



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

EUDES THOMAS GOMES DA SILVA

**INVESTIGAÇÃO DE FENÔMENOS SPINTRÔNICOS EM MATERIAIS
CLÁSSICOS E QUÂNTICOS**

Recife

2023

EUDES THOMAS GOMES DA SILVA

**INVESTIGAÇÃO DE FENÔMENOS SPINTRÔNICOS EM MATERIAIS
CLÁSSICOS E QUÂNTICOS**

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

Área de Concentração: Física da Matéria Condensada e de Materiais

Orientador: Antonio Azevedo da Costa

Recife

2023

Catálogo na fonte
Bibliotecária Nataly Soares Leite Moro, CRB4-1722

S586i Silva, Eudes Thomas Gomes da
Investigação de fenômenos spintrônicos em materiais clássicos e quânticos
/ Eudes Thomas Gomes da Silva. – 2023.
96 f.: il., fig., tab.

Orientador: Antonio Azevedo da Costa.
Dissertação (Mestrado) – Universidade Federal de Pernambuco. CCEN,
Física, Recife, 2023.
Inclui referências e apêndice.

1. Física da matéria condensada e de materiais. 2. Injeção de spin. 3.
Conversão de spin. 4. Auto conversão. 5. Estados de superfície. I. Costa,
Antonio Azevedo da (orientador). II. Título.

530.41 CDD (23. ed.) UFPE- CCEN 2023 - 74

EUDES THOMAS GOMES DA SILVA

**INVESTIGAÇÃO DE FENÔMENOS SPINTRÔNICOS EM
MATERIAIS CLÁSSICOS E QUÂNTICOS**

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

Aprovada em: 27/04/2023.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Antonio Azevedo da Costa
Orientador
Universidade Federal de Pernambuco

Prof. Eduardo Padrón Hernández
Examinador Interno
Universidade Federal de Pernambuco

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

Decido esta dissertação aos meus pais Marly e Valter, e à minha companheira Camila, cujo cuidado, carinho e amor foram essenciais para que eu pudesse chegar até aqui. A todos vocês, devo tudo o que conquistei.

AGRADECIMENTOS

Gostaria de iniciar meus agradecimentos dizendo que não cheguei até aqui sozinho. Ao longo de todos esses anos eu fui apoiado e incentivado por diversas pessoas com as quais tive o prazer de compartilhar meus dias.

Aos meus pais, Marly e Valter, agradeço por me educarem e me incentivarem a estudar. Através de seus sacrifícios, sermões e exemplos eu pude percorrer minha vida até aqui. Espero honrá-los sempre. Aos meus irmãos, Hylquias, Esdras, Débora e Hellen, agradeço por saber que sempre poderei contar com vocês. Aos meus tios, Elias e Odete, sem os quais eu sequer teria conseguido fazer a graduação. Obrigado por tudo!

À Camila, gostaria de fazer um agradecimento especial, pois ela foi mais que essencial durante minha vida acadêmica. Esses anos contigo foram os melhores que vivi e seu apoio foi crucial em tudo. Minhas conquistas também são suas.

Ao Washington pela amizade e apoio por todos esses anos.

Ao professor Antonio Azevedo, agradeço por todo conhecimento e ensinamentos, incentivo, dedicação e atenção que recebi, os quais foram essenciais para mim. Aos colegas de laboratório, devo muito mais que poderia demonstrar; ao Elias eu gostaria de agradecer por toda paciência e entusiasmo. Ao Eduardo por toda boa vontade em ensinar. Ao Daniel Souto por todas as conversas entusiasmadas que tivemos. Ao Edy pelo companheirismo e boas conversas distraídas. Ao Diego por estar sempre disposto a ajudar. A companhia diária de vocês foi uma injeção de alívio e divertimento nesses dois anos. Eu agradeço a todos vocês por tudo o que aprendi durante o mestrado.

Gostaria de agradecer ao técnico em eletrônica Daniel de Albuquerque Melo por ser um profissional excepcional e uma pessoa incrível com a qual aprendi mais do que poderia agradecer. Gostaria de usar esse espaço para dizer que Daniel é um funcionário tão essencial para o Departamento de Física quanto qualquer pesquisador.

