento angular $L = \vec{r} \times \vec{p}$ por meio da relação de Heisenberg

$$i\hbar\frac{d\vec{L}}{dt} = \left[\vec{L}, \mathcal{H}\right] = \left[\vec{r} \times \vec{p}, c\left(\vec{\alpha} \cdot \vec{p}\right) + \alpha_4 mc^2\right] = \sum_{i,j,k} \epsilon^{ijk} c\alpha^k \left[r^i, p^k\right] p^j = \sum_{i,j,k} \epsilon^{ijk} c\alpha^i p^j = c\left(\vec{\alpha} \times \vec{p}\right). \tag{2.19}$$

Ou seja, o momento angular $\vec{L}$ não é uma constante de movimento, podemos no entanto definir uma grandeza $\vec{J} = \vec{L} + \frac{\hbar}{2}\vec{\sigma}$ que é constante de movimento do sistema.

$$\begin{aligned} i\hbar\frac{d\vec{J}}{dt} &= \left[\vec{L}, \mathcal{H}\right] + \left[\frac{\hbar}{2}\vec{\sigma}, \mathcal{H}\right], \\ \left[\vec{\sigma}, \mathcal{H}\right] &= \left[\vec{\sigma}, c\vec{\alpha} \cdot \vec{p}\right] + \left[\vec{\sigma}, \alpha_4 mc^2\right] = mc^2 \sum_j \left[\sigma^i, c\alpha^j \cdot p^j\right], \\ \left[\vec{\sigma}, \mathcal{H}\right] &= \frac{-2c}{\hbar} \sum_{jk} \epsilon^{ijk} \alpha^k p^j = \frac{-2c}{\hbar}\left(\vec{\alpha} \times \vec{p}\right), \\ i\hbar\frac{d\vec{J}}{dt} &= c(\vec{\alpha} \times \vec{p}) - c\left(\vec{\alpha} \times \vec{p}\right) = 0. \end{aligned} \tag{2.20}$$

a grandeza $\vec{S} = \frac{\hbar}{2}\vec{\sigma}$ recebeu tanta importância que foi nomeado momento angular de Spin. A adição do campo magnético vai definir um momento extra ao momento usual, de forma que o momento canônico é descrito pelo acoplamento minimal $\vec{p} \to \vec{p} - \frac{q}{c}\vec{A}$. $\vec{A}$ é o potencial vetor gerado pelo campo magnético externo e q é a carga da partícula. O operador Hamiltoniano do sistema ganha uma contribuição de um possível potencial escalar, dessa forma $\mathcal{H} \to \mathcal{H} + q\phi$. Fazendo o acoplamento minimal na Eq.2.12 temos:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \left[c\vec{\alpha} \cdot \left(\vec{p} - \frac{q}{c}\vec{A}\right) + \alpha_4 mc^2 + q\phi\right]\psi. \tag{2.21}$$

Podemos escrever ψ como um vetor linha de duas componentes e reescrever a equação acima com as matrizes de Pauli

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\begin{bmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{bmatrix} = \left(c\begin{bmatrix} 0 & \vec{\sigma} \cdot \left(\vec{p} - \frac{q}{c}\vec{A}\right) \\ \vec{\sigma} \cdot \left(\vec{p} - \frac{q}{c}\vec{A}\right) & 0 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} mc^2 & 0 \\ 0 & -mc^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} q\phi & 0 \\ 0 & q\phi \end{bmatrix} \right) \begin{bmatrix} \eta_1 \\ \eta_2 \end{bmatrix}, \tag{2.22}$$

Em geral quando se fala de spin estamos trabalhando com física da matéria condensada que são sistemas de baixa energia por exemplo a energia de repouso de um elétron é 0.5 MeV enquanto o estado fundamental do átomo de hidrogênio é -13.6 eV. Vale aqui comentar que em mecânica quântica relativística não há referencial onde a energia potencial é zero, o referencial é sempre a partícula em repouso então o estado fundamental do átomo de H possui energia E = 0.5

MeV - 13.6 eV. Para potenciais estáticos $\vec{A}(\vec{r})$ e $\phi(\vec{r})$, os autoestados da função de onda ganham um termo de fase mc^2 que não é nada mais do que uma fase extra ao sistema referente à energia de repouso da partícula, dessa forma $\eta_i(\vec{r},t) = exp\left[-i\left(mc^2+E\right)\frac{t}{\hbar}\right]\chi_i(\vec{r})$, inserindo η_2 com o termo de fase extra na Eq.2.22 temos:

$$\eta_2 = \left[\frac{c}{2mc^2+E-q\phi}\right]\vec{\sigma}\cdot\left(\vec{p}-\frac{q}{c}\vec{A}\right)\eta_1. \tag{2.23}$$

Onde para chegar na expressão acima é feita a aproximação $\frac{\partial\chi_2}{\partial t}=0$. Assumindo um sistema de baixa energia, $mc^2 \gg E-q\phi$, o termo $c\cdot\left(2mc^2+E-q\phi\right)^{-1}$ é expandindo em Taylor até primeira ordem

$$\left(\frac{c}{2mc^2}\right)\cdot\frac{1}{1+\frac{E-q\phi}{2mc^2}} = \frac{1}{2mc^2}\frac{1}{1+x} = \frac{1}{2mc^2}\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\cdot x^n \approx \frac{1}{2mc}\left(1-\frac{E-q\phi}{2mc^2}\right) \tag{2.24}$$

de forma que a Eq.2.23 é aproximada para:

$$\eta_2 \approx \frac{1}{2mc}\left(1-\frac{E-q\phi}{2mc^2}\right)\vec{\sigma}\cdot\left(\vec{p}-\frac{q}{c}\vec{A}\right)\eta_1. \tag{2.25}$$

Fazendo a substituição da Eq.2.25 na Eq.2.22 e resolvendo para η_1 chegamos em:

$$\left(E-q\phi\right)\eta_1 = \vec{\sigma}\cdot\left(\vec{p}-\frac{q}{c}\vec{A}\right)\left(1-\frac{E-q\phi}{2mc^2}\right)\vec{\sigma}\cdot\left(\vec{p}-\frac{q}{c}\vec{A}\right)\eta_1. \tag{2.26}$$

Inserindo as matrizes de Pauli, abrindo os operadores $\vec{p}$ como derivadas e fazendo um pouco de álgebra é possível chegar em uma equação que leva em conta interações da partícula com campos externos

$$\begin{aligned} E\cdot\eta_1 = \left(1-\frac{E-e\phi}{2mc^2}\right)\cdot\left[\frac{1}{2m}\left(\vec{p}-\frac{q}{c}\vec{A}\right)^2 - \frac{e\hbar}{2m}\vec{\sigma}\cdot\vec{B}\right]\cdot\eta_1 + e\phi\cdot\eta_1 \\ \left\{-i\frac{q\hbar}{4m^2c^2}\vec{\nabla}\phi\cdot\left(\vec{p}-\frac{q}{c}\vec{A}\right) + \frac{e\hbar}{4m^2c^2}\vec{\sigma}\cdot\left[\vec{\nabla}\phi\times\left(\vec{p}-\frac{q}{c}\vec{A}\right)\right]\right\}\cdot\eta_1 \end{aligned} \tag{2.27}$$

Na aproximação de baixa energia, $\frac{E-e\phi}{2mc^2}\to 0$. Nessa situação é possível identificar uma equação de Schrodinger com acoplamento minimal para partícula livre juntamente com vários termos de interação conhecidos. O primeiro termo de interação $H_{Zeem} = \frac{q}{mc}\vec{B}\cdot\vec{S} = g\frac{q}{2mc}\vec{S}\cdot\vec{B}$ é conhecido como Hamiltoniano Zeeman e ele representa a versão quântica da interação de um momento de dipolo $\vec{\mu} = g\frac{q\hbar}{2mc}\vec{S}$ com um campo externo. Note que, se a carga da partícula for negativa o momento magnético é oposto a direção do spin. Os termos entre chaves foram separados pois não possuem equivalente clássico. O primeiro termo, conhecido como termo de Darwin, leva em conta que a partícula não é pontual mas está espalhada em um volume finito

da ordem do comprimento de Compton $\hbar/, c$. O último termo dentro das chaves é o termo de interesse para a spintrônica, ele é conhecido como acoplamento spin-órbita.

No caso de potencial estáticos $-\vec{\nabla}\phi = \vec{E}$, e o acoplamento pode ser separado em duas componentes

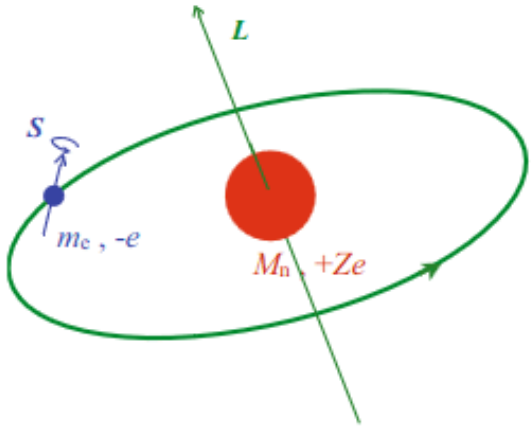
$$-\frac{q\hbar}{4m^2c^2}\vec{\sigma}\cdot\left[\vec{E}\times\left(\vec{p}-\frac{e}{c}\vec{A}\right)\right] = -\frac{q\hbar}{4m^2c^2}\vec{\sigma}\cdot\left[\vec{E}\times\vec{p}\right] + \frac{q\hbar}{4m^2c^2}\vec{\sigma}\cdot\left[\vec{E}\times\frac{q}{c}\vec{A}\right] \tag{2.28}$$

o segundo termo ganha um nome especial, ele é o acoplamento magneto-elétrico angular e para os temas abordados nessa tese ele não é de interesse. Se o potencial ϕ for esférico $\phi(\vec{r})$ temos

$$q\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi = -\frac{d\phi(r)}{dr}\frac{\vec{r}}{|r|}, \tag{2.29}$$

$$H_{SOC} = \frac{\hbar}{4m_e^2c^2r}\frac{dV(r)}{dr}\vec{\sigma}\cdot(\vec{r}\times\vec{p}) = \frac{1}{2m_e^2c^2r}\frac{dV(r)}{dr}\vec{S}\cdot\vec{L} = \xi_{SOC}\vec{S}\cdot\vec{L}. \tag{2.30}$$

Figura 3 – Exemplificação de um potencial esférico. Um elétron com carga $-e$ e massa m_e em uma órbita clássica ao redor de um núcleo com carga $+Ze$ e massa M_n. Os momentos angulares eletrônicos correspondentes são o momento angular orbital $\vec{L}$ e o spin $\vec{S}$. Devido ao acoplamento spin-órbita, tanto L quanto S realização um movimento de precessão.



Fonte: Imagem adaptada de [27].

O potencial esférico pode ser entendido da seguinte maneira. Considere a Fig.(3), o spin do elétron cria um momento magnético descrito por:

$$\vec{\mu}_s = -\frac{e}{m}\vec{S} = -\frac{2\mu_b}{\hbar}\vec{S} \tag{2.31}$$

onde $\mu_b = \frac{e\hbar}{2m}$ é o magneton de Bohr, o momento angular orbital do sistema também produz um momento de dipolo magnético que é descrito por:

$$\vec{\mu}_L = -\frac{e}{2m}\vec{L} = -\frac{\mu_B}{\hbar}\vec{L} \tag{2.32}$$

o momento magnético angular pode ser visto como uma medição da intensidade do campo magnético efetivo produzido pelo movimento de rotação do elétron em torno do núcleo com número atômico Z. Esse sistema é análogo a uma corrente passando em um anel. A interação spin-órbita pode ser vista como a interação eletrostática entre o momento de dipolo magnético intrínseco do elétron e o campo magnético efetivo sentido pelo elétron no seu sistema de referência

$$E_{SO} \approx -\vec{\mu}_S \cdot \vec{B}_{eff}. \tag{2.33}$$

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 e da periodicidade atômica da rede cristalina. Quando os átomos se aproximam, seus níveis de energia são perturbados pela presença de seus vizinhos. Para um número de átomos no sistema, vários níveis de energias bem próximos uns dos outros são formados, criando uma banda de energia quase contínua. Em materiais com alto número atômico, 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. A spintrônica moderna teve início com uso de metais pesados como Platina (Pt),Tântalo (Ta) e Paládio (Pd) justamente pelo acoplamento spin-órbita significativo, até hoje muitos estudos e dispositivos se baseiam em materiais pesados.

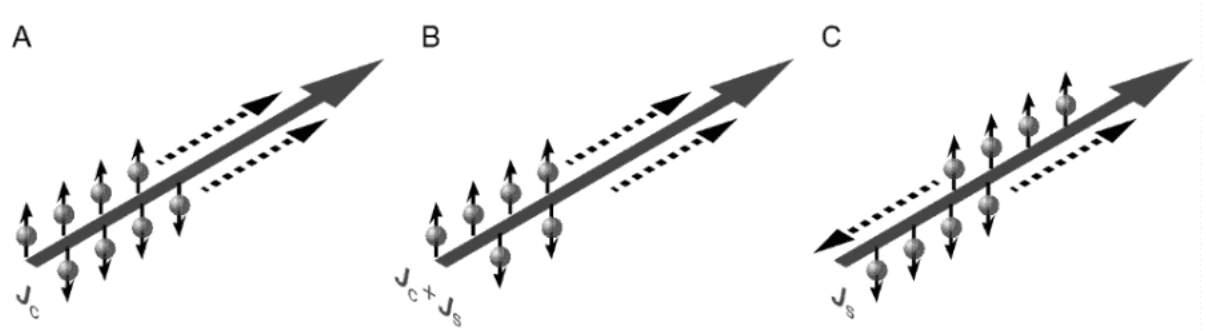
2.2 CORRENTES DE SPIN, EFEITO HALL, EFEITO SPIN HALL E EFEITO SPIN HALL INVERSO

Nessa seção são apresentados alguns conceitos que formam a base da spintrônica moderna. Dentre eles revisaremos os conceitos sobre correntes de spin, os efeitos Spin Hall direto e inverso juntamente com os efeitos Rashba-Edelstein direto e inverso.

2.2.1 Corrente de Carga e Corrente de Spin

Um conceito fundamental na esfera da spintrônica é o da corrente de spin. Nos metais, tais correntes são conduzidas pelos elétrons de condução, enquanto nos isolantes magnéticos são transportadas pelos mágnons. Neste segmento, abordaremos exclusivamente filmes metálicos. O conceito de corrente de spin foi primeiramente proposto por R.H. Silsbee e seus colaboradores [28, 29], sob uma designação diferente, conhecida como corrente de magnetização. Contudo, apenas no final do século XX, início do século XXI é que o conceito de corrente de spin foi usado no âmbito dos fenômenos spintrônicos então recém-descobertos.

Figura 4 – 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 (30).

Uma corrente de spin pode ser ilustrada pelo seguinte experimento mental, considere um material ou um circuito elétrico onde há uma corrente elétrica ou diferença de potencial sendo aplicada, essa corrente carrega a informação da carga do elétron e de seu spin. Em sistemas tradicionais, essa corrente não é polarizada, ou seja, existe o mesmo número de elétrons com spin *up* e com spin *down*, esse tipo de sistema é ilustrado pictorialmente na Fig.(4a). No entanto, se por algum motivo, um número igual de elétrons com polarização de spin distintas fluem em direções opostas há transporte de spin contudo não há transporte de carga, nessa situação temos o que é conhecido como corrente pura de spin, essa situação é ilustrada na Fig.(4c). Uma terceira possibilidade, mostrada na Fig.(4b), é quando a corrente elétrica possui uma quantidade de elétrons com spin *up* maior do que a quantidade de elétrons com spin *down*, nessa situação há transporte de carga e de spin, ela é chamada de corrente de carga polarizada em spin.

Elétrons são férmions e, como tal, obedecem ao princípio da exclusão de Pauli, tal que em um sistema de partículas idênticas não é possível ter mais de uma partícula no mesmo estado quântico. Em um metal com elétrons livres tendo energia $E(k)$, a uma determinada temperatura $T \geq 0$, a ocupação dos estados de energia é governada pela função de distribuição de Fermi-Dirac,

$$f(E,T) = \frac{1}{e^{\frac{(E-\mu)}{K_b T}} + 1}. \tag{2.34}$$

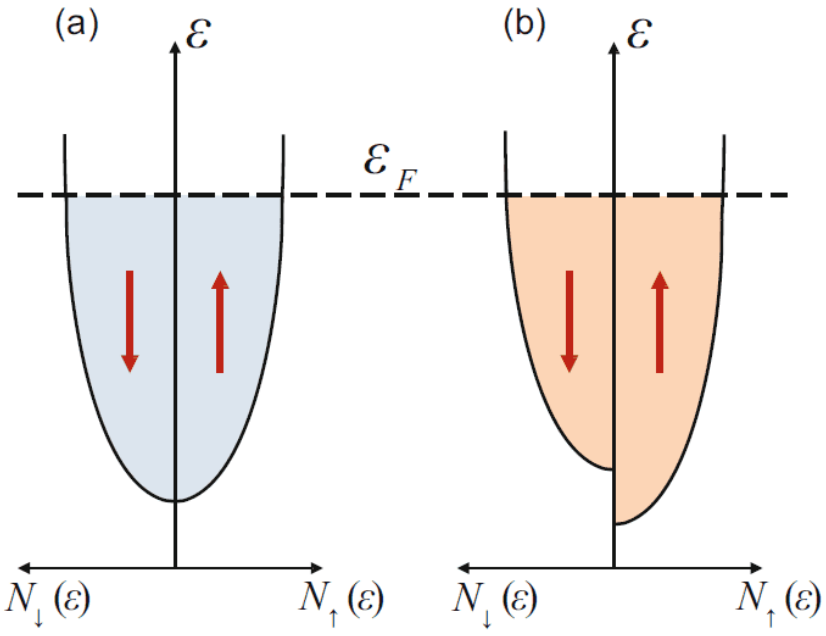
Onde μ é conhecido como potencial eletroquímico $\mu = \mu_c + e\phi$ sendo μ_c o potencial químico que é equivalente a energia do nível de Fermi em $T = 0$ e ϕ é um potencial elétrico que pode estar atuando sobre o elétron. O número de elétrons livres no sistema pode ser calculado por:

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} N(E) f(E,T) dE, \tag{2.35}$$

onde $N(E)$ é a densidade de estados e $N(E)dE$ é o número de elétrons por unidade de volume com energias entre E e $E + dE$. Em sistemas usuais de estado sólido, estamos trabalhando com temperaturas relativamente baixas (em comparação com a temperatura de Fermi), de modo que a distribuição de Fermi-Dirac pode ser aproximada muito bem como uma função degrau.

Em um metal não magnético (NM) e na ausência de um campo magnético externo, a energia dos elétrons de condução pode ser aproximada como se fossem elétrons livres, de forma que a energia deles não depende do spin, ou seja, o sistema é degenerado para spin. Nesse tipo de aproximação não há anisotropias ou interações extras, dessa forma ao aplicar uma corrente elétrica nesse material é esperado que exista um número igual de elétrons com spin *up* e *down* dado que as bandas possuem mesmo tamanho. Podemos observar esse efeito olhando para o gráfico da energia em função da densidade de estados do sistema como mostrado esquematicamente pela Fig.(5a). Em um material ferromagnético no entanto há interações de troca de um spin com seus vizinhos, tais interações acabam produzindo um deslocamento nas bandas de energia, com a banda de energia dos elétrons com spin *up* (majoritários) deslocada para energias mais baixas em relação à banda de spin *down* (minoritários), como ilustrado na Fig.(5b).

Figura 5 – Densidade de estados e ocupação dos estados eletrônicos na aproximação da banda parabólica de elétrons livres. As áreas sombreadas representam os estados de energia ocupados até a energia de Fermi. (a) Metal não magnético com elétrons com spin *up* e *down* tendo as mesmas energias. (b) Metal ferromagnético com deslocamento de bandas devido à interação de troca..



Fonte: Imagem retirada de [15].

Ao aplicar uma corrente em um material ferromagnético, os elétrons entrando no material vão provocar a movimentação de elétrons de condução no sistema fazendo um elétron ir de uma banda para outro, como há uma assimetria nas bandas do sistema o número de elétrons com spin

up se torna maior do que o número de elétrons com spin *down* e uma corrente polarizada de spin naturalmente surge no sistema. A assimetria na densidade de estados na energia de Fermi é usada para definir a polarização de spin da corrente através do ferromagneto como:

$$P = \frac{N_{\uparrow}(E_F) - N_{\downarrow}(E_F)}{N_{\uparrow}(E_F) + N_{\downarrow}(E_F)} \tag{2.36}$$

O estudo de correntes de spin puras em metais, é feito a partir da observação de que se a densidade de elétrons n for aumentada por Δn, o potencial eletroquímico muda de μ para $\mu + \delta\mu$, de modo que:

$$\delta\mu = \frac{\delta n}{N(E_F)}. \tag{2.37}$$

Quando uma tensão é aplicada nas extremidades do metal, surge um campo elétrico $\vec{E}$ que exerce sobre os elétrons de condução uma força $F_E = q\vec{E}$, onde q é a carga da partícula. A existência de uma força induz um movimento de deriva nos elétrons o que podemos associar a uma corrente de carga por meio da lei de Ohm.

$$\vec{J}_{Drift} = \sigma_e \vec{E}, \tag{2.38}$$

onde σ_e é a condutividade eletrônica. Além do movimento de deriva, também é possível produzir movimentação dos elétrons por meio de uma variação por meio de um gradiente de concentração ao longo do material, esse tipo de comportamento é chamado de difusivo e é descrito por uma equação de difusão do tipo:

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} = D\nabla^2 n(\vec{r}, t), \tag{2.39}$$

onde D é conhecida como constante de difusão e $n(\vec{r}, t)$ é a concentração de elétrons na posição $\vec{r}$ em um tempo t.

O movimento de difusão do sistema acaba produzindo um fluxo de elétrons, esse fluxo de elétrons por sua vez é visto como uma corrente elétrica de difusão. Para que exista conservação da carga e massa do sistema essa corrente difusiva deve obedecer uma equação da continuidade do tipo:

$$\frac{\partial \rho(\vec{r}, t)}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{J}_{Diff}, \tag{2.40}$$

onde $\rho(\vec{r}, t)$ é a densidade de carga do sistema e pode ser associada com a concentração do meio e da carga das partículas, $\rho(\vec{r}, t) = q \cdot n(\vec{r}, t)$, e J_{Diff} é a densidade de corrente de carga gerada pela difusão. Multiplicando a Eq.(2.39) pela carga q da partícula e comparando com a Eq.(2.40), obtemos uma expressão para a densidade de corrente produzida pelo mecanismo de difusão resultante de um gradiente de concentração de elétrons:

$$\vec{J}_{Diff}(\vec{r}, t) = -q \cdot D \cdot \nabla n(\vec{r}, t). \tag{2.41}$$

Essa relação é conhecida como Lei de Fick [31], que afirma que as partículas fluem de regiões de maior concentração para regiões de menor concentração. Dessa forma a corrente elétrica no sistema é dada pela soma das correntes de deriva e de difusão

$$\vec{J}(\vec{r},t) = \vec{J}_{Drift}(\vec{r},t) + \vec{J}_{Diff}(\vec{r},t) = \sigma_e \vec{E} - q \cdot D \nabla n(\vec{r},t) \tag{2.42}$$

onde podemos relacionar o gradiente de concentração com um gradiente de potencial eletroquímico $\nabla\mu$, por meio da Eq.(2.37), resultando em:

$$\nabla\mu = q\nabla\phi + \frac{\nabla n}{N(E_F)}. \tag{2.43}$$

Se for feito $\nabla\mu = 0$, encontramos a densidade de corrente no sistema $\vec{J} = \left(\sigma_e - q^2 \cdot D \cdot N(E_F)\right)\vec{E}$. Em uma situação de equilíbrio térmico, $\nabla\mu = 0$, encontramos que a relação de Einstein para a condutividade eletrônica

$$\sigma_e = q^2 \cdot D \cdot N(E_F). \tag{2.44}$$

Por meio dos resultados derivados, a Eq.(2.42) pode ser reescrita como:

$$\vec{J} = \frac{\sigma_e}{q}\nabla\mu. \tag{2.45}$$

As relações obtidas até agora não levam em conta o spin do elétron. A generalização das relações obtida para levar em conta o grau de liberdade de spin é feita considerando que cada canal de spin contribui de maneira independente para o sistema, isso é feito escrevendo a Eq.(2.45) para cada spin:

$$\vec{J}_{\uparrow\downarrow} = \frac{\sigma_e^{\uparrow\downarrow}}{q}\nabla\mu_{\uparrow\downarrow}. \tag{2.46}$$

Como q é uma propriedade da partícula que independe do spin, a maneira mais geral de se adicionar a dependência com o spin é por meio da condutividade $\sigma_e^{\uparrow\downarrow}$ e do potencial eletroquímico $\mu_{\uparrow\downarrow}$. Com a definição acima podemos formalmente definir correntes de spin, e correntes de carga levando em conta o grau de liberdade de spin [32]:

$$\vec{J}_c = \vec{J}_\uparrow + \vec{J}_\downarrow = \frac{1}{q}\nabla\left(\sigma_e^\uparrow\mu_\uparrow + \sigma_e^\downarrow\mu_\downarrow\right), \tag{2.47}$$

$$\vec{J}_s = \vec{J}_\uparrow - \vec{J}_\downarrow = \frac{1}{q}\nabla\left(\sigma_e^\uparrow\mu_\uparrow - \sigma_e^\downarrow\mu_\downarrow\right), \tag{2.48}$$

onde $\vec{J}_C$ representa a corrente de carga e $\vec{J}_S$ representa a corrente de spin. Note que se há o mesmo número de elétrons com spin *up* e spin *down* se movendo na mesma direção, não existe corrente de spin no material. Por outro lado, se existirem mais elétrons com spin *up* do que elétrons com spin *down* se movendo na mesma direção, uma corrente de spin será gerada. Das Equações 2.47 e 2.48 define-se o que é uma corrente pura de spin, isto é a situação onde $\vec{J}_c = 0$ e $\vec{J}_s \neq 0$.

Em materiais não magnéticos, as condutividades vão independer do spin, dessa forma podemos escrever $\sigma_e^{\uparrow} = \sigma_e^{\downarrow} = \sigma_e/2$, nesse tipo de situação a corrente de spin se reduz para:

$$\vec{J}_s = \frac{\sigma_e}{2q}\nabla\left(\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}\right). \tag{2.49}$$

A diferença nos potenciais químicos para elétrons com spin *up* e spin *down* tem um significado especial, ela ajuda a definir uma grandeza de importância conhecida como acumulação de spins

$$\mu_s = \frac{1}{2}\left(\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}\right). \tag{2.50}$$

A corrente de spin em materiais não magnéticos é então descrita por:

$$\vec{J}_s = \frac{\hbar}{2q}\frac{\sigma_e}{q}\nabla\mu_s. \tag{2.51}$$

Vale aqui alguns comentários importantes sobre a corrente de spin. o fator $\frac{\hbar}{2q}$ é colocado por conveniência, sem esse fator a equação fica com a mesma dimensão da corrente de carga de carga por unidade de tempo por unidade de área, como spin é momento angular e sua unidade para um elétron é de $\hbar/2$, ao adicionar o termo de $\hbar/2q$ a corrente de spin fica com unidade de momento angular por unidade de tempo por unidade de área. O segundo, e mais importante, comentário é que o gradiente implica em $\vec{J}_s$ ser um vetor na direção de variação de μ_s, entretanto a corrente de spin na verdade deveria ser representada como um tensor de segunda ordem, pois além da direção também é necessário definir a polarização do spin. Convencionalmente é simplificada a notação de forma que $\hat{\sigma}$ é usado para denotar a polarização de spin quando necessário e $\vec{J}_s$ é usado simplesmente para denotar a direção e magnitude da corrente de spin.

Atualmente há pelo menos quatro maneiras amplamente usadas para se criar correntes puras de spin. A primeira delas é pelo efeito Spin Hall [33] que é discutido mais para frente, e a segunda é pelo bombeamento de spins [15] que será discutido a posteriori, as outras maneiras são pelo efeito Seebeck [15] de spin onde um gradiente térmico produz uma acumulação de spin em uma interface. A última, e mais recente, maneira de se gerar uma corrente de spin é pela excitação de elétrons em um material por meio de radiação eletromagnética na faixa de terahertz [34].

2.2.2 Efeito Hall Clássico

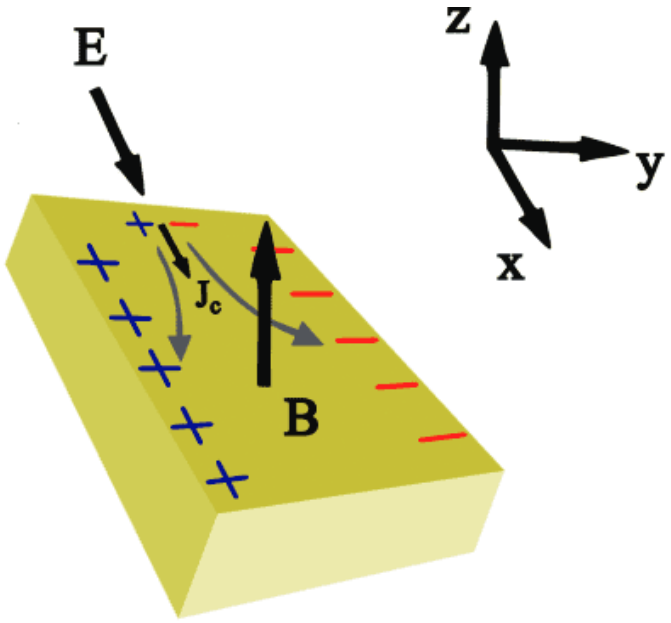
Antes de discutir sobre o efeito Spin Hall e o efeito Spin Hall Inverso, uma breve introdução será feita sobre o efeito Hall clássico. O efeito Hall clássico é um fenômeno físico fundamental que foi descoberto por Edwin Hall em 1879 [35], ele descreve a geração de uma diferença de potencial perpendicular à direção de uma corrente elétrica em um condutor quando

submetido a um campo magnético externo devido a força de Lorentz.

$$\vec{F_L} = q(\vec{v} \times \vec{B}). \tag{2.52}$$

Considere que há uma corrente elétrica fluindo em um material condutor sob a influência de um campo magnético externo, ocorre uma força de Lorentz que age sobre os portadores de carga em movimento. Essa força desvia os portadores de carga, resultando em uma acumulação de carga em uma direção perpendicular tanto à corrente elétrica quanto ao campo magnético (Fig. 6). Como resultado, uma diferença de potencial, conhecida como tensão de Hall, é gerada perpendicular à corrente e ao campo magnético, sendo descrita por:

Figura 6 – Efeito Hall clássico. Elétrons são desviados pela força de Lorentz para o topo do material criando uma diferença de potencial elétrico.



Fonte: Imagem adaptada de [36].

$$V_H = \frac{I \cdot B}{n \cdot q \cdot t},$$

onde I é a corrente elétrica, B é o campo magnético aplicado, n é a densidade de portadores de carga, q é a carga da partícula e t é a espessura do material.

A magnitude da tensão de Hall é proporcional à intensidade do campo magnético aplicado, à corrente elétrica e a uma propriedade específica do material conhecida como resistência Hall ou coeficiente de Hall. Este coeficiente é uma característica intrínseca do material e está relacionado à densidade de portadores de carga e à mobilidade dos mesmos.

$$R_H = \frac{E_y}{j_x B} = -\frac{1}{n \cdot q}$$

O coeficiente Hall pode ser usado para a classificação de semicondutores entre tipo p e tipo n uma vez que elétrons possuem carga $q = -e$ e buracos possuem carga $q = +e$ 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, sendo crucial em dispositivos eletrônicos como dispositivos de controle de movimento [37].

2.2.3 Efeito Spin Hall (SHE)

O efeito Hall de spin, também chamado de efeito spin Hall direto é um fenômeno que tem origem no acoplamento spin-órbita (SOC) dos elétrons de condução em metais e semicondutores, que possibilita a geração de uma corrente de spin a partir de uma corrente de carga. Esse mecanismo é mais pronunciado em materiais pesados, que possuem forte SOC, como Platina(Pt), Paládio(Pd), Tântalo(Ta) e Tungstênio(W). O efeito spin Hall foi primeiramente proposto por Dyakonov, M. e Perel, V. em 1971 [7, 38] sendo redescoberto de por J. E. Hirsch em 1999 [33] .

Nos trabalhos de Dyakonov e Perel, os autores mostraram que quando uma corrente elétrica passa por um condutor, com forte acoplamento spin-orbita, pode existir um espalhamento dos portadores de carga baseado na polarização de seus spins. Esse espalhamento gera um fluxo de spins perpendicular à corrente elétrica, resultando em um acúmulo de spins polarizados na superfície do condutor. Seguindo a mesma linha de pensamento que Dyakonov e Perel, Hirsch propõe que quando uma corrente de carga passa por um material paramagnético, um desbalanço de spins transversal à corrente de carga vai ser gerado, resultando numa corrente de spin transversal. Além disso, eles também propuseram que quando uma corrente de spin passa pelo material, uma corrente de carga é gerada e uma tensão tipo 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. Após o trabalho seminal de Hirsch vários modelos robustos detalhando possíveis mecanismos de espalhamento baseados no efeito spin-órbita foram propostos [39–41]. A detecção experimental do efeito veio alguns anos depois sendo observado experimentalmente por meio da detecção da polarização de spin com efeito Kerr magneto-óptico em semicondutores [42] e por medidas eletrônicas diretas em estruturas metálicas [43].

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. 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 *up* e spin *down* sendo espalhados em sentidos opostos mesmo na ausência de um campo magnético externo. Utilizando as equações de transporte de Boltzmann e de difusão, é possível demonstrar que a densidade de corrente de spin $\vec{J_s}$ gerada a partir da densidade de corrente de carga $\vec{J_C}$ por meio do efeito Hall de spin é dado por [44]:

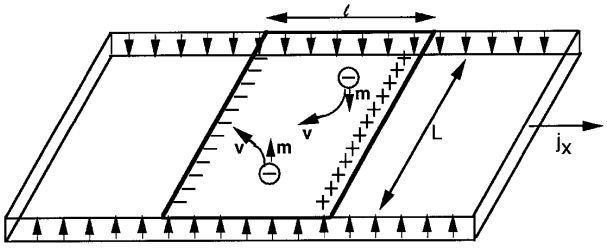
$$\vec{J_s} = \frac{\hbar}{2e}\theta_{SH}\left(\hat{\sigma} \times \vec{J_c}\right) \tag{2.53}$$

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 $\vec{J_s}$.

2.2.4 Efeito Spin Hall Inverso (ISHE)

O efeito spin Hall Inverso é o efeito recíproco, no sentido das relações de Onsager, do efeito spin Hall direto. Ele 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 parcialmente transformada em uma corrente de carga transversalmente à corrente de spin. Esse efeito foi inicialmente previsto por J.E Hirsch [33], em seu trabalho sobre o SHE, como 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 7).

Figura 7 – 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 [33].

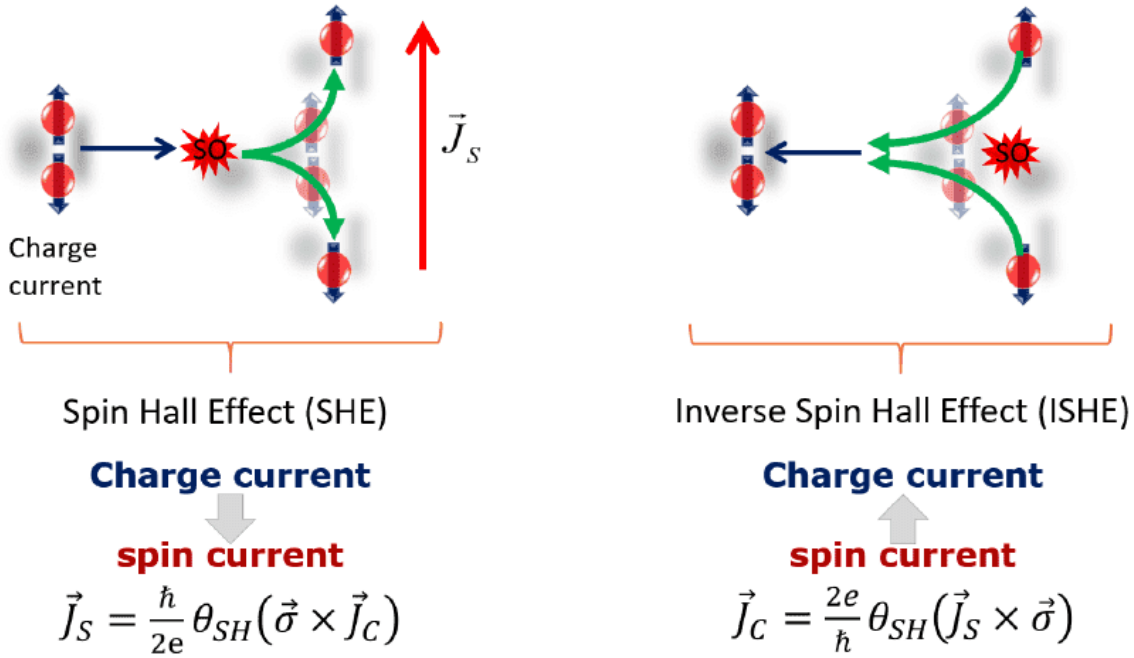
A primeira detecção do ISHE foi feita em Recife pelo grupo de magnetismo e materiais magnéticos em 2005 [45]. Nesse trabalho uma corrente pura de spin é injetada de um material ferromagnético (FM) em um metal normal (NM) não magnético pelo processo de bombeamento de spin causado pela ressonância ferromagnética 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-voltímetro ao colocar dois contatos elétricos na amostra. Ainda nesse trabalho foi observado que a tensão medida 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.

Apesar dos autores reportarem a primeira detecção do efeito ISHE, a explicação do experimento só foi dada um ano depois em 2006 por Saitoh [8]. 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:

$$\vec{J_c} = D_{ISHE}(\vec{J_s} \times \hat{\sigma}) \tag{2.54}$$

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. Devido as relações de reciprocidade de Onsager, a constante D_{ISHE} necessariamente precisa ser $D_{ISHE} = \frac{-2e}{\hbar}\theta_{SH}$, 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 8 – Ilustração dos processos de conversão de corrente. A primeira imagem mostra o processo de conversão por efeito spin Hall direto, onde uma corrente de carga é convertida em uma corrente de spin. A segunda imagem mostra o efeito spin Hall inverso, onde uma corrente de spin é convertida em uma corrente de carga(ISHE).



Fonte: Imagem retirada de (46).

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. (47)

2.3 EFEITO RASHBA E EFEITO RASHBA-EDELSTEIN INVERSO

Os efeitos de geração e conversão de corrente de spin e de carga discutidos anteriormente são chamados de efeitos de volume dado que são baseados em espalhamento que ocorrem ao longo do material. Além de conversão por efeitos de volume, há também geração e conversão de corrente de spin e de carga por efeitos de interface, devido à quebra de simetria, esses efeitos são conhecidos como efeitos Rashba-Edelstein direto e inverso vão ser apresentados nessa seção.

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 [48] e revisitado por

Edestein em 1990 no contexto de semicondutores [49]. 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 feito o desenvolvimento matemático do efeito Rashba.

Considere que o sistema de interesse é um gás de elétrons ideal em duas dimensões (2DEG). Nesse caso, o operador Hamiltoniano que descreve a energia do sistema é constituído apenas do termo referente à energia cinética

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

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

A equação de Schrödinger do sistema é dada por:

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

$$\tfrac{\hat{P}^2}{2m_e} \left|\psi\right\rangle = \epsilon_k \left|\psi\right\rangle,$$

onde ϵ_k é o autovalor do operador Hamiltoniano $\widehat{H}_k$. Escolhendo a posição como base do espaço de Hilbert, o operador momento linear ganha uma representação conhecida então podemos encontrar uma equação de autovalor-autovetor para o sistema:

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

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

Por inspeção, vemos que essa última equação admite soluções do tipo $\psi(\vec{r}) = e^{i\alpha\vec{r}}$. Inserindo a solução na equação de Schrodinger é possível encontrar o valor da constante α,

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

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

de forma que a energia do sistema é dada por:

$$\epsilon_k = \frac{k^2\hbar^2}{2m_e}. \tag{2.55}$$

Sabendo o valor de α, podemos escrever a solução geral do problema da forma:

$$\psi(\vec{r}) = Ae^{+i\vec{k}\cdot\vec{r}} + Be^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}},$$

onde A e B são constantes a serem determinadas pelas condições de contorno para que o módulo quadrado da função de onda seja normalizado. É comum fazer $B = 0$, isso é feito assumindo que há apenas ondas vindo de $-\infty$ para $+\infty$. Temos então que a autofunção do sistema é dada por:

$$\psi(\vec{r}) = \sqrt{\frac{1}{\Omega}} e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}, \tag{2.56}$$

onde Ω é o volume do sistema que normaliza a densidade de probabilidade para a unidade. Observe que as energias do sistema (Eq.2.55) não carregam nenhum tipo de informação do spin do elétron, nesse tipo de situação temos que o sistema é degenerado, ou seja, tanto o elétron com spin *up* quanto o elétron com spin *down* possuem a mesma energia

$$\epsilon_k^{\uparrow} = \epsilon_k^{\downarrow} = \frac{k^2\hbar^2}{2m_e}. \tag{2.57}$$

Essa degenerescência é uma consequência direta das simetrias de inversão temporal e inversão espacial. A inversão espacial leva o vetor de onda $\vec{k}$ em $-\vec{k}$, e ela é independente da direção de spin σ, $\sigma \in \{\uparrow, \downarrow\}$. Como a energia na Eq.(2.55) é proporcional ao quadrado de $\vec{k}$, ela se mantém invariante por inversão espacial,

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

Simetria de inversão temporal significa fazer o sistema voltar no tempo, isso é feito levando o vetor de onda $\vec{k}$ em $-\vec{k}$ e fazendo a troca da polarização de spin, $\uparrow \rightarrow \downarrow$ ou $\downarrow \rightarrow \uparrow$, matematicamente isso é representado por:

$$\epsilon_\uparrow(k) = \epsilon_\downarrow(-k). \tag{2.58}$$

Combinando as duas simetrias, obtém-se a Eq. (2.57). Em mecânica quântica, há um teorema que diz que quando um auto-estado de energia de um sistema simétrico por reversões no tempo com spin total semi-inteiro um segundo auto-estado de mesma energia vai existir, e ambos os estados podem ser relacionados por meio de uma operação de reversão temporal, esse teorema é chamado de teorema da degenerescência de Kramers.

Até o momento foi considerado apenas que o sistema possuía elétrons livres, contudo quando se tem interfaces há sempre um campo interagindo com o sistema devido a momentos de dipolo não compensados nas interfaces. Considere então que há um potencial externo, esse potencial quebra uma das simetrias do sistema e levanta a degenerescência do meio. Além disso é feita a consideração que esse potencial é pequeno e pode ser tratado como uma pequena perturbação em torno de um ponto de equilíbrio, podemos então fazer a expansão de Taylor do potência:

$$V(\vec{r}) = V_0 + \nabla V(\vec{r}) \cdot \vec{r} + \frac{1}{2}\left[\nabla V(\vec{r})\right]^2 \cdot (\vec{r})^2 + ...$$

porém a eletroestática nos diz que o gradiente de um potencial pode ser relacionado com um campo elétrico:

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

dessa forma 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, centrado no elétron. Nesse referencial o elétron enxerga um campo magnético que é descrito por $\vec{B} = \frac{1}{c^2}\vec{v}\times\vec{E}$. Fazendo uma abordagem semi-clássica, temos que a velocidade do elétron no gás bidimensional pode ser escrita como:

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

então o campo magnético que atua no elétron pode ser reescrito como:

$$\vec{B} = \frac{\vec{v}}{c^2} \times \vec{E} = \frac{\hbar}{c^2 \cdot m_e}\vec{k} \times \vec{E}. \tag{2.59}$$

A partícula que estamos considerando é um elétron, tais partículas possuem momento magnético intrínseco de spin, dessa forma é necessário levar em conta a interação spin-órbita. Isso é feito por meio da seguinte Hamiltoniana:

$$\hat{H}_{so} = -\vec{\mu}_s \cdot \vec{B} = (g_s\frac{e}{2m_e}\vec{S}) \cdot (\frac{\hbar}{c^2 \cdot m_e}\vec{k} \times \vec{E}) = \alpha_R\vec{\sigma} \cdot (\vec{k} \times \vec{E}) \tag{2.60}$$

onde $\alpha_R = \frac{g_s\mu_B\hbar}{2m_e\cdot c^2} = \frac{q\cdot\hbar^2}{4\cdot m_e^2\cdot c^2}$ 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 q é a carga do elétron e m_e é a massa do elétron. Levando em conta a energia cinética do elétron, o operador Hamiltoniano completo do sistema é dada por:

$$\hat{H} = \hat{H}_k + \hat{H}_{so} = \frac{\hat{P}^2}{2m_e} + \frac{\alpha_R}{\hbar}\vec{E} \cdot (\vec{\sigma} \times \vec{P}) \tag{2.61}$$

onde o segundo foi reescrito por meio da propriedade de produto triplo $A \cdot (B \times C) = C \cdot (A \times B) = B \cdot (C \times A)$, além disso é usado a relação de De Broglie para o momento $\vec{P} = \hbar\vec{k}$.

Nos sistemas que estamos interessados, o campo elétrico é uma consequência dos dipolos não compensados na interface dado que há diferentes átomos na parte superior e inferior da interface. Podemos então sem muita perda de generalidade considerar um campo elétrico $\vec{E} = E\hat{z}$, onde $\hat{z}$ é o versor perpendicular ao plano do 2DEG. Fazendo tal consideração a Hamiltoniana se reduz para:

$$\hat{H} = \frac{\hat{P_x}^2}{2m_e} + \frac{\hat{P_y}^2}{2m_e} + \frac{\alpha_R(E)}{\hbar}(\hat{\sigma}_x\hat{P}_y - \hat{\sigma}_y\hat{P}_x). \tag{2.62}$$

Onde a amplitude do campo elétrico é absorvida na constante α_r, vale aqui comentar que há uma certa ambiguidade na literatura em respeito o nome da constante, alguns autores chamam a constante α_r, sem o campo elétrico, de constante Rashba enquanto outros levam em conta a influência do campo e chamam $\alpha_r(E)$ de constante Rashba. A Eq.(2.62) pode ser resolvida usando teoria de perturbação degenerada, uma vez que valores de α_R são da ordem de 10^{-10}-10^{-11} eV·m (50) enquanto os termos de energia cinética para um gás de elétrons em metais

são da ordem de alguns eV. (51) Aplicando a Eq.(A.18) para $\hat{W} = \frac{\alpha_R(E)}{\hbar}(\vec{\sigma} \times \hat{P})$, 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 espinores, a matriz W acaba sendo uma matriz 4x4. Temos então que ter autovetores na forma de espinor, isso é obtido fazendo $a_1 = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$ e $a_2 = \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}$. Ao remontar a autofunção com os espinores obtemos:

$$\alpha_R \begin{bmatrix} 0 & ik_x & 0 & k_y e^{i(k_y \cdot y - k_x \cdot x)} \\ -ik_x & 0 & k_y e^{i(k_y \cdot y - k_x \cdot x)} & 0 \\ 0 & ik_x e^{i(k_x \cdot x - k_y \cdot y)} & 0 & k_y \\ -ik_x e^{i(k_x \cdot x - k_y \cdot y)} & 0 & k_y & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a \\ b \\ A \\ B \end{bmatrix} = \epsilon^1 \begin{bmatrix} a \\ b \\ A \\ B \end{bmatrix}. \tag{2.63}$$

As correções nas energias do sistema são dadas pelos autovalores da Eq.(2.63) que podem ser calculados usando o método de Laplace:

$$det(W - \epsilon_1 1) = -\epsilon_1 \cdot \left[-\epsilon_1^3 + i\epsilon_1 k_x k_y \alpha_R^2 + \epsilon_1 k_y^2 \alpha_R^2\right] + ik_x \cdot \left[\alpha_R i k_x \epsilon_1^2 + ik_y^2 k_x \alpha_R^3 - ik_y^2 k_x \alpha_R^3\right] \alpha_R +$$

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

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

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

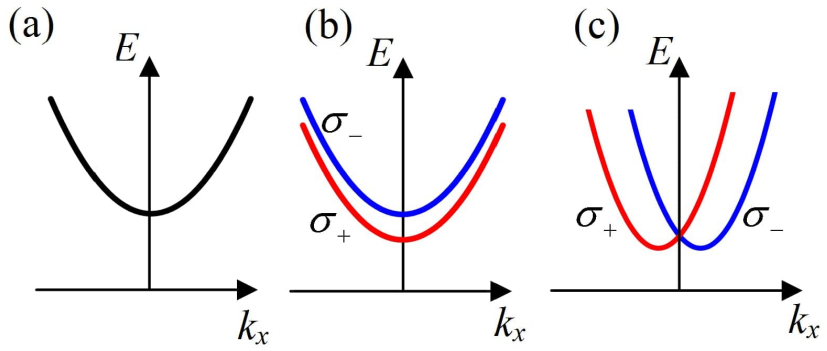
A equação acima não é nada mais do que um termo quadrático, tirando a raiz encontramos que a correção de primeira ordem para a energia é dada por:

$$\epsilon_1 = \pm k_{\parallel} \alpha_R(E), \tag{2.64}$$

onde $k_{\parallel}^2 = (k_x^2 + k_y^2)$, com o símbolo de paralelo significando que o vetor de onda se encontra no plano do gás bidimensional.

A Figura (9) 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.

Figura 9 – Representação da banda de condução de (a) um material com degenerescência de spin (b) Um material sob efeito Zeeman (c) um material com interação spin-órbita descrita pelo Hamiltoniano de Rashba.



Fonte: Imagem retirada de (52).

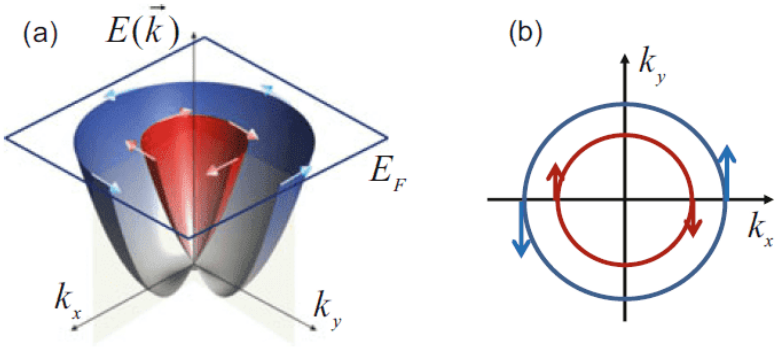
A energia do sistema então vai possuir uma componente de energia cinética e um termo de correção de primeira ordem devido ao acoplamento spin-órbita:

$$E^{\pm} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \pm \alpha_R(E) \cdot k_{\parallel}. \tag{2.65}$$

O termo linear na Eq.(2.65) desloca as bandas de energia parabólicas lateralmente no plano criado pelo vetor $\vec{k}$. As relações de dispersão $E(k_x, k_y)$ na Eq.(2.65) são representadas pelas superfícies mostradas na Fig.(10a), que são formadas pela rotação em torno do eixo de energia das parábolas para as duas orientações de spin, note que há uma diferença de energia para elétrons com spin *up* e spin *down*, como será mostrado mais para frente, essa diferença implica em uma propriedade importante do sistema chamada *Spin-Momentum Locking*, onde um elétron em movimento sempre vai possuir polarização de spin perpendicular à direção de movimentação.

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

Figura 10 – Em (a) Ilustração esquemática da dispersão de energia polarizada por spin de um gás de elétrons 2D com interação de Rashba em equilíbrio. (b) Círculos de Fermi exibindo o *spin-momentum locking*.



Fonte: Imagem retirada de [15].

usando teoria de perturbação, isso envolve achar os autovalores da Eq.(2.63) 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,

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

Para que seja uma equação de autovalor-autovetor, $|\psi\rangle$ tem que ser uma matriz 2×1. Temos então $|\psi\rangle = \begin{pmatrix}\psi_1\\ \psi_2\end{pmatrix}$, voltando na equação anterior chegamos em duas equações diferenciais acopladas:

$$\begin{aligned}
\frac{-\hbar^2}{2m}(\partial_x^2+\partial_y^2)\psi_1 + \alpha_R(\partial_x - i\partial_y)\psi_2 &= \left(\frac{\hbar^2 k_\parallel^2}{2m_e} \pm \alpha_R\left|k_\parallel\right|\right)\psi_1, \\
\frac{-\hbar^2}{2m}(\partial_x^2+\partial_y^2)\psi_2 - \alpha_R(\partial_x - i\partial_y)\psi_2 &= \left(\frac{\hbar^2 k_\parallel^2}{2m_e} \pm \alpha_R\left|k_\parallel\right|\right)\psi_2.
\end{aligned} \tag{2.66}$$

O sistema, que está sendo considerado, é um gás de elétrons com acoplamento spin-órbita, ou seja, o spin do elétron interage com o momento angular devido ao movimento de translação em relação ao núcleo atômico. Temos então a ideia que quando $r \to \infty$, a interação spin-órbita

não exista pois não há interação do núcleo com o elétron, e o sistema se comporta como ondas planas. Podemos então introduzir o comportamento ondulatório do sistema fazendo $\psi_1 = f \cdot e^{i\vec{k}\cdot r}$ e $\psi_2 = g \cdot e^{i\vec{k}\cdot r}$ onde f e g são funções que ajustam o comportamento do sistema quando a interação spin-órbita está atuando. Retornando nas equações de Schrodinger acopladas temos:

$$\begin{aligned}
\frac{\hbar^2}{2m}(k_x^2 + k_y^2)f + \alpha_R(ik_x - i(ik_y))g &= \frac{\hbar^2 k_\parallel^2}{2m_e}f \pm \alpha_R\big|k_\parallel\big|\, f, \\
\frac{\hbar^2}{2m}(k_x^2 + k_y^2)g - \alpha_R(ik_x + i(ik_y))f &= \frac{\hbar^2 k_\parallel^2}{2m_e}g \pm \alpha_R\big|k_\parallel\big|\, g,
\end{aligned} \tag{2.67}$$

$$\begin{aligned}
\alpha_R(ik_x + k_y)g &= \pm\alpha_R\big|k_\parallel\big|\, f, \\
-\alpha_R(ik_x - k_y)f &= \pm\alpha_R\big|k_\parallel\big|\, g,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
f &= \pm\frac{(ik_x + k_y)g}{\big|k_\parallel\big|}, \\
f &= \pm\frac{\big|k_\parallel\big|\, g}{(-ik_x + k_y)}.
\end{aligned} \tag{2.68}$$

Combinando as duas equações obtemos $g = 1$ e $f = \pm\frac{(ik_x+k_y)}{\big|k_\parallel\big|}$ ou $f = 1$ e $g = \pm\frac{(ik_x+k_y)}{\big|k_\parallel\big|}$, esse tipo de sistema possui duas soluções devido à escolha arbitrária do que é spin *up* e *down*. Escolhendo $g = 1$ e $f = \pm\frac{(ik_x+k_y)}{\big|k_\parallel\big|}$, os auto-estados do sistema são descritos por:

$$\begin{aligned}
|\psi_+\rangle &= e^{i\vec{k_\parallel}\cdot\vec{r_\parallel}} \begin{pmatrix} +i\frac{(k_x - ik_y)}{k_\parallel} \\ 1 \end{pmatrix}, \\
|\psi_-\rangle &= e^{i\vec{k_\parallel}\cdot\vec{r_\parallel}} \begin{pmatrix} -i\frac{(k_x - ik_y)}{k_\parallel} \\ 1 \end{pmatrix}.
\end{aligned} \tag{2.69}$$

Os estados encontrados na Eq.(2.69) podem ser reescritos em coordenadas polares (53) como:

$$\psi_{\pm} = \frac{1}{2\pi\sqrt{2}} e^{i(k_{\parallel}\cdot r_{\parallel})} \begin{pmatrix} ie^{-i\phi/2} \\ \pm e^{i\phi/2} \end{pmatrix}. \tag{2.70}$$

A representação em coordenadas polares é particularmente interessante quando se deseja achar a polarização média dos spins do sistema, isso é feito por:

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

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

$$\hat{\sigma}_{\pm} = \pm\frac{1}{4\pi} \begin{bmatrix} sen\phi, & -cos\phi, & 0 \end{bmatrix}. \tag{2.71}$$

Note que a polarização média dos spins do sistema apresenta um comportamento oscilatório, com a polarização mudando de positiva para negativa à medida que a partícula se move na borda da amostra. Além disso a Eq.(2.71) pode ser usada para demonstrar o *Spin-Momentum Locking*, a propriedade onde a polarização do spin sempre fica perpendicular ao vetor de onda $\vec{k}$, isso é feito calculando o produto intermo $\hat{\sigma}\cdot\vec{k}$.

$$\langle\hat{\sigma}_{\pm}|\,|\vec{k}\rangle = \pm\frac{1}{4\pi} \begin{bmatrix} sen\phi & -cos\phi & 0 \end{bmatrix} k_{\parallel} \begin{bmatrix} cos\phi, \\ sen\phi, \\ 0 \end{bmatrix} = \pm\frac{k_{\parallel}}{4\pi}(sen\phi cos\phi - cos\phi sen\phi) = 0. \tag{2.72}$$

Como citado anteriormente, o *spin-momentum locking* pode ser observado nos círculos de Fermi mostrados na Fig.(10), obtidos ao fazer um corte transversal das superfícies de energia para um valor qualquer constante de energia.

Por causa da SOC do tipo Rashba, uma corrente de spin pura é naturalmente gerada no plano contendo o gás de elétrons na direção de $\hat{n}_+$ devido a diferença de energia entre os estados com spin *up* e spin *down*. Podemos verificar essa propriedade se levarmos em conta uma superfície tipo Rashba cuja a energia é descrita pela Eq.(2.60) com campo elétrico na direção $\hat{z}$, nesse tipo de sistema o operador corrente elétrica na direção $\hat{x}$ é descrito por [54]:

$$\hat{j_x} = e\cdot\hat{v}_x = e\cdot\frac{\partial\hat{H}_{SO}}{\partial k_x} = -e\alpha_R(E)\hat{\sigma}_y. \tag{2.73}$$

Esse resultado interessante demonstra que a corrente na superfície Rashba não depende do momento porém ela depende do operador de spin. Ao aplicar uma corrente elétrica na direção $\hat{x}$, por meio da teoria da resposta linear encontramos que:

$$j_x = \langle \hat{j}_x \rangle_{neq} = -2e\alpha_R \delta S_y \propto E_x, \tag{2.74}$$

onde $\langle\ \rangle_{neq}$ é o valor esperado fora do equilíbrio na teoria da resposta linear, δS_y denota a densidade de spins fora do equilíbrio na direção $\hat{y}$. A geração de uma densidade de spins fora do equilíbrio, também chamada de corrente de spin, devido à uma corrente elétrica aplicada é o que formalmente chamamos de efeito Rashba-Edelstein direto. Assim como no efeito Hall de spin, não é possível medir diretamente a corrente de spin gerada pelo efeito Rashba-Edelstein. A grande diferença entre os dois efeitos de geração de corrente de spin é que o SHE ocorre por espalhamentos ao longo do volume do material enquanto o REE ocorre na superfície/interface, sendo assim independente da espessura do material.

2.3.2 Efeito Rashba-Eldelstein Inverso

Assim como o efeito Hall de spin possui um efeito recíproco que faz a conversão da corrente de spin em corrente de carga, o efeito Rashba-Edelstein também possui um efeito recíproco, chamado de efeito Rashba Edelstein Inverso (IREE). O IREE ocorre quando é feita a injetação uma corrente de spin $3D$ em um material com interação Rashba, o sistema vai então converter a corrente de spin e uma corrente de carga é detectada. O que ocorre é um desbalanceio na distribuição dos spins na superfície devido à corrente de spin injetada, há então um aumento de uma das populações de elétrons. Para entender como isso ocorre é necessário primeiro olhar para a separação de estados na superfície de Fermi causada pela interação Rashba. Eq.(2.65) não é mais um paraboloide de revolução independente do spin como no caso dos elétrons livres, mas sim uma superfície quadrática com diferentes energias para spin *up* e *down*. Isso pode ser observado na Fig. (10b), ao fazer um corte na superfície de Fermi há uma diferença nos raios dos dois discos de Fermi que é descrita por:

$$\Delta k = k_{F+} - k_{F-} = \frac{2m_e}{\hbar^2}\alpha_R(E). \tag{2.75}$$

Embora a polarização total de spin em cada círculo formado se anule ao fazer uma média, a direção de $\vec{k}$ e a orientação de spin estão relacionadas entre si devido ao *spin-momentum locking*. Isso, juntamente com o fato de $K_F^+ \neq K_F^-$, tem consequências importantes para as propriedades de transporte de um sistema sem simetria de inversão como é o caso de uma superfície Rashba. A primeira propriedade de interesse que é a criação de uma polarização líquida de spin por uma corrente de carga já foi demonstrada na seção anterior e pode ser observada na primeira imagem em Fig.(11b) [55, 56]. Seguindo a mesma linha de raciocínio do efeito direto, é possível definir a densidade de corrente de carga 2D associada à densidade total de spin na superfície [57] que é descrita por:

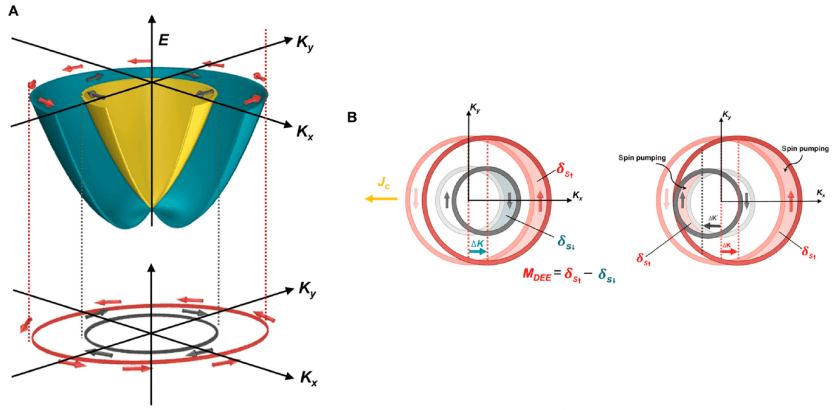
$$J_c = \frac{e\alpha_R}{\hbar}\left(\delta s_+ - \delta s_-\right). \tag{2.76}$$

O termo $S_{neq} = \langle(\delta s_+ - \delta s_-)\rangle$ é a densidade de spin fora do equilíbrio nos estados de superfície resultante da injeção de uma corrente de spin na interface. Levando em conta que a direção de quebra de simetria de inversão é na direção $\hat{z}$, a equação acima é generalizada para [58–60]

$$\vec{J}_c = \frac{e\alpha_R}{\hbar}\left(\hat{z} \times \vec{S}_{neq}\right), \tag{2.77}$$

onde $\vec{S}_{neq}$ é a direção de polarização da densidade de spins fora do equilíbrio.

Figura 11 – Em (a) é apresentada as bandas de energia de um gás bidimensional com interação spin-órbita do tipo Rashba, fazendo um corte na banda de condução é possível observar círculos centrados com diferentes raios. Em (b) esquemas dos mecanismos para os efeitos Rashba-Edelstein direto e inverso em um gás de elétrons 2D com interação de Rashba. As regiões preenchidas representam a perturbação na superfície de Fermi ao passar uma corrente de carga, ou uma corrente de Spin, a diferença entre as duas regiões preenchidas para spin *up* e spin *down* é a densidade de spins fora do equilíbrio.



Fonte: Imagem adaptada de [61].

Para experimentos de spin-pumping, é produzida uma densidade de polarização de spins fora do equilíbrio por meio de uma corrente de spin gerada pelo processo de bombeamento de spins via ressonância ferromagnética. A corrente de spin injetada perpendicular à interface é em sua grande maioria absorvida pelo gás bidimensional na interface, o que resulta em uma acumulação de spin fora do equilíbrio espacialmente uniforme na interface. Note que o efeito principal da injeção de spin está na polarização injetada na superfície que provoca uma mudança no tamanho das bandas de energia na superfície de Fermi, como pode ser observado na segunda imagem da Fig.(11b). É possivel definir uma razão J_C/J_S, que tem unidade de comprimento dado que a corrente de carga gerada é 2D enquanto a corrente de spin bombeada é 3D, como [60]:

$$J_C = -\frac{2\pi}{e}\alpha_R\tau_S\hat{\sigma}_{SHE}J_S \Longrightarrow \alpha_R\tau J_S = \lambda_{IREE}J_S. \tag{2.78}$$

Onde τ_s é o tempo total de relaxação, $\hat{\sigma}_{SHE}$ é a condutividade spin Hall para um regime onde processos extrínsecos são desprezíveis, $\hat{\sigma}_{SHE} \approx -(e/8\pi)(4\tau_s/\tau_{DP}) \approx -e/2\pi$. λ_{IREE}

é conhecido como parâmetro Rashba, ele descreve o comprimento efetivo de conversão da interface, sendo um parâmetro muito usado para estimar a eficiência do processo de conversão de corrente de spin em carga. Os resultados obtidos aqui são válidos para situações onde a conversão é dominada por processos intrínsecos do material como ocorre no caso de interfaces sem dopagem e em isolantes topológicos.

O efeito Rashba-Edelstein se popularizou com o trabalho de Rojas-Sanchez et. al (57) 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 ISHE de cada material e que os efeitos de interface tem que ser levados em conta. Além disso o IREE é o mecanismo responsável pela conversão de corrente de spin em corrente de carga em grafeno (46, 62), um material bidimensional com baixo acoplamento spin-órbita que possui estados de superfície devido ao efeito spin Hall quântico. Além disso, por ser um efeito de interface ele também está presente no processo de conversão de correntes em isolantes topológicos (63).

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 próximas duas seções são dedicadas às técnicas de fabricação de materiais, na seção (3.3), é feita a apresentação da técnica de deposição por *Sputtering* enquanto na última seção é feita a apresentação da técnica de epitaxia de fase líquida.

3.1 RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA

A ressonância ferromagnética, ou em inglês *Ferromagnetic Ressonance* (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 (64) 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 (65) deu a primeira interpretação teórica dos experimentos realizados. Os próximos avanços significativos na área ocorreram em 1946 quando E. Zavoiskii (66) e J. Griffiths (67) observaram, independentemente, linhas de ressonância dos seguintes materiais ferromagnéticos: Níquel(Ni), Ferro(Fe) e Cobalto(Co). Nos dois anos seguintes, C.Kittel (68,69) generalizou a teoria que havia sido proposta originalmente por Landau-Lifshitz. (70)

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 $\vec{H}$ perpendicular a um campo de RF perturbativo.

Materiais ferromagnéticos são caracterizados por apresentarem magnetização espontânea à temperatura ambiente e alta indução magnética [71, 72], essa última sendo definida como $\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M})$ onde μ_0 e $\vec{M}$ são a permeabilidade magnética do vácuo e magnetização do material, respectivamente. Em uma visão clássica, todo material pode ser subdivido em pequenos pedaços de forma a termos um pedaço infinitesimal comparado com o todo da amostra mas grande suficiente para conter uma grande quantidade de spins de forma que não se considera cada spin individualmente. Podemos então dizer que a magnetização de uma amostra é a soma de todos os momentos de dipolo magnético ($\vec{\mu}_i$) de cada pedaço infinitesimal normalizado pelo

volume da amostra

$$\vec{M} = \frac{1}{V}\sum_i \vec{\mu_i}. \tag{3.1}$$

Na presença de um campo magnético externo, cada momento magnético vai sofrer um torque que pode ser descrito como:

$$\vec{\tau_i} = \vec{\mu_i} \times \vec{B}. \tag{3.2}$$

Aqui é feita a primeira consideração quântica do problema. É dito que cada momento magnético pode ser associado a um momento angular $\vec{J_i} = \left(\frac{g\mu_B}{\hbar}\right)\vec{\mu_i}$, onde g é o fator de Landé e μ_B é o magneton de Bohr. Note que aqui não é usado o termo "spin"para evitar confusão com o tratamento quântico onde cada spin é visto de maneira individual, na situação atual está sendo feita a consideração de um "macro-spin", ou seja, é tomado um elemento infinitesimal contendo vários spins e está sendo tomado o valor médio do momento angular de spin dentro desse volume. O torque associado aos momentos magnéticos sob a ação de um campo externo pode ser então descrito pela segunda lei de Newton para rotações

$$\vec{\tau_i} = \frac{d(\hbar\vec{J})}{dt}. \tag{3.3}$$

Fazendo a soma de todos os torques no sistema, e levando em consideração que o produto vetorial de uma grandeza com ela mesma é sempre zero, é possível reescreve a equação de torque levando em conta grandezas macroscópicas como:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H}), \tag{3.4}$$

onde $\gamma = \frac{g\mu_B}{\hbar}$ é conhecido como fator giromagnético.

A Eq.(3.4) descreve o movimento da magnetização sob a ação de um campo magnético estático. A fim de descrever este movimento, e considerando um sistema de coordenadas cartesianas, com o campo magnético aplicado ao longo do eixo $\hat{z}$, dessa forma a solução da Eq. (3.4) é dada por:

$$\begin{aligned} M_x &= |M|sin(\theta)cos(\gamma Ht), \\ My &= |M|sin(\theta)cos(\gamma Ht), \\ M_z &= |M|cos(\theta). \end{aligned} \tag{3.5}$$

Note que há uma dependência da solução com o ângulo θ formado pela magnetização e a direção do campo aplicado, essa dependência diz que na situação onde $\vec{M}$ e $\vec{H}$ são paralelos $\theta = 0$ a magnetização se encontra na direção de equilíbrio e não há movimento oscilatório, caso $\vec{M}$ e $\vec{H}$ não sejam paralelos, a magnetização irá processionar em torno do campo com uma frequência $\omega_H = \gamma H$. Além disso, $\gamma = 2\pi \times 2.8$ GHz/kOe, isso significa que para um campo usual de laboratório na faixa de alguns kOe a magnetização precessiona na faixa de alguns GHz.

3.1.2 Ressonância Magnética induzida por rf

Apesar de corretas, a Eq. (3.4) não descreve o sinal medido em um experimento de ressonância ferromagnética. Em geral, nesse tipo de experimento o que é observado é a parte imaginária de uma componente do tensor susceptibilidade. Para chegar na expressão da susceptibilidade é necessário considerar um campo externo do tipo:

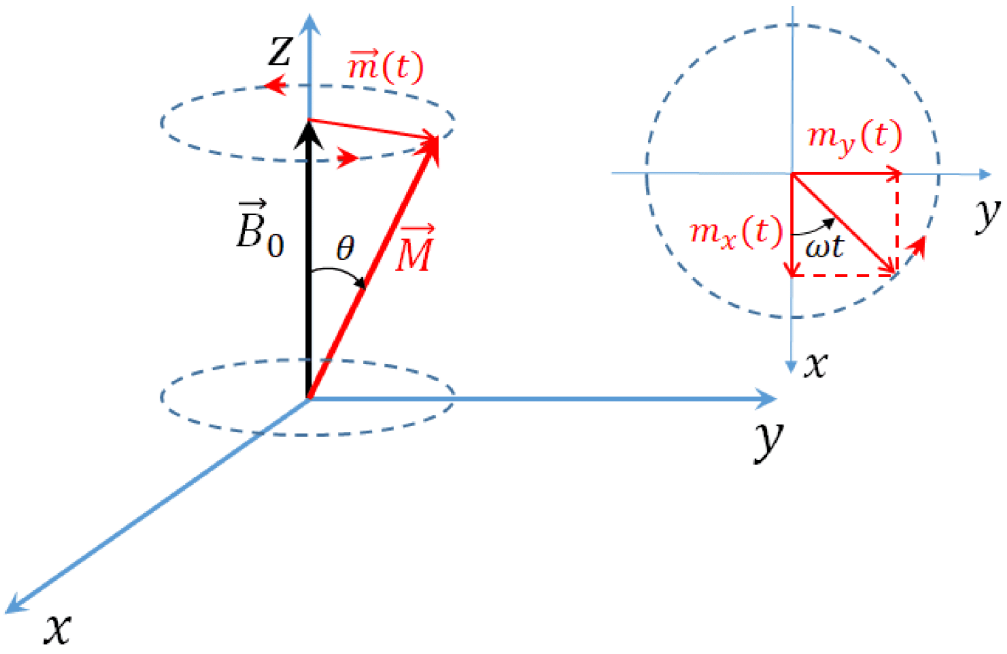
$$\vec{H} = h_x e^{-iwt}\hat{x} + h_y e^{-iwt}\hat{y} + H_0\hat{z}, \tag{3.6}$$

ou seja, é aplicado um campo magnético alternado perpendicular ao campo estático externo, esse campo alternado é responsável por promover a ressonância, ele vai fazer com que a magnetização saia da posição de equilíbrio enquanto o termo na direção $\hat{z}$ tenta restaurar a magnetização para a posição de equilíbrio. Como o campo atuando no material há uma componente alternada, é assumido que a magnetização também contém termos oscilatórios rápidos, dessa forma ela é descrita por:

$$\vec{M} = m_x(t)\hat{x} + m_y(t)\hat{y} + M_z\hat{z}. \tag{3.7}$$

O processo de precessão da magnetização em torno de um campo magnético aplicado devido a perturbação causada por um campo de microondas está esquematizado na Fig.(12). Inserindo

Figura 12 – lustração do vetor magnetização de um meio macroscópico sob efeito de um campo externo. A magnetização precessiona em torno da direção do campo magnético formando um ângulo θ.



Fonte: Jefferson L. Costa (2023). Imagem retirada de [73]

as Eqs. (3.6-3.7) na Eq. (3.4) e considerando a resposta do sistema no estado estacionário, ou seja, $\frac{dM_z}{dt} \approx 0$ é possível chegar nas seguintes expressões para as amplitudes complexas das componentes da magnetização:

$$
\begin{aligned}
m_x &= \left(\frac{\omega_H \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}\right) h_x - \left(\frac{i\omega\omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}\right) h_y; \\
my &= \left(\frac{\omega_H \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}\right) h_x + \left(\frac{i\omega\omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}\right) h_y;
\end{aligned} \tag{3.8}
$$

onde $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = \gamma M_z$, ω é a frequência do campo magnético alternado usado para promover a ressonância. Vale aqui comentar que para a obtenção das equações acima é necessário fazer a aproximação $h_x, h_y \ll H_0$ e $m_x, m_y \ll M_z$, dessa forma são considerados apenas termos de primeira ordem. De maneira geral essa condição pode ser controlada experimentalmente dado que o campo magnético externo é da ordem de alguns kOe enquanto o campo alternado é da ordem de alguns Oe. Há entretanto experimentos realizados que estudaram caos em sistemas magnéticos. Nesses experimentos o campo alternado é muito intenso, sendo acima de um liminar que depende da frequência de oscilação da magnetização de um material e do tempo de relaxação magnéticas [74]. Nesse tipo de situação a aproximação linear deixa de ser válida e um tratamento quântico envolvendo ondas de spin deve ser levado em conta.

Podemos representar a magnetização de um material em função do campo magnético externo por meio do tensor susceptibilidade, $\vec{M} = \overleftrightarrow{\chi} \cdot \vec{H}$. Para o sistema em estudo, o tensor pode ser representado por uma matriz quadrada 2x2 cujas as componentes são:

$$
\begin{aligned}
\chi_{xx} &= \chi_{xy}\left(\frac{\omega_H \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}\right) h_x - \left(\frac{i\omega\omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}\right); \\
\chi_{yx} &= -\chi_{xy} = \left(\frac{\omega_H \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}\right) h_x + \left(\frac{i\omega\omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2}\right);
\end{aligned} \tag{3.9}
$$

As Eqs(3.9) descrevem a resposta do sistema à aplicação de um campo magnético alternado conjuntamente com um campo magnético estático, perpendiculares entre si. A aplicação de tais campos geram componentes da magnetização nos eixos x e y, por causa da precessão da magnetização em torno do eixo $\hat{z}$. Além disso, é possível observar que a condição de ressonância do sistema ocorre apenas quando $\omega_0 = \omega$. Vale aqui comentar que, se não olharmos para o termo de equilíbrio de ordem zero na direção $\hat{z}$, as equações acima também podem ser usadas para descrever efeito de ressonância nos spins eletrônicos em materiais paramagnéticos.

Há entretanto que se levar em conta a forma geométrica da amostra a ser estudada, dado que o sistema de interesse é um sistema de estado sólido. A forma geométrica do sistema é introduzida por meio dos efeitos desmagnetizante criado na superfície da amostra. Tal efeito é resultado dos dipolos magnéticos descompensados nas extremidades do material, que atuam como um campo de sentido contrário ao campo magnético externo(71), nessa situação o campo

externo efetivo que atua no sistema pode ser descrito como:

$$\vec{H}_{ext} = \vec{H}_0 - \overleftrightarrow{N} \cdot \vec{M}. \tag{3.10}$$

O tensor $\overleftrightarrow{N}$ é chamado de tensor de desmagnetização, ele codifica a interação dipolar pelos dipolos magnéticos descompensados dada a forma geométrica da amostra, de maneira geral as componentes desse tensor não são nulas e são difíceis de ser encontradas. Para filmes finos entretanto, as componentes do tensor podem ser escritas em termos do sistema de coordenadas cartesiano como $N_x = N_y = 0$ e $N_z = 1$ no sistema internacional de unidades ou $N_z = 4\pi$ no sistema CGS que é comumente usado em magnetismo, vale aqui comentar que os termos N_i com $i = x, y, z$ representam os termos na diagonal da representação matricial do tensor. Usando a Eq.(3.10) na Eq. (3.4) obtemos:

$$\begin{aligned} \frac{dm_x}{dt} &= \gamma \left[H_0 + (N_y - N_z) \cdot M_z\right] \cdot m_y; \\ \frac{dm_y}{dt} &= \gamma \left[M_z m_x - (N_z - N_z) \cdot m_x M_z - m_x H_0\right]; \end{aligned} \tag{3.11}$$

onde estamos olhando apenas para as componentes oscilatórias devido ao campo de radiofrequência.

Assumindo respostas oscilatórias para as componentes m_x e m_y de maneira análoga ao que foi feito anteriormente, podemos colocar o sistema na forma matricial de forma a encontrar o tensor susceptibilidade. O determinante do tensor susceptibilidade fornece a frequência de ressonância para um sistema qualquer, que é dada pela seguinte equação [69]:

$$\omega = \gamma \sqrt{\left[H_0 + \left(N_y - N_z\right) M_z\right] \cdot \left[H_z + (N_x - N_0) \cdot M_z\right]}. \tag{3.12}$$

Em materiais ferromagnéticos cristalinos, além dos termos de desmagnetização é necessário levar em conta termos de anisotropia pois a energia do sistema depende da direção da magnetização em relação aos eixos do cristal. Em geral os termos de anisotropia vão causar uma alteração na condição de ressonância, se a amostra for um cristal único, o valor de campo magnético necessário para excitar a ressonância em uma frequência fixa dependerá da direção dos eixos do cristal em relação aos eixos de forma da amostra. Em uma amostra policristalina, a ressonância geralmente é mais larga, uma vez que a distribuição na direção dos eixos do cristal causa uma distribuição nas intensidades de campo para a ressonância.

A energia de anisotropia pode ser vista como um campo magnético efetivo H_k de forma que o torque exercido sobre a amostra por tal campo seja igual ao torque/variação angular da energia de anisotropia do sistema. Na visão de campo magnético efetivo, como já foi comentado,

a resposta do sistema à aplicação de um campo é dada por meio do tensor desmagnetização, dessa forma podemos entender o efeito da anisotropia como termos extras de desmagnetização expressos como:

$$H_k^x = -N_x^k M_x, \qquad H_k^y = -N_y^k M_y. \tag{3.13}$$

A condição de ressonância é então determinada pela adição dos termos de desmagnetização devido à presença de anisotropia aos fatores de desmagnetização usuais da Eq.(3.12), o que resulta em:

$$\omega = \gamma\sqrt{\left[H_0 + \left(N_y + N_y^k - N_z\right) M_z\right] \cdot \left[H_0 + \left(N_x + N_x^k - N_z\right) \cdot M_z\right]}. \tag{3.14}$$

A Eq.(3.14) descreve o comportamento da frequência de ressonância em função do campo magnético aplicado para um material em forma de elipsoide onde o campo magnético externo é aplicado ao longo de um dos eixos principais do elipsoide, esta relação é denominada de equação de Kittel [69, 75]. A precessão da magnetização é um processo de dinâmico que dissipa energia para os arranjos de átomos vizinhos (rede ou estrutura cristalina) do material(71), quando isto ocorre o mecanismo de relaxação é chamado de spin-rede e consiste na energia transferida para rede devido ao movimento de precessão(76). Entretanto, em materiais magnéticos há outro tipo de relaxação denominado spin-spin que ocorre devido a transferência de energia entre os spins do material através da interação de exchange(77). Se estamos falando de filmes finos, outros mecanismos de dissipação de energia podem aparecer dependendo dos materiais usados, um exemplo disso é o efeito de bombeamento de spin que será abordado mais para frente.

A introdução de relaxações pode ser feita de duas maneiras. A primeira delas é por meio de maneira fenomenológica, introduzindo um fator imaginário na frequência de ressonância do sistema, essa maneira é muito utilizada quando se estuda ressonância nuclear ou se faz uma abordagem quântica por meio da matriz densidade [15, 78]. A segunda maneira, é introduzindo um termo na equação de movimento da magnetização que tenta trazer a mesma para o equilíbrio, nesse tipo de abordagem há duas equações que são amplamente usadas para estudar relaxações do sistema. A primeira é a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert que é válida para materiais magnéticos

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \alpha\frac{\vec{M}}{|M|} \times \frac{\partial\vec{M}}{\partial t}. \tag{3.15}$$

Nessa equação, o termo de torque $-\alpha\frac{\vec{M}}{|M|} \times \frac{\partial\vec{M}}{\partial t}$ 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, transições atômicas/moleculares ópticas e para materiais magnéticos isolantes com acoplamento spin-órbita fraco.

$$\frac{dM_{x,y}}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H_{eff}})_{x,y} - \frac{M_{x,y}}{T_2},$$

$$\frac{dM_z}{dt} = -\gamma(\vec{M} \times \vec{H_{eff}})_z - \frac{M_z - |M|}{T_1}, \tag{3.16}$$

nessa equação 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 (T_1) são considerados independentes dos mecanismos das componentes transversais (T_2).

3.1.2.1 Dinâmica da Magnetização

Nessa tese, a adição de perdas magnéticas será feita pela segunda abordagem, ou seja, um termo de perda será adicionado à equação de Landau-Liftshitz e subsequentemente o tensor susceptibilidade é encontrado, essa abordagem é particularmente vantajosa para quando for tratar do processo de bombeamento de spins, ou do inglês *Spin Pumping*.

Considere um material 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 externo gerado pelo eletroímã, e $\vec{h}(t)$ é um campo oscilatório com frequência ω aplicado em uma direção transversal a $\vec{H}_0$ com amplitude $h \ll H_0$. Assim como visto na seção anterior, a magnetização pode ser escrita como uma componente grande na direção do campo estático com módulo M_s mais uma componente transversal, $\vec{m(t)}$, que varia com o tempo

$$\vec{M} = \vec{m}(t) + M_s\hat{z} = m_x e^{i\omega t}\hat{x} + m_y e^{i\omega t}\hat{y} + M_s\hat{z}. \tag{3.17}$$

Substituindo Eq.(3.17) em relação de Landau-Liftshitz-Gilbert (Eq. 3.15) e olhando apenas para os termos com dependência oscilatória temos:

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

Na equação acima podemos fazer uma aproximação de primeira ordem, onde os termos $(\vec{m}(t) \times \vec{h}(t))$ e $(\vec{m}(t) \times \frac{\partial\vec{m}(t)}{\partial t})$ podem ser desprezados por serem de segunda ordem, fazendo tal aproximação é encontrado o seguinte resultado:

$$\frac{d\vec{m(t)}}{dt} + \gamma\vec{m(t)} \times H_0\hat{z} + \alpha\hat{z} \times \frac{\partial\vec{m(t)}}{\partial t} = -\gamma M_s\hat{z} \times \vec{h(t)}, \tag{3.18}$$

a Eq. (3.18) é conhecida como equação da dinâmica da magnetização linearizada que pode ser reescrita em termo das componentes:

$$\begin{aligned} i\omega m_x &= \gamma M_s h_y - (\gamma H_0 + i\alpha\omega) m_y, \\ i\omega m_y &= -\gamma M_s h_x + (\gamma H_0 + i\alpha\omega) m_x. \end{aligned} \tag{3.19}$$

A partir das Eqs. (3.19), é possível encontrar o tensor susceptibilidade magnética $\overleftrightarrow{\chi}$ que descreve a resposta do material à aplicação de um campo externo. Como estamos levando em conta apenas as componentes oscilatórias da magnetização, o tensor susceptibilidade pode ser representado por uma matriz da forma:

$$\overleftrightarrow{\chi} = \begin{bmatrix} \chi_{xx} & i\chi_{xy} \\ -i\chi_{xy} & \chi_{xx} \end{bmatrix}, \tag{3.20}$$

onde todas as componentes do tensor são números complexos, $\chi_{xx} = \chi_{xx}^{'} - i\chi_{xx}^{''}$ e $\chi_{xy} = \chi_{xy}^{'} - i\chi_{xy}^{''}$ com $\chi^{'}$ e $\chi^{''}$ sendo números reais. Por meio das Eqs.(3.19,3.20) junto com a definição de susceptibilidade magnética, obtém-se que:

$$\begin{aligned} \chi_{xx}^{'} &= \frac{1}{D} M_s H_0 \left[H_0^2 - (1-\alpha^2) \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right], \\ \chi_{xx}^{''} &= \frac{1}{D} \alpha M_s \frac{\omega}{\gamma} \left[H_0^2 + (1+\alpha^2) \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right], \\ \chi_{xy}^{'} &= \frac{1}{D} M_s H_0 \left[H_0^2 - (1+\alpha^2) \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right], \\ \chi_{xy}^{''} &= \frac{2}{D} \alpha M_s H_0 \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2, \end{aligned} \tag{3.21}$$

onde:

$$D = \left\{ \left[2\alpha H_0 \left(\frac{\omega}{\gamma} \right) \right]^2 + \left[H_0^2 - (1+\alpha^2) \left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 \right]^2 \right\}. \tag{3.22}$$

De forma geral, os matérias estudados nessa tese 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, os coeficientes do tensor susceptibilidade magnética se reduzem para:

$$\chi_{xx}^{'} = \frac{1}{D} M_s H_0 \left[H_0^2 - H_R^2\right],$$

$$\chi_{xx}^{''} = \frac{1}{D} \alpha M_s H_0 \left[H_0^2 + H_R^2\right],$$

$$\chi_{xy}^{'} = \frac{1}{D} M_s H_0 \left[H_0^2 - H_R^2\right], \tag{3.23}$$

$$\chi_{xy}^{''} = \frac{2}{D} \alpha M_s H_0 H_R^2.$$

com:

$$D = \left\{ \left[2\alpha H_0 H_R\right]^2 + \left[H_0^2 - H_R^2\right]^2 \right\} \tag{3.24}$$

No limite em que o campo magnético estático H_0 é próximo do campo de ressonância H_R, as Eqs. (3.23,3.24) se reduzem a:

$$\chi_{xx}^{'} = \frac{1}{D} M_s \left[H_0 - H_R\right],$$

$$\chi_{xx}^{''} = \frac{1}{D} M_s \left(\frac{\Delta H_L}{2}\right) = \frac{1}{D} M_s \Delta H,$$

$$\chi_{xy}^{'} = \frac{1}{D} M_s \left[H_0 - H_R\right] = \chi_{xx}^{'}, \tag{3.25}$$

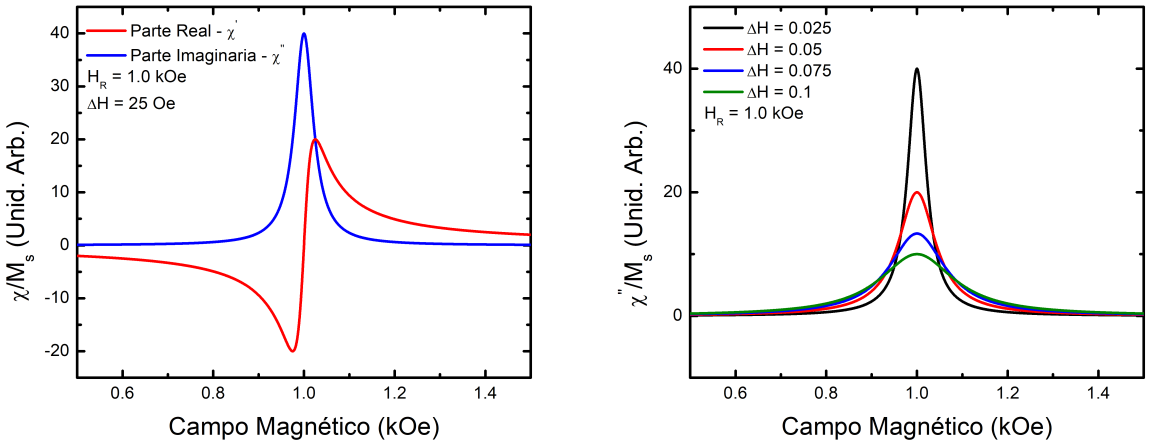
$$\chi_{xy}^{''} = \frac{2}{D} M_s H_0 \left(\frac{\Delta H_L}{2}\right) = \chi_{xx}^{''},$$

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

Nessa aproximação, os termos do tensor susceptibilidade magnética assumem a forma de lorentzianas (Figura 13a), 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 Eq. (3.15) e que esse parâmetro está ligado com os mecanismos de relaxação do sistema (Figura 13b).

Figura 13 – (a) - Parte real(em vermelho) e imaginária(em azul) da Susceptibilidade Magnética para $H_R = 1$ kOe e $\Delta H = 25$ Oe no limite $\alpha \ll 1$ e $H_0 \approx H_R$. (b) Parte Imaginária da Susceptibilidade Magnética para diferentes larguras de linha. A escolha de $H_R = 1.0kOe$ e $\Delta H = 25Oe$ é feita pois esses são valores padrões para $Ni_{80}Fe_{20}$, uma liga ferromagnética conhecida como Permalloy (Py).

(a) (b)



Fonte: O Autor (2024)

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

No experimento de ressonância ferromagnética, a onda eletromagnética que incide na amostra vai ser absorvida para que a ressonância ocorra. Uma maneira de se medir a ressonância é por meio da investigação da potência de radiofrequência que é refletida pela amostra, durante a ressonância a energia da onda é absorvida e uma queda no sinal pode ser observada. Matematicamente, a potência média absorvida durante o experimento de ressonância é a derivada no tempo da densidade de energia magnética $u = -\vec{M} \cdot \vec{H}_{eff}$

$$\langle P \rangle = \left\langle \frac{du}{dt} \right\rangle = \left\langle \frac{d}{dt} \left[-\vec{M} \cdot \left(\vec{H}_0 + h(\vec{t}) \right) \right] \right\rangle, \tag{3.26}$$

onde o símbolo $\langle\ \rangle$ representa valor médio. Levando em conta que existem duas contribuições para a magnetização, Eq (3.17), e usando que $\vec{m}(t) = \overleftrightarrow{\chi} \cdot \vec{h}(t)$, pode-se calcular $\langle P \rangle$:

$$\begin{aligned}
\left\langle P\right\rangle &= \left\langle \frac{d\vec{M}}{dt}\cdot\left(\vec{H}_0+\vec{h}(t)\right)+\vec{M}\cdot\frac{d}{dt}\left(\vec{H}_0+\vec{h}(t)\right)\right\rangle, \\
\left\langle P\right\rangle &= \left\langle i\omega\vec{m}(t)\cdot\left(\vec{H}_0+\vec{h}(t)\right)+i\omega\vec{M}\cdot\vec{h}(t)\right\rangle, \\
\left\langle P\right\rangle &= -\frac{1}{2}\,\mathrm{Re}\left[i\omega\vec{m}(t)\cdot\vec{h}(t)+i\omega\vec{m}\cdot\vec{h}(t)\right], \\
\left\langle P\right\rangle &= -\,\mathrm{Re}\left[i\omega\vec{h}(t)\cdot\overleftrightarrow{\chi}\cdot\vec{h}(t)\right].
\end{aligned} \tag{3.27}$$

O produto $\vec{h}(t)\cdot\overleftrightarrow{\chi}\cdot\vec{h}(t)$ pode ser expresso em termo de seus componentes ao assumir um sistema de coordenadas cartesianos, dessa forma ficamos com:

$$\vec{h}(t)\cdot\overleftrightarrow{\chi}\cdot\vec{h}(t)=\sum_{i,j}h_ih_j\chi_{ij}. \tag{3.28}$$

Relembrando que o tensor susceptibilidade é uma grandeza complexa, contendo uma parte real e uma parte imaginária $\chi_{ij}=\chi_{ij}^{'}-i\chi_{ij}^{''}$, a Eq (3.27) pode então ser reescrita como:

$$\left\langle P\right\rangle = -\sum_{ij}\omega h_ih_j\chi_{ij}^{''}. \tag{3.29}$$

Nos experimentos realizados em laboratório, a micro-ondas é incidida na amostra em apenas uma direção. Na montagem experimental utilizada a microondas fica apenas na direção x, dessa forma a potência absorvida se simplifica para (79):

$$\left\langle P\right\rangle = -\omega h^2\chi_{xx}^{''}. \tag{3.30}$$

Chegamos então em uma relação analítica que relaciona a potência média absorvida pela amostra com o quadrado da amplitude do campo de microondas incidente e da parte imaginária de uma determinada componente do tensor susceptibilidade magnética. Experimentalmente, para filmes finos e multicamadas magnéticas, o sinal de absorção em geral é pequeno quando comparado com o sinal de amostras *bulk* como cristais e pó, isso é uma consequência da espessura da amostra ser de apenas alguns nanômetros de material. A maneira de contornar o baixo sinal é por meio do uso de de técnicas de processamento de sinais de baixa amplitude, ou seja, é necessário o uso de amplificadores de sinal e filtros de redução de ruído para que seja possível obter um espectro de FMR em tais amostras.

A montagem mais tradicional de um experimento de ressonância ferromagnética é exemplificado pela pela Fig.(14). Nesse tipo de montagem se faz a modulação do campo estático H_0 juntamente com a utilização de um amplificador *Lock-in* para amplificar o sinal de absorção detectado pela amostra. A modulação do campo magnético irá gerar um sinal no detector que varia no tempo com uma frequência conhecida, o amplificador *lock-in* faz a amplificação do sinal e filtra o que é apenas travado em fase e na frequência especifica de modulação. O sinal resultante é então enviado para o computador para que seja feita o seu gráfico à medida que o campo magnético externo é variado.

A modulação do campo magnético estático é feita usando um par de bobinas na configuração de Helmholtz. As bobinas são alimentadas por uma corrente alternada de baixa frequência, dessa forma o campo magnético aplicado na amostra possui uma componente estática $\vec{H_0}$ gerada pelo eletroímã e uma componente alternada de frequência conhecida. 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 $h_m \ll H_0$ além disso também é necessário que a frequência de modulação seja muito menor do que a frequência da radiação incidente na amostra $\omega_m \ll \omega_{rf}$. Uma parte do sinal que vai para as bobinas é separado e usado como frequência de referência para o amplificador *Lock-in*.

No experimento, o sinal observado é a quantidade de microondas que é refletida pela amostra em função do valor de campo. Isso é feito por meio de detectores tipo *Schottky* que convertem sinais em GHz para tensões DC, a modulação por ser de baixa frequência não é convertido para um sinal DC pois o detector não opera na faixa de frequência da modulação. Curiosamente em materiais como YIG cuja a perda magnética é muito baixa é possível observar a condição de ressonância em um osciloscópio apenas observando o sinal modulado que sai do detector sem o uso de um amplificador *lock-in*.

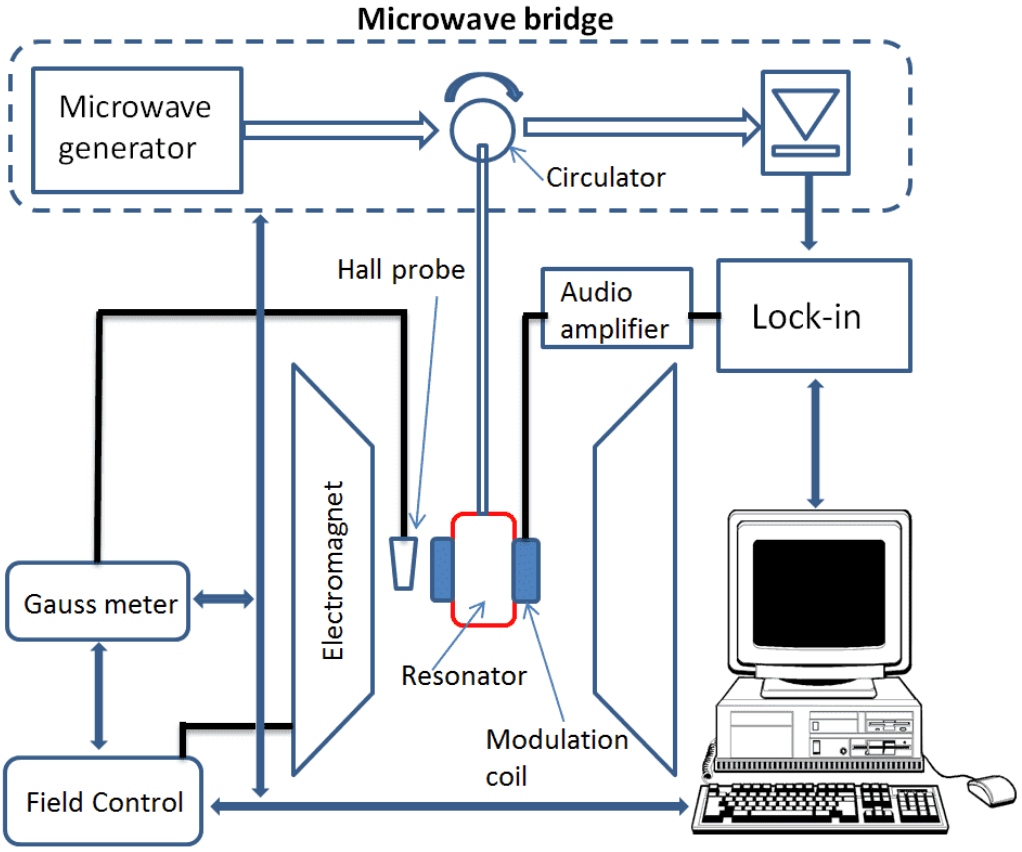
Colocando o que foi dito em termos matemáticos, podemos dizer que a amostra estará sujeita a um campo externo $\vec{H} = H_0\hat{z} + h_m cos(\omega_m t)\hat{z}$. A expressão para o sinal obtido no detector pode ser obtida fazendo a expansão de $V(H)$ em série de Taylor.

$$V(H) = V(H_0) + \frac{dV(H)}{dH} \mid_{H_0} (H - H_0) + \frac{1}{2}\frac{d^2V(H)}{dH^2} \mid_{H_0} (H - H_0)^2 + ... \tag{3.31}$$

$$V(H) \approx V(H_0) + \frac{dV(H)}{dH} \mid_{H_0} h_m cos(\omega_m t) + \frac{1}{2}\frac{d^2V(H)}{dH^2} \mid_{H_0} \left[h_m cos(\omega_m t)\right]^2 ...$$

O sinal que sai do detector *Schottky* é então mandado para um amplificador que filtra o sinal para uma frequência e fase específica, ou seja, o *Lock-in* consegue selecionar um harmônico específico da expansão de Taylor, em geral é escolhido o primeiro harmônico contudo há experimentos de transporte não local que usam o segundo harmônico para remover possíveis contribuições térmicas do sinal. Dito isso, o sinal obtido no experimento de FMR assume a seguinte forma:

Figura 14 – 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 circulador sendo redirecionada a um diodo detector. No detector, o sinal de micro-ondas em GHz é transformado em uma tensão DC modulado na mesma frequência de modulação do campo externo, esse sinal é então enviado para um amplificador *lock-in* que separa o sinal DC do sinal AC da modulação. 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 (80).

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

$$V(H) = h_m h^2 \omega M_s \left[\frac{(H_0 - H_R)\,\Delta H}{\left[(\Delta H)^2 + (H_0 - H_R)^2 \right]^2} \right]. \tag{3.32}$$

A Eq. (3.32) 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 $V(H)$,

$$\Delta H_{pp} = \frac{2}{\sqrt{3}} \Delta H. \tag{3.33}$$

Através do ajuste, por meio da Eq. (3.32), de um espectro de ressonância ferromagnética, pode-se obter o campo de ressonância (H_R) do sistema e a sua largura de linha (ΔH). O campo de ressonância contém informações sobre campos de anisotropia, interações entre camadas, magnetização efetiva, dentre outras propriedade. A largura de linha carrega informação sobre processos de relaxação da magnetização, essa grandeza é de grande importância na spintrônica pois correntes de spin no material seja ela saindo ou entrando no ferromagneto vão levar a uma variação da taxa de relaxação do material que, por sua vez, leva a um aumento na largura de linha.

3.1.3 Visão Quântica da Ressonância Ferromagnética

Apesar de não muito usual em magnetismo, é possível fazer uma análise quântica da ressonância ferromagnética por meio de um sistema de dois níveis via matriz densidade (78). De maneira simplificada, elétrons têm dois momentos angulares distintos 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:

$$\begin{aligned} \vec{\mu} &= g_j \gamma \left(\vec{S} + \vec{L} \right) \\ |\mu| &= g_j \mu_B \sqrt{j(j+1)} \end{aligned} \tag{3.34}$$

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 submeter o sistema de dois níveis a um campo magnético externo, aparece uma interação dos momentos magnéticos do sistema com o campo externo que é descrita pelo hamiltoniano Zeeman.

$$H_{Zeeman} = -\vec{\mu}_j \cdot \vec{H} \tag{3.35}$$

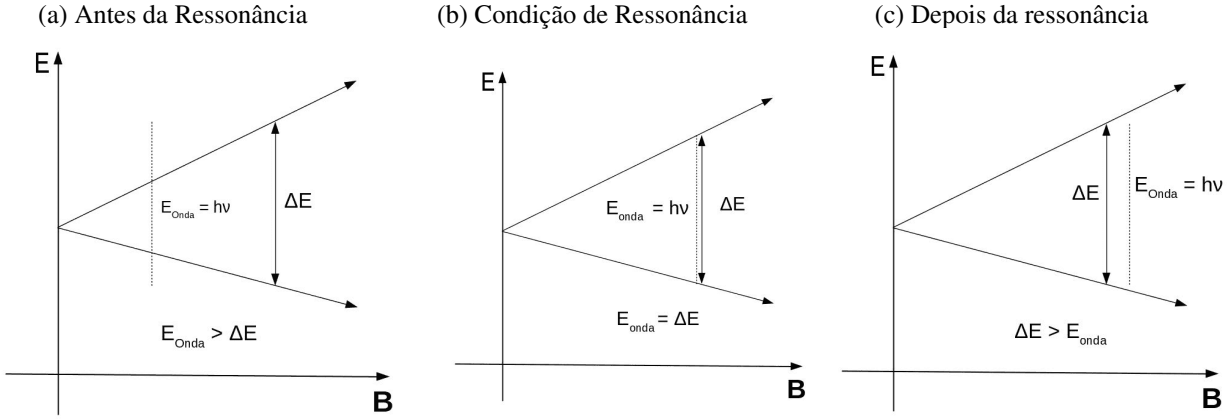
Note que, além da energia aumentar com o campo externo, os valores de j são discretos($\frac{\hbar}{2}, \frac{3\hbar}{2}$,...), dessa forma a diferença de energia entre dois estados é $\Delta E = g_j \mu_B H$. A ressonância do sistema ocorre quando uma onda incide no material com exatamente a mesma energia ΔE.

$$h\nu = g_j \mu_B H \tag{3.36}$$

Durante a condição de ressonância, a população de spins em um nível de energia mais baixo absorvem a energia da onda incidente e ocorre uma transição para um nível mais alto de energia, curiosamente esse é o mesmo processo de inversão de população é a base do funcionamento de

um laser. Em um material ferromagnético, todos os spins apresentam uma única direção, assim não há transições que trocam o sinal do momento magnético.

Figura 15 – 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).

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). Os primeiros estudos sobre o que hoje é conhecido como *spin pumping* foi feito por Silsbee [28, 29], contudo só se tornou o que é hoje graças aos trabalhos teóricos de Tserkovnyak, Brataas, e Bauer [9, 81, 82] que nomearem o processo de *spin pumping*. Esses autores mostraram que a magnetização em precessão no filme FM gera uma corrente de spin que flui através da interface FM/NM e carrega momento angular para fora da dinâmica da magnetização, produzindo um amortecimento adicional que é observado por meio de um aumento na largura de linha. Curiosamente, o efeito de bombeamento de spin atraiu muito mais atenção após a observação experimental da ressonância ferromagnética em multicamadas magnéticas por meio do sinal elétrico gerado pelas correntes de spin bombeadas, não considerado na proposta teórica do processo de bombeamento de spin. Vale aqui comentar que o sinal elétrico medido é uma combinação do efeito de *spin pumping* juntamente com um efeito de conversão de spin como o ISHE ou o IREE, contudo há um certo vício de linguagem onde é comumente associado o *spin pumping* com o bombeamento e a conversão da corrente de spin em corrente de carga.