Gostaria também de agradecer professores que passaram pela minha vida acadêmica. Ao Fernando Moraes por todo o suporte que tive em minha vida acadêmica e pessoal. Sorte e gratidão enormes ter sido seu orientando. Ao Pedro Hugo por ser um professor espetacular e me ensinar que a vida é maior que a academia. Agradeço também todo apoio e todas conversas agradáveis. Ao Eduardo Padrón pelo carinho e cuidado. Ao Japa por ter sido essencial em minha educação.

"Há três coisas que todos os sábios temem: o mar na tempestade, uma noite sem lua e a ira de um homem gentil." (ROTHFUSS, 2010, Kvothe em "O Nome do Vento").

RESUMO

Nesta dissertação são investigados vários fenômenos que envolvem a interação dos graus de liberdade de spin e carga do elétron em diversos materiais. Investigamos amostras fabricadas por sputtering DC e RF com as seguintes composições: Si/FM, Si/FM/NM, e Si/FM1/NM/FM2 onde FM = $Ni_{81}Fe_{19}$, Co, Ni, Fe e NM; NM = Pt ou Sb. Entre os fenômenos investigados destacamos: (i) Injeção de spin em Si-p e Si-n, onde foi investigada a conversão de spin em carga, bem como o papel da junção Schottky no fenômeno; (ii) Autoconversão de onda de spin em corrente de carga nos metais NiFe, Fe e Co; (iii) Conversão de corrente de spin em carga, quando a corrente de spin é injetada nas duas superfícies de Sb. Neste caso estudamos o papel desempenhado pelos estados de superfície e de volume no processo de conversão. Vimos que as amostras de FM/Sb(t)/FM onde t é a espessura do filme de Sb o sinal DC obtido através do processo de spin-pumping é devido ao efeito Rashba, característico de conversão na superfície/interface. Inicialmente para analisarmos as amostras de silício, fizemos um estudo do processo de remoção da camada de óxido através do processo de plasma etching. Nesta etapa utilizamos dois métodos para caracterizarmos a remoção do óxido, primeiramente utilizando o perfilômetro, para calcularmos a taxa de remoção em função do tempo de exposição ao plasma e potência de RF, e por fim, fazendo curvas I-V para caracterizarmos a ohmicidade das amostras.

Palavras-chave: injeção de spin; conversão de spin; auto conversão; estados de superfície.

ABSTRACT

In this thesis, several phenomena are investigated involving the interaction between the spin and charge degree of freedom of the electron in different materials. We investigated samples manufactured by DC and RF sputtering with the following composition: Si/FM, Si/FM/NM, and Si/FM1/NM/FM2 where FM = $Ni_{81}Fe_{19}$, Co, Ni and Fe; NM = Pt or Sb. Among the phenomena investigated we highlight: (i) Injection of spin in Si-p and Si-n, where the conversion of spin current into charge current was investigated, as well as the role of the Schottky junction on it; (ii) self conversion (spin rectification) of a spin wave into a charge current at the metals NiFe, Fe and Co; (iii) Conversion of spin current into charge, when the spin current is injected at both surfaces of Sb. In this case, we studied the role played by both surface and bulk states in the conversion process. We found that the FM/Sb(t)/FM samples, where t is the thickness of the Sb film, exhibit a DC signal obtained through the spin-pumping process due to the Rashba effect, which is characteristic of conversion at the surface/interface. Initially, to analyze the silicon samples, we studied the process of removing the oxide layer through plasma etching. In this step, we used two methods to characterize the oxide removal: first, using the profilometer to calculate the removal rate as a function of plasma exposure time and RF power, and second, making I-V curves to characterize the ohmicity of the samples.

Keywords: spin injection; spin conversion; self conversion; surface states.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Ilustração dos vários graus de liberdade de elétrons em sólidos, que respondem a estímulos externos. A nossa dissertação explora conceitos na área de magnetoeletrônica e interação spin-órbita.	21
Figura 2 – Ilustração do experimento do efeito Hall clássico.	24
Figura 3 – A figura do lado esquerdo ilustra o movimento do elétron descrevendo uma órbita circular no sistema de referência do núcleo, enquanto a figura do lado direito possui o sistema de referência centrado no elétron.	25
Figura 4 – (a) Corrente de carga não polarizada, (b) Corrente de carga parcialmente polarizada em spin, (c) Corrente totalmente polarizada de spin, (d) Corrente pura de spin	26
Figura 5 – No SHE uma corrente não polarizada de carga gera uma corrente pura de spin de forma transversal, por fim, no ISHE, uma corrente pura de spin gera uma corrente transversal de carga.	28
Figura 6 – Ilustração dos efeitos intrínsecos e extrínsecos que originam o SHE.	29
Figura 7 – Relação de dispersão para o elétron livre a), com interações Zeeman b) e Rashba c)	32
Figura 8 – Vista em perspectiva da separação das bandas de spins devido ao efeito Rashba a) e deslocamento das bandas e acúmulo de spins devido à aplicação de um campo elétrico $\vec{E} = E\hat{x}$	32
Figura 9 – (a) Ilustração da conversão de spin para carga pelo efeito IREE em experimentos de spin pumping por FMR em um material 2D (grafeno). (b) A estrutura de banda polarizada por spin (energia eletrônica E em função do momento no plano k) de estados eletrônicos 2D em uma interface Rashba. (c) Os estados de spin desequilibrados resultantes da corrente de spin 3D criam uma corrente de carga 2D no contorno da interface Rashba, ou seja, efeito Edelstein inverso.	33
Figura 10 – Ilustração de uma espira de corrente	35
Figura 11 – Precessão da magnetização sob o efeito de um campo magnético, usando o valor $\gamma = 2\pi \times 2.8 \text{ GHz/kOe}$	36

Figura 12 – Partes real (curva em vermelho) e imaginária (curva em azul) do tensor susceptibilidade.	38
Figura 13 – Precessão da magnetização sob um efeito de um campo magnético. Em a) a magnetização relaxa com uma magnitude constante, seguindo a dinâmica descrita pelo amortecimento de Gilbert expressa pela equação 2.49. Na figura b) o processo ilustrado é típico de materiais isolantes, ferro ou ferrimagnéticos. Enquanto as componentes transversais relaxam rapidamente, a componente z permanece constante, como descrito pela equação 2.50 para $T_1 > T_2$	39
Figura 14 – Precessão da magnetização sob efeito de um campo magnético ilustrando o processo de spin pumping, onde uma acumulação de spin fora do equilíbrio é injetada na camada do metal não magnético. A acumulação de spin pode ser decomposta em duas componentes: (i) uma componente AC no plano x-y, e (ii) uma componente DC ao longo do eixo z. A componente DC é que origina uma tensão elétrica DC medida na condição de FMR.	40
Figura 15 – Ilustração de três processos de corrosão.	44
Figura 16 – Imagem do equipamento disponível no nosso laboratório. Modelo reactive ion etcher – 600 (Torr International, Inc.).	45
Figura 17 – Ilustração da montagem para remoção do óxido para calibração usando o perfilômetro.	46
Figura 18 – Esquema mostrando o processo de sputtering	47
Figura 19 – Ilustração da montagem experimental de FMR.	48
Figura 20 – Ilustração mostrando a conexão dos terminais da amostra com o nanovoltímetro.	49
Figura 21 – Varredura do perfilômetro de dois substratos submetidos ao plasma etching. A fig. 21a foi submetida a um plasma de 400W por 5 minutos, enquanto a fig. 21b foi exposta por 10 minutos ao plasma a 400W.	51
Figura 22 – Ilustração da montagem para medidas de curvas IV. Os retângulos em cinza escuro representam os pads (alumínio e titânio), enquanto o retângulo azul representa o filme de silício exposto ao ambiente.	52
Figura 23 – Curvas IV para várias amostras de silício. As amostras em Si-P, figuras 23a (Si-N, figuras 23b) foram submetidas a um plasma de 200 W (250 W) por 5 minutos.	53