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 em um metal paramagnético, também chamado de metal normal, antes de ser espalhado na interface FM/NM, com o período de precessão da magnetização do material ferromagnético. Em 10 GHz e para uma camada de 10 nm de espessura do material normal, o período de precessão é de 10^{-10} s, enquanto o tempo de

colisão dentro do meio conversor da corrente de spin é de apenas $\tau = \frac{t_{NM}}{v_F} \sim 10^{-14}s$. Portanto, a aproximação adiabática é válida. Pode-se mostrar que a dinâmica da magnetização bombeia uma corrente de spin para a camada NM, que na interface FM/NM tem densidade dada por

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. 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 caraterística 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 ($\vec{J}_s^{pump}$) pode ser derivada através de cálculos de segunda quantização em matrizes de espalhamento como feita por Tserkovnyak e colaboradores (9, 83).

$$\vec{J}_s^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi \cdot M}\left(\frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{M}\vec{M} \times \frac{d\hat{m}}{dt} - g_i^{\uparrow\downarrow}\frac{d\hat{m}}{dt}\right). \tag{3.37}$$

Onde $g^{\uparrow\downarrow} = g_r^{\uparrow\downarrow} + i \cdot g_i^{\uparrow\downarrow}$ é um parâmetro complexo chamado de *spin-mixing conductance*, ela expressa a transparência da interface para o fluxo de corrente de spin que saem do material ferromagneto para o filme metálico. A parte real e imaginária do *spin-mixing conductance* podem ser escritas em funções dos coeficientes de reflexão e transição da interface material ferromagneto/metal normal [83]:

$$\begin{aligned} g_r^{\uparrow\downarrow} &= \frac{1}{2}\sum_{n,m}\left(\left|r_{nm}^{\uparrow} - r_{nm}^{\downarrow}\right|^2 + \left|t_{nm}^{\uparrow} - t_{nm}^{\downarrow}\right|^2\right), \\ g_i^{\uparrow\downarrow} &= \mathrm{Im}\left\{\sum_{nm}\left(r_{nm}^{\uparrow}\left(r_{nm}^{\downarrow}\right)^{\dagger} + t_{nm}^{\uparrow}\left(t_{nm}^{\downarrow}\right)^{\dagger}\right)\right\}, \end{aligned} \tag{3.38}$$

onde os $r_{mn}^{\uparrow}$,$r_{mn}^{\downarrow}$,$t_{mn}^{\uparrow}$,$t_{mn}^{\downarrow}$ são os coeficiente de reflexão e transmissão por unidade de área para o spin *up* e *down* respectivamente,índices n e m são os modos eletrônicos de excitação dos elétrons no nível de 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 $g_i^{\uparrow\downarrow}$ que é relacionada com dissipações se torna desprezível. Além disso ao comparar o primeiro termo da parte real $g_r^{\uparrow\downarrow}$ com a Eq.(3.15) é possível concluir que o termo da condutância mista se comporta como um termo de amortecimento da dinâmica da magnetização, o segundo termo por sua vez atua como um torque fora do plano. Para estudar detalhadamente o efeito do torque de amortecimento, devemos considerar que a corrente de spin bombeada na interface leva a uma acumulação de spin na camada NM. Para que se tenha conservação de momento angular no sistema é necessário considerar que é produzido

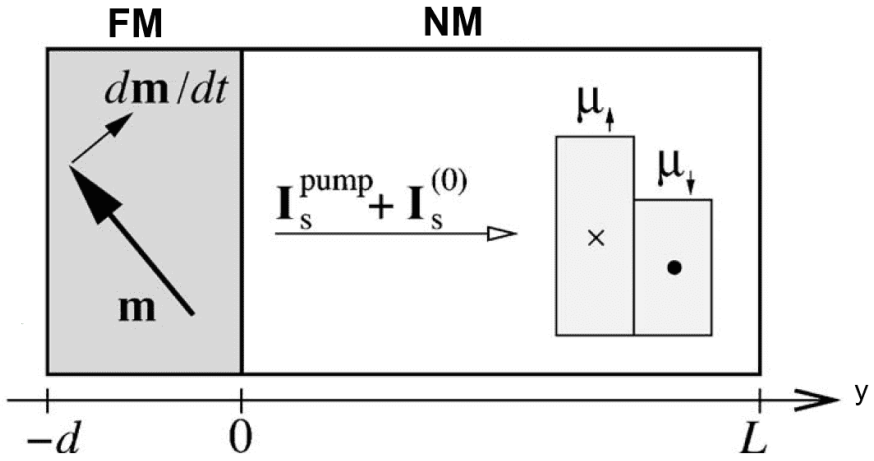
uma corrente de spin que flui de volta para a camada FM, de modo que a corrente de spin líquida que sai da camada FM é menor do que o termo $\frac{\hbar}{4\pi \cdot M}\left(\frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{M}\vec{M} \times \frac{d\hat{m}}{dt}\right)$. Tserkovnyak mostrou que a densidade de corrente de spin que retorna para o material magnético tem amplitude dada por [82, 83]:

$$\vec{J}_s^{Back} = \frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi}\vec{\mu}_s. \tag{3.39}$$

onde $\vec{\mu}_s$ é a acumulação de spin na interface dentro do metal normal.

Para encontrar a corrente de spin que é refletida de volta para o material ferromagnético, é necessário considerar que o filme metálico em contato com o material ferromagnético possui uma espessura finita e resolver o problema de condições de contorno na interface FM/NM e na superfície externa da NM. Considerando uma bicamada como a apresentada na Fig.(16) onde as dimensões laterais da amostra podem ser tomadas como infinita mas o filme metálico apresenta uma espessura bem definida como t_N, dessa maneira podemos ignorar duas dimensões e assumir que a acumulação de spin difunde apenas na direção $\hat{y}$, além disso é assumido uma dependência temporal do tipo harmônica $\mu_s(y,t) = \mu_s(y)e^{i\omega t}$, onde ω é a frequência da precessão da magnetização na camada ferromagnética.

Figura 16 – Ilustração do processo de bombeamento de spin. A dinâmica da magnetização na camada ferromagnética injeta uma corrente de spin na camada adjacente devido a conservação do momento angular.



Fonte: Imagem adaptada de [83].

A equação de difusão de interesse para o nosso problema é descrita por:

$$\frac{\partial \mu_s(y,t)}{\partial t} = D\nabla^2\mu_s(y,t) - \frac{\mu_s(y,t)}{\tau_{sf}}, \tag{3.40}$$

onde temos uma equação de difusão normal adicionada de um termo de perdas que leva em conta a possibilidade de mudança da direção do spin no material, τ_{SF} é conhecido como tempo de

relaxação de *spin-flip*. Usando a aproximação harmônica no sistema encontramos:

$$i\omega\mu_s(y) = D\frac{\partial^2\mu_s(y)}{\partial y^2} - \frac{\mu_s(y)}{\tau_{sf}}, \tag{3.41}$$

onde a solução do sistema pode ser escrita em termos de exponenciais:

$$\mu_s(y) = Ae^{-y/\lambda_N} + Be^{+y/\lambda_N}, \tag{3.42}$$

onde $\lambda_N = (D\tau_{sf})^{1/2}$ é conhecido como comprimento de difusão do spin dentro do material metálico, A e B são constantes a ser determinada devido as condições de contorno. É mais pratico reescrever a equação acima em termo de funções hiperbólicas, de forma que a acumulação de spin é dada por:

$$\mu_s(y) = A \cdot cosh\left[\kappa(y - t_N)\right] + B \cdot sinh\left[\kappa(y - t_N)\right], \tag{3.43}$$

com $\kappa = (1 + i\omega\tau_{sf})^{1/2}/\lambda_N$ sendo um número de onda com termo imaginário que serve como atenuação da corrente de spin no material.

Sabemos no entanto que a equação de spin de um material pode ser relacionada com o gradiente da acumulação de spin, como é apresentado na Eq.(2.51), dessa forma a corrente de spin pode ser descrita por:

$$J_s = \frac{1}{2}\hbar \cdot D \cdot N(E_F)\kappa\left(A \cdot sinh\left[\kappa\left(y - t_N\right)\right] + B \cdot cosh\left[\kappa\left(y - t_N\right)\right]\right)\hat{y}, \tag{3.44}$$

note que naturalmente a direção da corrente de spin é ditada pela direção de variação da acumulação de spins, além disso para chegar na expressão anterior foi usada a relação de Einstein $\sigma_e = q^2 \cdot D \cdot N(E_F)$. As condições de contorno para o sistema são $\vec{J}_s(y = t_N) = 0$ e $\vec{J}_s(y = 0) = \vec{J}_s^{Pumped} - \vec{J}_s^{back} = \vec{J}_s(0)$, a primeira delas diz que a corrente de spin deve sumir fora do material, dessa forma temos que forçar $B = 0$ pois não há corrente vindo do topo do material metálico. A segunda condição de contorno por sua vez, diz que apenas que há um termo que reflete da interface e que a corrente de spin na interface é a diferença da parte que atravessa para o material normal e da que é refletida de volta. Fazendo $y = 0$ na Eq.3.44 e usando a segunda condição de contorno, encontramos que a constante A é dada por:

$$A = \frac{-2 \cdot \vec{J}_s(0)}{\hbar \cdot N(E_F) \cdot D \cdot \kappa} \cdot \frac{1}{sinh(\kappa t_N)}, \tag{3.45}$$

dessa forma a acumulação de spin e a corrente de spin são dadas por:

$$\mu_s(y) = \frac{-2 \cdot \vec{J}_s(0)}{\hbar \cdot N(E_F) \cdot D \cdot \kappa} \frac{cosh\left[k\left(y - t_N\right)\right]}{sinh(\kappa t_N)},$$
$$\vec{J}_s(y) = \vec{J}_s(0) \frac{sinh\left(k\left[y - t_N\right]\right)}{sinh(\kappa t_N)}, \tag{3.46}$$

Levando em conta que a corrente de spin na interface possui duas contribuições, $\vec{J}_s^{Pump}$ e $\vec{J}_s^{back}$, podemos chegar que a onda de spin na interface é dada por:

$$\vec{J}_s(y=0) = \frac{\hbar \cdot g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi \cdot M^2} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}\right) \left[1 - \frac{2g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi\hbar \cdot D \cdot N(E_F) \cdot \kappa \cdot tanh(\kappa t_N}\right]^{-1}, \tag{3.47}$$

para materiais pesados no entanto, o tempo de espalhamento elástico dos elétrons τ_{el} é muito menor do que o tempo de *spin-flip* τ_{sf}, dessa forma a equação acima pode ser aproximada para:

$$\vec{J}_s(y=0) = \frac{\hbar g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M^2} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}\right),$$
$$g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \approx \frac{g_r^{\uparrow\downarrow}}{1 + \left(2\sqrt{\tau_{el}/3\tau_{SF}} \cdot tanh(\kappa t_N)\right)^{-1}}. \tag{3.48}$$

Uma das importantes consequências do processo de bombeamento de spin é o amortecimento adicional da magnetização de um filme FM quando colocado em contato com uma camada NM. Isso é resultado da conservação do momento angular, uma vez que a corrente de spin que sai da camada FM devido ao bombeamento de spin subtrai momento angular da dinâmica da magnetização. Podemos quantificar esse efeito por meio da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert para a magnetização da camada FM se subtraímos a corrente de spin que é bombeada para fora do ferromagneto. Isso é feito pela multiplicação da Eq.(3.48) por γ/t_{FM}

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma\left(\vec{M} \times \vec{H}_{eff}\right) - \frac{\alpha}{M}\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} - \frac{\gamma\hbar}{4\pi M^2 t_{FM}} g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}, \tag{3.49}$$

onde γ é o fator giromagnético e t_{FM} é a espessura da camada ferromagnética. Note que os dois últimos termos possuem a mesma dependência com a magnetização $\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}$, dessa forma podemos definir uma novo parâmetro de amortecimento de Gilbert que leve em conta o bombeamento de spins para a camada adjacente

$$\alpha_T = \alpha + \frac{\gamma\hbar g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M t_{FM}}, \tag{3.50}$$

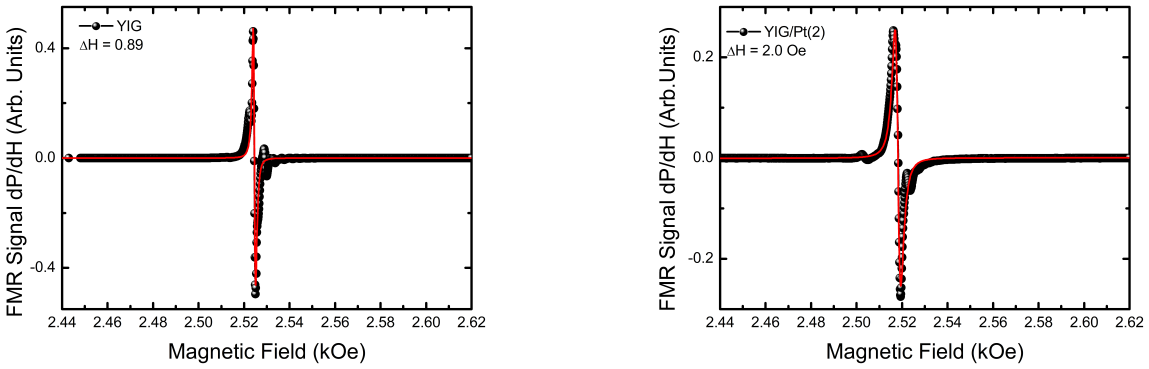
esse aumento da largura de linha pode ser diretamente relacionado com a largura de linha do filme, isso é feito multiplicando a equação acima por ω/γ, onde ω é a frequência de radiofrequência utilizada para promover a ressonância, dessa forma temos:

$$\Delta H_T = \Delta H_{FM} + \frac{\hbar\omega g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M t_{FM}}, \tag{3.51}$$

onde o primeiro termo é a largura de linha do material ferromagnético sem o filme metálico. De fato isso é observado experimentalmente, como mostrado na Fig.(17), o filme de YIG puro apresentou uma largura de linha de 0.89 Oe, enquanto ao fazer a deposição de 2nm de Pt no filme a largura de linha aumentou para 2.0 Oe. Dessa forma, ao inverter a equação acima, temos uma maneira experimental para determinar o *spin-mixing conductance* em bicamadas de material ferromagnético/metal normal

Figura 17 – Espectro de ressonância para (a) um filme puro de YIG, (b) um filme de YIG/Pt(2nm).

(a) (b)



Fonte: O Autor (2024).

O *damping* adicional à largura de linha devido ao bombeamento de spin é proporcional à frequência e ao *spin-mixing conductance* da interface, isso ocorre justamente porque o fluxo de momento angular para fora da camada ferromagnética é proporcional a essas grandezas. Além disso, ela varia inversamente com a espessura da camada do ferromagneto porque o bombeamento de spin é um fenômeno de interface e o amortecimento da magnetização é determinado pelo momento angular que sai por volume. A dependência linear do alargamento de linha na frequência e a variação com o inverso da espessura da camada FM são consideradas as características do amortecimento por bombeamento de spin. Vale aqui comentar que para filmes muito finos, começa a ocorrer um espalhamento na interface chamado espalhamento de 2-mágnons [84], esse espalhamento se deve a rugosidades que estão sempre presentes na interface, e esse tipo de efeito apresenta uma dependência com a espessura do tipo $1/t_{FM}^2$.

Como comentado anteriormente, uma assinatura do efeito *spin pumping* que acabou se tornando mais icônica do que o aumento da largura de linha é a geração de uma tensão elétrica na camada metálica. Esse tipo de efeito é uma combinação do bombeamento de spins de um material ferromagnético para uma camada adjacente metálica devido ao processo de ressonância, com a conversão da corrente de spin em uma corrente de carga por efeitos ISHE ou IREE. A conversão da corrente da corrente de spin em corrente de carga foi primeiramente observado pelo Prof. Antonio e colaboradores em 2004 [45] em tricâmaras ferromagneto/metal normal/ferromagneto. Nesse trabalho foi associado corretamente a tensão gerada com o processos de ressonância, além disso foram feitas observações importantes como a dependência do sinal com a potência de radiofrequência, contudo a origem física da conversão da corrente de spin em corrente de carga não foi identificada. Um ano depois, em 2005, os mecanismos envolvidos na detecção elétrica do FMR foram claramente identificados por Saitoh e colaboradores [8], e confirmados em estudos do bombeamento de spin em bicamadas FM/NM por diversos grupos [85–87].

Como já discutido, a dinâmica da magnetização injeta uma corrente de spin na camada adjacente que é descrita pela Eq.(3.48), além disso como é apresentado na parte de ressonância ferromagnética podemos escrever a magnetização do material contendo componentes oscilatórias nos eixos $\hat{x}, \hat{y}$ e uma componente estática no eixo $\hat{z}$, dessa forma é possível mostrar que o componente DC da corrente de spin na direção $\hat{y}$ na interface é descrita por:

$$\vec{J}_s(0) = \frac{\hbar\omega g^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M^2} \operatorname{Im}\left(m_x^{\dagger} m_y\right), \tag{3.52}$$

onde é feita a aproximação balística em que a parte imaginária do *spin-mixing conductance* é nula. Para medidas de FMR feitas com frequência fixa ω e campo variável H_0, podemos escrever a relação entre termo de relaxação da magnetização em função de grandezas mensuráveis experimentalmente como a largura de linha e a magnetização efetiva do sistema [15] por meio da relação:

$$\eta = \gamma \Delta H \frac{\left(2H_0 + 4\pi M_{eff}\right)}{2\left(H_0^2 + H_0 \cdot 4\pi M_{eff}\right)^{1/2}}. \tag{3.53}$$

Usando o resultado anterior, juntamente com o resultado da equação de Landau-Liftshitz para os termos de magnetização m_x e m_y apresentados na seção de ressonância ferromagnética podemos encontrar uma expressão fechada para a corrente de spin que é bombeada através da interface ferromagneto/metal normal

$$J_s(0) = \frac{\hbar\omega g_{eff}^{\uparrow\downarrow} p}{16\pi} \left(\frac{h_{rf}}{\Delta H}\right)^2 \frac{\Delta H^2}{\left(H - H_0\right)^2 + \Delta H^2}, \tag{3.54}$$

onde $p = \frac{4\omega\left(H_0+4\pi M_{eff}\right)}{\gamma(2H_0+4\pi M_{eff})^2}$ é conhecido como fator de elipticidade. Note também que a corrente de spin apresenta uma forma Lorentziana, dessa forma não é de se espantar que o sinal elétrico medido na amostra também apresentara uma forma Lorentziana.

Até o momento, a Eq.(3.54) foi testada para todo tipo de interface e se mantém valida, independente do tipo de material que seja colocado adjacente do material ferromagneto. É importante comentar que apesar de ter sido considerado um ferromagneto metálico na dedução das Eq.(3.38) elas não são válidas para materiais isolantes, como o YIG, dado que não há transporte de carga devido a natureza isolante do sistema. No entanto a Eq.(3.37) continua sendo válida mesmo na ausência de elétrons de condução, isso ocorre pelo acoplamento entre elétrons dos orbitais d-s do material ferromagnético isolante com o material metálico adjacente [88–90]. Nesse tipo de sistema isolante ferromagnético/metal normal o transporte de momento angular não é feito por uma corrente de spin como apresentado até o momento, ele é feito por mágnons que é uma quase-partícula que representa um movimento coletivo da magnetização do material, sendo a versão quântica de uma corrente de spin.

A partir da Eq.(3.54) podemos, por integração direta, deduzir a expressão para a conversão da corrente de spin em corrente de carga, seja ela por efeitos de *Bulk* ou por efeitos de interface. Por exemplo, se o sistema converte a corrente de spin em corrente de carga por efeitos de volume, a corrente de carga gerada vai ser descrita pelo efeito spin Hall inverso, dessa forma encontramos:

$$V_{SP}^{ISHE} = \frac{1}{4} R\lambda_N \cdot L \cdot e \cdot \theta_{SH} \cdot f \cdot g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \cdot \boldsymbol{P}_{xz} \cdot tanh\left(\frac{t_{NM}}{2\lambda_N}\right)\left(\frac{h_{rf}}{\Delta H}\right)^2 cos(\phi)\frac{\Delta H^2}{(H-H_0)^2+\Delta H^2} \tag{3.55}$$

onde *f* é a frequência de *rf* usada para promover a ressonância, $\boldsymbol{P}_{xz}$ é o fator de elipticidade para o modo de ressonância da cavidade, L é a largura da amostra, esse fator surge durante a integração da densidade de corrente, h_{rf} é o campo de *rf* usado para promover a ressonância, esse campo ao quadrado é proporcional a potência de *rf* que é um parâmetro que pode ser controlado experimentalmente.

Se a conversão de corrente de spin em corrente de carga for dominada por efeitos de superfície, o efeito Rashba-Edelstein inverso vai descrever o processo de conversão, como mostrado por Rojas-Sanchez [57] podemos relacionar o modulo da corrente de spin com a corrente de carga pela relação $J_C = \frac{2e}{\hbar}\lambda_{IREE} J_s$, dessa forma a tensão gerada nesse tipo de efeito é descrita por:

$$V_{SP}^{IREE} = \frac{1}{4}\lambda_{IREE} \cdot R \cdot L \cdot e \cdot f \cdot g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \boldsymbol{P}\left(\frac{h_{rf}}{\Delta H}\right)^2, \tag{3.56}$$

onde na equação acima foi tomado apenas o valor de pico da corrente de spin gerada. Vale aqui comentar que um sinal medido experimentalmente deve ser analisado com cuidado, pois podem existir contribuições de ambos os efeitos de conversão de corrente de spin em corrente de carga como observado por Rojas-Sanchez [57], há também que se ter cuidado com a depenica

angular de sistemas que convertem por estados de superfície como será apresentada na seção de resultados.

3.3 DEPOSIÇÃO POR EVAPORAÇÃO CATÓDICA

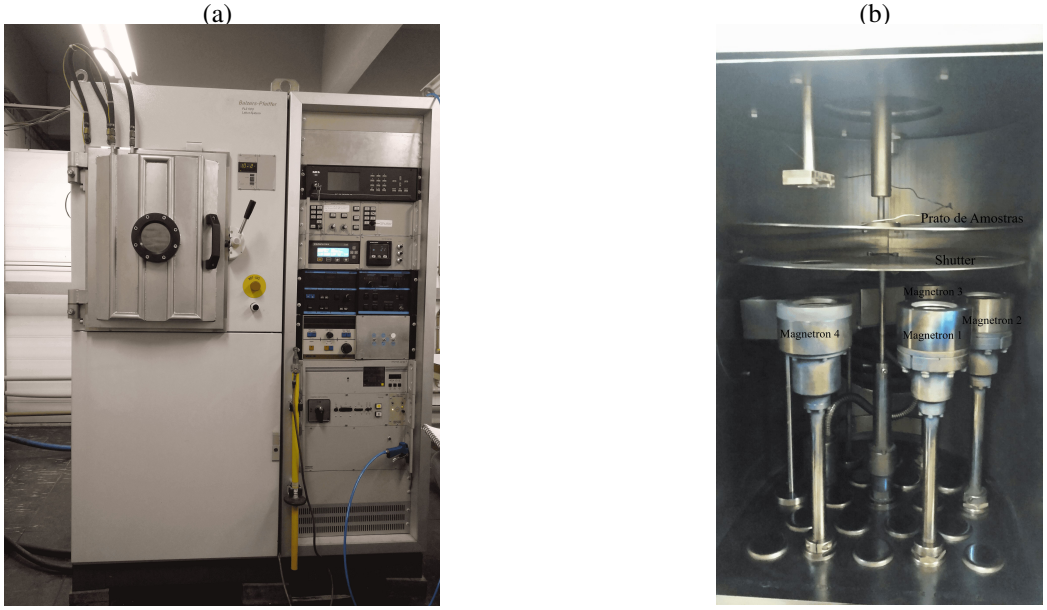
A técnica de evaporação catódica (do inglês *Sputtering*) é o método de deposição padrão utilizado na fabricação de filmes finos e na indústria de semicondutores. Nesse trabalho de doutorado, a técnica de deposição catódica foi utilizada para a fabricação dos mais diversos filmes finos. De maneira simplificada, a técnica consiste na retirada de átomos de um material alvo e sua deposição em uma superfície ou substrato específico.

O equipamento de deposição utilizado para a fabricação dos filmes é apresentado na Fig.(18a), esse equipamento é o modelo PLS 500 da *Balzers* e está em funcionamento por mais de 20 anos de maneira quase ininterrupta. Antes de inciar o processo de deposição, as amostras são limpas em banho ultrassônico com acetona e álcool isopropilo, em seguida são fixadas em um prato de amostra com fita dupla face. O prato de amostras é montado dentro de uma câmara de vácuo em uma haste rotatória. Dentro da câmara há quatro canhões de plasma também chamados de *plasma magnetron* ou simplesmente de *magnetron*, dentro do canhão de plasma é colocado o material que se deseja depositar como alvos metálicos podem oxidar é colocado um segundo prato entre o canhão e o prato de amostras, esse segundo prato possui dois buracos e ele é montado em uma base rotatória de duas posições, seu papel é de atuar como *Shutter*, ou seja, ele bloqueia ou permite a passagem do material depositado para as amostras. A ideia por trás do *Shutter* é fazer a limpeza superficial dos alvos de forma a garantir que não seja depositada alguma camada de óxido ou de contaminantes indesejados, esse processo de limpeza do alvo é chamado de *pre-Sputtering*. O *Sputtering* montado pode ser observado na Fig.(18b).

Após a montagem da câmara a mesma é colocada para fazer vácuo. Antes que seja feita qualquer deposição é feito um vácuo da ordem de 2×10^{-7} Torr, esse vácuo tem que ser alto para que não haja reação dos íons do material com possíveis gases existentes na câmara, no sistema usado esse processo de vácuo em geral demora 1 dia. Uma vez que é atingida a pressão de base desejada, é feita a injeção de um gás na câmara, na maioria das vezes o gás injetado é um gás inerte como o Argônio, Ar, contudo também é possível o uso de oxigênio O_2 ou outros gases de interesse caso seja desejado provocar mudança no estado de oxidação do material ou manter uma estequiometria desejada. O gás injetado é então ionizado através da aplicação de uma diferença de potencial entre o ânodo (prato de amostras juntamente com a carcaça da *magnetron*) e o catodo (alvo dentro do canhão), para materiais metálicos a diferença de potencial pode ser feita por meio de uma fonte DC, para materiais com baixo ponto de fusão ou isolantes a diferença de potencial é gerada por meio de uma fonte de *rf* que normalmente opera na faixa dos 13 MHz. 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, Fig. (19) mostra uma representação do processo de deposição por *sputtering*. Vale aqui comentar que o

Figura 18 – (a) Equipamento de deposição por evaporação catódica utilizado na tese, em (b) é apresentada uma imagem do interior da câmara de deposição.

(a) (b)



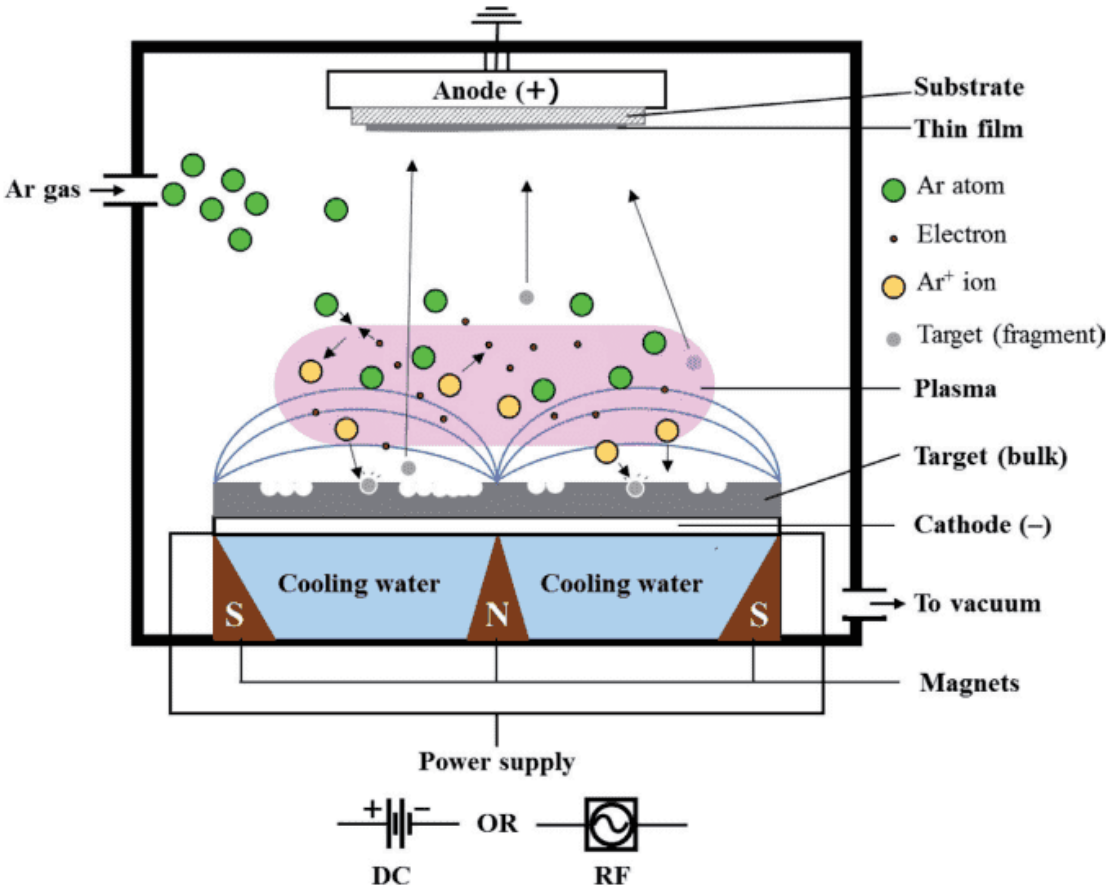
Fonte: O Autor (2024)

canhão de plasma é chamado de *magnetron* pois ele possui uma configuração de imãs em sua base, tais imãs produzem um campo magnético que aprisionam os íons perto do alvo aumentando a eficiência do processo.

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 no processo, felizmente podemos controlar a energia do processo por meio do controle da tensão aplicada entre os eletrodos. Para a deposição de filmes, o efeito mais importante na técnica por *sputtering* é a ejeção de 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 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. Vale aqui no entanto comentar que é necessário estudo sistemáticos para cada alvo, pois o excesso de energia pode acabar produzindo filmes muito rugosos ou filmes crescendo em ilhas.

A principal vantagem da técnica *sputtering* é a versatilidade da técnica, com um único equipamento é possível depositar materiais condutores,isolantes, diamagnéticos, paramagnéticos, semicondutores, óxidos tanto pelo alvo como por meio da deposição reativa com uso de atmosferas de O_2, além da possibilidade de realização do tratamento térmico in-situ. A maior desvantagem da técnica é a perda da estrutura cristalina do alvo na deposição, isso ocorre, pois o

Figura 19 – Representação de um sistema de evaporação catódica ou sputtering.



Fonte: Imagem retirada de (91).

sputtering é um processo físico de energia relativamente alto baseado em colisões atômicas, há entretanto maneiras de contornar a perda da estrutura cristalina do filme depositado por meio de tratamentos térmicos e escolha de substratos adequados.

3.4 EPITAXIA DE FASE LÍQUIDA E GRANADA DE ÍTRIO E FERRO (YIG)

Nessa seção são apresentados os fundamentos de crescimento de filmes pela técnica de epitaxia de fase líquida, em específico fabricação de granadas de Ítrio e Ferro.

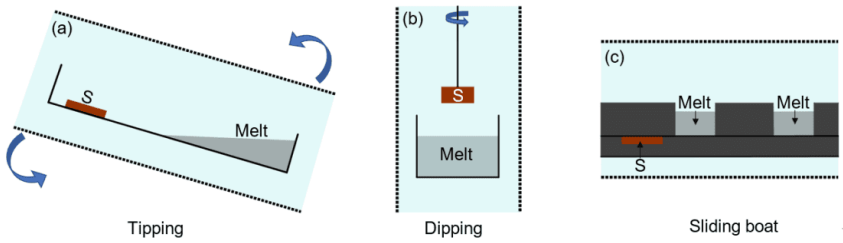
3.4.1 Epitaxia de Fase líquida

A epitaxia em fase líquida (LPE) é uma técnica de crescimento de filmes realizada a partir de uma solução (*melt*) contendo um solvente e um metal desejado em alta temperatura. O segredo da técnica está na escolha adequada do solvente, pois ela se baseia na solidificação de uma solução de metal fundido para a formação de um filme composto por componentes solutos precipitados a altas temperaturas formando um filme cristalino epitaxial em um substrato

adequado. Artigos descrevendo o uso da técnica de LPE para a síntese de materiais são datados desdo começo dos anos 60-70 (92,93), sendo muito usada na indústria de semicondutores para a fabricação de diodos emissores de luz (LEDs), diodos a laser, fotodetectores. Atualmente a técnica vem sendo deixada de lado dado o desenvolvimento de técnicas mais modernas como epitaxia por feixe molecular (MBE) e deposição química de vapor metalorgânico (MOCVD) ficando relegada apenas para situações de nicho. Dentre as principais vantagens para utilização do LPE estão a produção de materiais extremamente puros e sem defeitos e possibilidade de se fabricar filmes com uma grande variedade de dopantes, tornando assim o LPE uma técnica única para estudos fundamentais de materiais dopados. Além disso o equipamento é de baixíssimo custo de montagem e de operação.

A técnica de LPE pode ser classificada pelo método usado para colocar o substrato em contato com a solução preparada para o crescimento epitaxial. Estas técnicas são classificadas como *tipping* (imersão), *dipping* (mergulho) e *sliding-boat* (barco flutuante). No sistema *Tipping*

Figura 20 – Tipos de técnicas de deposição por LPE: a) *Tipping*, b) *Dipping* e c) *Sliding boat*.



Fonte: Imagem retirada de (94).

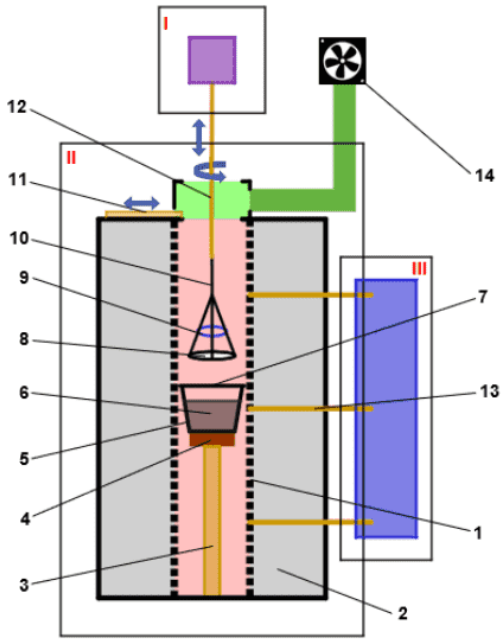
(Figura 20a), existe um aparelho basculante que permite que o *melt* seja separado do substrato através da inclinação do forno. Inicialmente o *melt* é equilibrado na extremidade oposta à posição do substrato. Após a preparação, a temperatura é reduzida e o forno é inclinado de forma a fazer com que a solução escorra sobre o substrato iniciando o crescimento da camada. Após a fabricação da camada com a espessura desejada, o forno volta para a posição inicial e a solução excedente é removida do substrato. Este tipo de método foi o primeiro sistema de LPE utilizado para o crescimento de semicondutores III-V (95), entretanto esse método encontra problemas com o processo de retirada da solução do substrato sendo muito sujeito a contaminações, e só é permito o crescimento de uma única camada por vez, dessa maneira esta técnica foi rapidamente substituída por outras.

Na técnica *Dipping* (Figura 20b), o substrato é montado em um suporte fixado na extremidade de uma haste que permite que o substrato seja elevado e rotacionado na posição vertical. As camadas são crescidas através da imersão do substrato na solução. Os mecanismos de rotação da haste servem para controlar a convecção dos átomos de soluto no *melt* durante o crescimento e também para remover o excesso da solução por centrifugação após o término do crescimento da camada. A técnica *Sliding boat* (Figura 20c) é bastante útil para o crescimento

de estruturas multicamadas e por isso é amplamente utilizada na fabricação de semicondutores compostos. Nesse modelo, o substrato é posicionado em uma barquinha deslizante de grafite e as soluções de crescimento são armazenados em poços na seção superior, também deslizante, de modo que as soluções são colocadas sobre o substrato durante o crescimento. A dificuldade crítica da aplicação destra técnica é no ajuste adequado da folga entre os poços dos diferentes tipos de *melt* e o substrato.

O sistema de epitaxia por fase líquida utilizado nessa tese para a fabricação de filmes de YIG foi desenvolvido por Kacio Mello durante o seu mestrado sob a supervisão do Prof. Antonio Azevedo, os detalhes da confecção do sistema podem ser encontrados na ref. [94]. O sistema de LPE construído foi do tipo *Dipping* devido à sua simplicidade e praticidade, um diagrama esquemático do sistema de LPE fabricado se encontra na Fig(21).

Figura 21 – Esquema da configuração *Dipping* real para o crescimento de filmes por LPE: I - controle do deslocamento e rotação da haste; II - forno de aquecimento; III - controle da temperatura. 1 - elemento de aquecimento; 2 - isolamento térmico; 3 - tubo suporte de cerâmica 4 - bloco de suporte de tijolo refratário 5 - cadinho de platina; 6 - *melt*; 7 - tampa do cadinho de platina; 8 - substrato; 9 - anel de quartzo; 10 - tridente porta substrato de platina; 11 - Tampa do forno de tijolo refratário; 12 - haste de cerâmica para suporte do substrato; 13 - haste de cerâmica para saída dos termopares; 14 - exaustor



Fonte: Kacio Mello (2022), Imagem retirada de (94).

Na técnica *Dipping* o filme é fabricado através da imersão do substrato em uma solução contendo um solvente e o material desejado. O processo de preparação da solução consiste na combinação de óxidos, em específico como se deseja fabricar YIG foram usados óxido ferro(II) (Fe_2O_3) e óxido ítrio(II) (Y_2O_3) juntamente com óxido de chumbo (PbO) e óxido de boro(II) (B_2O_3). Todos os óxidos usados podem ser comprados com alta pureza na forma de pós. Inicialmente é feita a pesagem de cada composto com uma balança analítica, em seguida é feita

a transferência dos químicos para um cadinho de Platina que é colocado no centro do forno. Os óxidos de Ítrio e Ferro são componentes do YIG, eles formam uma solução supersaturada de ferro, enquanto o óxidos de chumbo e boro atuam como solventes do sistema, puxando o ponto de fusão dos outros óxidos para perto de 900ºC.

Após a adição dos químicos no cadinho de Platina, o forno é lentamente aquecido até 1000°C em uma taxa de 1-2°C por minuto, no final do processo de aquecimento os químicos são fundidos e um liquido parcialmente transparente pode ser observado. Nessa etapa é necessário fazer a homogenização do *melt*, isso é feito descendo o porta substrato sem amostra para dentro do cadinho e fazendo o mesmo rodar, esse processo é feito diversas vezes até observar que o *melt* está completamente transparente, sendo possível ver o fundo do cadinho. Nesse ponto a solução está pronta e tudo que se precisa fazer é o ajuste da temperatura do forno para que seja feita o crescimento do filme. Fig (22) mostra o sistema utilizado, juntamente com o *melt* pronto para o crescimento.

O processo de crescimento é bem simples. Uma vez que o sistema está na temperatura desejada, o substrato de GGG é colocado no porta amostras e começa a descer lentamente para dentro do forno até uma posição de 1 cm em cima do cadinho, nessa posição é feita o *warp-up*, ou seja, a amostra é deixada em repouso por alguns minutos para termalizar, dessa forma garantimos que não há gradientes de temperaturas no sistema e o filme cresça uniforme.

Após fazer a termalização do substrato, a haste contendo o porta amostra começa a rodar com uma rotação previamente definida, ainda rotacionando o substrato desce de forma a entrar dentro do *melt* e o processo de crescimento é feito por um tempo previamente determinado. Vale aqui comentar que a rotação, o tempo de crescimento e a temperatura são parâmetros fundamentais para a espessura do filme formado. Após o crescimento do filme, a amostra é removida do *melt* até a posição de *waru-up* e um processo de centrifugação em alta velocidade é feita para que excessos de solvente sejam removidos do filme. Nesse ponto o filme já está crescido e ele é lentamente removido do forno para evitar choques térmicos. Vale comentar que pode ocorrer que excesso de solvente fiquem no substrato mesmo após o processo de centrifugação seja feito, tais excessos podem ser removidos colocando o YIG em um banho ultrassônico com ácido acético por alguns minutos.

3.4.2 Granada de Ítrio e Ferro(YIG)

O principal uso da técnica de epitaxia de fase líquida para a spintrônica é para a fabricação de filmes de uma granada de ítrio e ferro $Y_3Fe_5O_{12}$ comumente chamada de YIG. O YIG é um material ferrimagnético isolante com baixíssimas perdas magnéticas, seu fator de amortecimento chega a ser quase duas ordens de magnitude menor que os ferromagnetos metálicos [96, 97], além disso o material apresenta alta temperatura de Curie (560 K) e longo comprimento de difusão de spin [98, 99].

Historicamente, os filme de YIG puro foram os primeiros filmes do tipo granada a ser estudado porém pouca ênfase foi dada à compreensão dos processos de crescimento cristalino

envolvidos. Como consequência da descoberta de domínios magnéticos circulares móveis chamados bolhas em filmes finos de YIG de baixa magnetização, uma indústria inteira foi estabelecida para a produção desses filmes. Pouco tempo depois foi verificado que os domínios em bolha poderiam ser usadas como um meio de armazenamento de dados, contudo era necessário ter filmes perfeitos, livres de defeitos, com espessuras e propriedades magnéticas bem controladas. Uma atenção cuidadosa foi dada no início da década de 1970 ao crescimento de filmes de bolhas, o que possibilitou a produção de filmes de YIG de alta qualidade como subproduto. [100]

O YIG possui uma estrutura cristalina cúbica com a fórmula geral $A_3B_5O_{12}$ e com fórmula específica $Y_3Fe_5O_{12}$, cada célula unitária consiste em oito unidades de fórmula química. O parâmetro de rede do YIG é de 12.376 ± 0.004 Å e volume de célula unitária de 1895.57 Å^3 abrigando um total de 80 átomos [102–104].Existem três sub-redes na estrutura de granada: o sítio dodecaédrico denominado como "**C**"ocupado por três íons de ítrio, o sítio octaédrico denominado como "**A**"ocupado por dois íons de ferro e o sítio tetraédrico denominado "**D**"ocupado por três íons de ferro [102]. Os íons metálicos (Y^{3+} e Fe^{3+}) presentes nos sítios são ambos trivalentes.

Em cada célula unitária, existem vinte íons Fe^{3+} ocupando dois locais diferentes, 8 íons Fe^{3+} ocupam os sítios octaédricos (a) e 12 íons Fe^{3+} com momentos magnéticos opostos ocupam os sítio tetraédricos (d). Os sítios a e d são alinhados antiparalelamente devido a interação de super troca mediada pelos átomos de oxigênio do sistema, dessa forma o YIG é o que se conhece como material ferrimagnético, ele é um sistema com duas sub-redes magnéticas opostas mas com magnitudes diferentes. Por meio das regra de Hund, podemos estimar que cada íon de Fe^{+3} contribui $5\mu_B$ para o momento magnético do material, ao levar em contra a contribuição de todos os íons de ferro em uma célula unitária estimamos um momento magnético líquido de $40\mu_B$. Este momento magnético corresponde a uma magnetização de saturação (M_s) de cerca de 2470 G em $T = 0$ K, experimentalmente é relatado um valor para a magnetização de saturação de 2463 G a 4.2 K [105]. Em temperatura ambiente, o valor da magnetização de saturação varia de 1730 G a 1780 G, onde um valor amplamente aceito é de 1760 G [102].

Um outro ponto interessante de ser comentado está no fato de que o YIG possui anisotropia magneto-cristalina cúbica com eixo fácil ao longo da direção [111] [107]. A fraca anisotropia do sistema se deve a fraca interação spin-órbita dentro do material, dado que os íons de Y^{+3} apresentam momento angular orbital $L = 0$. Filmes de YIG são rotineiramente cultivados em substratos de granada de gadolínio e gálio (GGG) pois há um grande casamento do parâmetro de rede fazendo com que os filmes cresçam sem estresse, a incompatibilidade estrutural entre o YIG e GGG é menor do que 0.05% o que possibilita a fabricação de filmes de alta qualidade [103]. Entretanto mesmo usando GGG há uma grande dificuldade em fabricar YIG com baixa largura de linha, ao observar o diagrama de fase do YIG (Fig.24) é possível observar que o YIG na forma de granada é uma região pequena de um sistema muito complexo com diversas fases diferentes, de fato há dificuldades em se fabricar YIG em diversas técnicas como *sputtering* [108], deposição por laser pulsado [109], decomposição metalorgânica [110] e método sol-gel [111]. Apesar de mais versáteis, podendo fazer filmes mais finos, ou em áreas superficiais maiores ou

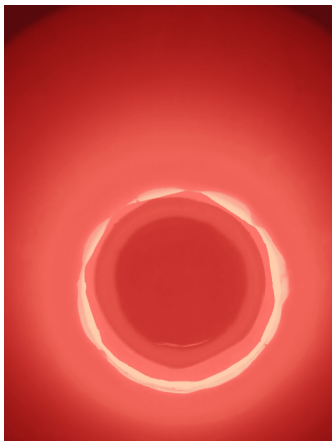
em outros substratos mais baratos, todos os métodos citados acabam produzindo filmes piores do que a técnica de LPE, isso se deve a necessidade de uma etapa de tratamento térmico em altas temperaturas que pode acabar introduzindo impurezas no sistema, mudança da estequiometria do material depositado e estresse na rede pelo aquecimento/resfriamento rápido. De fato a síntese de YIG por diversas técnicas com ainda é tópico de pesquisa até hoje.

Figura 22 – Em (a) é apresentado o forno do sistema de LPE utilizado, em (b) é apresentado o controlador do sistema, responsável por descer e subir o substrato e por controle da rotação e tempo de crescimento, em (c) é apresentado o melt após aquecimento e homogenização e por último em (d) é apresentado o processo de crescimento do filme, onde o substrato é mergulhado dentro do melt.

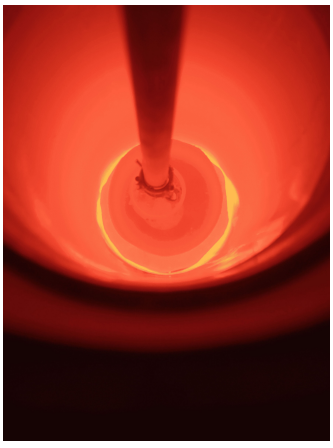
(a)

(b)

(c)



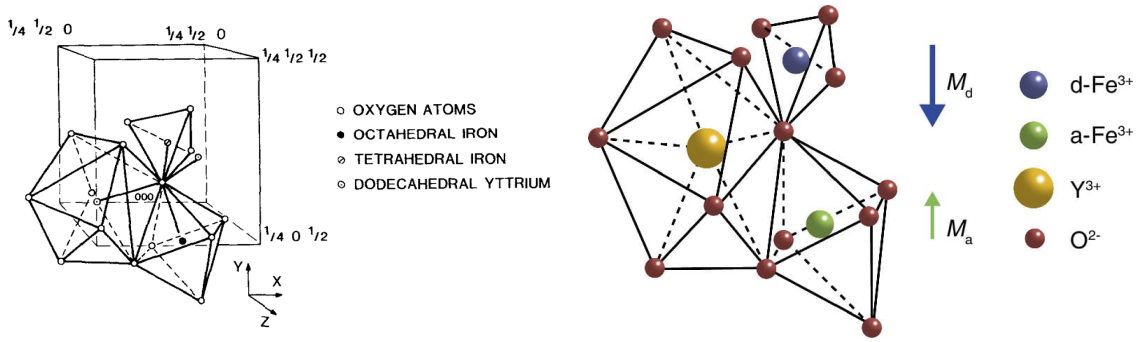
(d)



Fonte: O Autor (2024).

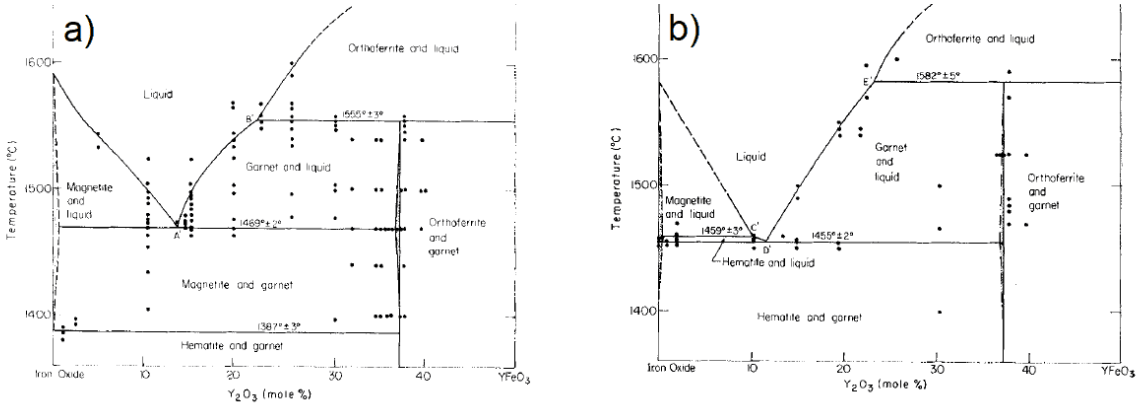
Figura 23 – (a) Célula unitária e constituintes da granada de ferro ítrio. Em (b), é apresentando os sítios cristalinos que constituem o YIG.

(a) (b)



Fonte: Imagens (a) e (b) foram retiradas de [100] e [101] respectivamente.

Figura 24 – Diagrama de fase para o sistema Fe_2O_3-FeO-$YFeO_3$ em (a) atmosfera de ar e (b) atmosfera de O_2. O diagrama inferior mostra as fases presentes em função da temperatura e da composição inicial, o diagrama triangular mostra a composição ternária dos líquidos (pontilhados) e das fases cristalinas de granada e magnetita (pontilhados). As linhas finas com setas no diagrama triangular são linhas de reação de oxigênio; os pontos de reação isotérmica com as temperaturas indicadas.



Fonte: Imagem adaptada de [106].

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos durante o período do doutorado. Na primeira parte dessa seção são apresentados os resultados de fabricação de YIG por meio da técnica de epitaxia de fase líquida. Em seguida é apresentada uma pequena revisão histórica dos processos de conversão de corrente de spin em corrente de carga em materiais paramagnéticos como Pt, Ta e W, dado que tais materiais são normalmente usados como referências.

Em seguida são apresentados resultados com Bismuto e Antimônio, ambos os materiais são diamagnéticos pesados que apresentam diferentes processos de conversão de corrente de spin em corrente de carga.Em particular mostraremos como controlar a corrente de carga em Sb utilizando o efeito *spin momentum locking*. A próxima seção é dedicada a investigação de efeitos anômalos de conversão de corrente de spin em corrente de carga em materiais ferromagnéticos e antiferromagnéticos. Por último é apresentado o processo de conversão de corrente de spin em corrente de carga em materiais quânticos, mais específico o seleneto de bismuto Bi_2Se_3.

4.1 FABRICAÇÃO DE YIG POR EPITAXIA DE FASE LÍQUIDA

Os primeiros relatos de crescimento de YIG usaram apenas PbO como solvente (112), subsequentemente o sistema de fluxo foi estendido para diferentes combinações de $PbO/PbF_2/B_2O_3$, contudo F^- é altamente volátil além de ser um átomo pequeno o que pode fazer com que ele seja incorporado ao cristal (100).

Muito foi estudado sobre o papel real do B_2O_3 no PbO, contudo a literatura recente sobre o sistema é praticamente nula, provavelmente esse aspecto é explicado pelo do desenvolvimento de patentes devido ao grande uso de filmes de YIG em diversas tecnologias. Uma solução com adições de B_2O_3 ao PbO até cerca de 20% em moles, provoca um aumento na solvatação do YIG (113). Acredita-se que esse aumento ocorre devido a uma diminuição dos aglomerados de Pb-O e um aumento na interação soluto-solvente (114). Além disso, a existência de BO_4^{-5} (115) juntamente com diferentes graus de dissociação iônica dos óxidos de boro já foram encontrada experimentalmente (116), tais resultados indicam uma redução da viscosidade. No sistema $PbO\text{-}B_2O_3$ puro, a polimerização de borato pode ocorrer com adições de B_2O_3 acima de 12%, o que resulta em aumento da viscosidade e propriedades semelhantes às de vidro (100).

O aumento da viscosidade no sistema faz com que o teor de chumbo no filme aumente para uma determinada taxa de crescimento. Viscosidades mais altas resultam em mistura menos eficaz e tempos de efeito transitório mais longos na fusão (117), podendo causar aumento nas não uniformidades de borda e espessura. No entanto, ter um teor mais elevado de boro aumenta a solubilidade dos componentes de granada e supostamente leva a filmes com menor número de defeitos físicos (118). Em (118), os autores variaram a quantidade de B_2O_3 e observaram que menor número de defeitos no filme foi para 3.5%. Os autores também relatam que com uma

Tabela 1 – Peso, em gramas, dos químicos usados para fazer os diferentes *melts*.

	Y_2O_3(g)	Fe_2O_3(g)	PbO(g)	B_2O_3(g)
Melt 1	4.929	47.487	333.439	14.557
Melt 2	4.931	47.380	333.196	14.560
Melt 3	1.579	21.265	374.353	7.137

Fonte: O autor 2024.

faixa estreita de concentrações de óxido de boro, cerca de 2% em peso, é possível observar uma diminuição perceptível nas marcas de fluxo resultando em um filme mais homógeno.

Além do sistema B_2O_3, para que um filme de YIG de alta qualidade seja produzido é necessário que haja um excesso de óxido de ferro no *melt*, dessa maneira é possível evitar que o $YFeO_3$ (ortoferrita) seja a primeira fase a crescer (119). Embora muito seja conhecido sobre o diagrama de fases para a formação de granada, uma composição ideal para produzir consistentemente YIG com a menor largura possível de linha não pode ser fornecida no momento, há entretanto algumas "receitas"reportadas na literatura cuja os filmes apresentavam larguras de linhas extremamente baixas (92,100).

Nessa tese foram feitos três *melts* distintos, com diferentes concentrações dos óxidos. O primeiro e segundo *melt* foram feitos baseados nas anotações do professor Antonio durante o seu período de pós-doutorado nos Estados Unidos enquanto o terceiro *melt* foi produzido baseado nos valores citados na literatura (100). Os valores em grama de cada químico usado nos três *melts* se encontra na Tab.(1).