Figura 24 – Métodos macro (a) e micro (b) de quatro pontas para medir a condutância elétrica. A distribuição da corrente que flui através de uma amostra semicondutora é esquematicamente desenhada.	54
Figura 25 – Equipamento de precisão utilizado no corte dos substratos de silício. O inset mostra o display de LCD micrométrico com resolução de 0.001 mm e precisão de ± 0.003 mm.	55
Figura 26 – Ilustração do transporte de carga por meio de um substrato de silício. A barra de cores tem uma escala de baixa para alta resistividade, que correspondem às curvas orientadas no bloco de silício.	55
Figura 27 – Resistência em função do tempo para uma amostra de silício tipo N. A escala do eixo horizontal é logarítmica. As setas indicam as variações abruptas na resistência.	56
Figura 28 – Imagem mostrando dois substratos de silício P. A corrente é injetada pelos contatos na horizontal (A-B), enquanto a tensão Hall é medida nos terminais da vertical (C-D) e o campo magnético é aplicado perpendicular ao plano.	57
Figura 29 – Curvas da tensão Hall para silício tipo P. A figura 29a mostra os resultados para Si-P 1, onde $\rho = 1 \Omega.cm$ com corrente de 10 mA. A densidade de portadores neste caso é de $n = 1 \times 10^{22}$. Na figura 29b vemos a tensão Hall para uma amostra de Si-P 2, com $\rho = 3\Omega.cm$ e corrente 0.2 mA. A densidade de portadores neste caso foi de $n = 6.99 \times 10^{21}$	58
Figura 30 – Curvas da tensão Hall para silício tipo N. A figura 30a mostra os resultados para Si N1, onde $\rho = 1\Omega.cm$ com corrente de 0.5 mA. A densidade de portadores neste caso é de $n = 1 \times 10^{22}$. Na figura 30b vemos a tensão Hall para uma amostra de Si-N2, com $\rho = 3 \Omega.cm$ e corrente 1 mA. A densidade de portadores neste caso foi de $n = 6.12 \times 10^{21}$	58
Figura 31 – Gráfico mostrando a variação da largura de linha de substratos de silício P, N e intrínseco em função do tempo de exposição ao plasma.	60
Figura 32 – Ilustração da amostra de silício dopado com pads (retângulos em cinza escuro nas extremidades) e ilha de Py (retângulo cinza claro no centro da imagem).	61

Figura 33 – Derivada da absorção de FMR 33a (potência de 110 mW) e spin-pumping 33b (potência de 110 mW) para uma amostra de silício tipo P com resistividade em torno de $1\Omega.cm$ com frequência de RF dada por $f = 9.418$ GHz. A corrente de pico para esta amostra ficou em $I_{SP} = 1.19$ nA.	61
Figura 34 – Corrente de pico em função da potência de RF.	62
Figura 35 – Derivada da absorção de FMR 35a (potência de 110 mW) e spin-pumping 35b (potência de 110 mW) para uma amostra de silício tipo P com resistividade no intervalo $3\Omega.cm$ com frequência de RF dada por $f = 9.418$ GHz. A corrente de pico para esta amostra ficou em $I_{SP} = 1.65$ nA.	62
Figura 36 – Derivada da absorção de FMR 36a (potência de 110 mW) e spin-pumping 36b (potência de 110 mW) para uma amostra de silício, com frequência de RF dada por $f = 9.418$ GHz. A corrente de pico para esta amostra ficou em $I_{SP} = 0.32$ nA.	63
Figura 37 – Derivada da absorção de FMR 37a (potência de 87.6 mW) e spin-pumping 37b (potência de 110 mW) para uma amostra de silício, com frequência de RF dada por $f = 9.418$ GHz. A corrente de pico para esta amostra ficou em $I_{SP} = 0.58$ nA.	63
Figura 38 – Corrente de pico em função da potência de RF.	64
Figura 39 – Derivada da absorção de FMR 39a (potência de 43.5 mW) e spin-pumping 39b (potência de 110 mW) para uma amostra de silício, com frequência de RF dada por $f = 9.418$ GHz. A corrente de pico para esta amostra ficou em $I_{SP} = 0.59$ nA.	64
Figura 40 – Derivada da absorção de FMR 40a (potência de 43.5 mW) e spin-pumping 40b (potência de 110 mW) para uma amostra de silício, com frequência de RF dada por $f = 9.418$ GHz. A corrente de pico para esta amostra ficou em $I_{SP} = 0.19$ nA.	65
Figura 41 – Derivada da absorção de FMR 41a (potência de 43.5 mW) e spin-pumping 41b (potência de 110 mW) para uma amostra de silício, com frequência de RF dada por $f = 9.418$ GHz. A corrente de pico para esta amostra ficou em $I_{SP} = 0.37$ nA.	65

Figura 42 – Derivada da absorção de FMR 42a (potência de 110 mW) e spin-pumping 42b (potência de 110 mW) para uma amostra de silício, com frequência de RF dada por $f = 9.418$ GHz. A corrente de pico para esta amostra ficou em $I_{SP} = 49$ nA.	66
Figura 43 – Diagrama de banda na interface entre metal/semicondutor tipo N (a) e metal/semicondutor tipo P (b). Os símbolos $\Phi_{B,p,n}^0$ representam a altura da barreira Schottky.	67
Figura 44 – Ilustração da montagem V-I entre silício (retângulos em cinza escuro nas extremidades) e o filme de permalloy (retângulo cinza claro no centro da imagem). Ao aplicarmos uma diferença de tensão nos terminais, medimos a corrente que passa entre os dois materiais.	67
Figura 45 – Curvas V-I para amostras de silício intrínseco em função do tempo de exposição ao plasma etching	70
Figura 46 – Curvas V-I para amostras de silício tipo P em função do tempo de exposição ao plasma etching	71
Figura 47 – Curvas V-I para amostras de silício tipo N em função do tempo de exposição ao plasma etching	72
Figura 48 – Ilustração da deposição dos filmes de platina e permalloy.	73
Figura 49 – Corrente de pico em função do ângulo para amostra de Pt(5)/Py(t).	74
Figura 50 – Ilustração da deposição dos filmes de permalloy.	74
Figura 51 – Corrente de pico em função do ângulo para amostra de Py(t).	75
Figura 52 – Ilustração da deposição dos filmes de cobalto.	75
Figura 53 – Corrente de pico em função do ângulo para amostra de Co(t).	76
Figura 54 – Sinal de corrente de DC para uma bicamada de Pt(5 nm)/Py(21 nm) em função do ângulo ϕ como mostra a figura 32. Os pontos em preto são os dados experimentais, enquanto a curva em vermelho é o ajuste teórico.	76
Figura 55 – Dependência angular do sinal DC para monocamadas de Co(21 nm) 55a e Py(21 nm) 55b. Os pontos pretos são os dados experimentais e as curvas vermelhas são o ajuste experimental. Note que apesar de possuir a mesma forma, a curva teórica não se ajusta perfeitamente aos dados.	77

Figura 56 – Esquema mostrando os efeitos IREE e ISHE. As figuras a) e b) mostram a conversão de uma corrente de spin em uma interface com interação Rashba, o que faz as correntes J_e terem o mesmo sentido. As figuras c) e d) mostram o efeito ISHE, onde a depender do sentido da corrente de spin J_s , o sentido de J_e muda.	78
Figura 57 – Esquema mostrando os efeitos IREE e ISHE. A figura a) mostra os sinais gerados pelo efeito IREE. A polaridade do sinal não depende da direção de injeção da corrente de spin, resultando em dois picos com a mesma polarização. A figura b) mostra os sinais gerados pelo ISHE, onde pode-se ver a inversão do sinal devido à inversão do sentido de injeção da corrente de spin.	79
Figura 58 – Derivada da curva de absorção de FMR 58a e spin-pumping 58b para a amostra de controle Co(12nm)/Pt(10nm)/Py(12nm). Na figura 58b os sinais da corrente mudam devido à inversão do sentido da corrente de spin.	79
Figura 59 – Esquema mostrando a tracamada FM1/NM/FM2.	80
Figura 60 – Sinais de FMR e spin-pumping para uma tracamada de Fe/Sb(t)/Py onde a espessura dos FM é de 12nm. Observe que a intensidade do sinal de spin-pumping diminui na medida que aumentamos a espessura do filme de Sb.	81
Figura 61 – Derivada da curva de absorção de FMR 61a e spin-pumping 61b para a amostra Fe/Sb/Py. Note na figura 61b que o sinal do Fe desaparece, enquanto o sinal do Py ainda é visível.	82
Figura 62 – Componentes simétrica e assimétrica da tracamada Fe/Sb(t)/Py em função da espessura t do antimônio.	83
Figura 63 – Torr RIE 600	90
Figura 64 – Painel frontal do Torr RIE 600	91
Figura 65 – Painéis com informações da bomba turbo	93
Figura 66 – Diagrama do painel frontal do Automatching Network Controller	94
Figura 67 – Painel frontal do RF 600W power supply	95

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Tabela de identificação e enumeração das amostras conforme a resistividade.	52
Tabela 2 – Resistências calculadas na parte Negativa, ao redor do Zero e na parte Positiva do gráfico V-I para amostras de silício intrínseco, tipo P e tipo N, respectivamente, em função do tempo de exposição ao plasma.	69