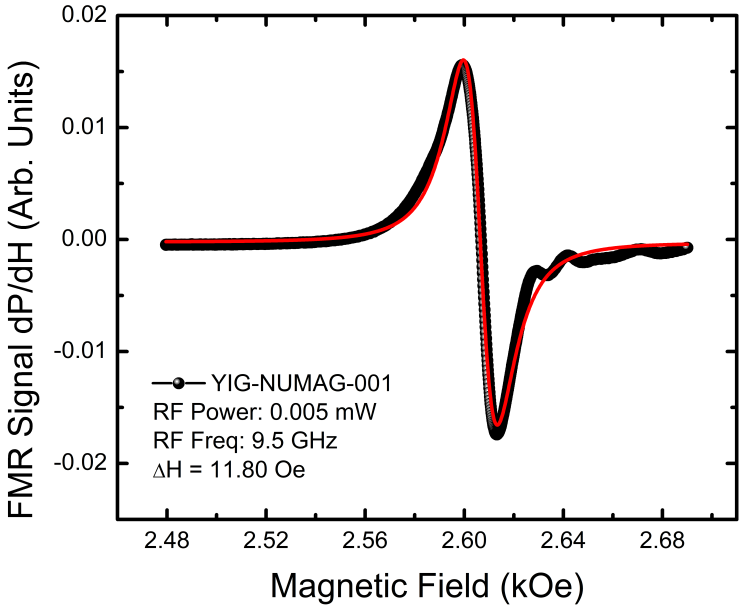
Há dois números comumente encontrados na literatura quando se procura informações sobre *Garnets* como o YIG. R_1 é definido como a razão entre o número de mols de óxido de ferro pelo número de mols de óxido de ítrio enquanto R_3 é definido como a razão entre o número de mols de óxido de chumbo pelo número de mols de óxido de boro.

$$R_1 = \frac{n_{Fe2O3}}{n_{Y2O3}}, \qquad R_3 = \frac{n_{PbO}}{n_{B2O3}}. \tag{4.1}$$

Vale aqui comentar que há outros dois números, R_2 e R_4, também definidos como razões de componentes do *melt*, contudo para o trabalho realizado elas não são de importância pois a significância desses números só é aparente quando se é feita algum tipo de dopagem no YIG.

Para o primeiro *melt* foram produzidos três YIGs, todos foram crescidos a 930ºC com uma rotação de 100 RPM, a diferença entre os três YIGs foi o tempo de crescimento sendo eles 30, 10 e 5 minutos respectivamente. Nos três primeiros YIGs, as medidas de ressonância ferromagnética apresentavam uma ressonância em torno de 2.5 kOe para uma frequência de 9.42 GHz e uma largura de linha em torno de 12 Oe (Fig 25).

Figura 25 – Espectro de ressonância obtido para um dos YIGs produzidos pelo primeiro*melt*, o filme apresentou um campo de ressonância $H_R = 2.59$ kOe e $\Delta H = 11.4$ Oe.



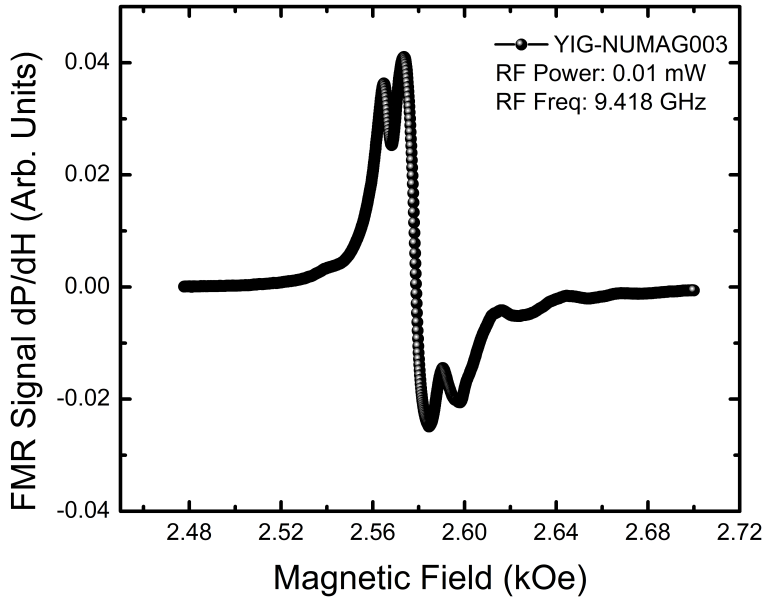
Fonte: O Autor (2024)

O valor do campo de ressonância é consistente com o conhecido na literatura, indicando que não há formação de $YFeO_3$ é a quantidade de óxido de ferro no sistema é adequada. Ao calcular o R_1 para esse sistema encontramos um valor de $R_1 = 13.62$. A alta largura de linha pode indicar duas coisas, a primeira delas é que houve alguma contaminação no *melt* e essa contaminação acabou sendo introduzida na célula do YIG. A segunda possibilidade é de que a quantidade dos compostos utilizada na fabricação do melt esteja incorreta. A solução para ambos os problemas consiste na fabricação de um segundo *melt*, como ainda não se conhecia bem o sistema optou por refazer um *melt* semelhante ao primeiro porém tomando maior cuidado para garantir que não ocorra contaminação do *melt* durante o processo de síntese.

O segundo *melt* foi feito de acordo com os parâmetros da Tab.(1), para esse sistema encontramos $R_1 = 13.62$ e $R_3 = 7.14$, tais valores são bem semelhantes ao do primeiro sistema. Uma amostra foi fabricada seguindo os mesmos parâmetros de temperatura, rotação e temo de crescimento de uma das anteriores e novamente a largura de linha continuou alta, ficando em torno de 11 Oe (Fig. 26). Dessa forma temos a confirmação de que a alta largura de linha não era contaminação e sim a composição do *melt* usado. Um comentário pertinente é que o espectro de ressonância mostra dois picos sobrepostos, isso ocorre pois o YIG cresce nas duas faces do substrato durante a técnica de LPE pelo método *dipping*.

Com o intuito de aprender mais como o sistema YIG+PbO/B_2O_3 funciona, foi feita adição de Fe_2O_3 e PbO ao sistema. A escolha de Fe_2O_3 foi para prevenir que ocorra a formação de $YFeO_3$ enquanto a adição de PbO ao sistema foi para diminuir a quantidade percentual de

Figura 26 – Espectro de ressonância obtido para um dos YIGs produzidos pelo segundo *melt*.



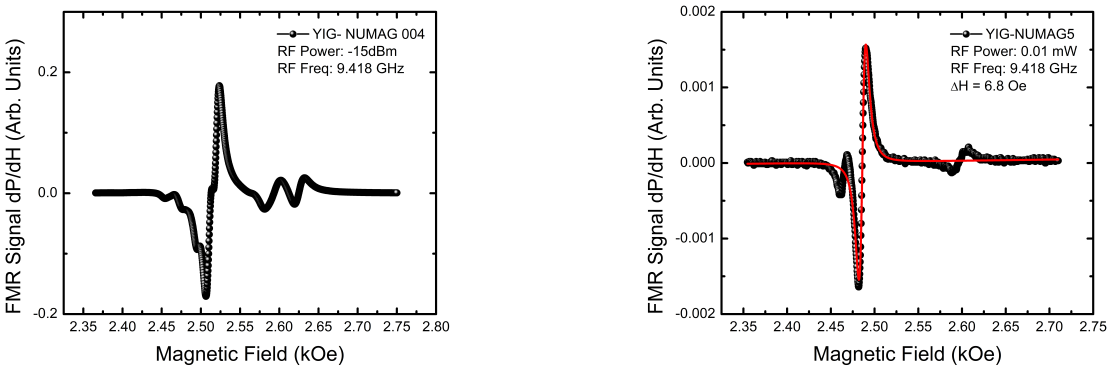
Fonte: O Autor (2024)

B_2O_3 visto que ao limpar o cadinho usado no primeiro *melt* observou uma consistência muito viscosa, parecendo um chiclete. Dessa maneira foram adicionados 5.180g de Fe_2O_3 e 122.5265g de PbO ao segundo *melt* fabricado, os valores atualizados para os números R_1 e R_3 ficaram agora em $R_1 = 15.07$ e $R_2 = 9.76$. Com esse novo *melt* carinhosamente apelidado de *melt* 2.1, foram fabricados novos filmes, agora a largura de linha dos YIGs ficaram em torno de 7 Oe (Fig. 27). Com os novos filmes YIG foi possível verificar duas coisas, a primeira é que a adição de PbO, diminuindo a fração percentual de B_2O_3 no sistema melhorou a largura de linha e a consistência do *melt*. A segunda informação que foi possível verificar é que em filmes mais finos a largura de linha tende a ser maior, um dos filmes cresceu por 2 minutos e apresentou uma largura de linha de 7.2 Oe, enquanto o outro filme cresceu por 3 minutos e apresentou uma largura de linha de 6.8 Oe. Esse resultado ocorre pelo espalhamento de 2-mágnons na superfície do material [120–123].

A melhora na largura de linha pode ser correlacionada com dados encontrados na literatura (100), os valores de R_3 encontrados para as receitas na literatura indicam um valor de $R_3 \approx 17$, dessa forma com o intuito de melhorar ainda mais o *melt* foi feita uma segunda adição de PbO ao *melt*. Infelizmente ao adicionar mais PbO no cadinho foi possível observar que durante o processo de homogenização do *melt*, havia material caindo para fora do cadinho sendo depositado nas paredes do cilindro de cerâmica do forno. Como não se sabe mais a composição do *melt*, foi optado por fazer um novo dessa vez seguindo uma receita encontrada na literatura visto que elas aparentemente estão corretas.

Figura 27 – Espectros de FMR de dois YIGs distintos crescidos pelo segundo *melt*. A largura de linha de ambos ficou em torno de $\Delta H = 7$Oe.

(a) (b)



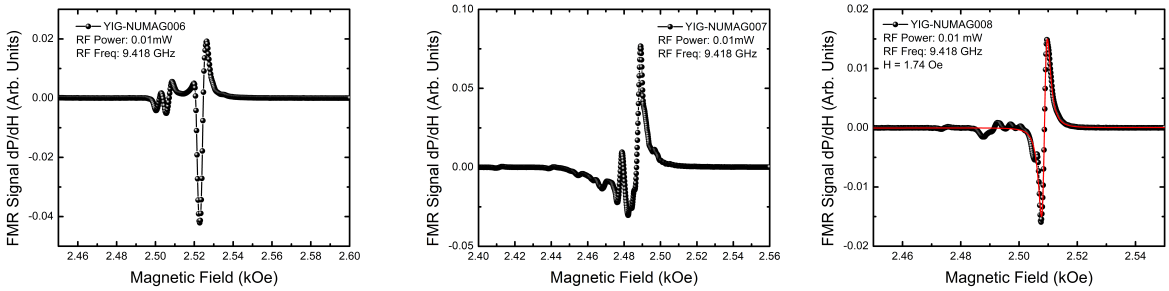
Fonte: O Autor (2024).

Nesse terceiro *melt*, os valores de R_1 e R_3 encontrados foram de 19.04 e 18.54 respectivamente. A primeira observação a se fazer nesse sistema foi que a temperatura limite de crescimento do YIG caiu para 870°C, para valores de temperatura acima desse limiar o YIG não cresce. Nos filmes crescidos foi observado larguras de linhas muito baixas, ficando em torno de $1 - 2$ Oe, contudo com a baixa largura de linha começou a ser observados vários modos de ressonância do YIG, de forma que ao cortar um pedaço do substrato para fazer medida, se ele não for perfeitamente retangular, o sistema tem condições de contorno estranhas e novos modos magnetostáticos aparecem (Fig.28) [124, 125]. Além disso começou a ser necessário fazer a remoção de um dos lados do YIG para conseguir separar os modos de ressonância das duas superfícies, esse processo é mecânico feito com uma lixa fina. Nesse ponto ainda não se entendia muito bem como fazer um filme com um único modo principal bem definido, era esperado que para filmes finos como os que estão sendo fabricados os modos de ressonância de volume não deveriam aparecer

Com um *melt* capaz de produzir YIGs com baixa perda, foram feitos alguns testes. O primeiro teste foi verificar como a largura de linha é influênciada pela variação de temperatura. Para isso fora crescidos cinco filmes, todos com o mesmo tempo de crescimento e taxa de rotação mas com temperaturas variando de cinco em cinco graus de 870°C a 850°C. O resultado desse experimento pode ser observado na Fig (29a), a largura de linha tende a diminuir com a temperatura até um valor limite, após esse valor a largura de linha aparenta crescer. Uma pesquisa na literatura aponta que esse resultado curioso aparenta estar relacionado com a expansão da rede cristalina (126,127) como é possível observar nas Figs. (29b-c), um argumento pode ser

Figura 28 – Espectros de FMR de três YIGs distintos crescidos pelo terceiro *melt*. A largura de linha de de todas os filmes é baixa, ficando em torno de $1 - 2$ Oe. Em todas as amostras é possível observar modos magnetoestáticos.

(a) (b) (c)

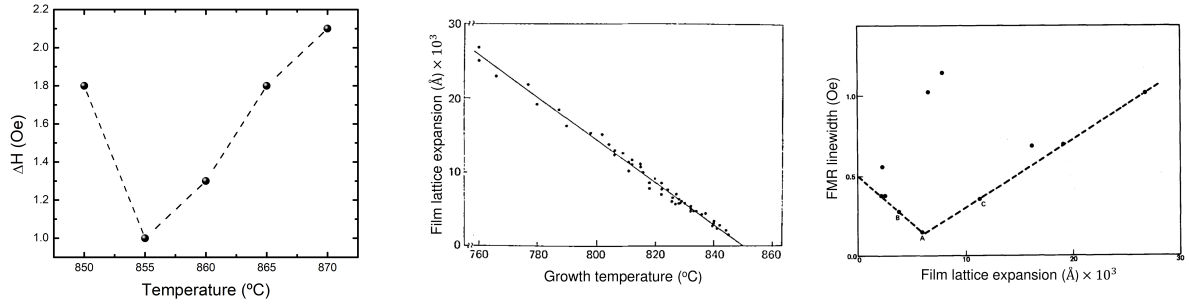


Fonte: O Autor (2024).

feito de que há um melhor casamento das redes cristalinas entre o YIG e GGG, fazendo com que o filme cresça com menos estresse, isso acaba sendo refletida na largura de linha do material.

Figura 29 – Em (a) é apresentado a largura de linha em função da temperatura para uma série de YIGs crescidos com os mesmos parâmetros. Em (b) é apresentada a expansão da rede cristalina em função da temperatura e em (c) é apresentada resultados da largura de linha em função da expansão da rede cristalina.

(a) (b) (c)



Fonte: Fig. (a) foi feita pelo Autor (2024). Figs. (b) e (c) foram retiradas de (126) e (127) respectivamente.

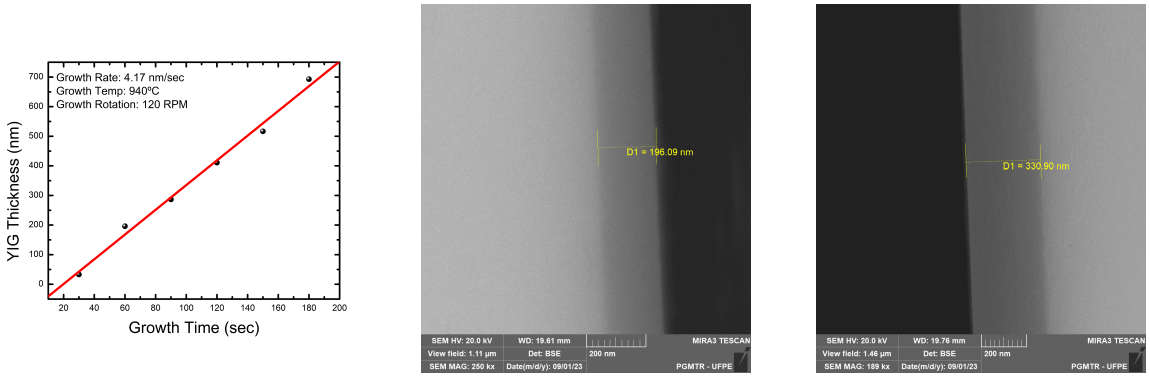
O segundo teste realizado foi a observação do efeito da velocidade de rotação do sistema durante o crescimento, nesse ponto foi observado que dois filmes crescidos nas mesmas condições de temperatura e tempo de crescimento mas um a 50 RPM e o outro a 150 RPM apresentaram colorações distintas, sendo o filme fabricado a 150 RPM ligeiramente mais escuro do que o filme fabricado a 50 RPM. Isso é um indicativo de que o filme mas espesso era fabricado em rotações mais altas. Nesse ponto para continuar o experimento foi feita a adição mais 10.050g de Fe_2O_3 e 82.5049g de PbO ao sistema, isso foi feito pois havia a impressão de que o *melt* estava crescendo em temperaturas muito baixas, o que poderia acarretar em uma falta de Fe_2O_3 no sistema. A

adição de PbO é feita para repor o que havia sido perdido por evaporação por ter deixado o sistema ligado por muito tempo, esse novo *melt* foi carinhosamente nomeado de *melt* 3.2.

Como foi adicionado mais Fe_2O_3, foi observado que o ponto critico para crescimento de filme agora é de 940°C, isso é esperado pois o ponto de fusão do óxido de ferro é altíssimo (1565ºC). Nesse ponto foi tentando obter uma taxa de calibração para o tempo de crescimento do YIG, crescidos cinco filmes, todos a 940°C e taxa de rotação de 120 RPM porém com tempo de crescimento variando de 30 segundos a 3 minutos em variações de 30 em 30 segundos. Em geral a taxa de crescimento por LPE é alta, formando filmes de centena de nanômetros rapidamente, é então esperado que não seja possível medir a espessura dos filmes por raio-X. A solução encontrada foi fazer medidas de microscopia eletrônica de varredura e tentar observar a diferença de contraste entre o GGG e o YIG. Por meio das medidas de microscopia é feita a relação de espessura do filme em função do tempo de crescimento (Fig.30a), a taxa de crescimento encontrada foi de 4.17 nm/seg o que pode ser considerado como uma taxa bem alta ao comparar com as taxas usuais de deposição por *sputtering*. Além disso durante as medidas de microscopia foi observado que os filmes mais finos apresentavam duas espessuras relativamente distintas para ambos os lados do substrato (Figs.30b-c). Esse resultado curioso levou a gente a pensar que a rugosidade é diferente para cada lado do substrato, dado que se conhece na literatura que há um "*good side*"e um "*bad side*" [128] nos GGGs comerciais com duas faces polidas.

Figura 30 – Em (a) é apresentado a dependência da espessura do filme com o tempo de crescimento para uma temperatura de 940ºC, a taxa de crescimento é determinada pelo ajuste linear como 4.17 nm/sec. Em (b) e (c) são apresentados os dois lados do filme de 90 segundos de tempo de crescimento, note que há uma certa discrepância entre as espessuras de cada lado.

(a) (b) (c)



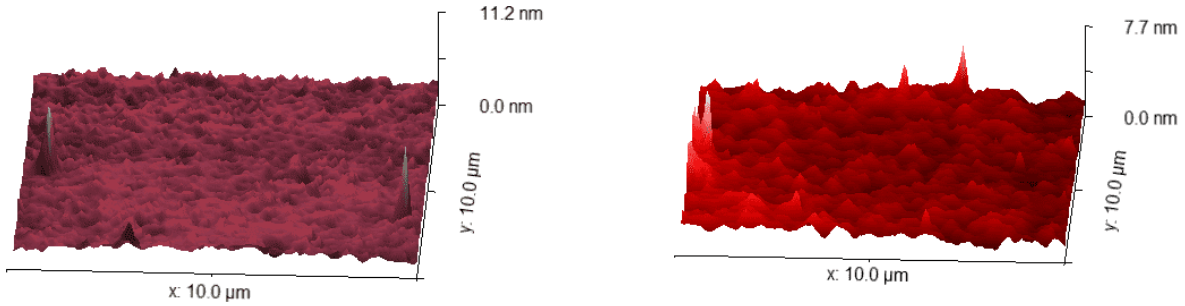
Fonte: O Autor (2024).

Com o intuito de confirmar a hipótese de que há um lado bom e um lado ruim no GGG, medidas de microscopia de força atômica foram feitas em ambos os lados de um pedaço de GGG e em ambos os lados de um YIG crescido no mesmo substrato (31). Os resultados de microscopia atômica apontavam que um lado do GGG possuía rugosidade da ordem de 293 pm enquanto o outro lado possuía rugosidade da ordem de 500 pm, apesar de pequena a escala a diferença é significativa com a rugosidade sendo aproximadamente duas vezes maior no lado

ruim. Por meio dos cortes laterais do GGG que indicam a direção cristalina do substrato, é possível identificar a face ruim, foi então feito cortado dois pedaços de YIG, um deles se manteve o lado ruim enquanto no outro se removeu o lado o ruim, a ressonância do YIG com lado ruim se encontra na Fig.(32a) enquanto o espectro de ressonância do lado bom se encontra na Fig.(32b), a comparação direta mostra que há uma mudança significativa nas larguras de linha, enquanto o lado ruim fica em torno de 2.4 Oe, a ressonância do lado bom fica em 0.87 Oe.

Figura 31 – Em (a) e (b) são apresentadas medidas de AFM do lado bom e lado ruim do GGG respectivamente. Em (c) e (d) são apresentadas medidas de AFM para um filme de YIG, crescido sobre o GGG previamente medido, para o lado bom e ruim respectivamente.

(a) *GGG Good Side* (b) *GGG Bad Side*

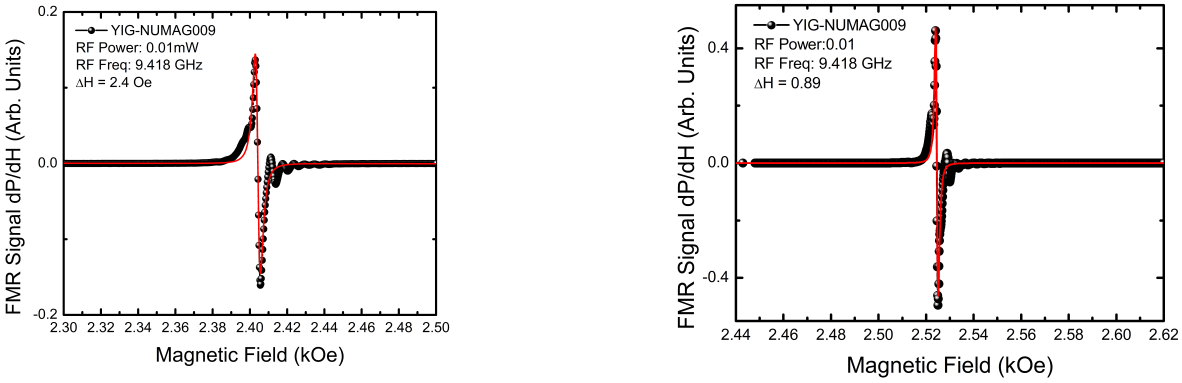


Fonte: O Autor (2024).

Por último, vale a pena comentar que o método de flux por PbO-B_2O_3 apesar de bem estabelecido na literatura também apresenta dois grandes problemas. Os primeiro deles é a toxidade do método, vapores de PbO em alta temperatura são altamente tóxicos. O segundo problema tem a ver com a pequena contaminação de Pb presente no YIG para que a largura de linha seja pequena, esse aspecto é difícil de controlar e pode não ser interessante caso o material de interesse a ser fabricado é alguma granada de terra rara diferente. Nesse sentido ao longo dos anos foram desenvolvidos outros métodos de fluxo que não envolvem PbO, o principal candidato utilizado são Li_2MoO_4–$Y_2(MoO_4)_3$ como fluxo dado a insolubilidade da Pt no fluxo (129), em particular para a síntese de cristais ópticos como o YAG ($Y_3Al_5O_{12}$) (130).

Figura 32 – Espectro de ressonância obtido após (a) remoção do lado bom (b) remoção do lado ruim.

(a) YIG Bad Side (b) YIG Good Side



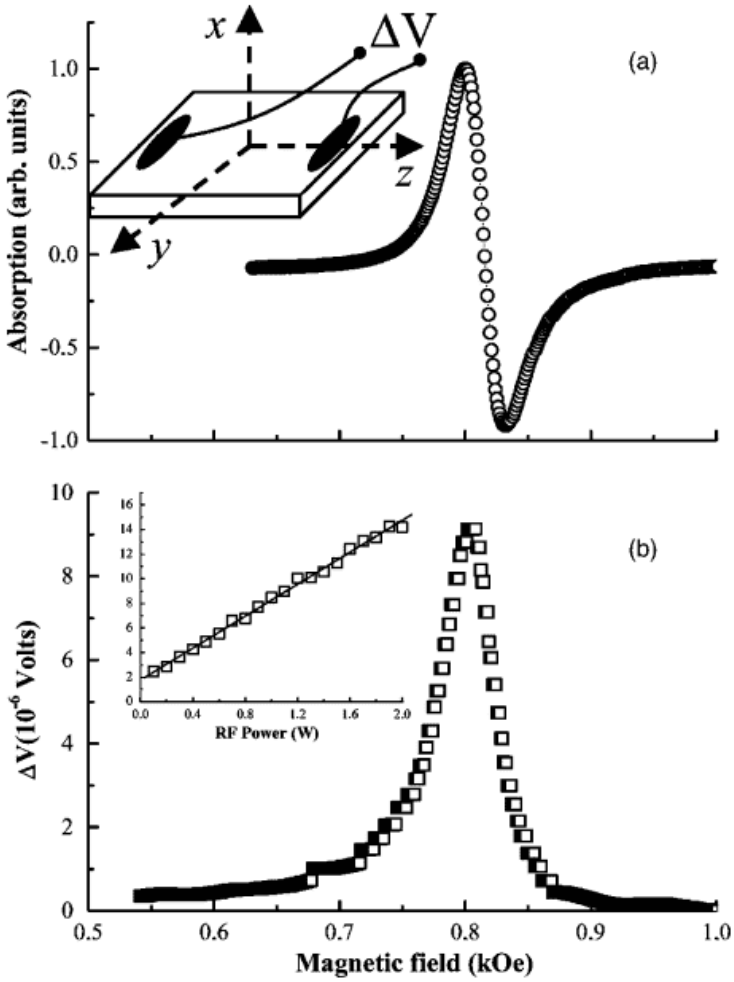
Fonte: O Autor (2024).

4.2 CORRENTES DE SPIN EM MATERIAIS PARAMAGNÉTICOS PESADOS

Nessa seção é feita uma pequena revisão histórica do uso de materiais paramagnéticos em spintrônica, focando nos trabalhos realizados no grupo de magnetismo e materiais magnéticos de Recife.

Como citado na seção de bombeamento de spins, a primeira medida de tensão gerada pela conversão da corrente de spin bombeada por um ferromagneto em uma camada adjacente foi feita pelo Prof. Antonio e seus alunos em 2005 [45]. Nesse trabalho seminal foram estudadas tricamadas de Py/Ta/$Fe_{50}Co_{50}$, o resultado principal do trabalho é apresentado na Fig (33). Foi observado que na ressonância da camada de Permalloy (Py), um sinal de tensão era detectado na camada de Tântalo, como já citado esse sinal foi identificado como sendo causado pelo processo de ressonância ferromagnética mas não foi explicado até o ano seguinte [8], hoje conhecemos que o sinal medido é devido à conversão de corrente de spin em corrente de carga pelo efeito Hall de spin inverso. Além da primeira medida de tensão, professor Antonio também verificou que o sinal é linear com a potência de micro-ondas usada para promover a ressonância, além disso também foi verificado que o número atômico da camada conversora influência o sinal medido. Esses resultados são importantes pois verificam experimentalmente que o sinal medido depende de maneira linear com a corrente de spin injetada na camada metálica e que também está intimamente ligado com o acoplamento spin-órbita do material. É importante citar que na época não foi feita nenhuma observação sobre a polarização do ângulo Hall de spin, contudo hoje em dia se sabe que o θ_{SH} do Tântalo é negativo devido a efeitos de conversão de momento angular orbital enquanto o da Platina é positivo [131].

Figura 33 – Em (a) é apresentado o espectro de ressonância ferromagnética do Permalloy para uma heteroestrutura de Py(12nm)/Ta(1.62 nm)/$Fe_{50}Co_{50}$(6nm), em (b) é apresentado o sinal de tensão medido por meio de dois eletrodos que foram colocados na borda da amostra com tinta de prata, note que o pico de tensão ocorre justamente na ressonância do Permalloy e possui uma forma lorentziana.



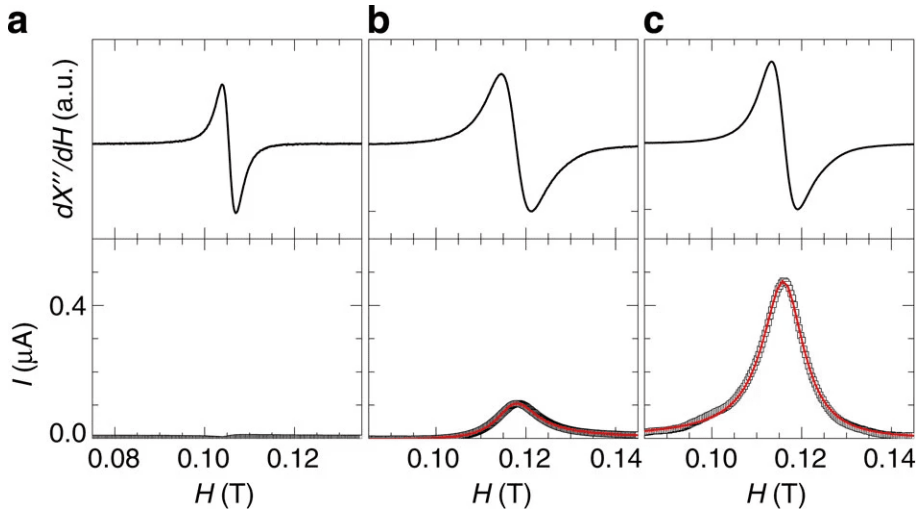
Fonte: Imagem retirada de [45].

Seguindo o trabalho de Saitoh [8], onde foi confirmado que o sinal de tensão medido é devido à conversão de corrente de spin em corrente de carga na camada metálica, diversos trabalhos explorando outros materiais pesados surgiram, notavelmente os materiais mais usados foram Pt, Pd, Ta, W e Au [131–133], além disso foi observado que o processo não depende do uso de um ferromagneto metálico. O entendimento do sinal em ferromagnetos isolantes como o YIG só foi dada em 2011 com o processo de segunda quantização da corrente de spin [134, 135]. Correntes de spin são na verdade ondas de spin chamadas de mágnons, elas representam um desvio coletivo da posição de equilíbrio dos spins do material [15].

Com o entendimento do processo de conversão de corrente de spin em corrente de cargas por meio do efeito Hall de spin inverso, diversos dispositivos começaram a serem propostos, contudo o próximo grande avanço da área foi a combinação dos efeitos Rashba inverso e Hall

de spin inverso por meio do trabalho seminal de Rojas-Sanchez sobre interfaces de Ag/Bi [57]. Esse trabalho emblemático mostrou que ao medir o sinal de *spin pumping* de uma interface de Ag/Bi o sinal medido era maior do que o sinal só da prata ou só do bismuto, sendo também maior do que a soma dos sinais proveniente de cada material separadamente, o sinal medido por Rojas-Sanchez se encontra na Fig(34). Surge então a noção de que combinação de materiais produz nova física devido as interações quânticas nas interfaces. Esse trabalho incentivou o grupo de Recife a procurar interfaces semelhantes o que eventualmente resultou em diversos trabalhos com a interface Pt/Ag.

Figura 34 – Na parte superior, são apresentados espectros FMR enquanto na parte inferior é apresentado a dependência de campo do sinal DC de spin pumping para para (a) NiFe(15)/Ag(10), (b) NiFe(15)/ Bi(8) e (c) NiFe(15)/Ag(5)/Bi(8). As linhas vermelhas são ajustes Lorentzianos.



Fonte: Imagem retirada de [57].

Investigações feitas em Recife da interface Pt/Ag mostrou que o sinal de tensão medido aumentava varias vezes ao sanduichar camadas finas de filmes de Ag em filmes de Pt [136], foi observado que filmes de Ag não cresciam com facilidade sobre YIG/Pt, era inicialmente formado pequenas partículas que iam se aglomerando até que em uma espessura de 10nm havia o colapso das partículas formando um filme contínuo. O que surpreendeu foi que o sinal de *spin pumping* crescia de acordo com o número de partículas inseridas na camada de Pt, podendo chegar a um θ_{SH}^{eff} altíssimo podendo ser da ordem de 40%. O problema encontrado com a abordagem feita nesse trabalho é a dificuldade de fabricação das nanopartículas de prata por *sputtering*, diferentes equipamentos em diferentes instituições foram usados contudo apenas o *sputtering* do departamento de física da UFPE conseguia fabricar tais partículas de maneira consistente. Uma dica sobre a origem da irreprodutibilidade do sistema Pt/Ag surgiu por acidente durante uma manutenção de rotina do *Sputtering* durante os quatro anos do doutorado.

Durante o processo de deposição no *sputtering* em Recife, é padrão colocar a gaveta que separa a câmara de deposição da bomba turbo na posição *throttle*, onde ela fica metade aberta e metade fechada. Com o tempo foi observado que o plasma para alguns alvos frequentemente

usados ficava muito instável, como por exemplo Pt e Ag. Na época não se entendia muito bem o porque disso e acreditava que era apenas o desgaste natural do alvo devido a anos de uso. O que foi observado durante a manutenção de rotina era que essa posição *throttle* da gaveta estava muito aberta ficando em torno de 70% aberta, ao retornar a posição usual de 50-50, foi observado que a instabilidade do plasma diminui significativamente, além disso imagens de microscopia de varredura feitas por Edyclayson, um aluno de mestrado na época, mostraram que as partículas de prata estavam colapsando agora para uma espessura de apenas 6 nm, como a diferença é significativa para os 10nm anteriores chegamos à conclusão de que o problema das partículas de Pt/Ag era relacionado com turbulência dentro da câmara que acabava levando a instabilidade do plasma.

4.3 CORRENTES DE SPIN EM MATERIAIS DIAMAGNÉTICOS PESADOS

Nessa seção são apresentados resultados da conversão de corrente de spin em corrente de carga para dois materiais diamagnéticos pesados, o bismuto e o antimônio. Além disso para o antimônio são apresentadas medidas com corrente elétrica.

4.3.1 Medidas com Bismuto

Como exemplificado pela seção anterior, a spintrônica moderna teve origem no estudo de materiais pesados, por causa do forte acoplamento spin-órbita que tais materiais apresentam. Em materiais diamagnéticos, o estudo de conversão de corrente de spin em materiais teve início com o Bismuto(Bi). Sendo o elemento químico mais pesado não radioativo, com Z = 83, Bi se apresenta como um material fundamental para a spintrônica devido a sua forte interação spin-órbita (SOC) [137, 138]. Além do seu forte acoplamento spin-órbita, o Bi exibe uma série de propriedades notáveis, como: (i) é o material elementar com o maior diamagnetismo, (ii) é material com o coeficiente termoelétrico mais alto, (iii) apresenta alto coeficiente Hall e (iv) alta magnetorresistência [139], entre outras características notáveis temos o fato dele estar presente em um grande número de materiais topológicos como Bi_2Se_3,Bi_2Te_3 e $MnBi_2Te_4$.

Na literatura há vários trabalhos que reportam a detecção experimental da conversão de corrente de spin para corrente de carga não apenas no volume de Bi [140–142], mas também em interfaces Bi/Ag [57], os resultados entretanto são controversos com autores afirmando que o bismuto é um bom conversor de corrente de spin enquanto outros autores afirmam que ele é um péssimo conversor de corrente de spin. A principal razão para as medições controversas está relacionada ao uso de camadas de metal ferromagnético (FM) como injetores de spin na camada de Bismuto. Se as técnicas de *spin-pumping* (SP) impulsionado por micro-ondas ou o efeito Spin Seebeck longitudinal (LSSE) impulsionado termicamente forem empregadas para investigar a conversão de corrente de spin para carga em bilayers FM/HM, contribuições espúrias ao sinal que devem ser levadas em consideração. Por exemplo, filmes de Permalloy (Py = $Ni_{81}Fe_{19}$) sob ressonância ferromagnética (FMR) geram uma conversão autoinduzida de spin para carga que se

sobrepõe à corrente de carga gerada pelo efeito inverso do Hall de spin (ISHE), dificultando assim a análise do sinal de tensão do ISHE em *bilayers* Py/HM [143]. O mesmo ocorre para a geração de correntes de spin por gradiente de temperatura, há o surgimento de campos elétricos adicionais devido a dois efeitos termoelétricos, o efeito Nernst ordinário (ONE) [144] e o efeito Nernst anômalo (ANE) [145]. O uso de um isolante ferromagnético (FI) como gerador puro de corrente de spin elimina a maioria das dificuldades mencionadas quando os metais ferromagnéticos são empregados como injetores de spin, dessa forma usamos a técnica de *spin-pumping* em YIG/Bi heteroestruturas para estudar melhor a conversão de corrente de spin em corrente de carga desse material [146].

Os filmes de YIG foram fabricados pelo Prof. Antonio seguindo o método de epitaxia de fase líquida citado na seção anterior, imagens de microscopia eletrônica de varredura indicam que o tamanho do filme era de aproximadamente 40nm. após a limpeza do YIG, filmes de bismuto foram depositador por DC *sputtering*, inicialmente foi verificado que o bismuto oxidava bem rápido, dessa maneira as amostras foram feitas de uma em uma, ao retirar a amostra do *sputtering* eletrodos são rapidamente colocados na amostra com tinta de prata e medidas de *spin-pumping* foram realizadas. Figs.(35c-e) mostram medidas de *spin-pumping* para YIG/Bi(8nm) para os ângulos $\phi = 0, 90, 180°$, note que o sinal não muda de polaridade entre 0° e 180°, além disso ele não é nulo em 90°. Como todos apresentam a mesma polaridade, o resultado experimental mostra que o sinal não depende do campo magnético, ou seja, ele diz que o sinal não pode ser explicado pelo ISHE pois ele não segue a equação:

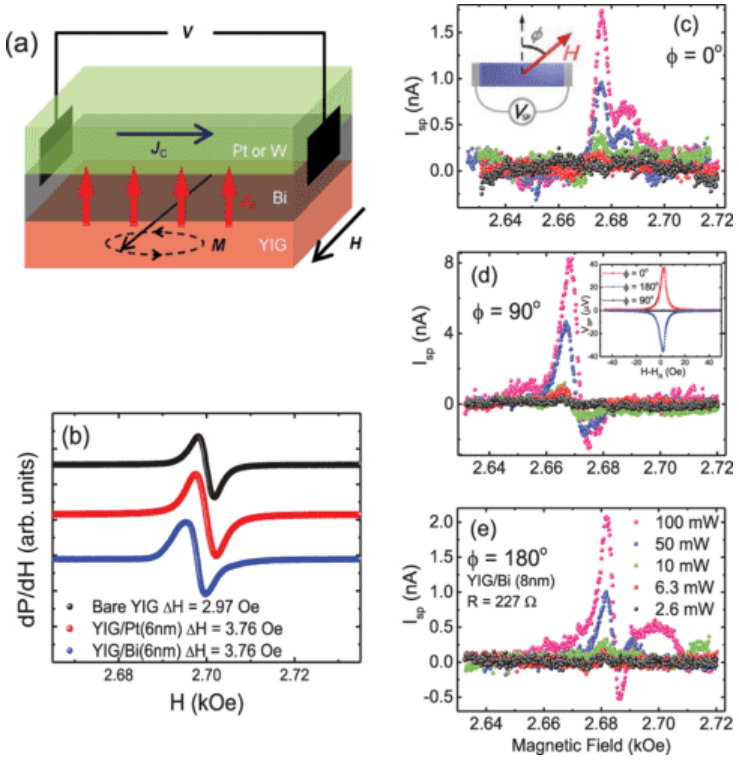
$$\vec{J_c} = \frac{2e}{\hbar}\theta_{SH}\left(\vec{J_s} \times \hat{\sigma}\right). \tag{4.2}$$

Em trabalhos anteriores, a origem dos sinais elétricos mostrados nas Figs.(35c-e) foi erroneamente atribuídos à conversão de corrente de spin para carga pelo efeito Hall de spin inverso (ISHE), enquanto na verdade o sinal é devido ao efeito Seebeck ordinário (OSE) como será explicado em sequência. Na condição de ressonância ferromagnética (FMR), a energia absorvida pelo modo de precessão uniforme relaxa em fônons por diferentes canais, levando ao aquecimento da amostra [15, 147]. O pequeno aquecimento que ocorre no filme de YIG gera um gradiente de temperatura ΔT no filme de Bi, se esse gradiente for perpendicular ele poderia, teoricamente, induzir o efeito Nernst ordinário. Assumindo que o sinal possa ser atribuído ao efeito Nernst ordinário, ele apresentaria uma dependência com o campo magnético obedecendo à equação:

$$\vec{E}_{ONE} \propto \vec{\nabla} T \times \vec{B}. \tag{4.3}$$

Entretanto quando colocamos a amostra na configuração $\phi = 90°$, a direção do campo magnético fica ao longo dos contatos de medida e o sinal medido deveria ser nulo, o que não foi observado experimental. Durante o processo de ressonância, o modo principal distribui sua energia como o modo fundamental de uma onda em uma caixa, dessa forma ocorre um aquecimento maior no

Figura 35 – (a) Esquematização da técnica SP. (b) Varredura do campo de ressonância ferromagnética (FMR) de YIG puro (preto), YIG/Pt (vermelho) e YIG/Bi (azul) estruturas. As larguras de linha aumentam devido à transferência de momento angular de spin de YIG para a camada HM. (c)–(e) Sinais de corrente SP (ISP) medidos em YIG/Bi(8 nm) em função da potência de *rf* incidente para três posições angulares, conforme mostrado na inserção de (c). Os sinais SP medidos não podem ser explicados pelo ISHE, confirmando assim que são devidos ao OSE. O *inset* de (d) exibe I_{SP} para YIG/Pt, que é devido ao ISHE.



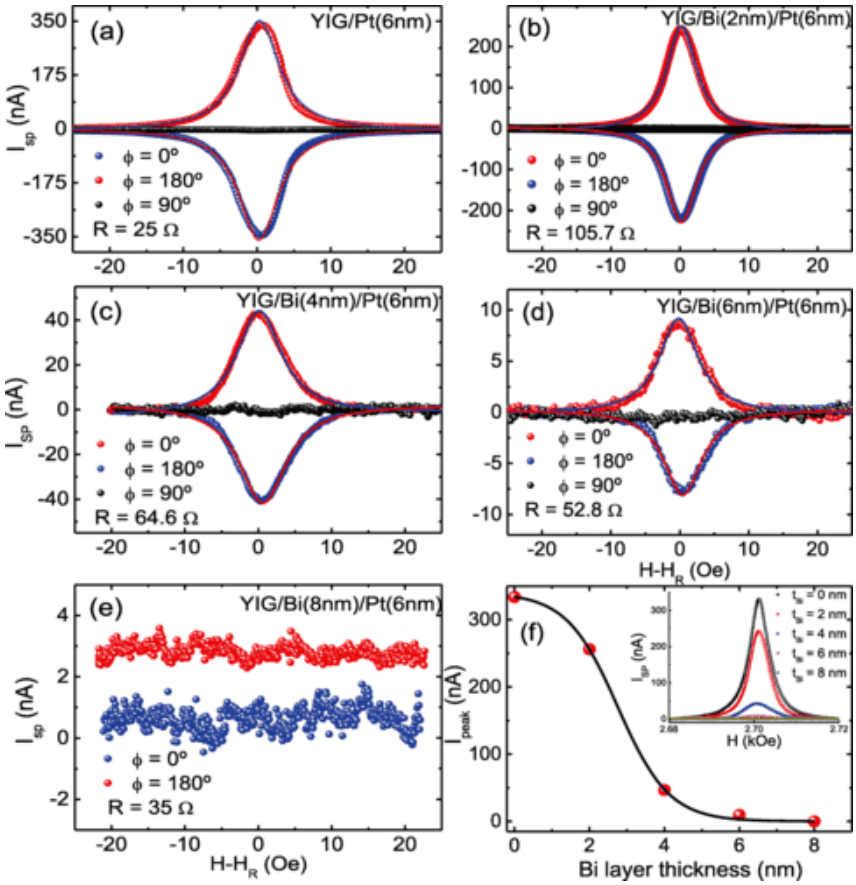
Fonte: Imagem feita pelo autor (2023), publicado em [146].

centro da amostra do que nas bordas o que gera um pequeno aquecimento ao longo do plano da amostra. Dessa maneira o sinal pode ser então explicado pelo efeito Seebeck ordinário, nessa situação ele não teria nenhuma dependência com o campo magnético externo. De fato isso ocorre por dois motivos, o primeiro deles é o alto coeficiente Seebeck do bismuto de -72 $\mu V/K$ de forma que, um pequeno gradiente de temperatura geraria um sinal de alguns micro-volts. O segundo motivo é a baixa largura de linha dos filmes de YIG, como há baixas perdas magnéticas uma quantidade significativa da energia absorvida durante o processo de ressonância acaba sendo transmitida para a rede cristalina na forma de calor.

O resultado mais surpreendente desse experimento foi a inexistência de um sinal de ISHE gerado na camada de Bi, inicialmente era de se esperar um sinal com contribuições ISHE e térmicas. Olhando a variação de largura de linha dos filmes de YIG e YIG/Bi (Fig.35b) sabemos que há uma transferência de momento angular do YIG para a camada de Bi, para investigar se a corrente de spin injetada pelo SP é transmitida através da camada de Bi, amostras de YIG/Bi(t_{Bi})/Pt(6 nm) com diferentes espessuras de Bi foram preparadas. As Figs. (36a–d) mostram sinais claros de ISHE medidos na camada superior de Pt em função de t_{Bi}. Curiosamente, o sinal de ISHE diminui abruptamente com t_{Bi} como mostrado na Fig.(36f), o comportamento apresentado é

diferente do esperado, era de se esperar um decaimento exponencial dado que a acumulação de spins decai exponencialmente com a distância (Eq. 3.42). Além disso, é possível observar que para $t_{Bi} = 8$ nm, o sinal de ISHE já é nulo, isso significa que a corrente de spin não consegue alcança a camada de Pt, dessa forma identificados, além de não converter corrente de spin em corrente de carga, o Bi apresenta um mecanismo de relaxamento de spin relevante.

Figura 36 – Figuras (a)–(f) mostram os sinais de SP medidos na camada superior de Pt em função de (a)–(e) o campo aplicado e (f) a espessura da camada de Bi. Todas as curvas de absorção foram compensadas pelo valor do campo de ressonância H_R. Os círculos vermelhos em (f) exibem o valor de pico da corrente SP mostrada no *inset* em função de espessura da camada de Bi. Os símbolos vermelhos em (e) foram deslocados para cima para uma melhor visualização.



Fonte: Imagem feita pelo autor (2023), publicado em [146].

Com a ajuda do professor Ernesto Rapóso (DF-UFPE), foi desenvolvido um modelo baseado na difusão não linear de corrente de spin que leva em conta a propriedade diamagnética do bismuto, pois se sabe que Bi possui a maior suceptibilidade diamagnética (-1.66 $\times$ 10^{-4}). A aplicação de um campo externo $\vec{H} = H_0\hat{z}$ na amostra, induz um momento magnético local oposto ao campo aplicado dentro do bismuto, matematicamente esses momentos magnéticos locais são descritos por $\vec{\mu}_{Bi} = -\mu_{Bi}(\vec{r}, t)\hat{z}$. Além de oposto ao campo magnético externo, o momento magnético local do bismuto também é oposto ao momento magnético injetado pelo *spin-pumping* $\vec{\mu}_{SP} = \mu_{SP}(\vec{r}, t)\hat{z}$. A interação entre os momentos magnéticos na camada de

bismuto pode ser modelada pelo Hamiltoniano de interação de troca:

$$H = -2J\vec{S_1} \cdot \vec{S_2} = -2J \cdot \left(\vec{\mu}_{Bi} \cdot \frac{1}{g\mu_B}\right) \cdot \left(\vec{\mu}_{SP} \cdot \frac{1}{g\mu_B}\right) \tag{4.4}$$

onde J é a constante de troca, μ_B é o magneton de Bohr e g é o fator de Landé. Nesse ponto é assumido que os elétrons responsáveis pela resposta magnética do sistema são localizados enquanto os elétrons responsáveis por carregar a corrente de spin são os elétrons de valência, dessa forma eles atuam como dois graus de liberdade separados. A interação entre $\vec{\mu}_{SP}$ e o campo efetivo devido ao diamagnetismo funciona como um mecanismo de relaxação para a corrente de spin, dessa forma a medida que à população de spin bombeada passa pelo bismuto para chegar na Pt ela começa a relaxar e não chega na platina, isso é observado pelo decaimento do sinal de *spin-pumping* para espessuras maiores de camada de Bi.

O problema de uma corrente de spin fluindo em uma camada de uma heteroestrutura magnética pode ser abordado através de modelos de difusão de partículas de spin [148–150]. Para explicar a dependência t_{Bi}, na Figura 51f, é considerado um modelo de difusão de Klein-Kramers modificado com características não lineares decorrentes do princípio de exclusão. Seja $\vec{r}, \vec{p}$ como as coordenadas do espaço de fase de uma partícula na corrente de spin com posição $\vec{r}$, momento linear $\vec{p}$ e spin paralelo ao campo externo uniforme. O número de ocupação de tal estado no tempo t é descrito por $n(\vec{r}, \vec{p}; t)$. A evolução estocástica do número de ocupação é descrito pela equação mestra:

$$\frac{\partial n(\vec{r}, \vec{p}; t)}{\partial t} = \int \left[\tau(\widetilde{\vec{r}}, \widetilde{\vec{p}} \to \vec{r}, \vec{p}) f\left(n(\vec{r}, \vec{p}; t)\right) \cdot n(\widetilde{\vec{r}}, \widetilde{\vec{p}}; t) - \tau(\vec{r}, \vec{p} \to \widetilde{\vec{r}}, \widetilde{\vec{p}}) f\left(n(\widetilde{\vec{r}}, \widetilde{\vec{p}}; t)\right) \cdot n(\vec{r}, \vec{p}; t)\right] d\widetilde{\vec{r}} d\widetilde{\vec{p}}, \tag{4.5}$$

onde a função $\tau(\widetilde{\vec{r}}, \widetilde{\vec{p}} \to \vec{r}, \vec{p})$ representa a taxa de transição do estado $(\widetilde{\vec{r}}, \widetilde{\vec{p}})$ para o estado $\vec{r}, \vec{p}$ e $f\left(n(\vec{r}, \vec{p}; t)\right)$ é introduzida para garantir o princípio de exclusão de Pauli, de modo que não é permitido transições do tipo $\vec{r}, \vec{p} \to \vec{r}, \vec{p}$, ou seja, o estado já está ocupado e Férmions não podem se sobrepor. O caráter não linear do sistema é adicionado a equação mestra fazendo a consideração $f\left(n(\vec{r}, \vec{p}; t)\right) = 1 - n(\vec{r}, \vec{p}; t)$ [151].

Para os processos de transição permitidos pela Eq. (4.5), os efeitos estocásticos das flutuações térmicas são levados em consideração na equação da dinâmica de Langevin para uma partícula de massa m com uma temperatura absoluta T [152],

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F} - \eta\vec{p} + \alpha\vec{\xi} \tag{4.6}$$

onde $\alpha = (2m\gamma K_b T)^{1/2}$, η é o coeficiente de amortecimento,$\vec{F}$ é uma força externa e $\vec{\xi}(t)$ é um sinal estocástico que pode ser modelado como ruído branco Gaussiano.

Considerando transições entre estados $\tau(\widetilde{\vec{r}}, \widetilde{\vec{p}} \rightarrow \vec{r}, \vec{p})$ separados no tempo por $dt \rightarrow 0$. Por exemplo, $\widetilde{\vec{r}}, \widetilde{\vec{p}} = \vec{r}, \vec{p}^{+} d\vec{p}$ representa uma mudança infinitesimal no momento linear da partícula devido a qualquer um dos possíveis mecanismos descritos na Eq.(4.6) sem difusão. Por outro lado, $\widetilde{\vec{r}}, \widetilde{\vec{p}} = \vec{r} + d\vec{r}, \vec{p}$ representa uma partícula difundindo durante um intervalo de tempo dt com momento inalterado. Neste cenário, as taxas de transição efetivas para mudanças, por exemplo, ao longo de $\hat{x}$ são descritas por $\tau(x \pm dx, p_x \rightarrow x, p_x) dx\tilde{dx}/dt = p_x/m$ e $\tau(x, px \pm dp_x \rightarrow x, p_x) dp_x \tilde{F}_x - \gamma p_x/2 + \alpha^2/(2dp_x)$. Mudanças infinitesimais simultâneas em $\widetilde{\vec{r}}$ e $\widetilde{\vec{p}}$ com $dt \rightarrow 0$ são transições de ordem superior e por isso estatisticamente menos relevantes. Combinando as taxas de transição com a equação mestra no limite $dt \rightarrow 0$,$d\vec{r} \rightarrow 0$ e $d\vec{p} \rightarrow 0$, é possível obter a equação de Klein-Kramers modificada para uma partícula de spin com energia potencial $U(\vec{r})$ no fluxo de corrente de spin [151],

$$\frac{\partial n(\vec{r}, \vec{p}, t)}{\partial t} = -\frac{\vec{p}}{m} \cdot \vec{\nabla}_r \left[f(n) n \right] + \eta \vec{\nabla}_p \cdot \left[\vec{p} f(n) n \right] + \vec{\nabla}_p \cdot \left[\vec{\nabla}_r U(\vec{r}) f(n) n \right] + \frac{\alpha^2}{2} \nabla_p^2 n. \quad (4.7)$$

Escrevendo a energia total da partícula de spin como $E(\vec{r}, \vec{p} = \frac{\vec{p}^2}{2m} + U(\vec{r})$ a solução estacionária da Eq.(4.7) no espaço livre pode ser encontrada por integração levando à distribuição de Ferdi-Dirac [151].

$$n(\vec{r}, \vec{p}) = \frac{1}{e^{\beta \cdot \left(E(\vec{r}, \vec{p}) - \mu \right)} + 1} \quad (4.8)$$

onde $\beta = (k_b T)^{-1}$ e μ é o potencial eletroquímico usado para fixar a condição de normalização de $n(\vec{r}, \vec{p})$. A introdução da informação do diamagnetismo do bismuto é introduzida fazendo $E = E_0 + E_{Bi}^{ex}$ onde E_{Bi}^{ex} é a energia de interação de troca entre uma partícula de spin difundindo através da camada de bismuto e os momentos magnéticos localizados do material responsáveis pela resposta diamagnética. Em uma aproximação tipo campo médio com constante de acoplamento de troca independente de $\vec{r}$ e área da seção transversal das camadas fixa, podemos tomar $E_{ex} = K \cdot t$ onde K é uma constante necessariamente positiva devido ao alinhamento antiparalelo dos spins do bismuto com os spins da partícula difusora. Dessa maneira a corrente de spin que chega na camada de Pt é efetivamente dada por:

$$I_{SP}(t_{Bi}) = \frac{I_{SP}^{*}}{e^{(t_{Bi} - t_\mu)/t^*} + 1}, \quad (4.9)$$

onde I_{SP}^{*} é uma constante a ser determinada experimentalmente, t^* e t_μ são espessuras efetivas que mapeiam na temperatura e no potencial químico respectivamente. A interação de troca entre as partículas da corrente de spin e o diamagnetismo do material dá origem a uma relaxação efetiva relevante da corrente de spin, o ajuste dos pontos experimentais na Fig.(36f) é feito pela Eq.(4.9), onde são obtidos os parâmetros t^* = 0.68 nm e t_μ = 2.76 nm.