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AMR	Anisotropic magnetoresistance
CHE	Efeito Hall Clássico (Classical Hall Effect)
FM	Ferromagnético
FMR	Ressonância Ferromagnética
IREE	Efeito Rashba-Edelstein Inverso (Inverse Rashba Edelstein Effect)
ISHE	Efeito Spin Hall Inverso (Inverse Spin Hall Effect)
MCP	Magnonic Charge Pumping
NM	Metal Normal (Normal Metal)
PSI	Pound per square inch
REE	Efeito Rashba-Edelstein (Rashba Edelstein Effect)
SCCM	Standard cubic centimeters per minute (cm^3/min)
SHE	Efeitos Spin Hall Direto (Spin Hall Effect)
SOC	Acoplamento Spin-Órbita (Spin Orbit Coupling)

LISTA DE SÍMBOLOS

μ_0	Permeabilidade Magnética no Vácuo
μ_B	Magneton de Bohr
γ	Fator Giromagnético
\hbar	Constante Reduzida de Plank
\vec{B}	Campo Indução Magnética
\vec{H}	Campo Magnético
\vec{E}	Campo Elétrico
\vec{J}_c	Densidade de Corrente de Carga
\vec{J}_s	Densidade de Corrente de Spin
\hat{H}	Operador Hamiltoniano
λ_{SO}	Termo spin-órbita

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	20
1.1	CONTEXTUALIZAÇÃO	20
1.2	OBJETIVOS E ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO	22
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	23
2.1	EFEITO HALL CLÁSSICO	23
2.2	EFEITO SPIN-ÓRBITA	24
2.3	CORRENTE DE CARGA E CORRENTE DE SPIN	26
2.4	EFEITO SPIN-HALL: DIRETO E INVERSO	27
2.4.1	Contribuições Intrínsecas e Extrínsecas do SHE	28
2.4.2	Efeito Spin Hall (SHE) Direto	28
2.4.3	Efeito Spin Hall Inverso (ISHE)	29
2.5	EFEITO RASHBA-EDELSTEIN DIRETO (REE) E INVERSO (IREE)	30
2.5.1	Efeito Rashba-Edelstein (REE)	30
2.5.2	Efeito Rashba-Edelstein Inverso (IREE)	33
2.6	RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA	34
2.6.1	Dinâmica de Magnetização	36
2.6.2	Amortecimentos e perda magnética	39
2.7	EFEITO SPIN PUMPING (SP)	40
3	TÉCNICAS EXPERIMENTAIS	43
3.1	INTRODUÇÃO	43
3.1.1	Corrosão por plasma (plasma etching)	43
3.1.2	Sistema existente no nosso laboratório	44
3.1.3	Remoção de óxido de substratos de silício	46
3.2	DEPOSIÇÃO POR EVAPORAÇÃO CATÓDICA (<i>SPUTTERING</i>)	46
3.3	MONTAGEM DO EXPERIMENTO DE FMR	48
3.3.1	Montagem para o experimento de spin-pumping	49
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES	50
4.1	ANÁLISE DA REMOÇÃO DA CAMADA DE ÓXIDO EM SILÍCIO DOPADO	50
4.1.1	Análise das curvas I-V	52
<i>4.1.1.1</i>	<i>Comentários sobre as condução dos elétrons nas medidas IV em silício dopado</i>	<i>54</i>

4.1.1.2	<i>Varição da resistência com o tempo</i>	56
4.2	EFEITO HALL CLÁSSICO EM SILÍCIO P E N	57
4.3	ANÁLISE DA LARGURA DE LINHA DE FMR EM FUNÇÃO DA REMO- ÇÃO DE ÓXIDO	59
4.4	MEDIDAS DE FMR E SPIN-PUMPING EM SILÍCIO DOPADO	60
4.4.1	Silício tipo P	60
4.4.2	Silício tipo N	63
4.5	COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS DE SILÍCIO DOPADO COM RESULTADOS DE PLATINA/PERMALLOY	66
4.5.1	Barreira Schottky	66
4.6	AUTO-CONVERSÃO EM METAIS MAGNÉTICOS	73
4.6.1	Bicamada de Permalloy/Platina	73
4.6.2	Monocamada de Permalloy	74
4.6.3	Monocamada de Cobalto	75
4.6.4	Comentários e discussões	76
4.7	CONVERSÃO DE CORRENTE DE SPIN EM CARGA EM INTERFACES	77
4.7.1	Efeitos de interface em antimônio	80
4.8	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	83
	REFERÊNCIAS	86
	APÊNDICE A – OPERAÇÃO DO REACTIVE ION ETCHER-600	90