Na distribuição de Fermi-Dirac, os parâmetros β e μ possuem significados físicos que são bem definidos sendo eles a temperatura e o potencial químico, ficando então a dúvida sobre qual é o significado físico de t^* e t_μ. Para entender o papel dessas grandezas é necessário levar em conta que flutuações térmicas desempenham um papel fundamental na interação entre a corrente de spin e os momentos de dipolo do bismuto, se o sistema for completamente rígido os momentos magnetos do bismuto e da corrente de spin não vão interagir pois não há torque causando a relaxação do sistema, essa situação é análoga a fazer T = 0K na distribuição de Fermi-Dirac. Podemos então considerar o parâmetro t^* como uma temperatura efetiva do sistema, se $t^* = 0$ não há relaxação e toda a corrente de spin bombeada chega na camada de Pt, para $t^* > 0$ temos então um comprimento limite onde a relaxação começa atuar, aumentando as perdas por relaxação, no nosso caso a espessura máxima onde não há interação extra com o diamagnetismo do bismuto é t^* = 0.68 nm, esse baixo valor indica que praticamente qualquer filme fino de bismuto vai apresentar um mecanismo extra de relaxação devido ao diamagnetismo do material. O segundo parâmetro t_μ = 2.76 nm seria o equivalente ao potencial químico da distribuição de Fermi-Dirac, no nosso sistema ela representa o valor de espessura limiar entre mecanismos, ou seja, para valores de espessura $t_{Bi} < t_\mu$ a maior parte da corrente de spin consegue passar pela camada de Bi e chegar na platina onde ocorre a conversão por ISHE, para espessuras $t_{Bi} > t_\mu$ a corrente de spin é em sua grande maioria relaxa dentro do material produzindo calor.

Vale aqui comentar que um trabalho recente associa uma distribuição do tipo Fermi-Dirac com um problema de classificação binária [153] onde a distribuição Fermi-Dirac dita como é a resposta probabilística para classificadores binários em que a classificação pode ser mapeada no número de ocupação de um sistema de férmions com parâmetros efetivos apropriados. Se aplicarmos a ideia de classificador binário para o bismuto vemos que os dois possíveis resultados são eles: (i) o spin bombeado chega na camada de Pt onde ocorre a conversão por ISHE e (ii) a corrente de spin injetada na camada de bismuto relaxa dentro da camada de bismuto virando calor o que resulta em um sinal termoelétrico que independe do campo magnético externo.

Conseguimos então explicar o que acontece com a corrente de spin ao passar pelo bismuto para chegar na camada de platina, entretanto ainda há um fator a ser tralhado. O fato mais curioso desse trabalho, é o fato de não existir sinal de ISHE no bismuto puro, era de se esperar uma combinação de efeitos e que para baixas espessuras o ISHE fosse o efeito dominante enquanto para filmes mais espessos o Seebeck Clássico do sistema fosse dominante, entretanto podemos observar que os sinais de *spin-pumping* para filmes de 8 nanômetros de bismuto apresentados nas Fig.(35c-f) nas configurações $\phi = 0°$ e $\phi = 180°$ são praticamente os mesmos, dessa forma podemos confirmar que não há conversão por ISHE nesse material.

Podemos entender a falta de conversão por ISHE se olharmos para a Eq.2.27, o acoplamento spin-órbita só aparece quando é feita a expansão de baixas energias até o primeiro termo, os efeitos diamagnéticos no entanto aparecem do acoplamento minimal do sistema devido à presença de um potencial vetor. Considere que a energia do sistema é descrita por um operador

Hamiltoniano do tipo:

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{i=1}^{Z} \frac{1}{2m}\left(\vec{p_i} + eA(\vec{r_i}\right)^2 + V(\vec{r_i}) + g\mu_B \vec{S_i}\cdot\vec{B}. \tag{4.10}$$

Sem muita perda de generalidade, é escolhido $\vec{B} = B\hat{z}$ além disso há uma liberdade de escolha para os potenciais escalar e vetorial, dessa forma é feita a escolha de $\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\vec{B}\times\vec{r}}{2} = \frac{1}{2}B\left(x\hat{y} - y\hat{x}\right)$. O Hamiltoniano é reescrito como:

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_{i=1}^{Z}\left[\frac{\vec{p_i}^2}{2m} + \frac{e^2\vec{A}^2}{2m} + V(\vec{r_i})\right] + \sum_{i=1}^{Z}\frac{e^2}{8m}\left(\vec{B}\times\vec{r_i}\right)^2 + \sum_{i=1}^{Z}\left[g\mu_B\vec{B}\cdot\vec{S_i} + \frac{e}{m}\left(\frac{\vec{B}\times\vec{r}}{2}\right)\cdot\vec{p}\right]. \tag{4.11}$$

Porém o último termo pode ser reescrito em função do momento angular $\vec{L}$

$$\left(\vec{B}\times\vec{r}\right)\cdot\vec{p} = \epsilon^{ijk}B_i r_j p_k = \epsilon^{jki} r_j p_k B_i = (\vec{r}\times\vec{p})\cdot\vec{B} = \vec{L}\cdot\vec{B}, \tag{4.12}$$

dessa forma o Hamiltoniano é descrito por:

$$\hat{\mathcal{H}} = \sum_i \left[\frac{P_i^2}{2m} + V(r_i)\right] + \sum_i \left[\mu_B\left(\vec{L} + g\vec{S}\right)\cdot\vec{B} + \frac{e^2}{8m}\left(\vec{B}\times r_i\right)^2\right]. \tag{4.13}$$

O primeiro colchete representa a energia de uma partícula clássica não relativística sob um potencial, o segundo colchete possui respectivamente a contribuição paramagnética e diamagnética do sistema [154]. Note que elas aparecem diretamente do acoplamento minimal dado uma escolha de calibre, isso significa que esse tipo de interação pode ser vista como perturbação de primeira ordem enquanto o acoplamento spin-órbita é uma interação que pode ser vista como uma correção de segunda ordem. Dito isso, como o processo de conversão por ISHE ocorre por espalhamentos dentro do material [47], o diamagnetismo forte acaba suprimindo o espalhamento por efeito spin-órbita.

4.3.2 Medidas com Antimônio

Com o intuito de verificar se a propriedade diamagnética realmente inibe a corrente de spin de ser convertida, medidas de *spin-pumping* foram realizadas em Antimônio (Sb). Semelhante ao bismuto, antimônio apresenta um forte diamagnetismo e um efeito seebeck clássico relativamente alto, além disso previsões teóricas e resultados experimentais recentes indicavam a existência de estados de superfície no material com Sb[111] sendo um isolante topológico cristalino [155, 156].

Relembrando os mecanismo de conversão de corrente de spin em corrente de carga. O ISHE surge a partir de espalhamento causado pelo acoplamento spin-órbita (SOC) no interior

de um material, enquanto a IREE é um efeito de interface causado pelo SOC significativo na interface juntamente com o campo elétrico perpendicular à superfície, induzido pela quebra da simetria de inversão. Ao fazer a injeção de corrente pura de spin $\vec{J}_s$ em um material, o mecanismo de conversão pode ser identificado pelo tipo de sinal detectado. Em materiais *Bulk*, a densidade de corrente induzida $\vec{J}_C$ devido à ISHE é descrita por

$$\vec{J}_C = \theta_{SH} \frac{2e}{\hbar} \left(\vec{J}_s \times \hat{\sigma} \right). \tag{4.14}$$

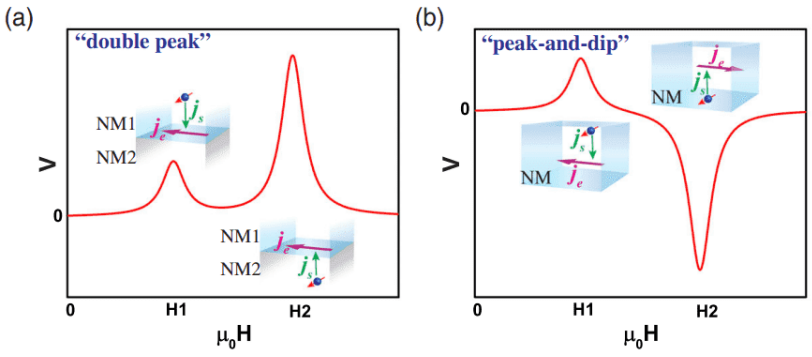
onde θ_{SH} é o ângulo Hall de Spin e $\hat{\sigma}$ é a polarização da corrente de spin. Para o IREE, a densidade de corrente de carga superficial é dada por:

$$\vec{J}_C = \frac{e\alpha_R}{\hbar} \left(\hat{z} \times \vec{S}_{Non-Eq} \right), \tag{4.15}$$

onde α_R é o parâmetro de Rashba, $\vec{S}_{Non-Eq}$ representa a densidade de spin fora do equilíbrio causada pela injeção de spin e $\hat{z}$ é a direção do campo elétrico devido à quebra de simetria do sistema, esse vetor unitário é normal à interface [58–60].

Enquanto a equação do ISHE relaciona a direção e a polaridade da corrente de spin com a corrente de carga, o IREE relaciona a densidade de spin fora do equilíbrio gerada pelo processo de bombeamento de spins e o vetor normal à interface com a corrente de carga convertida. A densidade de spins fora do equilíbrio no entanto não depende da direção de bombeamento, ela depende apenas da polarização da corrente de spin pois ela dita a direção de deslocamento das superfícies de Fermi no material. Dessa maneira se o sistema converter por efeitos de interface, fazer a injeção da corrente de spin de cima para baixa ou de baixo para cima devem apresentar sinais com a mesma polaridade pois a conversão não depende da direção de injeção, como pode ser observado na Fig.(37).

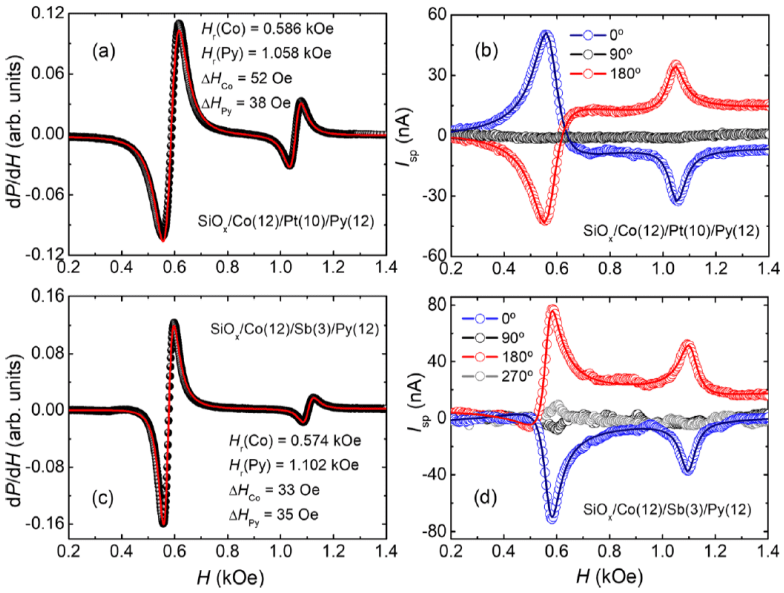
Figura 37 – (a) Esquema do sinal de *spin-pumping* gerado pelo efeito Rashba-Edelstein inverso em um dispositivo onde a corrente de spin pode ser injetada seletivamente na interface de Rashba de ambos os lados sob campos magnéticos diferentes. A polaridade da corrente de carga gerada não depende da direção de injeção da corrente de spin. (b) Esquema do sinal de *spin-pumping* gerado pelo efeito Hall de spin inverso com a corrente de spin injetada de direções opostas, no qual a corrente de carga gerada muda de sinal com a direção de injeção da corrente de spin.



Fonte: Imagem adaptada de [58].

Foi então feito um estudo da conversão de corrente de spin em corrente de carga para filmes finos de antimônio. Amostras fabricadas para esse estudo consistiam de filmes de Co(12nm)/Sb(t)/Py(12nm) crescidos, por DC-*sputtering*, sob SiO_2, vale aqui comentar que o Py é crescido em uma ilha para que seja possível colocar eletrodos diretamente na camada de Sb. Nesse experimento a corrente de spin pode ser injetada na camada intermediária de Sb a partir do topo via permalloy ou a partir da parte inferior via cobalto. Se o sinal de tensão medido na camada de Sb for devido a efeitos de volume, os sinais gerados na ressonância do Co e Py vão ser invertidos enquanto se o o sinal for impulsionado pelo IREE, ambos os sinais tendo a mesma polaridade.

Figura 38 – (a) Espectro de absorção de FMR para a amostra de referência Co(12)/Pt(10)/Py(12).(b) Resultado de *spin-pumping* para três ângulos diferentes no plano. (c) A absorção de FMR da amostra Co(12)/Sb(3)/Py(12). (d) Medidas de *spin-pumping* para quatro ângulos diferentes no plano. Notavelmente, uma discrepância distinta pode ser observada entre as figuras (b) e (d) em relação ao comportamento do sinal de SP. No caso da figura (b), o sinal de *spin-pumping* segue a tendência descrita pela Eq. (4.14), enquanto no caso da figura (d), o sinal é descrito pela Eq. (4.15).



Fonte: E. Gomes da Silva, imagem publicada em [157].

Para uma comparação clara, foram realizadas medições de FMR e SP em uma amostra de referência composta por uma tricamada de Co(12nm)/Pt(10nm)/Py(12nm). A platina é conhecido por exibir um SOC forte, sendo o material referência para o ISHE. A absorção de FMR e o sinal de SP para a amostra de referência de Co(12)/Pt(10)/Py(12) são mostrados nas Figs.(38a-b). Na Fig.(38b), para $\phi = 0°$, o sinal de *spin-pumping* apresenta um pico positivo em um valor de campo de 586 Oe que é referente à ressonância do cobalto, enquanto em 1.058 kOe é observado um sinal negativo, que é referente à ressonância do Py. Invertendo a direção do campo magnético externo (símbolos vermelhos), ambos os sinais de *spin-pumping* mudam de polaridade, note ainda que em $\phi = 90°$ o sinal é nulo. Esse resultado dita que o mecanismo de conversão ocorre por efeitos de volume, a camada de Co injeta uma corrente de spin de baixo para cima enquanto

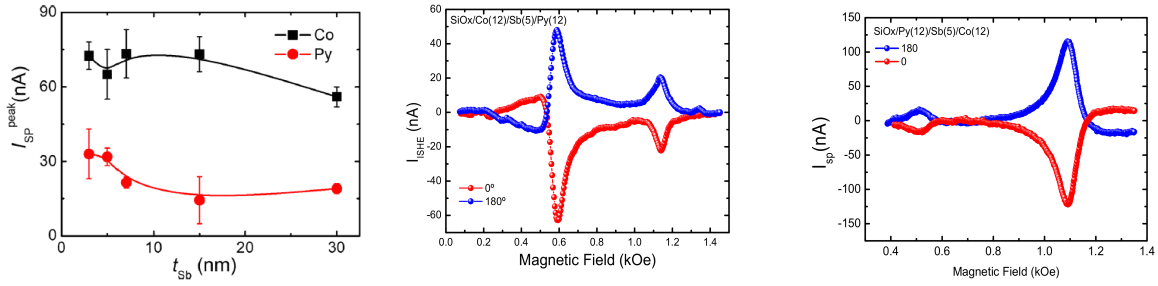
o Py injeta uma corrente de spin de cima para baixo, dado que a polarização de spin é fixada pelo campo externo a inversão de sinal é ditada exclusivamente pela inversão do $\vec{J}_s$, dessa forma a corrente de carga detectada na camada de Pt nesse tipo de experimento pode ser descrita simplesmente pela Eq. (4.14).

Nas Figs.(38c-d) são apresentados sinais de ressonância e de *spin-pumping* para a amostra Co(12)/Sb(3)/Py(12). Nos campos de ressonância do Co e do Py, os sinais de SP (Fig. 38d) exibem a mesma polaridade. Essa evidência convincente indica que a conversão de corrente de spin em corrente de carga não ocorre pelo efeito ISHE, além disso podemos relacionar a conversão com o efeito Rashba Inverso, dessa forma a conversão de corrente de spin está ocorrendo por meio dos estados de superfície do tipo Rashba em ambas as interfaces Co/Sb e Sb/Py. Uma maneira eficaz de quantificar a eficiência da conversão de spin pelos estados de superfície Rashba é estimar o parâmetro λ_{IREE} do efeito Rashba inverso, denotado como $\lambda_{IREE} = J_C/J_S$, note que λ_{IREE} possui dimensão de $[m]$ dado que J_c é uma corrente de carga tridimensional e J_s é uma corrente de spin bidimensional. O calculo de λ_{IREE} [63], para diferentes espessuras de Sb mostra que o comprimento Rashba não varia muito com a espessura da camada de Sb como pode ser observado na Fig.(39). Os valores médios para λ_{IREE} para a injeção de spin do Co e do Py são $\lambda^{Co}_{IREE} = (2.06 \pm 0.6) \times 10^{-4}$ nm e $\lambda^{Py}_{IREE} = (0.66\pm, 0.3) \times 10^{-4}$ nm, respectivamente. A intensidade dos sinais de SP permanece quase constante, independentemente da espessura da camada de Sb, como mostrado na Fig.(39a). Esse resultado implica que os estados de superfície se mantém mesmo para filmes mais espessos, além disso também podemos concluir que nesse sistema não há uma conversão significativa de spin para carga devido ao ISHE, esse resultado corrobora com a ideia proposta de que o diamagnetismo do material atua como inibidor do efeito spin-órbita ao longo do volume.

Vale aqui comentar que a troca da posição dos ferromagnetos não altera o sinal de *spin-pumping* como pode ser observado nas Figs.(39b-c), esse resultado é contraintuitivo pois no efeito Rashba inverso, a constante α_R depende da magnitude enquanto a direção de conversão depende da direção do campo elétrico de quebra de simetria. No trabalho publicado em [157] foi feita uma análise das direções do campo de quebra de simetria nas interfaces por meio da diferença de energia das funções trabalho de cada material, contudo essa análise não explica o resultado obtido ao inverter a posições dos ferromagnetos. Uma possível explicação seria a existência de estados de superfície devido ao crescimento uniaxial do Sb sob óxido de silício, nesse caso ele seria um isolante topológico cristalino [155, 156] e apresentaria naturalmente estados de superfície. Entretanto devido ao uso da técnica de *sputtering* para o crescimento de filmes não era esperado que o Sb fosse crescido orientado sem que seja feito algum tratamento térmico, por esse motivo não foi feita uma análise de raio-X para verificar sua estrutura cristalográfica do filme, além disso uma análise de ARPES seria necessária para confirmar sem sombra de dúvidas que o sistema apresenta cones de Dirac. Esse é um tema que poderá ser entendido pelos estudantes do grupo em trabalhos futuros.

Figura 39 – Em (a), variação do pico do I_{SP} com a espessura da camada de Sb. Os símbolos pretos (vermelhos) representam a corrente devido à injeção de spin das camadas de Co (Py). Os pontos de dados foram obtidos pela média das magnitudes dos sinais medidos em 0° e 180°, com barras de erro indicando as diferenças. (b) e (c) são apresentados sinais de *spin-pumping* para as tricâmaras de Co(20)/Sb(5)/Py(20) e Py(20)/Sb(5)/Co(20) respectivamente.

(a) (b) (c)



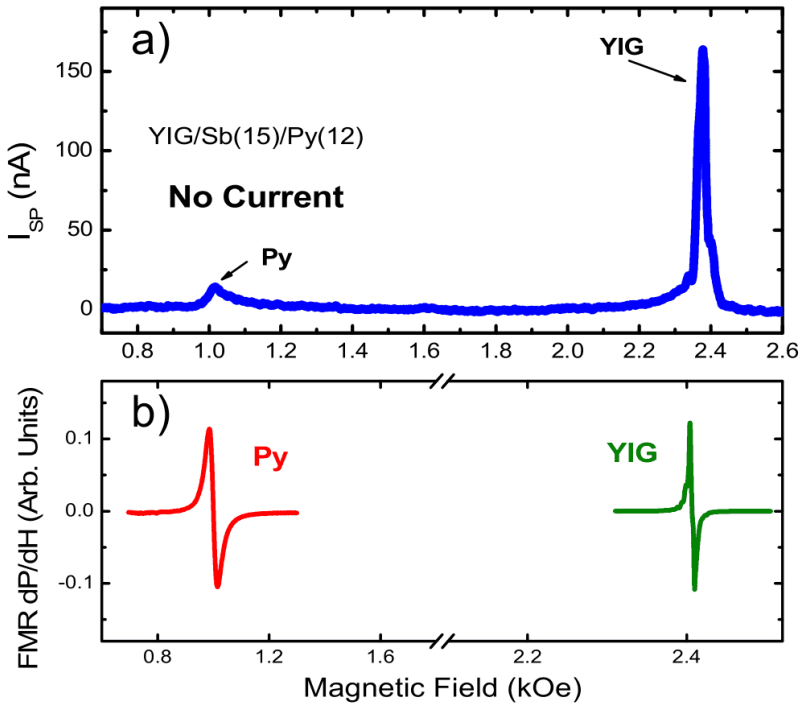
Fonte: E. Gomes da Silva, imagem (a) foi publicada em [157].

Nesse estudo realizado o antimônio se provou um material único, muito fácil de ser produzido onde não houve nenhuma necessidade de tratamento térmico ou o uso de substratos especiais porém, ele ainda apresenta efeitos de superfície. A combinação desses dois efeitos abre possibilidades para diferentes experimentos e aplicações tecnológicas como por exemplo o clássico transistor de spin de Datta-Das [158]. Com o intuito de explorar mais o antimônio foram feitas medidas aplicando uma corrente elétrica DC ao longo do filme para verificar como a corrente de spin no material interage com a corrente elétrica passando pelo sistema. O motivo por trás desse experimento vem do fato de uma superfície Rashba apresentar *Spin-Momentum Locking*, ou seja, a direção de propagação do elétron e seu spin são sempre travados, ficando perpendiculares entre si, dessa forma ao aplicar uma corrente em uma direção específica, digamos ao longo do eixo $\hat{x}$, por causa da interação spin-órbita na interface os spins dos elétrons na corrente de carga vão se orientar perpendicular à sua direção de movimento o que naturalmente gera uma polarização de spin no meio. Inicialmente foram feitas amostras de YIG/Sb(15nm)/Py(12nm), o YIG usado aqui foi feito por LPE seguindo a receita do terceiro *melt* enquanto os filmes de Sb e Py foram depositados por DC-*sputtering*. Por ser isolante, o YIG garante que a corrente vai passar pelo Sb, dessa forma podemos garantir que alterações no sinal de *spin-pumping* devido à aplicação de corrente no sistema são exclusivamente referentes a estados de superfície e não devido a efeitos galvanomagnéticos.

A primeira verificação experimental foi ver se Sb crescido sob YIG ainda apresenta estados de superfície. Como o intuito era de eventualmente fazer medidas passando corrente, foram colocados quatro eletrodos na amostra usando a configuração de pseudo quatro pontas onde os polos positivos tanto da corrente quanto da tensão estão juntos. Fig (40) apresenta o resultado de ressonância ferromagnética e *spin-pumping* para o sistema YIG/Sb/Py sem aplicação de

corrente, note que os sinais de tensão apresentam a mesma polarização. Para realizar as medidas de FMR foi necessário mudar a potência de microondas do sistema, dessa forma não é possível fazer uma varredura contínua. Baseado nos resultados obtidos no trabalho anterior juntamente com os sinais de tensão, podemos então concluir de que o sistema apresenta estados de superfície. Além disso é possível observar uma assimetria no sinal referente à ressonância do YIG, ele aparenta ficar destorcido, com uma ponta do pico apresentando uma grande quantidade de pontos enquanto a outra ponta apresenta poucos pontos. Esse tipo de sinal é um indicativo de que há muita potência de micro-ondas no sistema e efeitos não lineares estão começando a aparecer na ressonância do YIG, para evitar tais efeitos é necessário diminuir a potência de *rf*, contudo ao fazer isso o sinal do Py desaparece. Dessa maneira foi optado por ignorar o sinal do Py e focar apenas na ressonância do YIG.

Figura 40 – Sinais de FMR e de*spin-pumping* sem corrente aplicada para a heteroestrutura de YIG/Sb(15)/Py(12).

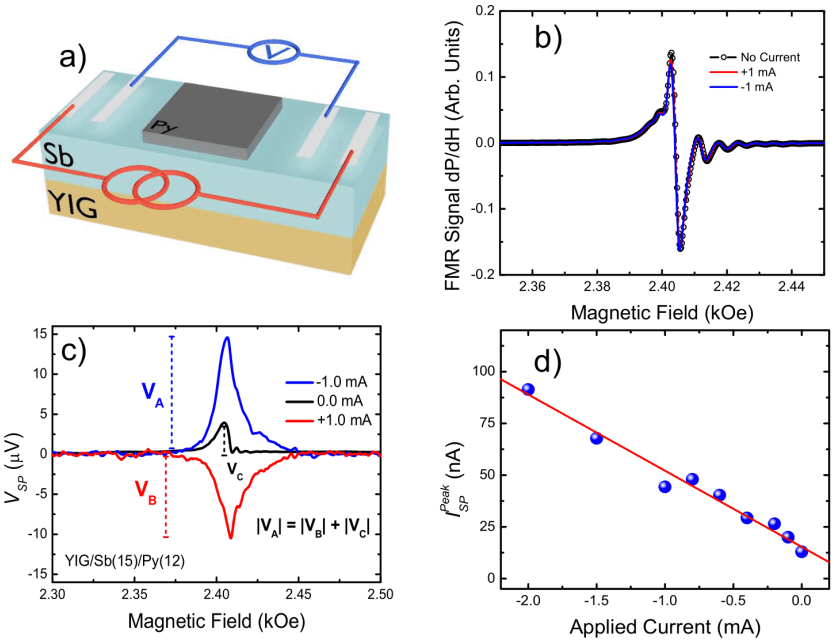


Fonte: O Autor (2024).

Após a verificação de que a conversão de corrente de spin no antimônio crescido sob YIG também ocorre devido aos estados de superfície, foram realizadas medidas com uma corrente elétrica DC aplicada na amostra. Inicialmente foram realizadas medidas de ressonância, onda a Fig.(41b) mostra um comparativo para os espectros obtidos. Nesse tipo de medida não foi observada nenhuma mudança significativa com a largura de linha se mantendo a mesma de $\Delta H = 2.4$ Oe para todos os espectros de ressonância, para correntes de $\pm$ 1.0 mA.

Em seguida foram feitas medidas de *spin-pumping*, o sinal de tensão detectado apresentaram resultados bem diferentes como pode ser observado na Fig.(41c). Sem nenhuma corrente aplicada, o sinal para $\phi = 180°$ apresenta um único pico bem definido para cima, ao aplicar

Figura 41 – Em (a) é apresentada uma ilustração da montagem experimental utilizada. Em (b) são apresentados espectros de ressonância referente ao YIG com a passagem de corrente. Em (c) é apresentado o sinal de *spin-pumping* sem corrente e com $\pm$ 1 mA de corrente aplicada. Em (d) é apresentada a dependência do sinal de pico de *spin-pumping* em função da corrente aplicada.



Fonte: O Autor (2024).

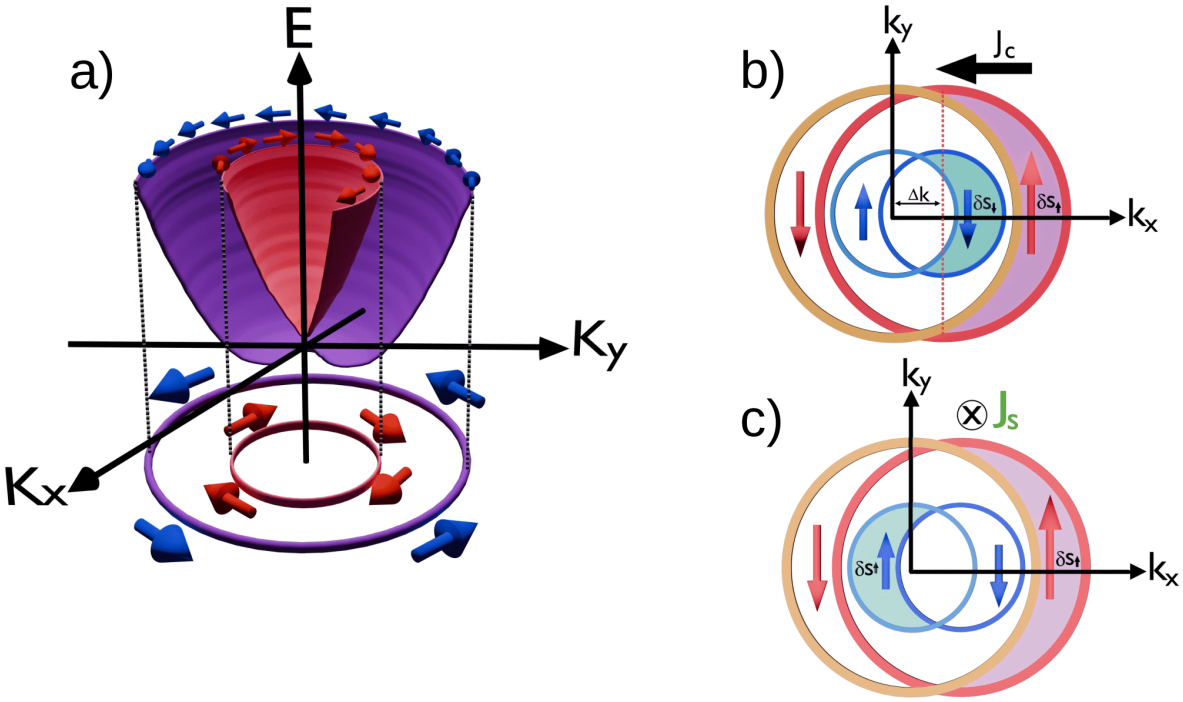
uma corrente de -1.0 mA na camada de Antimônio o sinal medido aumenta em quase três vezes, contudo o mais intrigante é que quando se inverte a corrente aplicada para +1.0 mA, o sinal além de ficar maior ele também inverte de polaridade, medindo a amplitude dos sinais é observado que a soma dos sinais com $\pm$ 1 mA é equivalente ao sinal sem corrente aplicada, esse resultado que a corrente de spin e a corrente elétrica estão produzindo o mesmo efeito que acabam se somando ou subtraindo. Ao fazer uma verificação da dependência do sinal medido pelo *spin-pumping* em função da corrente aplicada (Fig. 41d) foi observado um comportamento linear.

O sinal medido pode ser explicado puramente pelos efeitos Rashba-Edelstein direto e inverso e no entendimento do que é a polarização de spins fora do equilíbrio $\vec{S}_{Non-Eq}$ da Eq.4.15. Como apresentado na seção de fundamentação teórica, o efeito Rashba-Edelstein direto pode ser compreendido como a aplicação de um campo magnético efetivo, causado pelo acoplamento spin-órbita, nos elétrons em movimento em um próprio referencial [48, 49], uma corrente contínua J_x, impulsionada por um campo elétrico E_x, produz uma polarização de spin fora do equilíbrio S_y [60]. Vale comentar que em trabalhos recentes sobre efeitos em gás de elétrons 2D com acoplamento spin-órbita forte, é feito o desenvolvimento da teoria do Efeito Rasha-Edelstein com base em equações cinéticas quânticas e cálculos diagramáticos para sistemas nos quais a interação spin-órbita é linear em k [159–161].

O efeito inverso entretanto é mais intrigante. Em um experimento típico de *spin-pumping*, a corrente de spin gerada pela dinâmica da magnetização no material ferromagnético se difunde

para a superfície Rashba. Essa corrente de spin é então absorvida o que produz um deslocamento nas bandas de energia da superfície de Fermi, essa variação em K nas bandas de energia gera uma acumulação de spins fora do equilíbrio na interface, o que por sua vez gera uma polarização de spins fora do equilíbrio. Uma ilustração das consequências dos efeitos Rashba direto e inverso nas bandas de energia é apresentada na Fig.(42).

Figura 42 – Em (a) é apresentada as bandas de energia de um sistema do tipo Rashba, além disso é apresentado a propriedade de *spin-momentum locking* onde elétrons com spins diferentes se propagam em direções opostas. Em (b) é apresentado o efeito Rashba-Edelstein direto, onde uma corrente de carga passando pelo sistema induz um deslocamento nas superfícies de Fermi o que resulta em uma acumulação de spins fora do equilíbrio. Em (c) é apresentado o efeito Rashba-Edelstein inverso. Onde, ao fazer a injeção de uma corrente pura de spins na superfície Rashba, uma acumulação de spins fora do equilíbrio é introduzida na superfície o que por sua vez resulta em um deslocamento das bandas de energia.



Fonte: O Autor (2024).

Dessa forma, no experimento realizado há duas fontes que contribuem para a densidade de spins fora do equilíbrio.

$$\vec{S}^{total}_{Non-Eq} = \vec{S}^{SP}_{Non-Eq} + \vec{S}^{C}_{Non-Eq}, \tag{4.16}$$

o primeiro deles é decorrente do bombeamento de spins na interface do tipo Rashba devido à magnetização do YIG. No nosso experimento essa contribuição é mantida fixa pois os parâmetros experimentais relacionados à ressonância foram mantidos constante. O segundo termo que contribui para a densidade de spins fora do equilíbrio vem da corrente elétrica aplicada ao sistema via efeito Rasha-Edelstein direto, esse segundo termo é variável à medida que se muda a

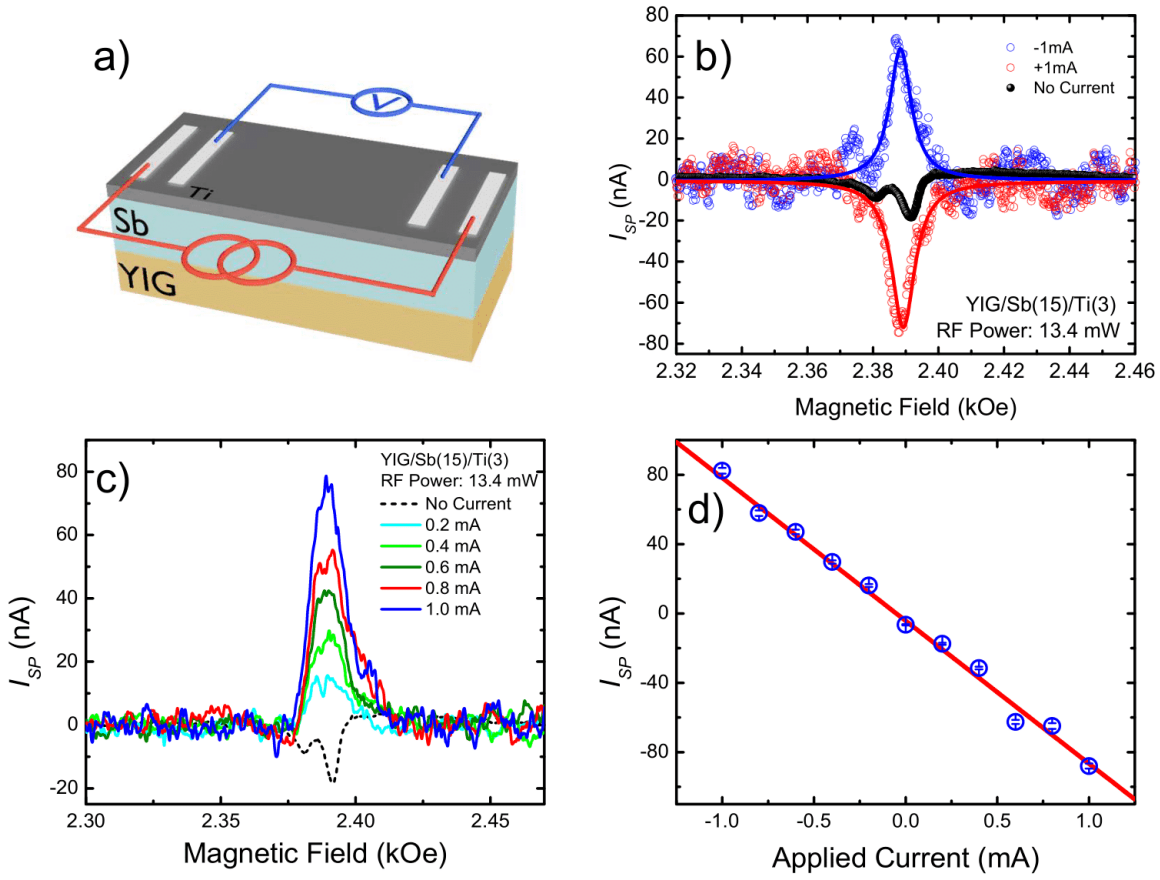
corrente aplicada no sistema, podendo inverter a sua contribuição para o sistema com a inversão da corrente aplicada.

O sinal medido apresentado na Fig.(41c-d) pode ser explicado apenas pela Eq.(4.15) se levar em conta que $\vec{S}_{Non-Eq}$ possui um termo que depende da corrente, curiosamente esse termo pode ser bastante significativo pois ao fazer o ajuste linear do gráfico da corrente de pico de *spin-pumping* em função da corrente aplicada revela que uma corrente elétrica de apenas $-41.7\mu A$ é suficiente para produzir uma densidade de spins fora do equilíbrio que anula os efeitos da corrente de spin produzida pelo bombeamento de spins a uma potência de *rf* de 43 mW.

A amostra estudada até o momento possuía uma ilha de Py pois inicialmente tinha o interesse de verifica que o antimônio crescido sob YIG apresentava estados de superfície, entretanto podemos levantar o questionamento se o Py não está influênciando durante a passagem de corrente, dessa maneira foram feitas amostras de YIG/Sb(15nm)/Ti(3nm) onde a camada de titânio foi colocada apenas para proteger o antimônio de oxidação. Fig.(43) mostra os resultados obtidos ao aplicar corrente na amostra de YIG/Sb(15nm)/Ti(3nm). Semelhante à amostra com a ilha de Py, a aplicação de corrente muda o sinal medido drasticamente podendo até mesmo inverter a sua polaridade, além disso a resposta do sinal de pico em função da corrente aplicada é linear. A diferença entre entre as amostras com e sem permalloy foi apenas o nível de ruído, foi observado que o ruído aumentava com o titânio em cima, provavelmente isso é decorrer da termoeletricidade do Sb dado que o titânio é mais resistivo e acaba atuando como um aquecedor. Podemos então concluir que a camada de Py não influenciou o sistema, ela estava apenas servindo como camada protetora para evitar oxidação.

Para confirmar o experimento, foi feita uma montagem onde a corrente é aplicada perpendicular à direção de medida dos contatos como pode ser observado no *inset* da Fig.(44a), essa montagem é similar a uma montagem do tipo efeito Hall planar. Como a densidade de spin fora do equilíbrio é sempre perpendicular à direção de aplicação da corrente devido ao *spin-momentum locking*, ao aplicar a corrente elétrica na direção $\hat{y}$ a densidade de spin fora do equilíbrio gerada por essa componente fica na direção $\hat{x}$, isso significa que na configuração tipo Hall Planar é esperado que o sinal de tensão gerado pela densidade de spins fora do equilíbrio proveniente da corrente elétrica aplicada na amostra não seja detectado devido à geometria de medição escolhida. Fig. (44a) mostra uma comparação do sinal de *spin-pumping* com $\pm$ 1.0 mA de corrente aplicada e sem corrente, note que o valor de pico praticamente não muda. A adição de corrente no sistema apenas aumenta o ruído da medida, esses resultados condizem com a ideia de que a variação no sinal é proveniente de uma contribuição da corrente para a densidade de spins fora do equilíbrio. Por último Fig.(44b) mostra o valor de pico do *spin-pumping* para diferentes correntes aplicadas, em todos os casos foi observado um valor de pico de aproximadamente -75 nA. Esse resultado mais uma vez reforça a ideia de uma contribuição ao $\vec{S}_{Non-Eq}$ devido à corrente aplicada no sistema, essa componente só não foi detectada devido a geometria de medição usada.

Figura 43 – Em (a) é apresentada um esquema de medida usada nas amostras de YIG/Sb/Ti. Em (b) são mostradas as curvas de *spin-pumping* com ± 1mA de corrente aplicada e uma curva de referência se corrente. Em (c) é apresentada uma comparação dos sinais de *spin pumping* para diferentes valores de corrente sendo aplicada na amostra. Por último em (d) é apresentada a dependência do sinal de pico com a corrente aplicada.

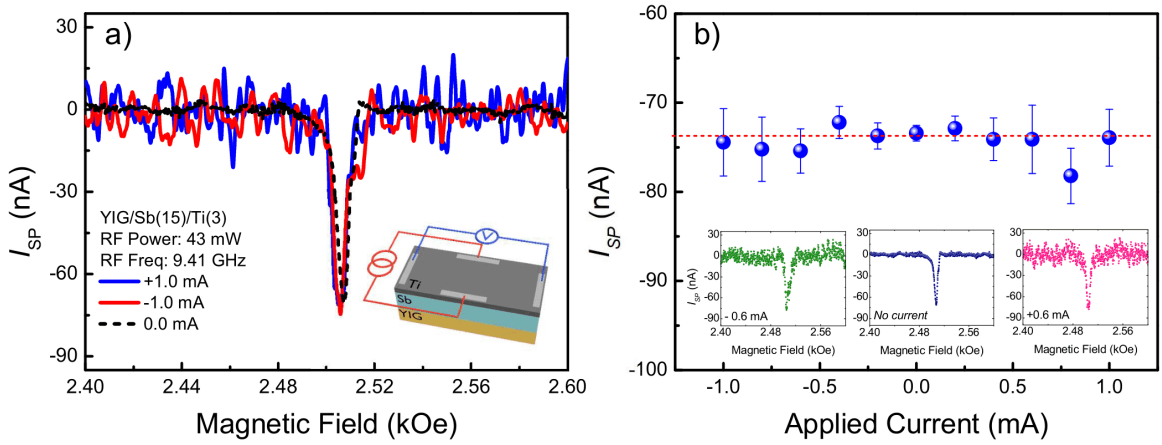


Fonte: O Autor (2024).

Durante esse experimento foi observado que havia sinal mesmo na configuração $\phi = 90°$, quando o campo magnético externo é aplicado na direção dos contatos (Fig. 45a), esse resultado é intrigante pois ele apareceu somente para os filmes de antimônio crescidas em cima do YIG. Uma possível explicação para tal resultado pode ser atribuída à direção de crescimento do filme influênciar os sinais medidos, pois YIG por ser crescido sob GGG cresce muito bem definido na direção [444]. Para verificar o comportamento do sinal com a direção de campo, foram feitas medidas de *spin-pumping* variando o ângulo de aplicação do campo magnético, esse resultado se encontra na Fig. (45b). O sinal de *spin-pumping* em função do ângulo apresenta um comportamento oscilatório, esse resultado condiz parcialmente com o produto vetorial da Eq.4.15, o sinal no entanto aparenta ser deslocado do zero por uma fase.

Se o Antimônio crescer orientado em uma direção cristalográfica específica, o campo elétrico Rashba da interface devido à quebra de simetria também segue essa orientação do cristal, veja por exemplo a Fig.(45c) onde foi crescido Cobre sobre GGG[111], o cobre cresce em

Figura 44 – Em (a) é apresentado uma comparação do sinal sem corrente e com ± 1 mA de corrente aplicada, o *inset* na figura mostra um diagrama da configuração experimental utilizada. Em (b) é apresentada a dependência do sinal de pico de *spin-pumping* em função da corrente aplicada juntamente com algumas curvas de *spin pumping* para diferentes valores de corrente aplicada.



Fonte: O Autor (2024).

cristais orientados na direção [111] do GGG. É importante ressaltar que o crescimento do Sb em cima do YIG ser orientado em [111] é especulação pois nenhuma medida de MEV/Raio-X foi feita para confirmar esse resultado, além disso também vale comentar que já existem trabalhos teóricos que mostram a existência de diferentes estados topológicos em Sb[111] para diferentes espessuras, para o caso da espessura de 15nm usada no experimento o Sb seria um semi-metal topológico [155]. Esse é um tema que merece ser devidamente aprofundado.

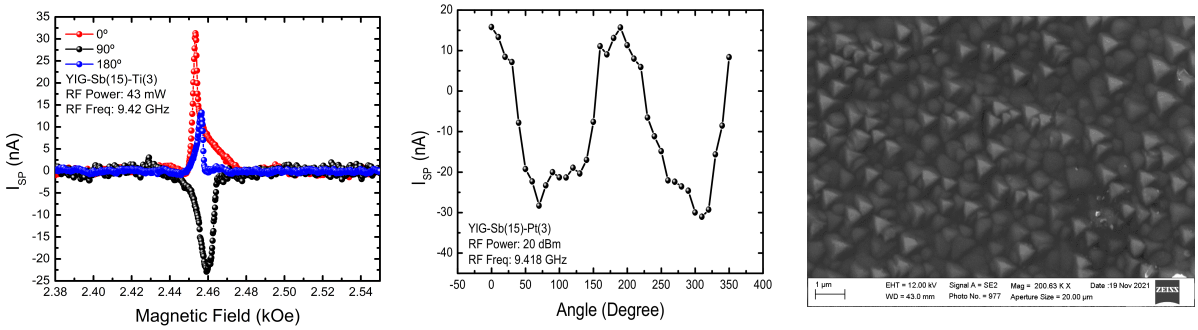
4.4 CORRENTES DE SPIN EM MATERIAIS FERROMAGNÉTICOS E ANTIFERROMAGNÉTICOS

O primeiros trabalho que explorou a aplicação de corrente de spin em materiais ferromagnéticos apareceu em 2013 (162), quase 7 anos depois da primeira detecção de correntes de spin em materiais paramagnéticos (8, 45). Nesse primeiro trabalho com materiais ferromagnéticos os autores usaram o efeito Spin Seebeck longitudinal para injetar uma corrente de spin em uma camada de Py, os autores observaram que, após remover contribuições por efeitos térmicos, o Py convertia corrente de spin em corrente de carga por ISHE e que essa conversão era considerável, com sua eficiência sendo aproximadamente 40% da Pt. Fig.(46) exemplifica o trabalho realizado, uma fina camada de MgO entre o FM injector e o FM detector absorve toda a corrente de spin que seria injetada no detector, dessa maneira é possível separar a contribuição do ISHE e a contribuição térmica do sinal.

Nesse primeiro trabalho, nenhuma atenção foi dada à direção da magnetização do material detector e o tema de conversão em materiais ferromagnéticos esfriou. Em 2016, o mesmo grupo

Figura 45 – Em (a) é apresentado o sinal de *spin-pumping* para os ângulos $\phi = 0, 90, 180°$. Em (b) é apresentado o valor de pico de *spin-pumping* em função do ângulo de aplicação do campo magnético. Em (c) é apresentado uma imagem de microscopia eletrônica de varredura de um filme de cobre crescido em GGG[111], note que os cristais crescem orientados em uma direção específica.

(a) (b) (c)



Fonte: O Autor (2024).

começou a estudar se havia alguma dependência na conversão de corrente de spin em corrente de carga com a magnetização da camada ferromagnética detectora. [163]. A montagem experimental era semelhante à do primeiro trabalho, ela consistia de um filme de YIG com uma camada de cobre e uma camada de Co, a camada de cobre é colocada para que a magnetização dos dois ferromagnetos não se acoplem (Fig. 47a).

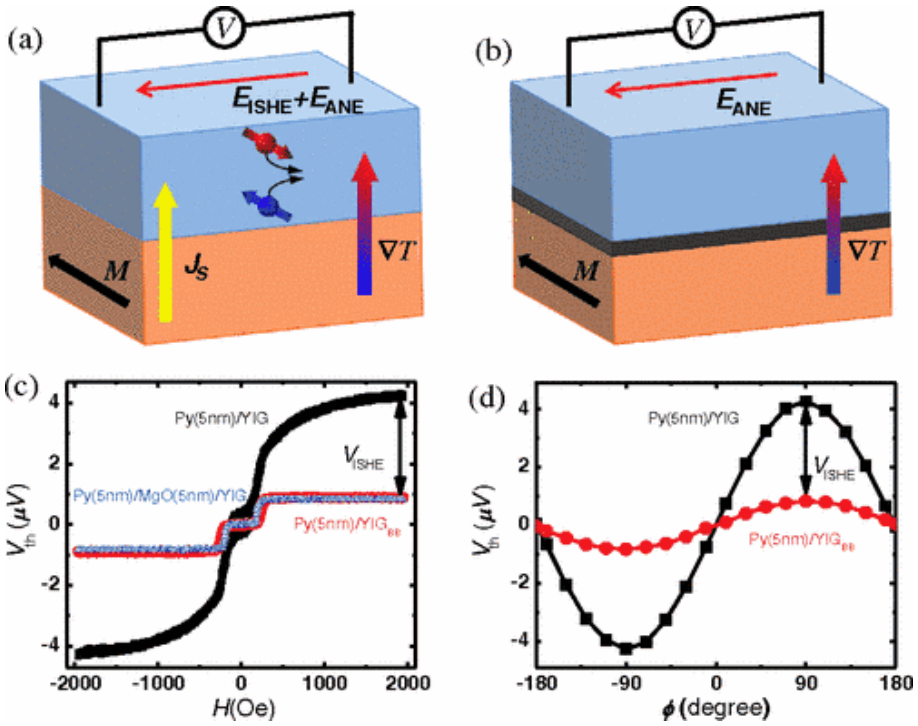
Os autores verificaram que não havia uma dependência da tensão ISHE em função da direção da magnetização (Fig.47b), essas medidas levaram então os autores concluírem que esse sinal não dependia da magnetização do filme de cobalto, ou seja, o efeito ISHE não depende do ordenamento magnético do material, ele depende de espalhamentos intrínsecos do material. Como será mostrado em seguida, esse trabalho da dependência do ISHE com a direção da magnetização veio a se provar incorreto, isso ocorreu pois a magnetização do YIG e a magnetização do Co ficavam sempre ambas no mesmo plano.

A generalização dos efeitos ISHE/SHE foi proposta em 2021, um trabalho teórico apareceu propondo a existência de componentes anômalas dos efeitos Hall de spin [164]. Nesse trabalho o autor generalizou o ângulo Hall de Spin para um tensor de ordem 3, isso pode ser feito pois nas equações:

$$\vec{J}_s = \theta_{SH}\frac{\hbar}{2e}\left(\hat{\sigma}\times\vec{J}_c\right), \qquad \vec{J}_c = \theta_{SH}\frac{2e}{\hbar}\left(\hat{\sigma}\times\vec{J}_s\right), \tag{4.17}$$

que descrevem os efeitos SHE e ISHE, $\vec{J}_s$ é apresentado como uma quantidade vetorial, mas, por representar um fluxo de momento angular, essa grandeza na verdade é um tensor de segunda

Figura 46 – Exemplificação da primeira detecção do ISHE em materiais ferromagnéticos.



Fonte: Imagem retirada de [162].

ordem. As grandezas polarização da corrente de spin ($\vec{\sigma}$) e direção de propagação da corrente de spin ($\vec{J_s}$) são partes de uma mesma grandeza que será explicada mais na frente. Do ponto de vista da aplicação, uma limitação da corrente de spin proveniente do SHE/ISHE convencional é que a polarização da corrente de spin deve ser perpendicular à direção de propagação da corrente de spin.

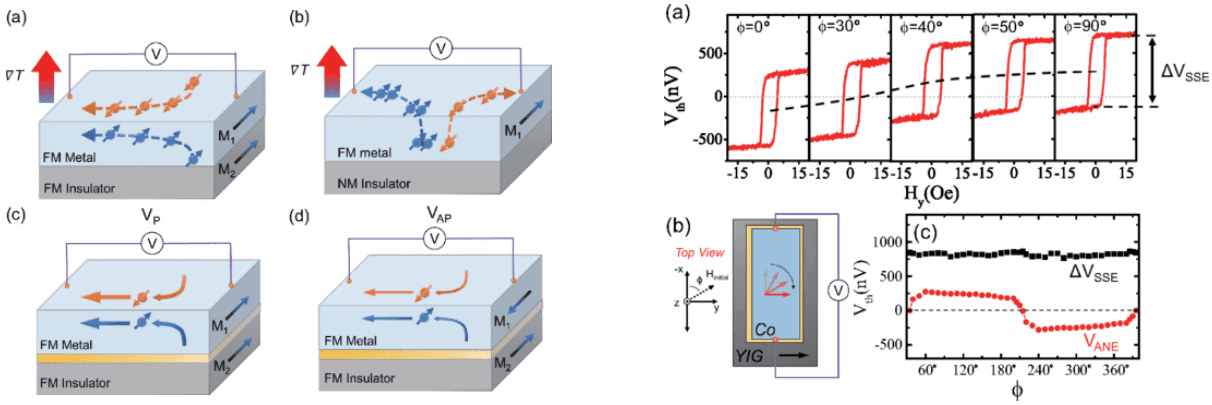
A expansão do ângulo Hall de spin para um tensor de terceira ordem é feita levando em consideração de que há um parâmetro de ordem no sistema como a magnetização. Olhando inicialmente apenas para o SHE, uma corrente de carga $\vec{J_c}$ em um material com interação spin-órbita significativa pode gerar uma corrente de spin J^s_{ij}, onde i e j denotam a direção de fluxo de spin e a direção de polarização do spin respectivamente, note que i e j são mutualmente perpendiculares entre si e eles descrevem respectivamente o $\vec{J_s}$ e $\vec{\sigma}$ previamente citados. Podemos então reescrever a equação do SHE, juntamente com o seu efeito recíproco, em função de suas componentes por meio do símbolo de Levi-Civita ϵ_{ijk}:

$$J^s_{ij} = \sum_k \theta_{SH} \frac{\hbar}{2e} \epsilon_{ijk} J^c_k = \sum_k \frac{\hbar}{2e} \theta^{SH}_{ijk} J^c_k. \tag{4.18}$$

Nas equações acima, podemos pensar que θ_{SH} na verdade é um tensor θ^{SH}_{ijk} que não depende da corrente de carga, além disso temos para que a dimensão da equação seja consistente ele precisa ser um tensor de ordem 3. Na ausência de campos, os únicos tensores de interesse para o problema são o parâmetro de ordem, nesse caso $\vec{M}$, e o símbolo de Levi-Civita ϵ_{ijk}. Se o

Figura 47 – Em (a) é apresentada o tipo de amostra medido e a ideia principal por trás do trabalho, em (b) é apresentado o sinal devido ao ISHE e ao ANE em função da direção da magnetização da camada de cobalto.

(a) (b)



Fonte: Imagem retirada de [163].

parâmetro de ordem também puder participar do SHE e se, for levado em conta apenas interações de primeira ordem entre o parâmetro de ordem e a corrente de carga, o único possível tensor de ordem 3 que não contenha $\vec{M}$ é símbolo de Levi-Civita, esse primeiro termo é exatamente o SHE convencional. Outros tensores possíveis de ordem 3, lineares em $\vec{M}$, precisam conter dois símbolos de Levi-Civita, permitindo assim ter três índices livres ao contrair dois pares de índices dentre um total de sete índices. Existem duas maneiras distintas de contrair dois pares de índices, de modo que o θ_{ijk}^{SH} mais geral, no caso de um ferromagneto, é dado por:

$$\theta_{ijk}^{SH} = \theta_{SH}^{0}\epsilon_{ijk} + \sum_{l,n}\theta_1 M_l \epsilon_{iln}\epsilon_{jnl} + \sum_{l,n}\theta_2 M_l \epsilon_{ink}\epsilon_{jln}, \tag{4.19}$$

onde θ_{SH}^{0} é o ângulo Hall de spin convencional e θ_1,θ_2 são os ângulos Hall de spin para as componentes anômalas. Podemos utilizar $\epsilon_{ijk}\epsilon_{lmn} = \delta_{il}\left(\delta_{jm}\delta_{kn} - \delta_{jn}\delta_{km}\right) + \delta_{im}\left(\delta_{jn}\delta_{kl} - \delta_{jl}\delta_{kn}\right) + \delta_{in}\left(\delta_{jl}\delta_{km} - \delta_{jm}\delta_{kl}\right)$ para reescrever os termos anômalos como:

$$\left[\left(\theta_1 + \theta_2\right)\delta_{ij}\delta_{kl\neq i} + \theta_1\delta_{ik}\delta_{jl\neq i}\theta_2\delta_{il}\delta_{jk\neq i}\right]\cdot M_l. \tag{4.20}$$

Há então três componentes extras para o efeito Hall de Spin direto que aparecem quando se leva em conta o parâmetro de ordem do material onde está ocorrendo a conversão spin-carga. Note que tais componentes dependem da direção de injeção da corrente de carga e do parâmetro de ordem do sistema. Se considerarmos por exemplo que J^c e $\vec{M}$ são ao longo do eixo $\hat{x} = \hat{i}$, a corrente de spin gerada nesse sistema é descrita por:

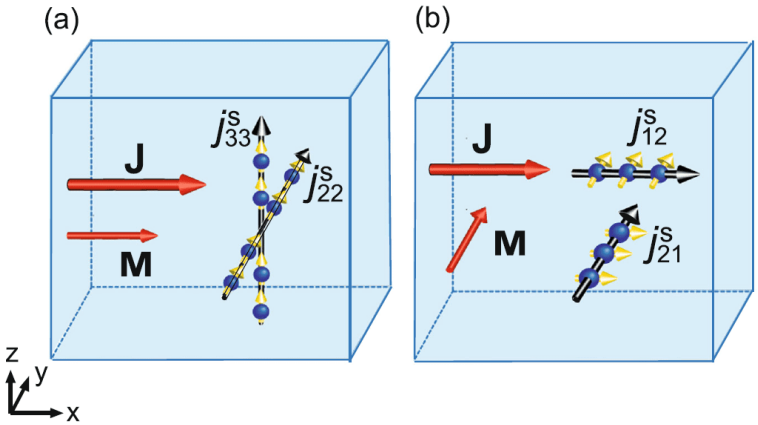
$$J^s_{ij} = \frac{\hbar}{2e}\left(\theta^0_{SH}\epsilon_{ij1} + (\theta_1 + \theta_2)\,\delta_{ij\neq 1}\right)\cdot J^c. \tag{4.21}$$

Da equação acima, temos que as componentes J^s_{22} e J^s_{33} da corrente de spin são geradas, note que ambas são proporcionais ao produto $\vec{M}\cdot\vec{J^c}$. Se for feita a consideração de que $\vec{J^c}$ é na direção $\hat{x}$ porém agora $\vec{M}$ é na direção $\hat{y}$, a corrente de spin desse sistema é descrita por:

$$J^s_{ij} = \frac{\hbar}{2e}\left(\theta^0_{SH}\epsilon_{ij1} + \theta_1\delta_{i1}\delta_{j2}\cdot M + \theta_1\delta_{i2}\delta_{j1}\cdot M\right)\cdot J^c. \tag{4.22}$$

Temos agora outras duas correntes de spin,J^s_{12} e J^s_{21}, sendo geradas, novamente ambas são proporcionais a $\vec{M}\cdot\vec{J^c}$. Note que essas correntes geradas diferem do SHE convencional, que não permite uma corrente de spin ser polarizada ou se propagar ao longo da direção da corrente de carga. Fig(48) mostra um esquema das duas situações propostas.

Figura 48 – Em (a), $\vec{J^c}$ e $\vec{M}$ ao longo da direção x. Duas correntes de spin anômalas J^s_{22} e J^s_{33} a M (magnitude de M) e J (magnitude de J) são geradas. Em (b), $\vec{J^c}$ e $\vec{M}$ estão, respectivamente, ao longo das direções $\hat{x}$ e $\hat{y}$. Duas correntes de spin J^s_{12} e J^s_{21} proporcionais a MJ são geradas.



Fonte: Imagem retirada de [164].

Para o efeito Hall de spin Inverso, temos que uma corrente de spin injetada no material J^s_{ij} pode ser convertida em uma corrente de carga. Usando argumentos análogos temos a expressão mais genérica possível que descreve a corrente de carga gerada, e é dada por:

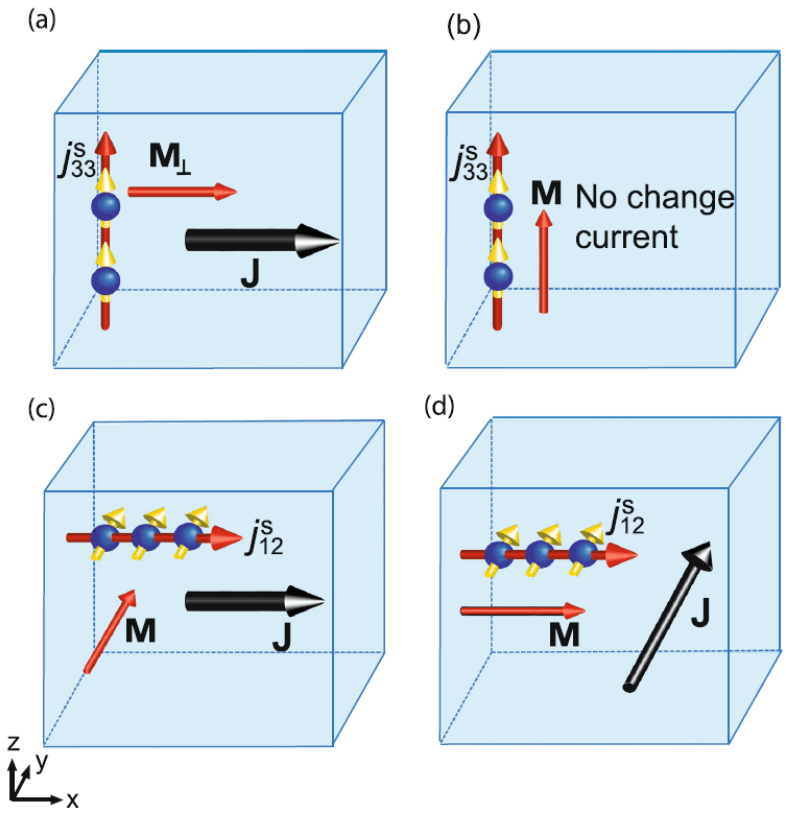
$$J^c_k = \sum_{ij}\frac{2e}{\hbar}\theta^{ISH}_{ijk}J^s_{ij}. \tag{4.23}$$

onde, de maneira análoga ao SHE, θ^{ISH}_{ijk} é um tensor de ordem 3 independente da corrente de spin cujo primeiro termo é nada mais nada menos do que o símbolo de Levi-Civita. Levando em conta a magnetização do material, o termo mais geral que descreve θ^{ISH}_{ijk} é dado por:

$$\theta^{ISH}_{ijk} = \theta^0_{SH}\epsilon_{ijk} + \theta_{1'}M_l\epsilon_{iln}\epsilon_{jnl} + \theta_{2'}M_l\epsilon_{ink}\epsilon_{jln} \tag{4.24}$$

onde $\theta_{1'}$ e $\theta_{2'}$ são coeficientes que caracterizam o efeito anômalo inverso, devido as relações de reciprocidade de Onsager se espera $\theta_1 = \theta_{1'}$ e $\theta_2 = \theta_{2'}$. Fig.(49) mostra algumas diferentes configurações possíveis para a geração de correntes de cargas em materiais ferromagnéticos.

Figura 49 – Esquema do efeito Hall de spin inverso anômalo. Em (a) a corrente de spin J^s_{33} gera uma corrente de carga J^c ao longo de $M\perp$, a projeção de $\vec{M}$ no plano xy. Em (b) nenhuma corrente de carga pode ser gerada quando $\vec{M}$ está ao longo da direção $\hat{z}$. Em (c), o fluxo de uma corrente de spin J^s_{12} gera uma corrente de carga ao longo de $\hat{x}$ que é proporcional ao componente $\hat{y}$ da magnetização. Por último em (d), o fluxo de uma corrente de spin J^s_{12} gera uma corrente uma corrente de carga ao longo de $\hat{y}$ que é proporcional ao componente $\hat{x}$ da magnetização.



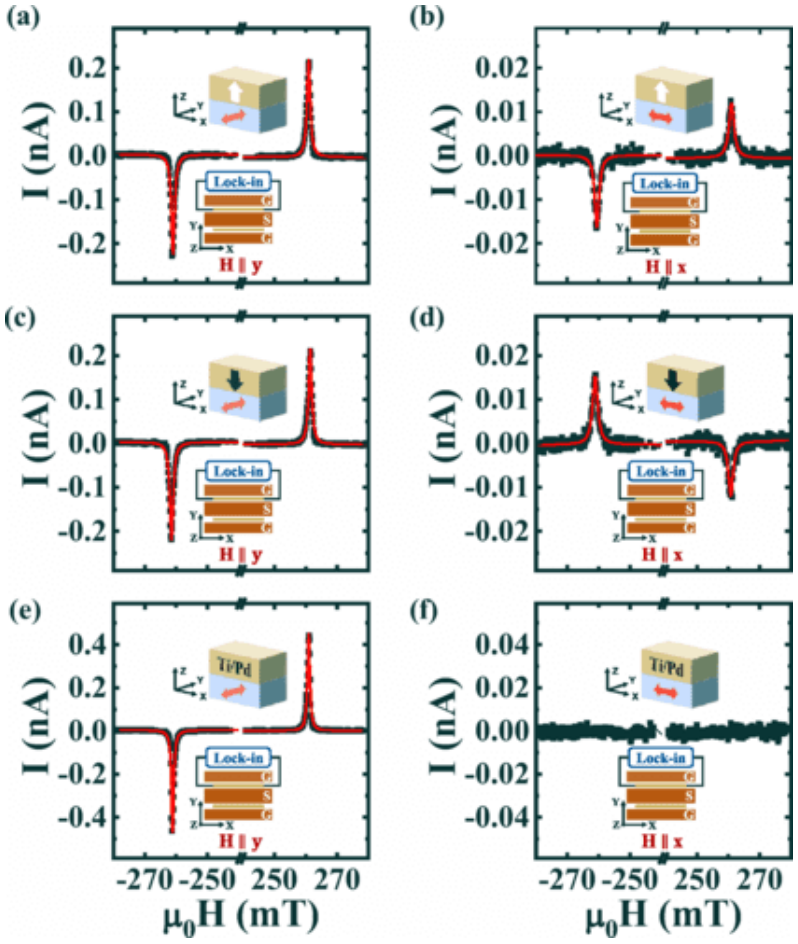
Fonte: Imagem retirada de [164].

A verificação experimental das componentes anômalas do efeito Hall de spin inverso se deu em 2022 [165]. A verificação foi feita em uma amostra de YIG/Ti/$[Co/Pd]_5$ por meio de medidas de *spin-pumping*, nesse sistema o YIG é usado como injetor enquanto a camada de $[Co/Pd]_5$ é usada como detector. Antes da medição, a magnetização das multicamadas de Co/Pd é alinhada ao longo da direção $+\hat{z}$ com um forte campo magnético. Devido à forte Anisotropia Magnética Perpendicular (PMA) do sistema $[Co/Pd]_5$, a orientação da magnetização das multicamadas de Co/Pd permanece inalterada mesmo durante as medidas de *spin-pumping*. Fig.(50) resume os resultados obtidos durante a investigação do AISHE.

Ao aplicar o campo magnético externo na direção $\hat{y}$ para excitar a ressonância do YIG (Fig. 50a), é feita a detecção de um sinal proveniente do ISHE convencional nas camadas de Co/Pd. O sinal apresenta a forma tradicional de uma curva lorentziana, indicando que não há efeitos galvanomagnéticos e o sinal é proveniente apenas da conversão da corrente de spin

injetada pelo YIG. Quando a varredura do campo no plano é aplicada ao longo da direção $\hat{x}$ (Fig. 50b), o ISHE induz uma corrente de carga ao longo da direção $\hat{y}$, que não é detectável por causa da geometria usada para medição. Por outro lado, a polarização de spin ao longo da direção $\hat{x}$ pode gerar uma corrente de carga também ao longo da direção $\hat{x}$ por meio do Efeito Hall de Spin Anômalo (AISHE). Apesar do sinal observado ser pequeno, o pico de corrente de carga com um formato de uma curva Lorentziano também é observado nos campos de ressonância do filme YIG. Mais importante, quando o campo magnético no plano varre ao longo da direção $\hat{x}$ e a magnetização das multicamadas de Co/Pd está alinhada ao longo da direção $-\hat{z}$ (Fig. 50d), a curva inverte sua polaridade em comparação com a situação anterior, esse resultado é consistente com a previsão do AISHE.

Figura 50 – Resumo dos resultados referentes à medida do efeito Hall de Spin inverso anômalo. Em (a) e (c) é apresentado o sinal referente ao ISHE quando a magnetização da multicamada Co/Pd fica na direção $\pm\hat{z}$, note que o sinal não muda de polaridade com a mudança da magnetização da camada de Co/Pd. Em (b) e (d) é apresentado um sinal referente ao AISHE, note que ele muda de sinal de acordo com a direção da magnetização da camada de Co/Pd. Em (e) e (f) é apresentado o sinal de ISHE e AISHE para uma camada de Ti/Pd, note que o sinal de AISHE é nulo pois não há parâmetro de ordem em Ti/Pd.

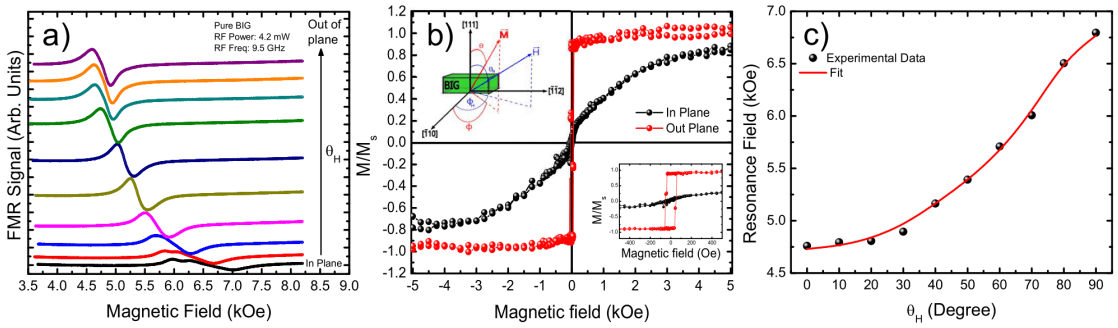


Fonte: Imagem retirada de [165].

Devido à geometria da montagem experimental utilizada no experimento, componentes como a J^s_{33} (Fig.49) cuja a polarização da corrente de spin é perpendicular não foram detectadas.

Aproveitando o espaço na literatura e o acesso a materiais com Anisotropia Magnética Perpendicular (PMA) realizamos experimentos de *spin-pumping* com o intuito de detectar a conversão da corrente J_{33}^{s}. O sistema usado foram amostras de BIG/NiO/FM, onde BIG $(Bi,Tm)_3(Fe,Ga)_5O_{12}$ é um "primo"do YIG, onde é feita a substituição dos átomos de Ítrio por Bismuto e Túlio e uma fração dos átomos de Ferro são substituídos por átomos de Gálio para que a estrutura de granada seja mantida. A característica de interesse desse material é que a adição de terras-raras puxa a magnetização do material para fora do plano. Os filmes de BIG foram crescidos em GGG[111] pelo Prof. Antonio durante o seu pós-doutorado nos Estados Unidos por meio da técnica de epitaxia de fase líquida.

Figura 51 – Em (a) Varredura de campo da derivada da absorção de FMR para diferentes ângulos fora do plano para o BIG puro. (b) Curvas de magnetização no plano (preto) e fora do plano (vermelho) do BIG puro, confirmando que o eixo fácil é perpendicular ao plano da amostra. (c) Dependência dos valores de campo de FMR em função de θ_H (símbolos azuis), a linha em vermelho representa o melhor ajuste numérico obtido para a condição de FMR.



Fonte: O Autor (2024).

A primeira parte da investigação foi garantir que o material injetor realmente apresenta anisotropia magnética perpendicular, para isso foram feitas medidas de ressonância ferromagnética e de magnetização por meio de um Magnetômetro de amostra vibrante (VSM), os resultados obtidos são apresentados na Fig.(51). As medidas de VSM (51b) mostram que ao aplicar o campo magnético perpendicular à superfície da amostra a magnetização é saturada em aproximadamente 100 Oe, enquanto ao aplicar o campo magnético ao longo do plano da amostra a magnetização só se satura em 5 kOe, esses resultados confirmam que o material possui anisotropia magnética perpendicular. As medidas de ressonância foram feitas com o intuito de quantificar as anisotropias do material. A quantificação das anisotropias do material pode ser feita através da dependência do campo de ressonância FMR em função da direção de aplicação do campo magnético. A Fig.(51a) mostra a dependência angular do sinal de FMR para uma amostra pura de BIG. Conforme a amostra é girada, a direção do campo magnético externo muda de *in-plane* para *out-of-plane*. As varreduras de FMR mostram que o campo de ressonância diminui à medida que a direção do campo aplicado vai para fora do plano, novamente confirmando que o BIG possui PMA, na configuração $\theta_H = 0°$ onde o campo é aplicado perpendicular ao plano da amostra o BIG apresenta um único pico de ressonância bem definido em $H_R = 4.79$ kOe com largura de linha $\Delta H = 254$ Oe. Na Fig. (51c), os símbolos pretos são a dependência do campo de FMR,

representada como função de θ_H, enquanto a linha contínua é o ajuste numérico com base na condição de FMR.

O ajuste é feito baseado na energia magnética livre, onde os termos considerados foram a energia Zeeman, a energia de anisotropia cúbica, a energia de desmagnetização e a energia uniaxial.

$$E = E_z + E_{CA} + E_D + E_U. \tag{4.25}$$

Para um cristal crescido na direção [111] como no caso do BIG/GGG, os termos de energia podem ser reescritos como [166, 167]:

$$\begin{aligned} E_z &= -M_s \cdot H \left[sin(\theta)sin(\theta_H)cos(\phi - \phi_H) + cos(\theta)cos(\theta_H) \right], \\ E_{CA} &= \frac{K_1}{12} \left[3 - 6cos^2(\theta) + 7cos^4(\theta) + 4\sqrt{2}cos(\theta)sin(3\phi)sin^3(\theta) \right], \\ E_D + E_U &= 2\pi \left(\vec{M} \cdot \hat{e}_3 \right)^2 - \frac{K_2^{\perp}}{M_s^2} \left(\vec{M} \cdot \hat{e}_3 \right)^2 - -\frac{K_4^{\perp}}{M_s^4} \left(\vec{M} \cdot \hat{e}_3 \right)^4, \end{aligned} \tag{4.26}$$

sendo θ,ϕ são os ângulos polar e azimutal da magnetização, M_s é a magnetização de saturação do BIG, K_1 é a constante de anisotropia cristalina de primeira ordem, $K_2^{\perp}$ e $K_4^{\perp}$ são as constantes de anisotropia uniaxial de primeira e segunda ordem respectivamente. Podemos relacionar o campo de ressonância com a frequência de excitação pela equação [168]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = \frac{1}{M^2 sin^2(\theta)} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial \phi^2} - \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \theta \partial \phi} \right)^2 \right], \tag{4.27}$$

onde as derivadas segundas são avaliadas nas posições de mínimo da magnetização θ_0, ϕ_0, tais pontos podem ser encontrados a partir da minimização da energia livre magnética, $\vec{\nabla} E = 0$. Foi desenvolvido um programa em Python para resolver numericamente $\vec{\nabla} E = 0$ e encontrar os valores de θ_0, ϕ_0 para cada valor de θ_H,ϕ_H aplicado. Em seguida, com os valores de equilíbrio dos ângulos da magnetização, é feita a minimização da Eq.(4.27) por meio do método de mínimos quadrados com o intuito de encontrar as constantes K_1, $K_2^{\perp}$, $K_4^{\perp}$ e $4\pi M_{eff}$. Os valores das constantes encontrados pelo ajuste numérico estão apresentados em Tab.(2), o valor de interesse nesse sistema é $K_2^{\perp}$, por ele ser negativo o sistema apresenta anisotropia fora do plano.

Após confirmar que o BIG de fato possui PMA, o próximo passo foi depositar uma fina camada de 2nm de óxido de níquel (NiO) e 20nm de ferro (Fe) em cima do BIG, o intuito camada de NiO é desacoplar os dois materiais ferromagnéticos. A Fig(52) mostra a dependência angular do sinal de FMR para uma heteroestrutura BIG/NiO(2nm)/Fe(20nm). Quando a amostra é girada da configuração com campo magnético sendo aplicado no campo da amostra para perpendicular

Tabela 2 – Parâmetros físicos extraídos do melhor ajuste numérico, onde $4\pi M_{eff}$ é a magnetização efetiva, H_{1C} é o campo de anisotropia cúbica de primeira ordem, e H_{U2} e H_{U4} são os campos de anisotropia uniaxial de primeira e segunda ordens, respectivamente. H_{U2} é o campo de anisotropia uniaxial fora do plano, também chamado de $H_{\perp}$.

$4\pi M_{eff}$	-1670 G
$H_{1C} = (2K_1/M_s)$	-1738 Oe
$H_{U2} = (4\pi M_{eff} - 4\pi M_s)$	-2940 Oe
$H_{U4} = 4K_4^{\perp}/M_s$	-2917 Oe

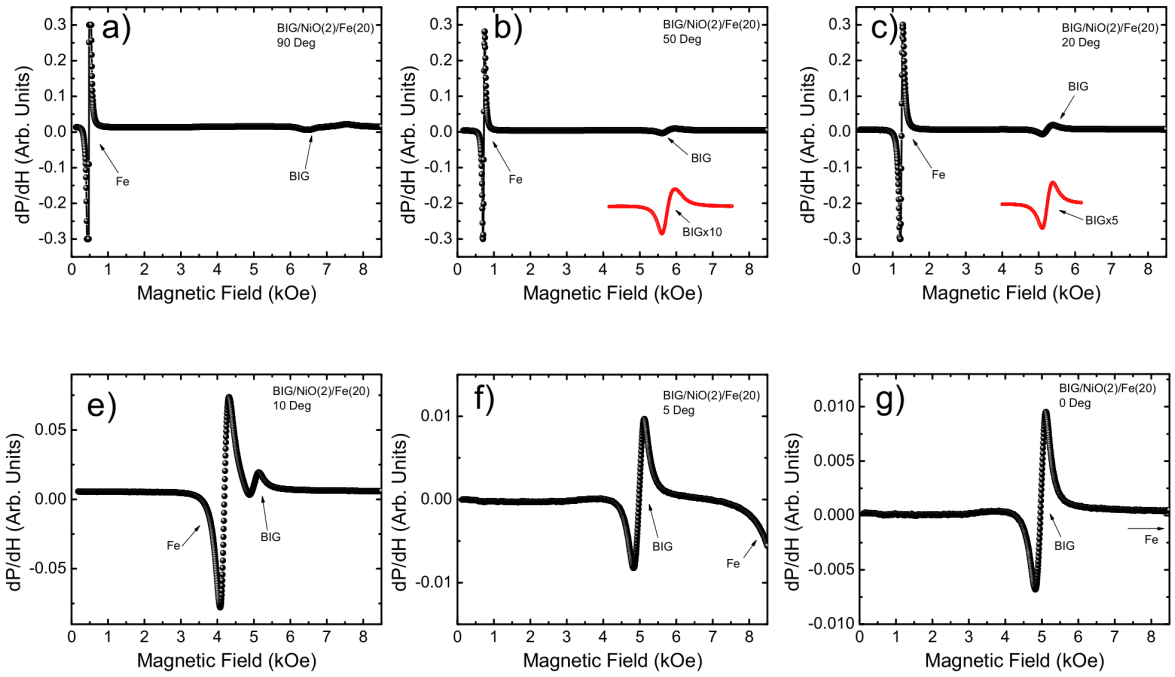
Fonte: O autor (2024).

ao plano da amostra, o campo de ressonância correspondente ao Fe aumenta, enquanto o sinal relacionado ao BIG diminui. Notavelmente, em torno de $\theta_H = 10^\circ$ (Fig.52f), ambos os sinais se sobrepõem. No entanto, em $\theta_H = 0^\circ$, o sinal relacionado ao Fe se torna invisível dentro da faixa de varredura devido ao alto campo de desmagnetização do filme de ferro, que está em torno de 22 kOe. Desses resultados podemos concluir que o NiO realmente desacopla as magnetizações, além disso podemos escolher qual magnetização queremos alinhar com o campo externo baseado no ângulo em que a amostra é colocada. Notavelmente, na configuração $\theta_H = 0^\circ$, onde o campo é aplicado perpendicular ao plano da amostra, a magnetização do BIG se alinha com o campo em torno de 5 kOe, enquanto a magnetização fica fixa ao longo do plano da amostra, perpendicular a do BIG.

Na configuração $\theta_H = 0^\circ$, onde o campo é aplicado perpendicular à superfície da amostra, medições de *spin-pumping* foram realizadas. Neste arranjo, tanto a direção da corrente de spin $\vec{J}_s$ quanto à sua polarização $\hat{\sigma}$ se alinham com o campo magnético externo, a magnetização de M_{Fe} por sua vez permanece no plano. Uma representação esquemática do sistema é mostrada na Fig.(53a). As Figs.(53b) mostram as medições de *spin-pumping* conduzidas em BIG/NiO(2)/Fe(20) sob varreduras de campo magnético perpendicular positivo e negativo. Os resultados revelam que os dois picos distintos exibem uma polarização idêntica, estando positivamente orientados. Note que, como $\hat{\sigma} \parallel \vec{J}_s$ o sinal de SP não pode ser explicado pela Eq.(4.17), o que significa que o sinal observado não é o usual ISHE, no entanto, é consistente com o AISHE, uma vez que $\vec{J}_s \perp \vec{M}_{Fe}$. Ao inverter a direção do campo magnético perpendicular, a corrente de spin $\vec{J}_s$ mantém a sua direção dado que a injeção na camada de ferro ocorre por um processo de difusão, a polarização da corrente de spin por sua vez acompanha o campo. Assim, esperaríamos uma reversão dos picos de SP, mas isso não foi observado. No entanto, nossos resultados estão de acordo com a Eq.(4.23), uma vez que o sinal medido tem uma dependência com $\hat{M}$. Ao inverter a direção do campo, não apenas $\hat{\sigma}$ inverte, mas a magnetização no plano do filme de ferro também muda de direção, dessa forma o sinal obtido se mantém inalterado. Para elucidar o papel da corrente de spin nos processos, foram feitas medições variando a potência de *rf*. Os resultados apresentados no *inset* da Fig. (53b) mostram que o sistema responde linearmente à corrente de spin.

Para garantir que o efeito em questão seja devido à magnetização da camada conversora e não a um caso particular de seleção de material, foram preparadas amostras de

Figura 52 – Dependência angular do sinal de FMR para a estrutura BIG/NiO(2)/Fe(20), em (a) a amostra está na configuração de campo no plano, ou seja, $\theta_H = 90°$, enquanto em (f) é apresentada a configuração de campo fora do plano, ou seja, $\theta_H = 0°$. As Figuras (b) a (e) mostram ângulos intermediários. Em todos os casos, a potência de *rf* usada para promover a ressonância foi de 4,2 mW.

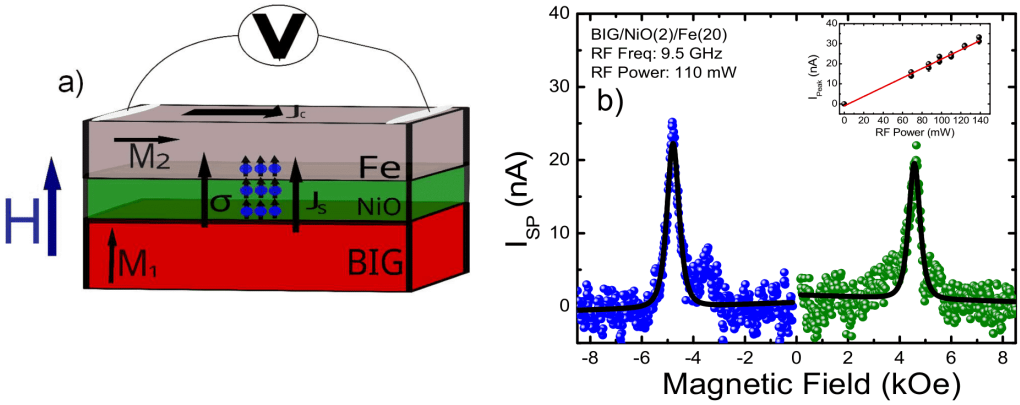


Fonte: O Autor (2024).

BIG/NiO(2)/Py(20), BIG/NiO(2)/Co(20) e BIG/Pt(10), onde Permalloy (Py) = $Ni_{81}Fe_{19}$. As novas amostras foram colocadas na configuração de campo fora do plano e curvas de *spin-pumping* foram obtidas. A Fig. (54) mostra o sinal de *spin-pumping* obtido das três novas heteroestruturas. Como esperado, um sinal de SP foi observado para Py e Co, atribuído ao AISHE. Curiosamente, os sinais para Py e Co apresentam uma tendência oposta à do Fe, indicando que a componente anômala do tensor ângulo Hall de Spin para Co e Py apresenta um sinal oposto ao de Fe. Vale ressaltar que não é atribuída uma designação positiva ou negativa para as componente anômala do tensor devido à ausência de um padrão universalmente aceito, semelhante ao caso de Pt no ISHE.

Para testar rigorosamente nossos resultados, investigamos o sinal de SP em duas bicamadas diferentes de BIG/Pt(10). Pelos resultados mostrados na Fig. (54c), não há sinal a ser observado, corroborando fortemente nossa hipótese de que o efeito Hall de spin inverso anômalo segue a Eq.(4.23). Este resultado não só está em conformidade com trabalhos anteriores [167], mas também confirma que o sinal observado anteriormente depende da magnetização da camada conversora. Além disso, esses resultados afirmam que o sinal observado anteriormente depende do parâmetro de ordem, ou seja, da magnetização da camada de detecção.

Figura 53 – Em (a), é mostrada uma representação esquemática da configuração de *spin-pumping* fora do plano nessa situação, a direção da corrente de spin e sua polarização estão ao longo do campo magnético. Em (b), é apresentado o sinal de *spin-pumping* medido, normalizado pela resistência da amostra, para BIG/NiO(2)/Fe(20) em função do campo fora do plano. O *inset* mostra a dependência da corrente de pico detectada por meio do *spin-pumping* com a potência de *rf* utilizada para excitar a ressonância ferromagnética.



Fonte: O Autor (2024).

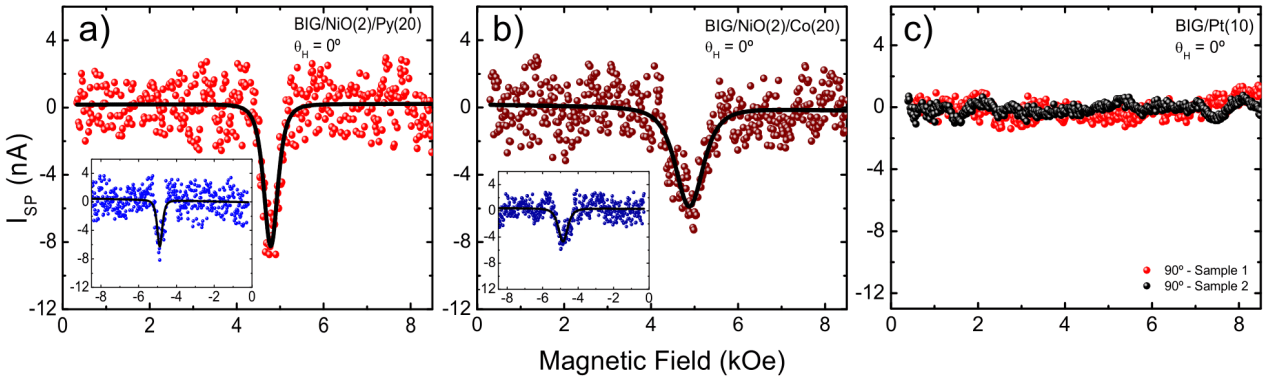
Tendo observado o efeito em materiais ferromagnéticos, foi feito o questionamento se era possível ter tal sinal em materiais antiferromagnéticos, em particular o $Ir_{20}Mn_{80}$. Essa liga de irídio e manganês é um material antiferromagnético que já foi muito explorado no grupo de magnetismo do Recife principalmente para o estudo de *Exchange Bias* em multicamadas de Py/$Ir_{20}Mn_{80}$ [15], além disso também foi feita a primeira observação da conversão de corrente de spin em corrente de carga nesse material.

A detecção inicial da conversão de corrente de spin em corrente de carga no $Ir_{20}Mn_{80}$ foi feita em 2014 [169] sendo atribuída ao efeito spin Hall inverso. Fig.(55) mostra os resultados obtidos de *spin pumping* e efeito Seebeck de spin no primeiro trabalho com esse material. Foi observado que o sinal de tensão do $Ir_{20}Mn_{80}$ apresentava a tradicional dependência angular do efeito spin Hall inverso, sendo nulo em $\phi = 90°$, positivo em $\phi = 0°$ e negativo em $\phi = 180°$, além disso foi observado que o sinal medido apresentava a mesma polarização da platina, dessa forma é dito que o ângulo Hall de spin do $Ir_{20}Mn_{80}$ é positivo, o trabalho ainda estima o ângulo Hall de spin do $Ir_{20}Mn_{80}$ como sendo 80% do da Pt. Contudo como na época não era conhecido o efeito spin Hall anômalo nenhuma medida desse efeito foi realizada.

Em materiais ferromagnéticos o parâmetro de ordem é a própria magnetização do material, esse parâmetro no entanto não é válido para materiais antiferromagnéticos pois ele não tem magnetização líquida. Há no entanto um outro parâmetro de ordem que pode ser levado em conta, sendo ele o vetor de Néel $\vec{n}$ que é definido como a diferença entre a magnetização de ambas as sub-redes do material antiferromagnético.

Para verificar o efeito Hall de spin anômalo em antiferromagnéticos foram fabricadas amostras de YIG/ $Ir_{20}Mn_{80}$(4nm), o sistema é então colocado na configuração de campo aplicado

Figura 54 – Medições de *spin-pumping* do efeito Hall de spin inverso anômalo, utilizando a mesma configuração usada para obter os dados da 53(b), para: (a) BIG/NiO(2)/Py(20), (b) BIG/NiO(2)/Co(20) e (c) BIG/Pt(10). Os *insets* em (a) e (b) mostram medidas com campo magnético negativo, as linhas pretas sólidas são ajustes numéricos aos dados usando uma função Lorentziana. Todas as medições foram feitas com uma potência de *rf* de 110 mW



Fonte: O Autor (2024).

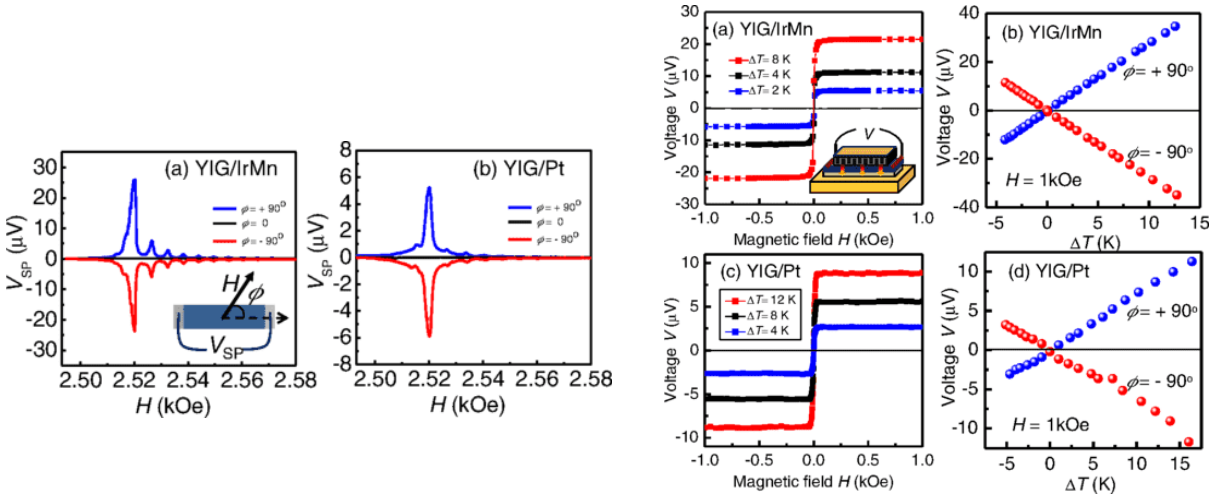
fora do plano, ou seja, $\theta = 0°$ ou $\theta = 180°$. Nessa configuração a corrente de spin e a polarização de spin são paralelas, dessa forma qualquer sinal medido não pode ser explicado pelo efeito Hall de spin inverso usual. Figura (56a) mostra o sinal de *spin pumping* detectado na configuração de campo fora do plano, é possível observar um sinal bem definido em aproximadamente 5.05 kOe, além disso ao inverter o campo ou rotacionar a amostra em 180° o sinal medido inverte. A inversão do sinal contrasta com os resultados obtidos em BIG/NiO/FM, quando o detector é um sistema ferromagnético a magnetização pode rotacionar de maneira a tentar se alinhar com o campo externo, dessa forma ao inverter o campo magnético tanto a polarização da corrente de spin injetada quanto a magnetização da camada detectora mudam de direção, dessa forma o sinal medido acaba ficando inalterado. Para um antiferromagneto o parâmetro de ordem é o vetor de Néel, sendo assim muito mais rígido de forma a ficar inalterado em campos da ordem de alguns kOe.

Figura (56b) mostra o sinal de *spin pumping* para a configuração $\theta = 0°$ em diferentes potências de *rf*, ajustando as curvas e pegando o sinal de pico é possível observar um comportamento linear, como mostrado no *inset*. Esse comportamento linear é um indicativo de que o sinal medido depende linearmente com a corrente de spin, como esperado segundo a teoria do AISHE. Por último para garantir que o sinal medido depende do parâmetro de ordem do material, uma amostra de YIG/Pt(2nm)/Ti(10nm) foi fabricada e medidas de *spin pumping* foram feitas na configuração do efeito anômalo. Figura (56c) mostra curvas de *spin pumping* para o sistema YIG/Pt(2nm)/Ti(10nm), nela é possível observar que não há nenhum tipo de sinal, isso é decorrer do fato da camada detectora não possuir parâmetro de ordem.

Dos resultados obtidos podemos concluir que existe AISHE em antiferromagnetos, além disso o sinal apresenta uma dependência angular diferente dos materiais ferromagnetos na configuração experimental utilizada. Esse tipo de medida pode ser usado para caracterizar

Figura 55 – Em (a) são apresentados os resultados de *spin pumping* devido ao efeito spin Hall inverso para YIG/$Ir_{20}Mn_{80}$ e YIG/Pt em (b) temos os resultados de efeito Seebeck de spin para YIG/$Ir_{20}Mn_{80}$ e YIG/Pt.

(a) (b)



Fonte: Imagem retirada de [169].

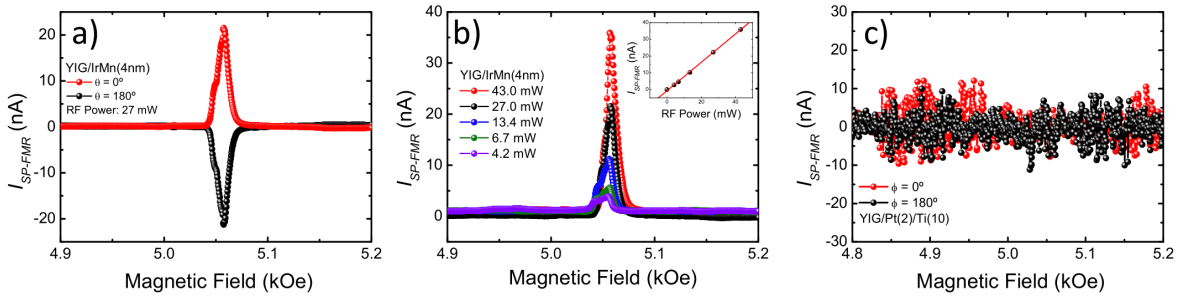
materiais na fase antiferromagnética dado que depende do vetor de Néel, isso pode ser interessante principalmente em estruturas onde observar o *exchange bias* é difícil como sistema envolvendo ferromagnetos isolantes.

4.5 CORRENTES DE SPIN EM MATERIAIS QUÂNTICOS

Materiais quânticos são materiais que exibem propriedades eletrônicas, magnéticas ou ópticas significativamente influenciadas por fenômenos da mecânica quântica como interações elétron-elétron, acoplamento spin-órbita e caráter topológico, que em geral não possuem correspondentes clássicos. São denominados materiais quânticos todos aqueles materiais que perto do nível de Fermi a dispersão de energia pode ser descrita por meio de uma equação tipo Dirac. Dos materiais quânticos, há uma classe de materiais que apresentam uma dispersão de energia do tipo isolante em seu volume, contudo possui propriedades de superfície ou borda que o tornam condutor nessas regiões. Essa característica única surge de estados eletrônicos topologicamente protegidos, que são robustos contra perturbações locais, como desordens ou impurezas.

Entre os isolantes topológicos tridimensionais (3D TIs), o Bi_2Se_3 é um material excepcional com um gap de banda de 0.35 eV e possuindo um único cone de Dirac [170]. A maioria dos TIs usados em estudos de spintrônica são preparados por epitaxia de feixe molecular (MBE) [63,171], sendo assim amostras de alta qualidade com uma quantidade mínima de defeitos. Felizmente amostras de alta qualidade de Bi_2Se_3 já foram crescidas por *sputtering* [172,172,173]. Com o intuito de entender melhor esse tipo de material uma investigação sobre a conversão de

Figura 56 – Na imagem (a) são apresentados os resultados de*spin pumping* devido ao efeito Hall anômalo de spin inverso, em vermelho é apresentando os resultados na configuração $\theta = 0°$ enquanto em preto são os dados referentes a $\theta = 180°$. Em (b) são apresentadas curvas de *spin pumping* para diferentes potências de *rf*, o *inset* mostra o valor de pico gerado em função da potência, nele é possível observar uma dependência linear. Em (c) é apresentado medidas de *spin pumping* para YIG/Pt(2nm)/Ti(10nm), devido a falta do parâmetro de ordem na camada detectora nenhum sinal é observado.



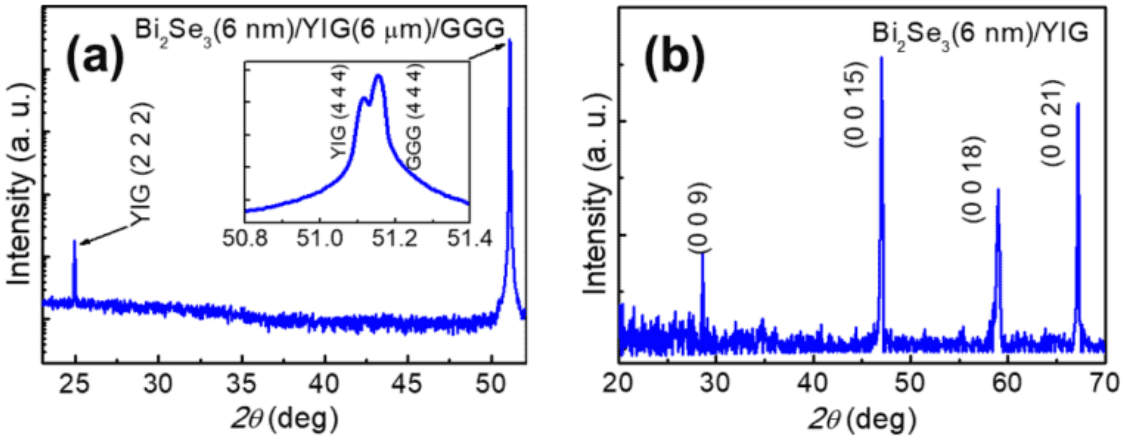
Fonte: O Autor (2024).

corrente de spin em corrente de carga em bicamadas de YIG/Bi_2Se_3 foi feita. Os filmes de Bi_2Se_3 com diferentes espessuras (t = 4, 6 e 8 nm) foram crescidos por DC-*sputtering* à temperatura ambiente sobre filmes de YIG crescidos por epitaxia de fase líquida (LPE) em substratos GGG.

A maneira ideal de caracterização de um material quântico é feita por espectroscopia de fotoemissão resolvida em ângulo (ARPES). Nesse tipo de medida é possível mapear as bandas de energia e ver os cones de Dirac, podendo então concluir que o material é descrito por uma equação do tipo de Dirac. Além disso como é possível ver as bandas de energia do material pode ser feita uma verificação experimental direta da separação de bandas por efeito Rashba. Infelizmente no Brasil, ainda não há nenhum centro de pesquisa que atualmente consegue realizar medidas de ARPES. Felizmente o Bi_2Se_3 é um material que já é conhecido com seu espectro de raio-X e ARPES bem caracterizados na literatura [170, 174–176], podemos então inferir as propriedades topológicas do seleneto de bismuto crescido no laboratório por meio de medidas de raio-X. Fig.(57a) mostra o padrão de varredura $\theta - 2\theta$ de difração de raios-X fora do plano do filme GGG/YIG/Bi_2Se_3(6nm), exibindo reflexões associadas aos planos cristalinos (222) e (444) do YIG, demonstrando a natureza cristalina do filme YIG. O espectro de raios-X no *inset* mostra o pico duplo correspondente às reflexões Bragg (444) do substrato GGG e ao plano (444) do YIG. Para se caracterizar filmes finos é necessário otimizar a contribuição de espalhamento dos filmes de Bi_2Se_3, dessa forma foi feito uso da técnica de difração de raios-X com incidência rasante (GIXRD) para investigar as amostras, por meio dessa técnica podemos remover o sinal do substrato do padrão de raio-X. O padrão GIXRD na Fig.(57b) mostra claramente os picos de difração característicos de um filme de Bi_2Se_3 policristalino com textura preferencial orientada ao longo dos planos: (0 0 9), (0 0 15), (0 0 18), (0 0 21), como previamente relatado [176, 177].

Tendo feito a caracterização por raio-X do Bi_2Se_3 e confirmando a natureza topológica do material, fora realizadas medidas de ressonância ferromagnética e de *spin-pumping* da

Figura 57 – (a) Padrões de difração de raio-X para varreduras de $\theta - 2\theta$ fora do plano para amostras de Bi_2Se_3 crescida sobre YIG/GGG. O espectro de XRD em alta resolução detalhando as posições dos picos da película de YIG e do substrato GGG é mostrado no *inset*. (b) O padrão de difração de raios-X com incidência rasante (GIXRD) da amostra Bi_2Se_3(6nm)/YIG/GGG.



Fonte: Imagem adaptada de [178].

heteroestrutura YIG/Bi_2Se_3. Fig.(58b) mostra o espectro FMR de uma amostra de YIG puro antes da deposição do filme de Bi_2Se_3, a linha mais forte corresponde ao modo FMR uniforme $(k_0 \approx 0)$ enquanto as linhas à esquerda do modo uniforme correspondem a modos de superfície híbridos de ondas de spin e as linhas à direita correspondem aos modos magnetostáticos de volume, todos os modos apresentam larguras de linha semelhantes, com $\Delta H_{YIG} = 1.4$ Oe. Ao depositar um filme de 4.0 nm de Bi_2Se_3 sob a camada de YIG, é possível observar um aumento na largura de linha de FMR para $\Delta H_{YIG/Bi2Se3} = 1.7$ Oe, como apresentado na seção de técnicas experimentais esse efeito é devido ao bombeamento de momento angular para a camada adjacente, a precessão da magnetização do YIG injeta uma densidade de corrente pura de spin J_s (em unidades de energia/área) dada por:

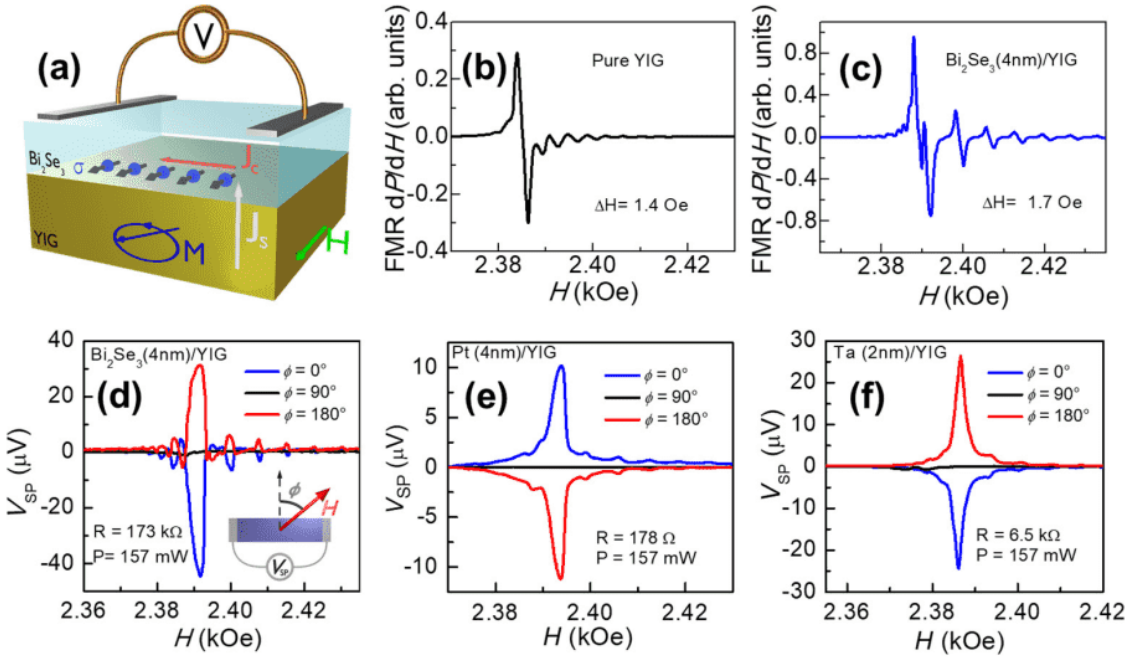
$$\vec{J_S} = \frac{\hbar \cdot g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{4\pi M_S^2} \left(\vec{M}(t) \times \frac{\partial \vec{M}(t)}{\partial t} \right). \tag{4.28}$$

Dentro do material, a corrente de spin induzida pela dinâmica da magnetização do YIG é convertida em uma densidade de corrente de carga transversal $\vec{J_C}$ que é detectada como um sinal de tensão V_{SP}. Pelo aumento da largura de linha do sistema podemos estimar $g_{eff}^{\uparrow\downarrow}$ do sistema pela relação:

$$g_{eff}^{\uparrow\downarrow} = \frac{4\pi M}{\hbar\omega} \left(\Delta H_{YIG/Bi2Se3} - \Delta H_{YIG} \right), \tag{4.29}$$

Usando os valores de magnetização de saturação do YIG e frequência de ressonância usada encontramos um valor de $g_{eff}^{\uparrow\downarrow} = 5.4 \times 10^{13} cm^{-2}$, esse valor é ligeiramente menor do que o valor estimado para filmes de YIG/Pt [179].

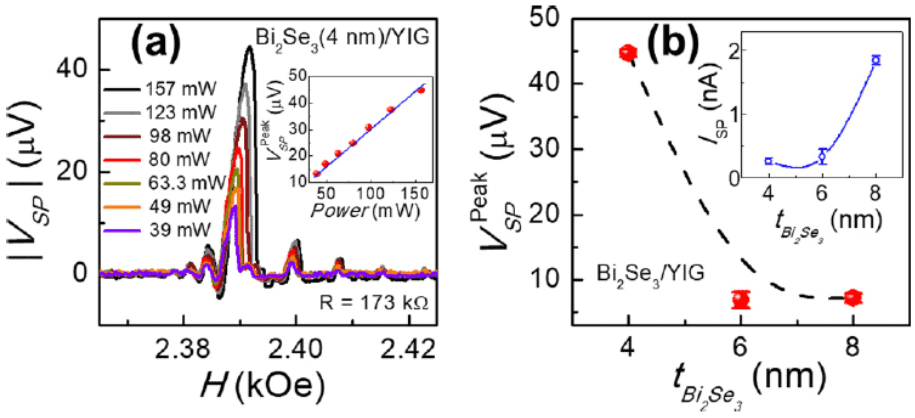
Figura 58 – (a) Padrões de difração de raio-X para varreduras de $\theta - 2\theta$ fora do plano para amostras de Bi_2Se_3 crescida sobre YIG/GGG. O espectro de XRD em alta resolução detalhando as posições dos picos da película de YIG e do substrato GGG é mostrado no *inset*. (b) O padrão de difração de raios-X com incidência rasante (GIXRD) da amostra Bi_2Se_3(6nm)/YIG/GGG.



Fonte: Imagem retirada de [178].

A Fig.(58d) mostra a tensão de *spin-pumping* (V_{SP}) medida em uma bicamada de Bi_2Se_3(4 nm)/YIG para três direções de campo na horizontal dadas por $\phi = 0°, 90°, 180°$ conforme ilustrado no *inset*. Essa dependência angular com a direção de campo é um indicativo de que a tensão medida depende da polarização da corrente de spin, ou seja, o sinal pode ser proveniente de uma conversão por ISHE ou por IREE. A polarização da corrente de spin se alinha com o campo magnético, dessa forma ao inverter o campo o sinal muda de polarização enquanto na configuração $\phi = 90°$ nenhum sinal é observado devido a geometria de medida, essa relação 0-90-180 é uma assinatura clássica da conversão de corrente de spin em corrente de carga por ISHE, indicando que o sistema converte por efeitos de volume, contudo não podemos ainda descartar efeitos de superfície. A assimetria entre os picos positivos e negativos é semelhante à observada em outros sistemas de bicamada e é atribuída principalmente a efeitos termoelétricos [180]. Para comparação, os espectros de varredura de campo de V_{SP} para as bicamadas Pt(4 nm)/YIG e Ta(2 nm)/YIG obtidos com a mesma configuração experimental são mostrados nas Figs. (58e-f), respectivamente. Ao comparar com a Fig.(58d), é possível concluir que a polarização de V_{SP} de Bi_2Se_3 é a mesma do Tântalo, sendo oposta à de Platina, nesse tipo de situação é comumente digo que o θ_{SH} do Bi_2Se_3 é negativo, dado que o padrão de referência mundialmente aceito de spin-pumping que é a platina, apresenta sinal positivo.

Figura 59 – (a) Varreduras de campo de $|V_{SP}|$ para vários valores da potência de micro-ondas incidente. O *inset* mostra o valor de pico da tensão em função da potência de excitação de *rf* medida na amostra Bi_2Se_3(4 nm)/YIG. (b) Valor de pico da tensão medida em função da espessura do Bi_2Se_3 para uma potência incidente de 157 mW. O *inset* mostra a dependência da corrente de *spin-pumping* ($I_{SP} = V_{SP}^{pico}/R$).



Fonte: Imagem retirada de [178].

A Fig. (59a) mostra sinais de tensão $|V_{SP}|$ para o campo em $\phi = 0°$ medida com diferentes potências de *rf*. A dependência linear, apresentada no *inset*, confirma que as medições de FMR foram realizadas no regime linear de excitação. A Fig.(59b) mostra a dependência da tensão de pico na espessura da camada de Bi_2Se_3 (t_{Bi2Se3}) medida com 157 mW. Claramente, a tensão diminui com o aumento da espessura, esse resultado é justamente o contrário dos resultados em materiais nos quais a conversão de corrente de spin para carga ocorre no volume através do efeito Hall de spin inverso (ISHE), como no Pt, em tais materiais o sinal de tensão aumenta com a espessura até um valor critico definido pelo comprimento de difusão. A diminuição na tensão de pico com a espessura também já foi observada em Bi_2Se_3 cristalino crescida por MBE [171]. Considerando um caso hipotético onde o sinal medido é devido somete a efeitos de volume, a tensão de *spin-pumping* é descrita por:

$$V_{SP}(H) = \frac{R_N \cdot e \cdot \theta_{SH} \cdot \lambda_N \cdot w \cdot p_{xz} \omega g_{eff}^{\uparrow\downarrow}}{8\pi} tanh\left(\frac{t_N}{2\lambda_N}\right)\left(\frac{h_{rf}}{\Delta H}\right)^2 \times L(H - H_R)cos(\phi), \tag{4.30}$$

onde, R_N, t_N, λ_N e w são, respectivamente, a resistência, a espessura, o comprimento de difusão do spin e a largura da camada de Bi_2Se_3, $\omega = 2\pi f$ é a frequência de micro-ondas, e p_{xz} é um fator que expressa a elipticidade e a variação espacial da magnetização de *rf* do modo FMR. Além disso, h_{rf} e ΔH são o campo de micro-ondas aplicado e a largura de linha FMR, finalmente $L(H - H_R)$ representa a função de Lorentz.

Devido ao comportamento observado da tensão em função da espessura, podemos assumir que $2\lambda_N \gg t_N$, dessa forma $tanh(t_N/2\lambda_N) \approx t_N/2\lambda_N$, de forma que a tensão de *spin-pumping*

pode ser escrita como:

$$V_{SP} = \left(\frac{R_N \cdot f \cdot e \cdot \theta_{SH} \cdot w \cdot p_{xz} \cdot g_{eff}^{\uparrow\downarrow} \cdot t_N}{8} \right) \cdot \left(\frac{h_{rf}}{\Delta H} \right)^2 . \tag{4.31}$$

Essa expressão não depende de λ_N, o que é esperado para conversão por estados de superfície, de modo que t_N pode ser interpretado como uma espessura efetiva atribuída ao Bi_2Se_3. A partir das grandezas medidas para a bicamada Bi_2Se_3(4 nm)/YIG, a espessura efetiva da camada de material topológico é estimada como sendo $t_N = 0.46$ Å. Este valor pequeno, sendo da ordem do raio atômico para um átomo de Hidrogênio, não representa um valor físico para uma camada efetiva que converte uma densidade de corrente de spin 3D em uma corrente de carga 3D, como no efeito spin Hall inverso.

Considerando então uma conversão por efeito Rashba-Edelstein inverso, ou seja por efeitos de superfície, é estimado o comprimento efetivo $\lambda_{IREE} = \frac{\hbar}{2e}\frac{J_c}{J_s}$. Usando as quantidades físicas para as amostras de YIG/Bi_2Se_3(t=4,6,8nm) obtemos os seguintes valores de λ_{IREE}.

$$\lambda_{IREE}(t = 4nm) = (2.2 \pm 0.4) \times 10^{-12} m,$$

$$\lambda_{IREE}(t = 6nm) = (2.0, \pm 0.5) \times 10^{-12} m,$$

$$\lambda_{IREE}(t = 8nm) = (1.2 \pm 0.1) \times 10^{-12} m.$$

onde as barras de erro são incorporadas ao λ_{IREE} levando em consideração a variação de tensão medidas em $\phi = 0°$ e $\phi = 180°$. Portanto, foram encontrados valores que variam na faixa de $1.2pm < |\lambda_{IREE}| < 2.2pm$, tais valores são consistentes com valores previamente reportados na literatura de $0,0011nm < \lambda_{IREE} < 0,11nm$ [171, 172], além disso eles representam um comprimento efeito de alguns picnômetros, indicando que o efeito ocorre na interface entre dois materiais.

Embora não há base para desconsiderar por completo mecanismos de difusão de spin, os valores de λ_{IREE} apoiam fortemente o papel desempenhado pelos estados de superfície no processo de conversão de corrente de spin spin para corrente de carga que ocorre em camadas de Bi_2Se_3 depositadas por *sputtering*. De fato, filmes granulares de seleneto de bismuto crescidos por *sputtering* mantêm as propriedades do isolante topológico mesmo na escala nanométrica. Há trabalhos que estudam os mecanismos básicos que explicam a existência de estados de superfície topológicos em filmes granulares de Bi_2Se_3, esses trabalhos se baseiam no tunelamento de elétrons entre as superfícies dos grãos. Além disso o confinamento quântico de elétrons em grãos

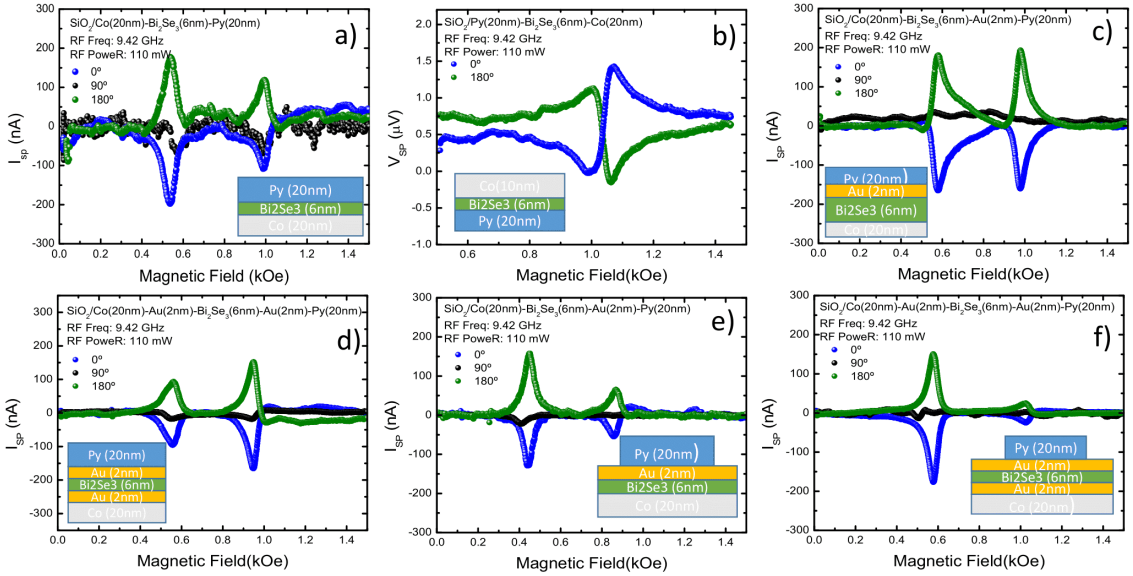
de tamanho nanométrico também já foi considerado como a razão do elevado efeito de conversão de spin para carga em isolantes topológicos granulares [173].

Isolantes topológicos (TI) 3D, como no caso do Bi_2Se_3, também chamados de TI tipo Z^2, fora inicialmente previstos como isolantes topológicos que apresentam simetria de inversão temporal e efeito spin-órbita significativo, a combinação de ambos os efeitos permite a existência de estados de superfície via efeito Spin-Hall Quântico (QSH) mesmo sem a quebra de simetria [181]. Uma magnetização espontânea no entanto, quebra a simetria de inversão temporal o que resulta em um termo de energia não dependente de $\vec{k}$, ou seja, ocorre a abertura do cone de Dirac por um valor constante que é chamado de termo de massa. Materiais que são isolantes topológicos mas apresentam magnetização espontânea são chamados de isolantes topológicos magnéticos, atualmente há dois tipos de estruturas que recebem essa classificação, a primeira delas são isolantes topológicos dopados por materiais magnéticos como Fe, enquanto o segundo tipo de estrutura são filmes finos de FM/TI onde há contato atômico de um ferromagneto metálico com o material topológico. Em isolantes topológicos magnéticos, dependendo do nível de Fermi do sistema pode ocorrer o surgimento de um efeito Hall quântico em campo magnético zero, que é conhecido como efeito Hall quântico anômalo (QAHE) [182–186], nesse tipo de sistema ocorre a abertura do GAP mas os estados de superfície nas bandas de valência e condução do material se mantém, com elétrons sendo separados baseado na polarização do spin.

Dado o trabalho realizado com Antimônio, onde foi verificado que a conversão de corrente de spin em corrente de carga não depende da direção de injeção devido à presença de estados de superfície, heteroestruturas de Co/Bi_2Se_3/Py e Py/Bi_2Se_3/Co foram fabricadas sob o substrato de SiO_2, nessas heteroestruturas todos os filmes foram crescidos por DC-*sputtering*. O intuito dessas amostras são verificar por uma maneira alternativa a existência de estados de superfície do material, além disso tentar entender como proximidade atômica com materiais ferromagnéticos influência os materiais quânticos e seus estados de superfície.

Inicialmente, amostras de Co(20nm)/Bi_2Se_3(6nm)/Py(20nm) juntamente com amostras de Py(20nm)/Bi_2Se_3(6nm)/Co(20nm) foram fabricadas, nesse sistema o material ferromagnético está em contato atômico com o material topológico, inicialmente foi fixado a espessura do Bi_2Se_3 em 6 nanômetros pois nessa espessura ele é um isolante topológico [187]. Figuras (60a,b) são apresentados sinais de *spin-pumping* para as tricâmaras de Co(20nm)/Bi_2Se_3(6nm)/Py(20nm) e Py(20nm)/Bi_2Se_3(6nm)/Co(20nm) respectivamente, note que enquanto o sinal do Py crescido sobre o seleneto de bismuto é visível o sinal do cobalto crescido sobre o material topológico é praticamente inexistente, isso se deve ao fato do Bi_2Se_3 crescer de forma granular, como é muito mais fácil crescer Py magnético do que cobalto, foi optado por manter o Py como a camada superior do sistema, note ainda que na tricâmara de Co(20nm)/Bi_2Se_3(6nm)/Py(20nm), os sinais de *spin-pumping* referente aos dois ferromagnetos apresentam a mesma polaridade indicando fortemente que há estados de superfície no material, há no entanto que levar em conta possíveis contribuições da auto-retificação do Py ao sinal como pode ser observado pelo sinal a $\phi = 90°$.

Figura 60 – Sinais de *spin-pumping* para as seguintes estruturas: (a) Co/Bi_2Se_3/Py, (b) Py/Bi_2Se_3/Co, (c) Co/Bi_2Se_3/Au/Py, (d) Co/Bi_2Se_3/Au/Py, (e) Co/Bi_2Se_3/Au/Py, (f) Co/Bi_2Se_3/Au/Py, em todos os casos foram a espessura dos ferromagnetos foi de 20nm enquanto a espessura do Bi_2Se_3 foi de 6nm, as camadas de ouro usadas foram de 2nm, além disso nas duas últimas estruturas o Py foi crescido em ilha.



Fonte: O Autor (2024).

Figuras (60c-d) são apresentado os resultados de *spin-pumping* para as estruturas Co/Bi_2Se_3/Au/Py e Co/Au/Bi_2Se_3/Au/Py respectivamente, nesse tipo de sistema o Au separa o contato atômico do material topológico do material ferromagneto, dessa maneira é esperado que, na interface do material topológico com o ouro, o cone de Dirac esteja fechado e os sistema se comporte como um isolante topológico do tipo Z^2. No entanto é observado que em ambas estruturas, o sinal de *spin-pumping* apresentado possuem a mesma polaridade sendo assim independente da direção de injeção. Esse tipo de comparação com e sem a camada de ouro aponta uma ideia de que a conversão por IREE não depende da existência do cone de Dirac e sim da existência de estados de superfície. Além disso é possível observar que a assimetria do sinal diminui ao inserir uma camada de ouro entre o ferromagneto e o material topológico, isso ocorre pois como o ouro é muito bom condutor, dessa forma a corrente gerada passa predominantemente pela tricâmara Au/isolante topológico/Au. Vale aqui comentar que é esperado que existam perdas de corrente

de spin nas interfaces e o sinal de *spin-pumping* diminua ao inserir a camada de ouro no meio da heteroestrutura.

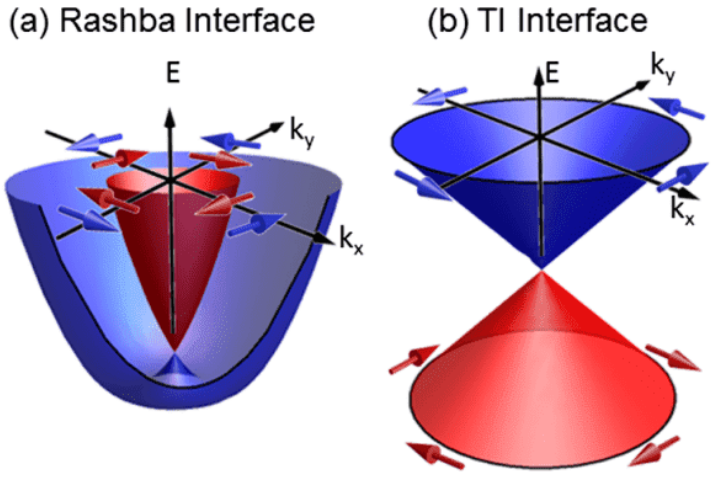
Com o intuito de diminuir a influência da camada de Py para o sinal, estruturas de Co/Bi_2Se_3/Au/Py e Co/Au/Bi_2Se_3/Au/Py onde o Py foi crescido em uma ilha, foram fabricadas, os resultados de *spin-pumping* para tais estruturas é apresentado nas figuras (60e-f). Em ambos as estruturas os sinais medidos mostram que a corrente medida também não depende da direção de injeção, com ambos os picos possuindo a mesma polaridade, note ainda que o sinal de *spin-pumping* referente ao Py cai bastante quando existe uma segunda camada de Au entre o cobalto e o seleneto de bismuto.

Como já comentado, para amostras com a camada de ouro é esperado que o seleneto de bismuto apresente estados de superfície devido à sua natureza topológica, enquanto para a interface FM/TI é esperado que ocorra a abertura dos cones de energia do material topológico mas estados de superfície ainda sejam mantidos devido ao AQSHE. Como ambos os sinais apresentam mesma polaridade, e a contribuição de efeitos de auto-retificação são miniminizados devido à ilha de Py, podemos afirmar que a maior contribuição para a conversão da corrente de spin em corrente de carga é dada pelos estados de superfície das interfaces. Além disso podemos afirmar que não é necessário ter um cone de Dirac para que ocorra a conversão da corrente de spin em corrente de carga por estados de superfície. O fator que aparenta ser importante é o *spin-momentum Locking* que é presente tanto no isolante topológico por meio do efeito Hall quântico como no efeito Rashba. A queda da tensão de pico na Fig. (60f) é intrigante, ela pode apontar que exista uma diferença entre a conversão de corrente de spin em corrente de carga em isolantes topológicos devido ao cone de Dirac. Como é possível observar na Fig. (61), a diferença dos estados de superfície produzidos pelo efeito Rashba dos estados de superfície de um isolante topológico é que em uma superfície Rashba, a banda de condução apresenta *spin-momentum locking* contudo ela não separa os spins *up* dos spins *down*, ambos coexistem na interface eles só se movem em direções diferentes. Nos estados de superfície de um isolante topológico, ambas as partes do cone de Dirac apresentam *spin-momentum locking* contudo na parte superior do cone só se propagam spins com polaridade *up* enquanto na parte inferior do cone só se propagam spin com polaridade *down*. Essa ideia da influência do cone de Dirac é no entanto só uma suposição e outros resultados teóricos e ou experimentais são necessários para confirmar a ideia.

Após verificar a existência dos estados de superfície do material mesmo na situação de contato atômico, amostras de Co(20nm)/Au(2nm)/Bi_2Se_3(t)/Au(2nm)/Py(20nm) com $t = 0, 2, 4, 6, 8$ nm foram fabricadas. O intuito desse experimento é juntar o que já foi aprendido e tentar verificar se há alguma diferença entre estados de superfície topológico e estados de superfície devido ao efeito Rashba. Os resultados de *spin-pumping* para esse conjunto de amostra se encontra na Fig.(62).

Fig.(62b) apresenta o sinal de *spin-pumping* para uma camada de Bi_2Se_3(0nm), ou seja é apresenta a conversão de corrente de spin em corrente de carga apenas do ouro. Note que o sinal do proveniente do Co apresenta uma grande componente assimétrica mas o sinal aparenta

Figura 61 – Em (a), dispersão de energia dos estados 2D de uma interface com efeito Rashba e (b) dispersão de energia de um isolante topológico com cone de Dirac e estados de superfície ou de interface de um isolante topológico. Em ambos os casos é possível observar a existência do *spin-momentum locking*, a diferença entre ambas as superfícies é que na superfície Rashba ambos ocorrem no mesmo plano, enquanto no isolante topológico ocorre a separação dos spins pelo plano nodal formado pelo ponto de Dirac.

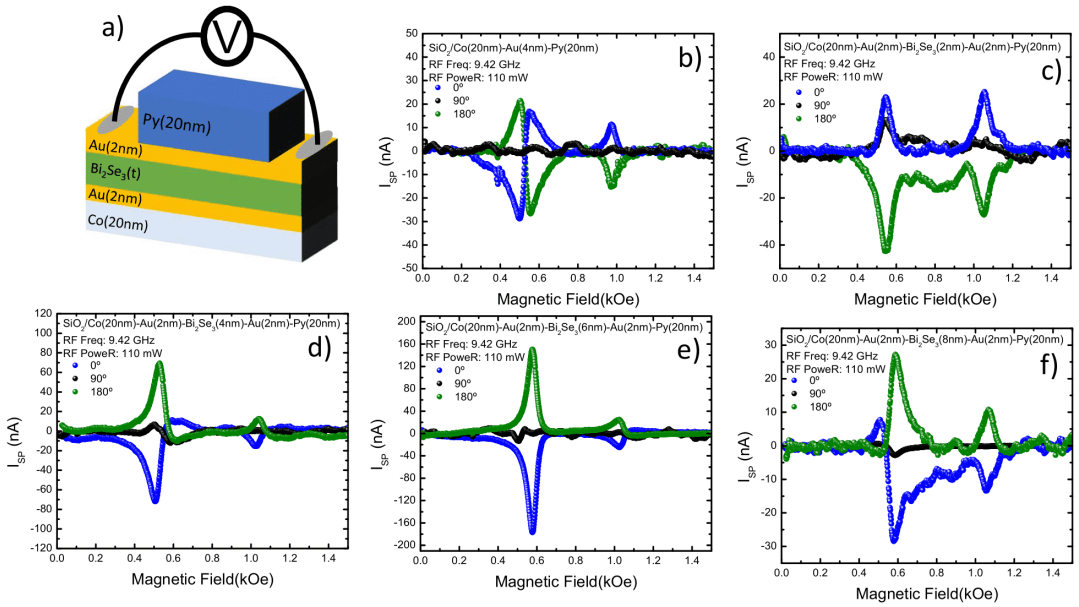


Fonte: Imagem retirada de [188].

inverter com a direção de injeção. Fig.(62c-f) são apresentados os sinais de *spin-pumping* para a heteroestrutura contendo filmes de Bi_2Se_3 de 2,4,6,8 nm. Para filmes mais finos é possível observar uma assimetria significante principalmente na ressonância do cobalto, e para entender como esse sinal aparece é necessário entender um pouco da estrutura do Bi_2Se_3. Idealmente, o seleneto de bismuto cresce formando uma estrutura laminar composta pela repetição de pilhas de cinco monocamadas atômicas (também chamado de "quíntuplo layers"ou QL) [189], cada QL consiste de camadas com átomos de Se ou Bi intercalados. Além disso cada conjunto de cinco camadas é ligado a outro conjunto de cinto camadas por meio de interações de van der Waals, esse tipo de ligação é facilmente quebrada por isso é possível esfoliar o seleneto de bismuto.

Medidas de ARPES para diferentes espessuras de Bi_2Se_3 verificam que o cone de Dirac só se fecha para espessuras maiores do que cinco QL, como cada QL apresenta aproximadamente 1 nm de espessura o cone de Dirac só é fechado para espessuras maiores do que 5nm. Dessa forma para os filmes com t=2,4 nm o TI funciona como um material semicondutor cuja a resistência é significante podendo chegar a ser ordens de grandeza maior do que a da camada de cobalto, dessa forma a contribuição da auto retificação de spin no cobalto acaba se tornando significativa. Note ainda que mesmo para filmes finos, o sinal de *spin-pumping* não depende da direção de injeção, como o sistema não apresenta o cone de Dirac para baixas espessuras esse tipo de conversão só pode ser associado à existência de estados de superfície tipo Rashba devido ao forte acoplamento spin-órbita do material, de fato é possível observar a separação de bandas tipo Rashba por imagens de ARPES para filmes finos de Bi_2Se_3 [187, 190].

Figura 62 – Sinais de *spin-pumping* para as estruturas de Co/Au/Bi_2Se_3(tnm)/Au/Py com espessuras (a) t = 0nm, (b) t = 2nm, (c) t = 4nm, (d) t = 6nm, (d) t = 8nm. Em todos os casos o Py foi crescido em forma em uma ilha para evitar contribuições galvanomagnéticas ao sinal.



Fonte: O Autor (2024).

Para os filmes mais espessos, o sistema começa a apresentar o cone de Dirac. Nesse tipo de sistema teoricamente elétrons seriam separados por seu spin e o transporte deveria ser feito sem que ocorra espalhamentos devido à proteção topológica, na prática é observado que a resistência do sistema diminui mas ela não chega a tender a zero. Contudo a diminuição da resistência da camada de Bi_2Se_3 faz com que a contribuição dos efeitos galvanomagnéticos do Cobalto sejam menores. Curiosamente ao comparar o sinal de *spin pumping* do Cobalto e do Permalloy para a espessura de 8 nanômetros de Bi_2Se_3 é possível observar que há uma diminuição significativa em ambos os sinais à medida que o material topológico fica mais espesso. Olhando principalmente para o sinal do Py, para as camadas de 2 e 4 nanômetros o sinal aparenta ser constante, enquanto para a camada de 8 nanômetros o sinal decai consideravelmente. Como o Py foi crescido em ilha contribuições de efeitos galvanomagnéticos podem ser desconsideradas, dessa forma a hipótese previamente levantada da influência do cone de Dirac no sinal parece solida.

As medidas realizadas em amostras com 6 nanômetros de Bi_2Se_3 apresentam resultados intrigantes. Foi observado uma tendencia de queda no sinal a medida que o filme fique mais espesso em ambos os experimentos realizados contudo para o Bi_2Se_3 crescido sobre Co a amostra de 6nm apresenta um sinal alto não condizendo com a tendencia proposta. Isso pode ser um indicativo das falhas do material devido ao uso da técnica de *Sputtering*. Ao crescer o TI sobre YIG ele cresce granular mas cresce predominantemente orientado ao longo da direção [0 0 3], já o mesmo não pode ser afirmado sobre os filmes crescidos sobre Cobalto. Os estudos de ARPES que verificaram que o cone se forma a partir de 5 QL foram realizados usado amostras crescidas por epitaxia de feixe molecular, dessa forma as amostras não apresentavam falhas. A técnica *Sputtering* por sua vez é muito energética, então é de se esperar que o filme produzido apresente defeitos e a espessura mínima para que o cone de Dirac exista pode acabar variando.

Apesar de curiosos os resultados, tudo relacionado a influência do cone na conversão de corrente de spin em corrente de carga são apenas hipóteses formuladas com os dados obtidos e se faz a necessário a realização de técnicas mais sofisticadas para verificar a interface de ambos os filmes. Por exemplo é conhecido na literatura que Py pode difundir entre filmes, desas forma medidas de microscopia eletrônica de varredura e transmissão seriam necessárias para verificar a distribuição atômica nas interfaces.

5 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

Dos experimentos realizados, podemos concluir que a corrente de spin é uma ótima maneira de testar as propriedades quânticas de um material, pois ela própria é uma grandeza quântica. Além disso, podemos concluir que cada material apresenta uma maneira distinta de converter corrente de spin em corrente de carga. Para materiais paramagnéticos, ao longo dos anos, foi observado que o principal mecanismo de conversão de corrente de spin em corrente de carga é por efeitos de *bulk*, ou seja, ocorre pelo efeito Hall de spin inverso. Para materiais diamagnéticos como o Bi e o Sb, foi observado que tais materiais não possuem conversão de corrente de spin por efeitos de *bulk*. Para explicar esse fenômeno em Bi é proposto um modelo de difusão de spin onde o diamagnetismo do material atua como um campo efetivo oposto à polarização de spin do material, resultando em um mecanismo extra de dissipação. No entanto, foi observado no experimento com Sb que é possível existir conversão de corrente de spin em corrente de carga por efeitos de interface. Nesse tipo de efeito, a conversão não depende da direção da corrente de spin, mas sim da polarização da corrente de spin, que dita a direção da densidade de spin fora do equilíbrio que se forma na interface. Além disso, foi observado que em sistemas que apresentam o efeito Rashba, é possível controlar a intensidade e a polaridade da conversão de spin em corrente de carga por meio de uma corrente elétrica externa.

No trabalho realizado em materiais ferromagnéticos, foi observado que além da conversão tradicional de *bulk*, descrita pelo efeito Hall de spin inverso, existem componentes anômalas do efeito Hall inverso que dependem da direção da magnetização do material. Especificamente, foi observado que quando a corrente de spin e sua polarização são paralelas, um sinal é observado quando a direção da magnetização do material é perpendicular à direção/polarização da corrente. Esse termo observado experimentalmente foi o termo J_S^{33}, que já havia sido previsto teoricamente [164]. Aplicando essa mesma metodologia para materiais antiferromagnéticos foi possível observar um sinal anômalo. A diferença entre materiais ferromagnéticos e antiferromagnetos se dá na escolha do parâmetro de ordem. Para materiais antiferromagnéticos o parâmetro de ordem é o vetor de Néel, que acaba sendo mais rígido do que a magnetização de um ferromagneto, sendo assim foi observado que ao inverter o campo magnético externo o sinal acaba trocando de polaridade.

Em isolantes topológicos, foi inicialmente observado que a conversão de corrente de spin em corrente de carga deve ser feita por estados de superfície, dado que ao calcular a espessura efetiva da camada, foi encontrado um valor não físico. Seguindo a ideia do experimento feito no Sb, onde é feita a injeção de corrente de spin por duas direções distintas, foi observado que a conversão de spin em carga nesse tipo de material ocorre por efeitos de interface, seja por efeito Rashba ou pela natureza topológica. Esse resultado aponta o forte papel que o *spin-momentum locking* tem na conversão de corrente de spin em corrente de carga. Além disso, é formulada uma hipótese sobre o papel do cone de Dirac no processo de conversão; contudo, medidas mais sofisticadas são necessárias para comprovar tal hipótese.

Vale aqui comentar que ainda há muito a ser estudado em materiais quânticos. Atualmente, ARPES é a medida mais aceita e direta para comprovar que o material apresenta o cone de Dirac, contudo, esse tipo de medida é difícil de fazer e necessita de uma fonte de luz Síncrotron. Ao longo dos quatro anos do doutorado, foram feitas tentativas de medir o efeito Hall topológico [191, 192] em tais materiais, resultados preliminares aparentavam exibir uma assinatura do efeito Hall topológico em amostras de MgO/Bi_2Se_3; contudo, não era possível afirmar o que estava sendo observado devido ao campo magnético elevado necessário para ver tal efeito. Fica então uma proposta de experimento: verificar a existência do efeito Hall topológico em materiais quânticos. Caso seja verificada a existência de tal efeito, podemos vincular diretamente a proteção topológica do material com uma medida elétrica.

Spintrônica é uma área relativamente nova e ainda há muito a ser explorado. Por exemplo, além dos materiais pesados usados nesta tese, recentemente, materiais leves têm chamado atenção devido a efeitos de conversão de fluxo de momento angular orbital em fluxo de carga. Temos então análogos dos efeitos ISHE e IREE para o momento angular orbital do material, mesmo quando há quenching do momento angular $\vec{L}$. Trabalhos nessa área verificaram que ao injetar uma corrente pura de spin em um filme de Pt, é produzida uma corrente emaranhada de spin-orbital. Dessa forma, podemos usar a parte orbital para testar materiais leves [193]. Essa área apresenta uma grande aplicabilidade, dado que a conversão dos efeitos orbitais pode ser de ordens de grandeza maior do que a conversão de efeitos de spin. Além disso, dispositivos que focam nesses efeitos seriam à base de materiais mais leves e baratos, como por exemplo cobre, óxido de cobre e titânio.

REFERÊNCIAS

[1] BAIBICH, M. N.; BROTO, J. M.; FERT, A.; VAN DAU, F. N.; PETROFF, F.; ETIENNE, P.; CREUZET, G.; FRIEDERICH, A.; CHAZELAS, J. Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices. **Phys. Rev. Lett.**, v. 61, p. 2472–2475, 1988. 24

[2] The nobel prize in physics 2007, 2007. 24

[3] 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. 24

[4] BADER, S.; PARKIN, S. Spintronics. **Annual Review of Condensed Matter Physics**, v. 1, n. 1, p. 71–88, 2010. 24

[5] AWSCHALOM, D. D.; FLATTÉ, M. E. Challenges for semiconductor spintronics. **Nature Physics**, v. 3, n. 3, p. 153–159, 2007. 24

[6] HAN, W.; MAEKAWA, S.; XIE, X.-C. Spin current as a probe of quantum materials. **Nature Materials**, v. 19, n. 2, p. 139–152, 2019. 24

[7] DYAKONOV, M.; PEREL, V. Possibility of orienting electron spins with current. **Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters**, v. 13, p. 467, 1971. 24, 42

[8] SAITOH, E.; UEDA, M.; MIYAJIMA, H.; TATARA, G. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-hall effect. **Applied Physics Letters**, v. 88, n. 18, p. 182509, 2006. 24, 43, 76, 96, 97, 116

[9] TSERKOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E. W. Enhanced gilbert damping in thin ferromagnetic films. **Phys. Rev. Lett.**, v. 88, p. 117601, 2002. 24, 70, 71

[10] UCHIDA, K.; TAKAHASHI, S.; HARII, K.; IEDA, J.; KOSHIBAE, W.; ANDO, K.; MAEKAWA, S.; SAITOH, E. Observation of the spin seebeck effect. **Nature**, v. 455, n. 7214, p. 778–781, 2008. 24

[11] ANDO, Y. Spintronics technology and device development. **Japanese Journal of Applied Physics**, v. 54, n. 7, p. 070101, 2015. 24

[12] AWSCHALOM, D. D.; BASSETT, L. C.; DZURAK, A. S.; HU, E. L.; PETTA, J. R. Quantum spintronics: Engineering and manipulating atom-like spins in semiconductors. **Science**, v. 339, n. 6124, p. 1174–1179, 2013. 24

[13] BÖHNERT, T.; REZAEIYAN, Y.; CLARO, M. S.; BENETTI, L.; JENKINS, A. S.; FARKHANI, H.; MORADI, F.; FERREIRA, R. Weighted spin torque nano-oscillator system for neuromorphic computing. **Communications Engineering**, v. 2, n. 1, 2023. 24

[14] GROLLIER, J.; QUERLIOZ, D.; CAMSARI, K. Y.; EVERSCHOR-SITTE, K.; FUKAMI, S.; STILES, M. D. Neuromorphic spintronics. **Nature Electronics**, v. 3, n. 7, p. 360–370, 2020. 24

[15] REZENDE, S. **Fundamentals of magnonics**. Lecture Notes in Physics. Springer International Publishing, 2020. 25, 37, 40, 50, 61, 76, 97, 100, 127

[16] LIU, B.; ZHANG, W. Research progress of topological quantum materials: From first-order to higher-order. **Symmetry**, v. 15, n. 9, 2023. 25

[17] HE, M.; SUN, H.; HE, Q. L. Topological insulator: Spintronics and quantum computations. **Frontier of Physics**, v. 14, n. 4, 2019. 25

[18] PREMASIRI, K.; GAO, X. P. A. Tuning spin–orbit coupling in 2d materials for spintronics: a topical review. **Journal of Physics: Condensed Matter**, v. 31, n. 19, p. 193001, 2019. 25

[19] QIN, H.; HOLLÄNDER, R. B.; FLAJSMAN, L.; VAN DIJKEN, S. Low-loss nanoscopic spin-wave guiding in continuous yttrium iron garnet films. **Nano Letters**, v. 22, n. 13, p. 5294–5300, 2022. 25

[20] WANG, Q.; KEWENIG, M.; SCHNEIDER, M.; VERBA, R.; KOHL, F.; HEINZ, B.; GEILEN, M.; MOHSENI, M.; LÄGEL, B.; CIUBOTARU, F.; ADELMANN, C.; DUBS, C.; COTOFANA, S. D.; DOBROVOLSKIY, O. V.; BRÄCHER, T.; PIRRO, P.; CHUMAK, A. V. A magnonic directional coupler for integrated magnonic half-adders. **Nature Electronics**, v. 3, n. 12, p. 765–774, 2020. 25

[21] QIN, H.; HOLLÄNDER, R. B.; FLAJSMAN, L.; HERMANN, F.; DREYER, R.; WOLTERSDORF, G.; VAN DIJKEN, S. Nanoscale magnonic Fabry-Pérot resonator for low-loss spin-wave manipulation. **Nature Communications**, v. 12, n. 1, 2021. 25

[22] HIROHATA, A.; TAKANASHI, K. Future perspectives for spintronic devices. **Journal of Physics D: Applied Physics**, v. 47, n. 19, p. 193001, 2014. 26

[23] MANCHON, A.; KOO, H. C.; NITTA, J.; FROLOV, S. M.; DUINE, R. A. New perspectives for rashba spin–orbit coupling. **Nature Materials**, v. 14, n. 9, p. 871–882, 2015. 27

[24] SAKURAI, J. J.; NAPOLITANO, J. **Modern quantum mechanics**. 2. ed. Cambridge University Press, 2017. 29, 160

[25] DIRAC, P. A. M. **The principles of quantum mechanics**. 4. ed., International Series of Monographs on Physics. Clarendon Press, 1982. 29

[26] ALEXANDER L. FETTER, JOHN DIRK WALECKA, P. **Quantum theory of many-particle systems**. Dover Books on Physics. Dover Publications, 2003. 31

[27] KASTBERG, A. **The spin–orbit interaction**. Cham: Springer International Publishing, 2020. p. 57–65. 34

[28] SILSBEE, R. H.; JANOSSY, A.; MONOD, P. Coupling between ferromagnetic and conduction-spin-resonance modes at a ferromagnetic—normal-metal interface. **Phys. Rev. B**, v. 19, p. 4382–4399, 1979. 35, 70

[29] JOHNSON, M.; SILSBEE, R. H. Coupling of electronic charge and spin at a ferromagnetic-paramagnetic metal interface. **Phys. Rev. B**, v. 37, p. 5312–5325, 1988. 35, 70

[30] Chapter five - spin pumping and spin currents in magnetic insulators. In: WU, M.; HOFFMANN, A. (Eds.) **Recent Advances in Magnetic Insulators - From Spintronics to Microwave Applications**. : Academic Press, 2013. v. 64 of **Solid State Physics**, p. 123 – 156. 36

[31] CANTOR, B. 141Fick's Laws: Diffusion. In: **The Equations of Materials**. : Oxford University Press, 07 2020. 39

[32] HIROHATA, A.; YAMADA, K.; NAKATANI, Y.; PREJBEANU, I.-L.; DIéNY, B.; PIRRO, P.; HILLEBRANDS, B. Review on spintronics: Principles and device applications. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 509, p. 166711, 2020. 39

[33] HIRSCH, J. E. Spin hall effect. **Physical Review Letters**, v. 83, n. 9, p. 1834–1837, 1999. 40, 42, 43

[34] PAPAIOANNOU, E. T.; BEIGANG, R. Thz spintronic emitters: a review on achievements and future challenges. **Nanophotonics**, v. 10, n. 4, p. 1243–1257, 2021. 40

[35] 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. 40

[36] SILVA, W. R.; FREITAS, L. V.; CUNHA, R. O.; MENDES, J. B. Construção de um medidor de campo magnético para utilização em processos de geração e manipulação de correntes puras de spin. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 45, p. e20230105, 2023. 41

[37] GOEL, N.; BABUTA, A.; KUMAR, A.; GANGULI, S. Hall effect instruments, evolution, implications, and future prospects. **Review of Scientific Instruments**, v. 91, n. 7, p. 071502, 2020. 42

[38] DYAKONOV, M.; PEREL, V. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors. **Physics Letters A**, v. 35, n. 6, p. 459–460, 1971. 42

[39] ZHANG, S. Spin hall effect in the presence of spin diffusion. **Phys. Rev. Lett.**, v. 85, p. 393–396, 2000. 42

[40] SINOVA, J.; CULCER, D.; NIU, Q.; SINITSYN, N. A.; JUNGWIRTH, T.; MACDONALD, A. H. Universal intrinsic spin hall effect. **Phys. Rev. Lett.**, v. 92, p. 126603, 2004. 42

[41] ENGEL, H.-A.; HALPERIN, B. I.; RASHBA, E. I. Theory of spin hall conductivity in n-doped GaAs. **Phys. Rev. Lett.**, v. 95, p. 166605, 2005. 42

[42] KATO, Y. K.; MYERS, R. C.; GOSSARD, A. C.; AWSCHALOM, D. D. Observation of the spin hall effect in semiconductors. **Science**, v. 306, n. 5703, p. 1910–1913, 2004. 42

[43] VALENZUELA, S. O.; TINKHAM, M. Direct electronic measurement of the spin hall effect. **Nature**, v. 442, n. 7099, p. 176–179, 2006. 42

[44] WHITE, R. M. **Quantum theory of magnetism: magnetic properties of materials**. 3rd, completely rev. ed. ed., Springer series in solid-state sciences. Springer, 2007. 42

[45] AZEVEDO, A.; VILELA LEÃO, L. H.; RODRIGUEZ-SUAREZ, R. L.; OLIVEIRA, A. B.; REZENDE, S. M. dc effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect? **Journal of Applied Physics**, v. 97, n. 10, p. 10C715, 2005. 43, 76, 96, 97, 116

[46] ALVES-SANTOS, O. **Spintrônica em heteroestruturas magnéticas: Conversão reciproca de corrente de spin e corrente de carga**. 2018. p. 153. Tese (Doutorado em Física) - Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 2018. 44, 55

[47] 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. 44, 106

[48] BYCHKOV, Y. A.; RASHBA, E. I. Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy. **Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters**, v. 39, p. 78, 1984. 44, 112

[49] EDELSTEIN, V. Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems. **Solid State Communications**, v. 73, n. 3, p. 233–235, 1990. 45, 112

[50] AST, C. R.; HENK, J.; ERNST, A.; MORESCHINI, L.; FALUB, M. C.; PACILÉ, D.; BRUNO, P.; KERN, K.; GRIONI, M. Giant spin splitting through surface alloying. **Phys. Rev. Lett.**, v. 98, p. 186807, 2007. 47

[51] W, A.; ASHCROFT, N.; MERMIN, N.; MERMIN, N.; COMPANY, B. P. **Solid state physics**. HRW international editions. Holt, Rinehart and Winston, 1976. 48

[52] FRISCHWASSER, K.; YULEVICH, I.; KLEINER, V.; HASMAN, E. Rashba-like spin degeneracy breaking in coupled thermal antenna lattices. **Opt. Express**, v. 19, n. 23, p. 23475–23482, 2011. 49

[53] HEIDE, M.; BIHLMAYER, G.; MAVROPOULOS, P.; BRINGER, A.; BLÜGEL, S. Spin orbit driven physics at surfaces. **Newsletter of the Psi-K Network**, v. 78, 2006. 51

[54] OKUMA, N. **Mathematical aspects of spin-momentum locking: generalization to magnonic systems and application of orbifold to topological material science**. 2017. p. 156. Tese (Doutorado em Física) - University of Tokyo, Tokyo, 2017. 52

[55] GAMBARDELLA, P.; MIRON, I. M. Current-induced spin–orbit torques. **Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, v. 369, n. 1948, p. 3175–3197, 2011. 53

[56] SILSBEE, R. H. Theory of the detection of current-induced spin polarization in a two-dimensional electron gas. **Phys. Rev. B**, v. 63, p. 155305, 2001. 53

[57] ROJAS SÁNCHEZ, J. C.; VILA, L.; DESFONDS, G.; GAMBARELLI, S.; ATTANÉ, J.; DE TERESA, J.; MAGÉN, C.; FERT, A. Spin-to-charge conversion using Rashba coupling at the interface between non-magnetic materials. **Nature communications**, v. 4, p. 2944, 2013. 53, 55, 77, 98, 99

[58] SHEN, J.; FENG, Z.; XU, P.; HOU, D.; GAO, Y.; JIN, X. Spin-to-charge conversion in Ag/Bi bilayer revisited. **Phys. Rev. Lett.**, v. 126, p. 197201, 2021. 54, 107

[59] CHENG, J.; MIAO, B. F.; LIU, Z.; YANG, M.; HE, K.; ZENG, Y. L.; NIU, H.; YANG, X.; WANG, Z. Q.; HONG, X. H.; FU, S. J.; SUN, L.; LIU, Y.; WU, Y. Z.; YUAN, Z.; DING, H. F. Coherent picture on the pure spin transport between Ag/Bi and ferromagnets. **Phys. Rev. Lett.**, v. 129, p. 097203, 2022. 54, 107

[60] SHEN, K.; VIGNALE, G.; RAIMONDI, R. Microscopic theory of the inverse edelstein effect. **Phys. Rev. Lett.**, v. 112, p. 096601, 2014. 54, 107, 112

[61] CHEN, S.; REN, C.; LIANG, S. Spintronics phenomena of two-dimensional electron gas at oxide interfaces. **Advanced Devices & Instrumentation**, v. 4, p. 0024, 2023. 54

[62] MENDES, J. B. S.; ALVES SANTOS, O.; MEIRELES, L. M.; LACERDA, R. G.; VILELA-LEÃO, L. H.; MACHADO, F. L. A.; RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R. L.; AZEVEDO, A.; REZENDE, S. M. 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, 2015. 55

[63] MENDES, J. B. S.; ALVES-SANTOS, O.; HOLANDA, J.; LORETO, R. P.; DE ARAUJO, C.; CHANG, C.-Z.; MOODERA, J. S.; AZEVEDO, A.; REZENDE, S. M. Dirac-surface-state-dominated spin to charge current conversion in the topological insulator $(Bi_{0.22}Sb_{0.78})_2Te_3$ films at room temperature. **Physical Review B**, v. 96, 2017. 55, 109, 129

[64] ARKAD'YEV, V. Absorption of electric waves in parallel wires. **J. Russ. Soc. Phys. Chem. Soc.(Phys. Ser.)**, v. 44, p. 165, 1912. 56

[65] DORFMANN, J. Einige bemerkungen zur kenntnis des mechanismus magnetischer erscheinungen. **Z. Physik**, v. 17, p. 98–123, 1923. 56

[66] ZAVOISKII, E. Absorption of electric waves in parallel wires. **J.Phys. USSR**, v. 10, p. 197, 1946. 56

[67] GRIFFITHS, J. Anomalous high-frequency resistance of ferromagnetic metals. **Nature**, v. 158, p. 670, 1946. 56

[68] KITTEL, C. Interpretation of anomalous larmor frequencies in ferromagnetic resonance experiment. **Phys. Rev.**, v. 71, p. 270–271, 1947. 56

[69] KITTEL, C. On the theory of ferromagnetic resonance absorption. **Phys. Rev.**, v. 73, p. 155–161, 1948. 56, 60, 61

[70] LANDAU, L. D. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. In: HAAR, D. T. (Ed.) **Collected Papers of L.D. Landau**. : Pergamon, 1965. p. 101 – 114. 56

[71] COEY, J. M. D. **Magnetism and magnetic materials**. New York: Cambridge University Press, 2010. 56, 59, 61

[72] GETZLAFF, M. **Fundamentals of magnetism**. Berlin: Springer, 2008. 56

[73] COSTA, J. L. **Estudos de relaxação magnética em filmes de $Fe_{75}Co_{25}$ com forte anisotropia induzida**. 2023. p. 86. Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 2023. 58

[74] WIGEN, P. E. **Nonlinear phenomena and chaos in magnetic materials**. World Scientific, 1994. 59

[75] KITTEL, C. **Introduction to solid state physics**. New York: Wiley, 1995. 61

[76] ANDERSON, P. W. The concept of spin-lattice relaxation in ferromagnetic materials. **Phys. Rev.**, v. 88, p. 1214–1214, 1952. 61

[77] KITTEL, C.; ABRAHAMS, E. Relaxation process in ferromagnetism. **Rev. Mod. Phys.**, v. 25, p. 233–238, 1953. 61

[78] YARIV, A. **Quantum electronics**. 3rd ed. ed. Wiley, 1989. 61, 69

[79] VILELA-LEAO, L. H. **Dinâmica de spin em interfaces metálicas: Mecanismos de relaxação e bombeamento de spins**. 2010. p. 199. Tese (Doutorado em Física) - Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 2010. 66

[80] LO, C. K. Instrumentation for ferromagnetic resonance spectrometer. In: YALCIN, O. (Ed.) **Ferromagnetic Resonance**. Rijeka: IntechOpen, 2013. Cap. 2. 68

[81] BRATAAS, A.; TSERKOVNYAK, Y.; BAUER, G. E. W.; HALPERIN, B. I. Spin battery operated by ferromagnetic resonance. **Phys. Rev. B**, v. 66, p. 060404, 2002. 70

[82] TSERKOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E. W. Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers. **Phys. Rev. B**, v. 66, p. 224403, 2002. 70, 72

[83] TSERKOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E. W.; HALPERIN, B. I. Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures. **Rev. Mod. Phys.**, v. 77, p. 1375–1421, 2005. 71, 72

[84] MIZUKAMI, S.; ANDO, Y.; MIYAZAKI, T. Effect of spin diffusion on gilbert damping for a very thin permalloy layer in Cu/permalloy/Cu/Pt films. **Phys. Rev. B**, v. 66, p. 104413, 2002. 75

[85] WANG, X.; BAUER, G. E. W.; VAN WEES, B. J.; BRATAAS, A.; TSERKOVNYAK, Y. Voltage generation by ferromagnetic resonance at a nonmagnet to ferromagnet contact. **Phys. Rev. Lett.**, v. 97, p. 216602, 2006. 76

[86] COSTACHE, M. V.; SLADKOV, M.; WATTS, S. M.; VAN DER WAL, C. H.; VAN WEES, B. J. Electrical detection of spin pumping due to the precessing magnetization of a single ferromagnet. **Phys. Rev. Lett.**, v. 97, p. 216603, 2006. 76

[87] MOSENDZ, O.; VLAMINCK, V.; PEARSON, J. E.; FRADIN, F. Y.; BAUER, G. E. W.; BADER, S. D.; HOFFMANN, A. Detection and quantification of inverse spin hall effect from spin pumping in permalloy/normal metal bilayers. **Phys. Rev. B**, v. 82, p. 214403, 2010. 76

[88] KAJIWARA, Y.; HARII, K.; TAKAHASHI, S.; OHE, J.; UCHIDA, K.; MIZUGUCHI, M.; UMEZAWA, H.; KAWAI, H.; ANDO, K.; TAKANASHI, K.; MAEKAWA, S.; SAITOH, E. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator. **Nature**, v. 464, n. 7286, p. 262–266, 2010. 77

[89] REZENDE, S. M.; RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R. L.; AZEVEDO, A. Magnetic relaxation due to spin pumping in thick ferromagnetic films in contact with normal metals. **Phys. Rev. B**, v. 88, p. 014404, 2013. 77

[90] WEILER, M.; ALTHAMMER, M.; SCHREIER, M.; LOTZE, J.; PERNPEINTNER, M.; MEYER, S.; HUEBL, H.; GROSS, R.; KAMRA, A.; XIAO, J.; CHEN, Y.-T.; JIAO, H.; BAUER, G. E. W.; GOENNENWEIN, S. T. B. Experimental test of the spin mixing interface conductivity concept. **Phys. Rev. Lett.**, v. 111, p. 176601, 2013. 77

[91] HISHIMONE, P. N.; NAGAI, H.; SATO, M. Methods of fabricating thin films for energy materials and devices. In: SATO, M.; LU, L.; NAGAI, H. (Eds.) **Lithium-ion Batteries**. Rijeka: IntechOpen, 2020. Cap. 2. 80

[92] LINARES, R.; III, E. S. Epitaxial growth of narrow linewidth yttrium iron garnet films. **Journal of Crystal Growth**, v. 27, p. 249–252, 1974. 81, 89

[93] NELSON, H. Liquid-phase epitaxy—its role in crystal growth technology. **Journal of Crystal Growth**, v. 27, p. 1–5, 1974. 81

[94] MELLO, K. **Investigação de fenômenos spintrônicos: desvendando o fluxo de corrente de spin em camadas de bi e montagem de epitaxia em fase líquida**. 2022. p. 121. Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 2022. 81, 82

[95] NELSON, H. Epitaxial growth from the liquid state and its application to the fabrication of tunnel and lasar diodes. **RCA Review**, v. 24, n. 4, p. 603–615, 1963. 81

[96] SUN, Y.; SONG, Y.-Y.; CHANG, H.; KABATEK, M.; JANTZ, M.; SCHNEIDER, W.; WU, M.; SCHULTHEISS, H.; HOFFMANN, A. Growth and ferromagnetic resonance properties of nanometer-thick yttrium iron garnet films. **Applied Physics Letters**, v. 101, n. 15, p. 152405, 2012. 83

[97] LIU, T.; CHANG, H.; VLAMINCK, V.; SUN, Y.; KABATEK, M.; HOFFMANN, A.; DENG, L.; WU, M. Ferromagnetic resonance of sputtered yttrium iron garnet nanometer films. **Journal of Applied Physics**, v. 115, n. 17, p. 17A501, 2014. 83

[98] CORNELISSEN, L.; LIU, J.; DUINE, R.; YOUSSEF, J.; VAN WESS, B. J. Long-distance transport of magnon spin information in a magnetic insulator at room temperature. **Nature Phys**, v. 11, p. 1022–1026, 2015. 83

[99] KAJIWARA, Y.; HARII, K.; TAKAHASHI, S. et al. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator. **Nature**, v. 464, p. 262–266, 2010. 83

[100] SHONE, M. The technology of YIG film growth. **Circuits, systems and signal processing**, v. 4, p. 89–103, 1985. 84, 87, 88, 89, 91

[101] SHENG, L.; CHEN, J.; WANG, H.; YU, H. Magnonics based on thin-film iron garnets. **Journal of the Physical Society of Japan**, v. 90, n. 8, p. 081005, 2021. 87

[102] MUSA, M. A.; AZIS, R. S.; OSMAN, N. H.; HASSAN, J.; ZANGINA, T. Structural and magnetic properties of yttrium iron garnet (YIG) and yttrium aluminum iron garnet (YAlG) nanoferrite via sol-gel synthesis. **Results in Physics**, v. 7, p. 1135–1142, 2017. 84

[103] LIU, M.; JIN, L.; ZHANG, J.; YANG, Q.; ZHANG, H.; GAO, P.; YU, D. Atomic-scale structure and chemistry of YIG/GGG. **AIP Advances**, v. 8, n. 8, p. 085117, 2018. 84

[104] ASSIS, L. K. C. S. **Fabricação de nanoestruturas em filme de granada de ítrio e ferro sobre substrato de silício para estudo de fenômenos de spintrônica**. 2023. p. 149. Tese (Doutorado em Física) - Universidade Federal de Pernambuco, Recife, 2023. 84

[105] ALGRA, H. A.; HANSEN, P. Temperature dependence of the saturation magnetization of ion-implanted yig films. **Applied Physics A Solids and Surfaces**, v. 29, n. 2, p. 83–86, 1982. 84

[106] VAN HOOK, H. J. Phase relations in the ternary system Fe_2O_3—FeO—$YFeO_3$. **Journal of the American Ceramic Society**, v. 45, n. 4, p. 162–165, 1962. 87

[107] CHEREPANOV, V.; KOLOKOLOV, I.; LVOV, V. The saga of YIG: Spectra, thermodynamics, interaction and relaxation of magnons in a complex magnet. **Physics Reports**, v. 229, n. 3, p. 81–144, 1993. 84

[108] DING, J.; LIU, T.; CHANG, H.; WU, M. Sputtering growth of low-damping yttrium-iron-garnet thin films. **IEEE Magnetics Letters**, v. 11, p. 1–5, 2020. 84

[109] ONBASLI, M. C.; KEHLBERGER, A.; KIM, D. H.; JAKOB, G.; KLÄUI, M.; CHUMAK, A. V.; HILLEBRANDS, B.; ROSS, C. A. Pulsed laser deposition of epitaxial yttrium iron garnet films with low Gilbert damping and bulk-like magnetization. **APL Materials**, v. 2, n. 10, p. 106102, 2014. 84

[110] ASSIS, L. K. C. S.; ABRÃO, J. E.; CARVALHO, A.; GONçALVES, L.; GALEMBECK, A.; PADRÓN-HERNÁNDEZ, E. The fmr line width and the structure in YIG films deposited by MOD on silicon (100). **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, v. 568, p. 170388, 2023. 84

[111] PESSOA, P. H.; ASSIS, L. K. S.; FRANÇA, E. L. T.; CARVALHO, A. S.; OLIVEIRA, D. M.; PADRÓN-HERNÁNDEZ, E. Fabrication of elongated yig nanostructures by the sol-gel method supported on alumina membranes. **Journal of Sol-Gel Science and Technology**, v. 108, n. 2, p. 458–465, 2023. 84

[112] NIELSEN, J.; DEARBORN, E. The growth of single crystals of magnetic garnets. **Journal of Physics and Chemistry of Solids**, v. 5, n. 3, p. 202–207, 1958. 88

[113] JONKER, H. Investigation of the phase diagram of the system PbO-B_2O_3-Fe_2O_3-Y_2O_3 for the growth of single crystals of $Y_3Fe_5O_{12}$. **Journal of Crystal Growth**, v. 28, n. 2, p. 231–239, 1975. 88

[114] ELWELL, D.; COE, I. The role of B_2O_3 in PbO/PbF_2/B_2O_3 fluxes. **Journal of Crystal Growth**, v. 44, n. 5, p. 553–560, 1978. 88

[115] KAPOOR, M.; FROHBERG, M. Thermodynamic properties of the system PbO-B_2O_3. **Canadian Metallurgical Quarterly**, v. 12, n. 2, p. 137–146, 1973. 88

[116] BOCKRIS, J.; MELLORS, G. Electric transport in liquid lead silicates and borates. **The Journal of Physical Chemistry**, v. 60, n. 9, p. 1321–1328, 1956. 88

[117] GHEZ, R.; GIESS, E. Liquid phase epitaxial growth kinetics of magnetic garnet films grown by isothermal dipping with axial rotation. **Materials Research Bulletin**, v. 8, n. 1, p. 31–42, 1973. 88

[118] YAMAGUCHI, K.; KONO, N.; ASAMA, K.; INOUE, H.; MORI, T. Effect of B_2O_3 concentration on magnetic defects and properties of garnet films grown in PbO-B_2O_3 solvents. **Journal of Applied Physics**, v. 49, n. 3, p. 1868–1870, 1978. 88

[119] BLANK, S.; NIELSEN, J. The growth of magnetic garnets by liquid phase epitaxy. **Journal of Crystal Growth**, v. 17, p. 302–311, 1972. 89

[120] ARIAS, R.; MILLS, D. L. Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films. **Phys. Rev. B**, v. 60, p. 7395–7409, 1999. 91

[121] SPARKS, M.; LOUDON, R.; KITTEL, C. Ferromagnetic relaxation. i. theory of the relaxation of the uniform precession and the degenerate spectrum in insulators at low temperatures. **Phys. Rev.**, v. 122, p. 791–803, 1961. 91

[122] AZEVEDO, A.; OLIVEIRA, A. B.; DE AGUIAR, F. M.; REZENDE, S. M. Extrinsic contributions to spin-wave damping and renormalization in thin $Ni_{50}Fe_{50}$ films. **Phys. Rev. B**, v. 62, p. 5331–5333, 2000. 91

[123] LENZ, K.; WENDE, H.; KUCH, W.; BABERSCHKE, K.; NAGY, K.; JÁNOSSY, A. Two-magnon scattering and viscous gilbert damping in ultrathin ferromagnets. **Phys. Rev. B**, v. 73, p. 144424, 2006. 91

[124] PATTON, C.; SCHLOMANN, E. Magnetostatic modes in axially magnetized polycrystalline yig rods at 9.96 ghz. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 4, n. 3, p. 596–602, 1968. 92

[125] LIM, J.; BANG, W.; TROSSMAN, J.; AMANOV, D.; KETTERSON, J. B. Forward volume and surface magnetostatic modes in an yttrium iron garnet film for out-of-plane magnetic fields: Theory and experiment. **AIP Advances**, v. 8, n. 5, p. 056018, 2017. 92

[126] GLASS, H.; ELLIOTT, M. Accommodation of Pb in yttrium iron garnet films grown by liquid phase epitaxy. **Journal of Crystal Growth**, v. 27, p. 253–260, 1974. 92, 93

[127] GLASS, H.; ELLIOT, M. Attainment of the intrinsic fmr linewidth in yttrium iron garnet films grown by liquid phase epitaxy. **Journal of Crystal Growth**, v. 34, n. 2, p. 285–288, 1976. 92, 93

[128] E, R. W. **Domain mode ferromagnetic resonance in low q garnet thin films**. 1988. p. 115. Dissertação (Mestrado em Física) - Carnegie Mellon University, Pittsburgh, 1988. 94

[129] SYVOROTKA, I.; SAVYTSKYY, H.; UBIZSKII, C.; PRABHKAR, A. Growth and properties of sub-micrometer thin YIG-based lpe films using different fluxes. **ACTA PHYSICA POLONICA A**, v. 141, n. 4, 2022. 95

[130] BONNER, W. A novel non-Pb flux system for the preparation of yttrium and rare earth iron gallium and aluminum garnets. **Materials Research Bulletin**, v. 12, n. 3, p. 289–298, 1977. 95

[131] AZEVEDO, A.; ALVES SANTOS, O.; CUNHA, R. O.; RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R.; REZENDE, S. M. Addition and subtraction of spin pumping voltages in magnetic hybrid structures. **Applied Physics Letters**, v. 104, n. 15, p. 152408, 2014. 96, 97

[132] ANDO, K.; SAITOH, E. Inverse spin-Hall effect in palladium at room temperature. **Journal of Applied Physics**, v. 108, n. 11, p. 113925, 2010. 97

[133] HOFFMANN, A. Spin hall effects in metals. **IEEE Transactions on Magnetics**, v. 49, n. 10, p. 5172–5193, 2013. 97

[134] ANDO, K.; TAKAHASHI, S.; IEDA, J.; KAJIWARA, Y.; NAKAYAMA, H.; YOSHINO, T.; HARII, K.; FUJIKAWA, Y.; MATSUO, M.; MAEKAWA, S.; SAITOH, E. Inverse spin-Hall effect induced by spin pumping in metallic system. **Journal of Applied Physics**, v. 109, n. 10, p. 103913, 2011. 97

[135] REZENDE, S. M.; RODRíGUEZ-SUáREZ, R. L.; SOARES, M. M.; VILELA-LEãO, L. H.; LEY DOMíNGUEZ, D.; AZEVEDO, A. Enhanced spin pumping damping in yttrium iron garnet/Pt bilayers. **Applied Physics Letters**, v. 102, n. 1, p. 012402, 2013. 97

[136] ALVES-SANTOS, O.; SILVA, E. F.; GAMINO, M.; CUNHA, R. O.; MENDES, J. B. S.; RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R. L.; REZENDE, S. M.; AZEVEDO, A. Giant spin-charge conversion driven by nanoscopic particles of ag in pt. **Phys. Rev. B**, v. 96, p. 060408, 2017. 98

[137] SCHINDLER, F.; WANG, Z.; VERGNIORY, M. G.; COOK, A. M.; MURANI, A.; SENGUPTA, S.; KASUMOV, A. Y.; DEBLOCK, R.; JEON, S.; DROZDOV, I.; ET AL. Higher-order topology in bismuth. **Nature Physics**, v. 14, n. 9, p. 918–924, 2018. 99

[138] HSU, C.-H.; ZHOU, X.; CHANG, T.-R.; MA, Q.; GEDIK, N.; BANSIL, A.; XU, S.-Y.; LIN, H.; FU, L. Topology on a new facet of bismuth. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, v. 116, n. 27, p. 13255–13259, 2019. 99

[139] FUSEYA, Y.; OGATA, M.; FUKUYAMA, H. Transport properties and diamagnetism of dirac electrons in bismuth. **Journal of the Physical Society of Japan**, v. 84, n. 1, p. 012001, 2015. 99

[140] EMOTO, H.; ANDO, Y.; SHIKOH, E.; FUSEYA, Y.; SHINJO, T.; SHIRAISHI, M. Conversion of pure spin current to charge current in amorphous bismuth. **Journal of Applied Physics**, v. 115, n. 17, p. 17C507, 2014. 99

[141] HOU, D.; QIU, Z.; HARII, K.; KAJIWARA, Y.; UCHIDA, K.; FUJIKAWA, Y.; NAKAYAMA, H.; YOSHINO, T.; AN, T.; ANDO, K.; JIN, X.; SAITOH, E. Interface induced inverse spin Hall effect in bismuth/permalloy bilayer. **Applied Physics Letters**, v. 101, n. 4, p. 042403, 2012. 99

[142] YUE, D.; LIN, W.; CHIEN, C. L. Negligible spin–charge conversion in Bi films and Bi/Ag(Cu) bilayers. **APL Materials**, v. 9, n. 5, p. 050904, 2021. 99

[143] AZEVEDO, A.; CUNHA, R. O.; ESTRADA, F.; ALVES SANTOS, O.; MENDES, J. B. S.; VILELA-LEÃO, L. H.; RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R. L.; REZENDE, S. M. Electrical detection of ferromagnetic resonance in single layers of permalloy: Evidence of magnonic charge pumping. **Phys. Rev. B**, v. 92, p. 024402, 2015. 100

[144] HUANG, S. Y.; WANG, W. G.; LEE, S. F.; KWO, J.; CHIEN, C. L. Intrinsic spin-dependent thermal transport. **Phys. Rev. Lett.**, v. 107, p. 216604, 2011. 100

[145] XIAO, D.; YAO, Y.; FANG, Z.; NIU, Q. Berry-phase effect in anomalous thermoelectric transport. **Phys. Rev. Lett.**, v. 97, p. 026603, 2006. 100

[146] MELLO, K.; ABRÃO, J. E.; SANTOS, E. S.; MENDES, J. B. S.; RAPOSO, E. P.; AZEVEDO, A. Unraveling the spin current flow in bi layers. **Phys. Rev. B**, v. 106, p. 214418, 2022. 100, 101, 102

[147] VANDAELE, K.; WATZMAN, S. J.; FLEBUS, B.; PRAKASH, A.; ZHENG, Y.; BOONA, S. R.; HEREMANS, J. P. Thermal spin transport and energy conversion. **Materials Today Physics**, v. 1, p. 39–49, 2017. 100

[148] VALET, T.; FERT, A. Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers. **Phys. Rev. B**, v. 48, p. 7099–7113, 1993. 103

[149] TAKAHASHI, S.; MAEKAWA, S. Spin injection and detection in magnetic nanostructures. **Phys. Rev. B**, v. 67, p. 052409, 2003. 103

[150] CASANOVA, F.; SHARONI, A.; EREKHINSKY, M.; SCHULLER, I. K. Control of spin injection by direct current in lateral spin valves. **Phys. Rev. B**, v. 79, p. 184415, 2009. 103

[151] ROY, P. K. Derivation of a statistical model for classical systems obeying the fractional exclusion principle. **Phys. Rev. E**, v. 106, p. 014141, 2022. 103, 104

[152] KAMPEN, N. V. **Stochastic processes in physics and chemistry**. 3rd ed. ed., North-Holland personal library. Elsevier, 2007. 103

[153] KIM, S.-C.; ARUN, A. S.; AHSEN, M. E.; VOGEL, R.; STOLOVITZKY, G. The fermi–dirac distribution provides a calibrated probabilistic output for binary classifiers. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, v. 118, n. 34, p. e2100761118, 2021. 105

[154] BLUNDELL, S. **Magnetism in condensed matter**. 1. ed., Oxford Maser Series in Condensed Matter Physics. Oxford University Press, USA, 2001. 106

[155] ZHANG, P.; LIU, Z.; DUAN, W.; LIU, F.; WU, J. Topological and electronic transitions in a Sb(111) nanofilm: The interplay between quantum confinement and surface effect. **Phys. Rev. B**, v. 85, p. 201410, 2012. 106, 109, 116

[156] KIM, S. H.; JIN, K.-H.; PARK, J.; KIM, J. S.; JHI, S.-H.; YEOM, H. W. Topological phase transition and quantum spin hall edge states of antimony few layers. **Scientific Reports**, v. 6, n. 1, 2016. 106, 109

[157] GOMES DA SILVA, E.; ABRÃO, J. E.; SANTOS, E. S.; BEDANTA, S.; DING, H. F.; MENDES, J. B. S.; AZEVEDO, A. Surface-state mediated spin-to-charge conversion in Sb films via bilateral spin current injection. **Applied Physics Letters**, v. 123, n. 20, p. 202402, 2023. 108, 109, 110

[158] DATTA, S. How we proposed the spin transistor. **Nature Electronics**, v. 1, n. 11, p. 604–604, 2018. 110

[159] RAIMONDI, R.; SCHWAB, P.; GORINI, C.; VIGNALE, G. Spin-orbit interaction in a two-dimensional electron gas: A SU(2) formulation. **Annalen der Physik**, v. 524, n. 3-4, 2012. 112

[160] GORINI, C.; SCHWAB, P.; RAIMONDI, R.; SHELANKOV, A. L. Non-abelian gauge fields in the gradient expansion: Generalized Boltzmann and eilenberger equations. **Phys. Rev. B**, v. 82, p. 195316, 2010. 112

[161] GORINI, C.; RAIMONDI, R.; SCHWAB, P. Onsager relations in a two-dimensional electron gas with spin-orbit coupling. **Phys. Rev. Lett.**, v. 109, p. 246604, 2012. 112

[162] MIAO, B. F.; HUANG, S. Y.; QU, D.; CHIEN, C. L. Inverse spin hall effect in a ferromagnetic metal. **Phys. Rev. Lett.**, v. 111, p. 066602, 2013. 116, 118

[163] TIAN, D.; LI, Y.; QU, D.; HUANG, S. Y.; JIN, X.; CHIEN, C. L. Manipulation of pure spin current in ferromagnetic metals independent of magnetization. **Phys. Rev. B**, v. 94, p. 020403, 2016. 117, 119

[164] WANG, X. R. Anomalous spin Hall and inverse spin Hall effects in magnetic systems. **Communications Physics**, v. 4, n. 1, p. 55, 2021. 117, 120, 121, 141

[165] YANG, M.; MIAO, B.; CHENG, J.; HE, K.; YANG, X.; ZENG, Y.; WANG, Z.; SUN, L.; WANG, X.; AZEVEDO, A.; BEDANTA, S.; DING, H. Anomalous inverse spin hall effect in perpendicularly magnetized Co/Pd multilayers. **Phys. Rev. B**, v. 105, p. 224426, 2022. 121, 122

[166] MAKINO, H.; HIDAKA, Y. Determination of magnetic anisotropy constants for bubble garnet epitaxial films using field orientation dependence in ferromagnetic resonances. **Materials Research Bulletin**, v. 16, n. 8, p. 957–966, 1981. 124

[167] VILELA, G. L. S.; ABRÃO, J. E.; SANTOS, E.; YAO, Y.; MENDES, J. B. S.; RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R. L.; REZENDE, S. M.; HAN, W.; AZEVEDO, A.; MOODERA, J. S. Magnon-mediated spin currents in $Tm_3Fe_5O_{12}$/Pt with perpendicular magnetic anisotropy. **Applied Physics Letters**, v. 117, n. 12, p. 122412, 2020. 124, 126

[168] SUHL, H. Ferromagnetic resonance in nickel ferrite between one and two kilomegacycles. **Phys. Rev.**, v. 97, p. 555–557, 1955. 124

[169] MENDES, J. B. S.; CUNHA, R. O.; ALVES SANTOS, O.; RIBEIRO, P. R. T.; MACHADO, F. L. A.; RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R. L.; AZEVEDO, A.; REZENDE, S. M. Large inverse spin hall effect in the antiferromagnetic metal $Ir_{20}Mn_{80}$. **Phys. Rev. B**, v. 89, p. 140406, 2014. 127, 129

[170] HASAN, M. Z.; KANE, C. L. Colloquium: Topological insulators. **Rev. Mod. Phys.**, v. 82, p. 3045–3067, 2010. 129, 130

[171] WANG, H.; KALLY, J.; LEE, J. S.; LIU, T.; CHANG, H.; HICKEY, D. R.; MKHOYAN, K. A.; WU, M.; RICHARDELLA, A.; SAMARTH, N. Surface-state-dominated spin-charge current conversion in topological-insulator–ferromagnetic-insulator heterostructures. **Phys. Rev. Lett.**, v. 117, p. 076601, 2016. 129, 133, 134

[172] DC, M.; LIU, T.; CHEN, J.-Y.; PETERSON, T.; SAHU, P.; LI, H.; ZHAO, Z.; WU, M.; WANG, J.-P. Room-temperature spin-to-charge conversion in sputtered bismuth selenide thin films via spin pumping from yttrium iron garnet. **Applied Physics Letters**, v. 114, n. 10, p. 102401, 2019. 129, 134

[173] DC, M.; GRASSI, R.; CHEN, J.-Y.; JAMALI, M.; REIFSNYDER HICKEY, D.; ZHANG, D.; ZHAO, Z.; LI, H.; QUARTERMAN, P.; LV, Y.; LI, M.; MANCHON, A.; MKHOYAN, K. A.; LOW, T.; WANG, J.-P. Room-temperature high spin–orbit torque due to quantum confinement in sputtered BixSe(1–x) films. **Nature Materials**, v. 17, n. 9, p. 800–807, 2018. 129, 135

[174] ZHANG, Y.; HE, K.; CHANG, C.-Z.; SONG, C.-L.; WANG, L.-L.; CHEN, X.; JIA, J.-F.; FANG, Z.; DAI, X.; SHAN, W.-Y.; SHEN, S.-Q.; NIU, Q.; QI, X.-L.; ZHANG, S.-C.; MA, X.-C.; XUE, Q.-K. Crossover of the three-dimensional topological insulator Bi_2Se_3 to the two-dimensional limit. **Nature Physics**, v. 6, n. 8, p. 584–588, 2010. 130

[175] BIANCHI, M.; GUAN, D.; BAO, S.; MI, J.; IVERSEN, B. B.; KING, P. D.; HOFMANN, P. Coexistence of the topological state and a two-dimensional electron gas on the surface of Bi_2Se_3. **Nature Communications**, v. 1, n. 1, 2010. 130

[176] SULTANA, R.; GURJAR, G.; PATNAIK, S.; AWANA, V. P. S. Growth, characterization and high-field magneto-conductivity of $Co_{0.1}Bi_2Se_3$ topological insulator. **Journal of Superconductivity and Novel Magnetism**, v. 32, n. 4, p. 769–777, 2019. 130

[177] LEE, Y. F.; KUMAR, R.; HUNTE, F.; NARAYAN, J.; SCHWARTZ, J. Microstructure and transport properties of epitaxial topological insulator Bi_2Se_3 thin films grown on MgO (100), Cr_2O_3 (0001), and Al_2O_3 (0001) templates. **Journal of Applied Physics**, v. 118, n. 12, p. 125309, 2015. 130

[178] MENDES, J. B. S.; GAMINO, M.; CUNHA, R. O.; ABRÃO, J. E.; REZENDE, S. M.; AZEVEDO, A. Unveiling the spin-to-charge current conversion signal in the topological insulator Bi_2Se_3 by means of spin pumping experiments. **Phys. Rev. Mater.**, v. 5, p. 024206, 2021. 131, 132, 133

[179] QIU, Z.; ANDO, K.; UCHIDA, K.; KAJIWARA, Y.; TAKAHASHI, R.; NAKAYAMA, H.; AN, T.; FUJIKAWA, Y.; SAITOH, E. Spin mixing conductance at a well-controlled platinum/yttrium iron garnet interface. **Applied Physics Letters**, v. 103, n. 9, p. 092404, 2013. 131

[180] EMOTO, H.; ANDO, Y.; EGUCHI, G.; OHSHIMA, R.; SHIKOH, E.; FUSEYA, Y.; SHINJO, T.; SHIRAISHI, M. Transport and spin conversion of multicarriers in semimetal bismuth. **Phys. Rev. B**, v. 93, p. 174428, 2016. 132

[181] SHANKAR, R. Topological insulators – a review, 2018. 135

[182] TOKURA, Y.; YASUDA, K.; TSUKAZAKI, A. Magnetic topological insulators. **Nature Reviews Physics**, v. 1, n. 2, p. 126–143, 2019. 135

[183] GÖTTE, M.; JOPPE, M.; DAHM, T. Pure spin current devices based on ferromagnetic topological insulators. **Scientific Reports**, v. 6, n. 1, 2016. 135

[184] KAGERER, P.; FORNARI, C. I.; BUCHBERGER, S.; TSCHIRNER, T.; VEYRAT, L.; KAMP, M.; TCAKAEV, A. V.; ZABOLOTNYY, V.; MORELHãO, S. L.; GELDIYEV, B.; MüLLER, S.; FEDOROV, A.; RIENKS, E.; GARGIANI, P.; VALVIDARES, M.; FOLKERS, L. C.; ISAEVA, A.; BüCHNER, B.; HINKOV, V.; CLAESSEN, R.; BENTMANN, H.; REINERT, F. Two-dimensional ferromagnetic extension of a topological insulator. **Physical Review Research**, v. 5, n. 2, 2023. 135

[185] CHEN, B.; WANG, D.; JIANG, Z.; ZHANG, B.; CUI, S.; GUO, J.; XIE, H.; ZHANG, Y.; NAVEED, M.; DU, Y.; WANG, X.; ZHANG, H.; FEI, F.; SHEN, D.; SUN, Z.; SONG, F. Coexistence of ferromagnetism and topology by charge carrier engineering in the intrinsic magnetic topological insulator $MnBi_4Te_7$. **Phys. Rev. B**, v. 104, p. 075134, 2021. 135

[186] HU, C.; DING, L.; GORDON, K. N.; GHOSH, B.; TIEN, H.-J.; LI, H.; LINN, A. G.; LIEN, S.-W.; HUANG, C.-Y.; MACKEY, S.; LIU, J.; REDDY, P. V. S.; SINGH, B.; AGARWAL, A.; BANSIL, A.; SONG, M.; LI, D.; XU, S.-Y.; LIN, H.; CAO, H.; CHANG, T.-R.; DESSAU, D.; NI, N. Realization of an intrinsic ferromagnetic topological state in $MnBi_8Te_{13}$. **Science Advances**, v. 6, n. 30, p. eaba4275, 2020. 135

[187] ZHANG, Y.; HE, K.; CHANG, C.-Z.; SONG, C.-L.; WANG, L.-L.; CHEN, X.; JIA, J.-F.; FANG, Z.; DAI, X.; SHAN, W.-Y.; SHEN, S.-Q.; NIU, Q.; QI, X.-L.; ZHANG, S.-C.; MA, X.-C.; XUE, Q.-K. Crossover of the three-dimensional topological insulator Bi_2Se_3 to the two-dimensional limit. **Nature Physics**, v. 6, n. 8, p. 584–588, 2010. 135, 138

[188] ROJAS-SÁNCHEZ, J.-C.; OYARZÚN, S.; FU, Y.; MARTY, A.; VERGNAUD, C.; GAMBARELLI, S.; VILA, L.; JAMET, M.; OHTSUBO, Y.; TALEB-IBRAHIMI, A.; LE FÈVRE, P.; BERTRAN, F.; REYREN, N.; GEORGE, J.-M.; FERT, A. Spin to charge

conversion at room temperature by spin pumping into a new type of topological insulator: α-Sn films. **Phys. Rev. Lett.**, v. 116, p. 096602, 2016. 138

[189] LEE, P.; KIM, J.; KIM, J. G.; TAE RYU, M.; MIN PARK, H.; KIM, N.; KIM, Y.; LEE, N.-S.; KIOUSSIS, N.; JHI, S.-H.; CHUNG, J. Topological modification of the electronic structure by bi-bilayers lying deep inside bulk Bi_2Se_3. **Journal of Physics: Condensed Matter**, v. 28, n. 8, p. 085002, 2016. 138

[190] LIU, J.-N.; YANG, X.; XUE, H.; GAI, X.-S.; SUN, R.; LI, Y.; GONG, Z.-Z.; LI, N.; XIE, Z.-K.; HE, W.; ZHANG, X.-Q.; XUE, D.; CHENG, Z.-H. Surface coupling in Bi_2Se_3 ultrathin films by screened coulomb interaction. **Nature Communications**, v. 14, n. 1, 2023. 138

[191] SHAO, Q.; LIU, Y.; YU, G.; KIM, S. K.; CHE, X.; TANG, C.; HE, Q. L.; TSERKOVNYAK, Y.; SHI, J.; WANG, K. L. Topological hall effect at above room temperature in heterostructures composed of a magnetic insulator and a heavy metal. **Nature Electronics**, v. 2, n. 5, p. 182–186, 2019. 142

[192] KIMBELL, G.; KIM, C.; WU, W.; CUOCO, M.; ROBINSON, J. W. A. Challenges in identifying chiral spin textures via the topological hall effect. **Communications Materials**, v. 3, n. 1, 2022. 142

[193] SANTOS, E.; ABRÃO, J. E.; GO, D.; DE ASSIS, L.; MOKROUSOV, Y.; MENDES, J.; AZEVEDO, A. Inverse orbital torque via spin-orbital intertwined states. **Phys. Rev. Appl.**, v. 19, p. 014069, 2023. 142

[194] SHANKAR, R. **Principles of quantum mechanics**. Springer US, 1995. 160

[195] KARIMEDDINY, S.; RALPH, D. C. Resolving discrepancies in spin-torque ferromagnetic resonance measurements: Lineshape versus linewidth analyses. **Phys. Rev. Appl.**, v. 15, p. 064017, 2021. 168

[196] WU, J. **Current-driven spin-orbit torques in ferromagnetic heterostructures**. 2016. p. 185. Tese (Doutorado em Física) - University of Delaware, Delaware, 2016. 168

APÊNDICE A – TEORIA DE PERTURBAÇÃO NÃO DEPENDENTE DO TEMPO

As derivações feitas aqui são baseadas em (194) e (24). Considere um sistema cuja o Hamiltoniano é

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{W}, \tag{A.1}$$

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

$$\hat{H}_0 \left|\psi_n^0\right\rangle = \epsilon_n^0 \left|\psi_n^0\right\rangle. \tag{A.2}$$

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

$$\left|E_n^0 - E_m^0\right| \gg \left\langle\psi_k\right| \hat{W} \left|\psi_k\right\rangle \quad n \neq m \tag{A.3}$$

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

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

dessa forma o Hamiltoniano do sistema é dado por:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \lambda\tilde{W} \tag{A.5}$$

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:

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

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:

$$\left|\psi_n\right\rangle = \left|\psi_n^0\right\rangle + \lambda \left|\psi_n^1\right\rangle + \lambda^2 \left|\psi_n^2\right\rangle + ... = \sum_{k=0}^{\infty} \lambda^k \left|\psi_n^k\right\rangle \tag{A.7}$$

de forma que, fazendo $\lambda \longrightarrow 0$ 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:

$$\sum_{k=0}^{\infty} \lambda^k (\hat{H}_0 + \lambda \tilde{W}) \left|\psi_n^k\right\rangle = \sum_{k=0}^{\infty} \epsilon_n^{(k)} \sum_{j=0}^{\infty} \lambda^j \left|\psi_n^j\right\rangle$$
$$(\hat{H}_0 + \lambda \tilde{W})(\left|\psi_n^0\right\rangle + \lambda \left|\psi_n^1\right\rangle + ...) = (\epsilon_n^{(0)} + \lambda \epsilon_n^{(1)} + ...)(\left|\psi_n^0\right\rangle + \lambda \left|\psi_n^1\right\rangle + ...). \tag{A.8}$$

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

$$\begin{aligned}
\hat{H}_0 \left|\psi_n^0\right\rangle &= \epsilon_n^{(0)} \left|\psi_n^0\right\rangle \qquad Ordem\ 0 \\
\hat{H}_0 \left|\psi_n^1\right\rangle + \tilde{W} \left|\psi_n^0\right\rangle &= \epsilon_n^{(0)} \left|\psi_n^1\right\rangle + \epsilon_n^{(1)} \left|\psi_n^0\right\rangle \qquad Ordem\ 1 \\
\hat{H}_0 \left|\psi_n^2\right\rangle + \tilde{W} \left|\psi_n^1\right\rangle &= \epsilon_n^{(0)} \left|\psi_n^2\right\rangle + \epsilon_n^{(1)} \left|\psi_n^1\right\rangle + \epsilon_n^{(2)} \left|\psi_n^0\right\rangle \qquad Ordem\ 2
\end{aligned} \tag{A.9}$$

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:

$$\begin{aligned}
(\hat{H}_0 - \epsilon_n^{(0)}) \left|\psi_n^1\right\rangle &= (\epsilon_n^{(1)} - \tilde{W}) \left|\psi_n^0\right\rangle \\
(\hat{H}_0 - \epsilon_n^{(0)}) \left|\psi_n^2\right\rangle &= (\epsilon_n^{(1)} - \tilde{W}) \left|\psi_n^1\right\rangle + \epsilon_n^{(2)} \left|\psi_n^0\right\rangle
\end{aligned} \tag{A.10}$$

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

$$\begin{aligned}
\left\langle\psi_n^0\right| (\hat{H}_0 - \epsilon_n^{(0)}) \left|\psi_n^1\right\rangle &= \left\langle\psi_n^0\right| (\epsilon_n^{(1)} - \tilde{W}) \left|\psi_n^0\right\rangle \\
\left\langle\psi_n^0\right| (\hat{H}_0 - \epsilon_n^{(0)}) \left|\psi_n^2\right\rangle &= \left\langle\psi_n^0\right| (\epsilon_n^{(1)} - \tilde{W}) \left|\psi_n^1\right\rangle + \epsilon_n^{(2)} \left\langle\psi_n^0\right\rangle \psi_n^0
\end{aligned}$$

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

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

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

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:

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

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

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

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 válidos 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 número gn 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 gn visto que ela não deve alterar a dimensionalidade do espaço de Hilbert do sistema. Dessa forma podemos escrever os autovetores como:

$$|\psi_{n,1}\rangle = \sum_{i=1}^{gn} a_{1,i} |\phi^0_{n,i}\rangle + \lambda |\psi^1_n\rangle + ...$$

$$|\psi_{n,2}\rangle = \sum_{i=1}^{gn} a_{2,i} |\phi^0_{n,i}\rangle + \lambda |\psi^1_n\rangle + ...$$

$$|\psi_{n,3}\rangle = \sum_{i=1}^{gn} a_{3,i} |\phi^0_{n,i}\rangle + \lambda |\psi^1_n\rangle + ...$$

.

.

.

$$|\psi_{n,gn}\rangle = \sum_{i=gn}^{gn} a_{gn,i} |\phi^0_{n,i}\rangle + \lambda\psi^1_1 + ...$$

Que de forma mais compacta fica:

$$|\psi_{n,j}\rangle = \sum_{i=1}^{gn} a_{j,i} |\phi^0_{n,i}\rangle + \lambda |\psi^1_j\rangle \tag{A.15}$$

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, $|\phi^0_{ni}\rangle$ são as bases ortogonais do subespaço degenerado e $a_{ji} = \langle\phi^0_{i,n}\rangle \psi^0_j$ onde ψ^0_j é um estado qualquer composto pelas bases do subespaço.

Já as energias do sistema podem ser escritas como:

$$E_{n,i} = \epsilon^{(0)}_n + \lambda\epsilon^{(1)}_{n,i} + ... \tag{A.16}$$

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:

$$\hat{H}_0 \sum_{i=1}^{gn} a_{j,i} \left|\phi^0_{n,i}\right\rangle = \epsilon^{(0)}_n \sum_{i=1}^{gn} a_{j,i} \left|\phi^0_{n,i}\right\rangle \qquad Ordem\ 0$$

$$\hat{H}_0 \left|\psi^1_n\right\rangle + \tilde{W} \sum_{i=1}^{gn} a_{j,i} \left|\phi^0_{n,i}\right\rangle = \epsilon^{(0)}_n \left|\psi^1_n\right\rangle + \epsilon^{(1)}_n \sum_{i=1}^{gn} a_{j,i} \left|\phi^0_{n,i}\right\rangle \qquad Ordem\ 1 \tag{A.17}$$

$$\hat{H}_0 \left|\psi^2_n\right\rangle + \tilde{W} \left|\psi^1_n\right\rangle = \epsilon^{(0)}_n \left|\psi^2_n\right\rangle + \epsilon^{(1)}_n \left|\psi^1_n\right\rangle + \epsilon^{(2)}_n \sum_{i=1}^{gn} a_{j,i} \left|\phi^0_{n,i}\right\rangle \qquad Ordem\ 2$$

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

Para achar a correção de primeira ordem na energia, é necessário fazer a projeção de cada Ket $|\phi^0_{n,k}\rangle$ na equação de primeira ordem em A.17

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

Usando o fato que $a_{ji} = \langle\phi^0_{i,n}\rangle\, \psi^0_j$ a equação acima pode ser reescrita como:

$$\sum_{i=1}^{gn} \left\langle\phi^0_{n,k}\right| \tilde{W} \left|\phi^0_{n,i}\right\rangle \left\langle\phi^0_{i,n}\right\rangle \psi^0_j = \epsilon^{(1)}_{n,j} \left\langle\phi^0_{k,n}\right\rangle \psi^0_j \tag{A.18}$$

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.

APÊNDICE B – TUTORIAL LPE - LIMPEZA DO CADINHO, FABRICAÇÃO DO *MELT* E CRESCIMENTO DO FILME

A limpeza do cadinho consiste na imersão do cadinho em ácidos repetidas vezes por longos períodos de tempo. Caso seja um cadinho já usado, é necessário primeiro remover o *melt* antigo, isso pode ser feito deixando o cadinho virando em cima de recipiente e aquecendo o conjunto até 1000ºC no forno mufla. Após remover grande parte do *melt* antigo, é feita a limpeza do cadinho com banhos ácidos. A primeira solução ácida consiste em ácido nítrico, acido acético e água destilada nas proporções 40:40:20 por duas, nessa etapa é recomendado que o sistema seja aquecido entre 80 a 100 ºC. Após a limpeza com ácido o cadinho deve ser colocado em um banho ultrassônico com água desionizada por 10 minutos para que seja feita sua sanitização. O ácido nítrico é usado para remover ferro, dessa forma é esperado que partes do *melt* antigo sejam removidos durante esse processo.

Tendo feita a sanitização do cadinho, podemos com um certo cuidado tentar remover pedaços maiores de *melt* antigo por meio de uma espatula de madeira. Após remoção dos pedaços maiores o cadinho deve ser colocado em uma outra solução ácida, dessa vez é uma solução de ácido sulfúrico e acido fosfórico na proporção de 10:90, esse segundo banho em ácido deve ser mantido em 140 a 160ºC por 6 a 8 horas. Vale aqui comentar que todos os ácidos devem ser manuseados em uma capela, com luvas e equipamentos de proteção.

Esse processo de banho em ácido nítrico,sanitização e banho em ácido fosfórico deve ser repetido algumas vezes até que todo o resto de *melt* seja removido do cadinho. Por último é recomendado um banho ultrassônico com água desionizada e secagem com gás N_2 para que seja feita a remoção de água de dentro do cadinho, como o gás N_2 pode ser caro também é possível usar acetona para a remoção de água do sistema. Além do cadinho também é necessário fazer o mesmo procedimento de limpeza para o tridente usado como porta amostra. Vale comentar que o cadinho é feito de platina, um material maleável, dessa maneira é necessário ter cuidado para não entortar o cadinho durante o manuseio, principalmente após a remoção do excesso de *melt* que sobra nas paredes.

Nesse ponto o cadinho está pronto para uso, precisamos agora fazer o *melt*. O *melt* é feito fazendo a pesagem e mistura dos óxidos dos compostos dentro do cadinho. Se os compostos forem antigos é possível que eles estejam na sua forma hidratada, dessa maneira é bom pegar uma quantidade grande e colocar em um forno a temperaturas maiores do que 100ºC para que seja removido a água do sistema. Após a mistura dos óxidos no cadinho, o sistema é colocado dentro do forno de LPE onde vai aquecer até 1000°C com uma taxa de 1°C/min, essa taxa pode ser controlada por meio do controlador de temperatura do forno contudo é recomendado deixar taxas baixas em torno de 1 a 2°C/min. Uma vez que o forno tenha chegado em 1000°C, o porta amostras é usado para homogeneizar o *melt*, isso é feito fazendo ele rodar dentro do *melt* a uma velocidade de 100 rpm por 20 minutos, após esse processo o *melt* é deixado em repouso por 30 minutos, se após 30 minutos o *melt* não tiver espelhado de maneira que é possível ver o seu

reflexo, o *melt* deve ser homogeneizado novamente. Aumentar um pouco a temperatura pode ajudar no processo.

Tendo garantido que o *melt* está homogêneo, a temperatura do forno é abaixada para a temperatura de crescimento e o sistema é deixado em repouso por algumas horas, nesse período de tempo de resfriamento o tridente deve ser novamente, além disso pode ocorrer do *melt* apresentar grãos, se isso ocorrer é necessário homogeneizar o sistema mais uma vez. A temperatura de crescimento depende da composição do *melt*, felizmente há um valor superior com qual o filme não cresce, dessa forma é melhor começar com temperaturas altas e ir abaixando de maneira gradativa até que seja observado o crescimento do filme, a cada mudança de temperatura é necessário deixar o forno em repouso por um tempo para garantir que não exista flutuações de temperatura no forno. Uma vez que a temperatura estabilizou e o porta amostras foi limpo, um substrato de GGG que foi previamente limpo em acetona e álcool isopropílico é montado com cuidado no tridente, o porta amostras então é colocado na haste de cerâmica que vai descer para dentro do forno. Nesse ponto há cindo parâmetros que devem ser colocado no controle do LPE para o crescimento do filme, são eles: *Warp-up Time*, *Growth Time*, *Growth Ratio*, *Spin-Off Time* e *Spin-Off Rate*. O controlador possui três botões, o primeiro deles é o *Menu*, esse botão move pelos diferentes parâmetros a serem selecionados, o segundo deles é *Select* seleciona o valor do parâmetro selecionado pelo botão *Menu*, e o último é o *Reset*, ele retorna o sistema a configuração padrão onde nenhum *parâmetro* foi selecionado, além disso *Reset* serve para parar o processo de crescimento no meio caso algum problema seja observado.

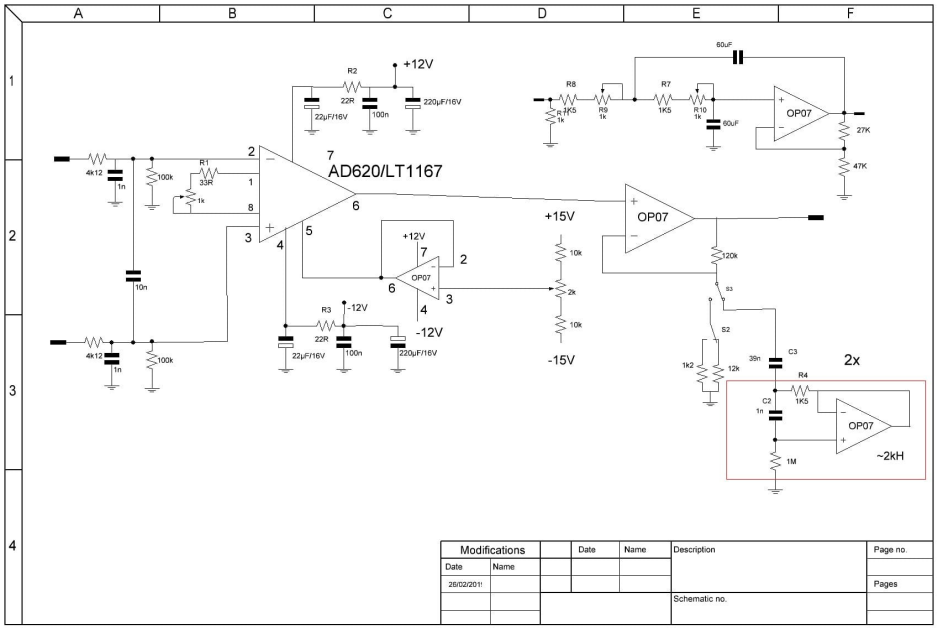
Warp-up Time é o tempo de aquecimento do GGG para garantir que não há gradientes de temperatura no substrato, isso é feito descendo a haste com o GGG até uma distância de 1 cm do *melt*, essa distância é fixada pelo detector lateral do forno e deve ser ajustado toda vez que for feito um *melt* novo, no ponto de *Warm-up Time* o GGG parado em repouso dentro do forno pelo tempo de aquecimento determinado. Após o tempo de aquecimento o substrato começa a rodar com a velocidade escolhida no *Growth Ratio*, ainda rodando o substrato desce e entra 1.0 cm no melt, ficando dentro do *melt* pelo tempo determinado no parâmetro *Growth Time*, a distância que o substrato entra no cadinho também é controlável por meio de um sensor na lateral do forno e deve ser ajustada toda vez que é feito um *melt* novo. Após o tempo de crescimento o filme de GGG sobe novamente até a posição de 1.0 cm acima do *melt*, nesse ponto é feito o processo de centrifugação para a remoção de resíduos de solvente que podem ter ficado no filme, esse processo é feito pelo tempo e rotação determinado nos parâmetros de *Spin-Off Time* e *Spin-Off Rate*.

Após o procedimento de centrifugação o YIG é lentamente removido do forno e está pronto para uso. Pode ocorrer de excesso de solventes ficarem no YIG, principalmente nas regiões onde o tridente segura o GGG, a remoção desses contaminantes pode ser feita por meio de banho ultrassônico de alguns minutos com ácido acético, ou por esfoliação mecânica com uma espatula de madeira. Vídeos mostrando o passo a passo do processo de crescimento se encontram em https://drive.google.com/drive/folders/1M6kYLQk0FponnNC7w_3KFWLX9Tg48d-v?usp=sharing

APÊNDICE C – ALTERNATIVAS PARA MONTAGEM DE FMR

O sistema tradicional de FMR usa um gerador de onda, uma ponte de RF que leva a micro-ondas para a amostra, um detector e um sistema de medição que normalmente envolve um amplificador *lock-in*, para uma montagem de *spin pumping* o *lock-in* é substituído por um naono voltímetro, o problema que encontramos nesse tipo de montagem é o alto preço dos equipamentos. Durante os estudos na UFPE, foi observado que havia a necessidade de montar um outro FMR dado a grande demanda dos usuários do laboratório, dessa maneira foi feita uma pesquisa sobre possíveis sistemas de medidas que poderiam substituir o amplificador *lock-in* e o nano-voltímetro dado o alto custo dos equipamentos. Dessa maneira foi montado um sistema com dois amplificadores, um deles sendo um amplificador DC com ganho variável juntamente com filtros de até 0.2 Hz e um amplificador diferencial também com ganho variável, o diagrama dos amplificadores se encontra na Fig.(63) enquanto a Fig.(64) mostra o design da placa de circuito.

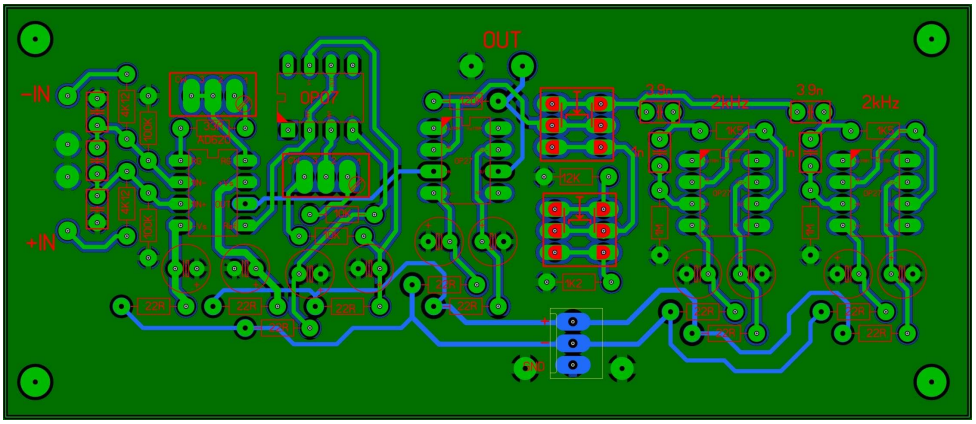
Figura 63 – Diagrama do sistema usado para amplificar o sinal do FMR e Spin pumping



Fonte: O autor 2024.

Aproveitando a oportunidade foram feitos testes com diferentes montagem, com e sem amplificadores *Lock-in*. A primeira montagem foi por meio de um gerador de GHz capaz de fazer a modulação da onda de GHz que é enviada para a amostra, nesse tipo, nesse tipo de montagem o sinal enviado para a amostra já é modulado, dessa forma o sinal que chega no detector vem com um sinal em GHz e um sinal em KHz, o sinal então pode ser separado em duas componentes em um amplificador *Lock-in*, a diferença da modulação da onda pela modulação do campo se da na forma da curva, o sinal observado é uma curva Lorentziana. A segunda montagem experimental

Figura 64 – Diagrama da placa de circuito fabricada para o amplificador



Fonte: O autor 2024.

testada foi sem o uso de um amplificador *Lock-in* e sem o uso de modulação, pegando o sinal direto do detector e amplificando ele por meio de um amplificador DC variável.

Fig(65) mostra o espectro de FMR para uma amostra de BIG/Py usando os três tipos de detecção, note que os sinais com modulação de GHz e sem modulação são curvas Lorentzianas enquanto o sinal obtido pela modulação de campo é a derivada de uma Lorentziana, além disso note que a largura de linha obtida por meio da modulação de amplitude é aproximada $\frac{2}{\sqrt{3}}$ da largura de linha obtida pela modulação de campo. No entanto, a razão sinal/ruído para a detecção por modulação pela amplitude de GHz não apresenta ser melhor do que sinal obtido pela modulação de campo, brincando um pouco com os parâmetros de modulação do gerador foi possível obter um sinal semelhante ao obtido pela modulação de campo. Essa configuração de detecção não aparenta ser vantajosa para uma montagem de FMR de cavidade, dada que ainda usa um amplificador *Lock-in* e o sinal não aparenta ser ter razão sinal/ruído melhor do que a montagem tradicional, ainda mais ele requer ou amplificadores mais modernos ou alguma montagem para que a onda de GHz seja modulada. Vale comentar que esse tipo de detecção é muito usado na montagem experimental de FMR por torque de spin - ST-FMR [195, 196].

A segunda montagem feita foi por meio de um amplificador DC variável com filtros de baixa frequência para reduzir ruído da rede, nesse tipo de montagem não é necessário o uso de geradores de GHz caros que conseguem modular o sinal ou o uso de amplificadores *Lock-in*, o sinal DC do detector *Schottky* é enviado diretamente para um amplificador DC, o sinal do amplificador é então enviado para um multímetro digital para que a coleta de dados possa ser feita via *LabView*. O sinal obtido por esse tipo de detecção se encontra na Fig.(65c), apesar do sinal obtido pelo amplificador ter uma ótima razão sinal/ruído o valor da largura de linha obtida é de $\Delta H = 422$ Oe, esse valor é bem descepante do esperado. Nessa montagem também foi testado o amplificador diferencial para a detecção do sinal de SP, nesse segundo amplificador foi observado que ele havia flutuações de tensão, não só havia aquecimento do CI o que fazia com que o sinal ficase mudando gradativamente até que o sistema fique em equilíbrio como também

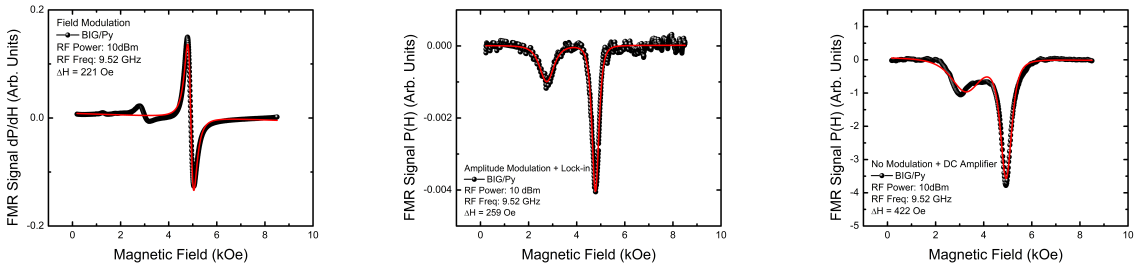
foi observado picos aleatórios durante as medidas, provavelmente por pequenas vibrações dado que o ganho era alto. O valor discrepante da largura de linha, juntamente com os problemas no segundo amplificador e a correria do dia a dia no laboratório, fez com que não fosse investido mais tempo no desenvolvimento de uma segunda montagem de FMR. Entretanto vale aqui comentar que esse tipo de montagem sem *Lock-in* é de muito baixo custo, o amplificador DC utilizado foi feito no departamento com auxilio do técnico de elétrica Daniel, o custo dele é basicamente os componentes eletrônicos o que fica em dezenas de reais. Acredito que esse tipo de montagem merece receber mais atenção e tempo para compreender como ela funciona.

Figura 65 – Medidas de ressonância ferromagnética para uma amostra de BIG/Py obtidas por diferentes métodos. Em (a) é apresentado o resultado tradicional obtido pela modulação de campo, em (b) é apresentada o resultado obtido pela modulação da amplitude de GHz e em (c) é o resultado apresentado sem modulação por meio da amplificação do sinal DC que sai do detector.

(a) Modulação de Campo

(b) Modulação da amplitude de GHz

(c) Sem modulação mas com amplificação do sinal DC



Fonte: O Autor (2024).