1 INTRODUÇÃO

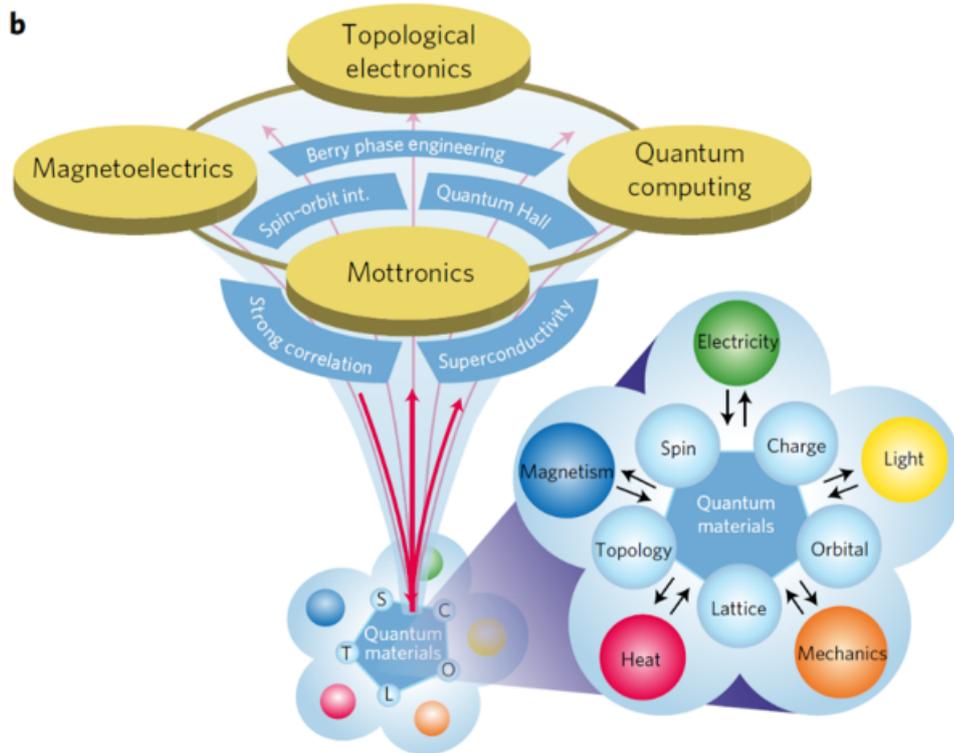
Nesta dissertação estudamos algumas propriedades de spin que se manifestam em materiais, que arbitrariamente classificamos como materiais clássicos e quânticos. Como é um tema muito atual, vamos tentar dar uma explicação lógica para a escolha do título. Na verdade, as propriedades (elétricas, magnéticas, ópticas, etc.) de todos os materiais são explicadas pela mecânica quântica, porém algumas propriedades macroscópicas são facilmente explicadas usando-se argumentos clássicos. Um exemplo é a lei de Ohm que estabelece a relação entre corrente elétrica e diferença de potencial em metais. Porém, muitas propriedades de transporte eletrônica só podem ser explicadas utilizando-se conceitos quânticos. Segundo a Ref. (BROHOLM et al., 2016), os materiais quânticos (QM) são sólidos com propriedades físicas exóticas que surgem das interações de seus elétrons, começando nas escalas atômica e subatômica, onde os efeitos extraordinários da mecânica quântica causam comportamentos únicos e inesperados. Segundo a Ref. (HAN; MAEKAWA; XIE, 2020), os QM são uma classe de materiais cujas propriedades quânticas decorrem de uma conexão íntima entre dimensionalidade reduzida, confinamento quântico, coerência quântica, flutuações quânticas, topologia de funções de onda, interações spin-órbita relativísticas, simetrias fundamentais e assim por diante. Em parte dessa dissertação utilizamos a corrente de spin (lembrando que o spin não tem análogo clássico) para investigar o efeito da interação entre carga e spin eletrônicos em interfaces e superfícies, induzido pelo acoplamento spin-órbita (SOC). Sendo assim, a nossa investigação está claramente dentro do que está se conceitualizando como, propriedade físicas de materiais quânticos.

1.1 CONTEXTUALIZAÇÃO

A figura 1 ilustra os vários graus de liberdade de elétrons em sólidos, que respondem a estímulos externos. Esses acoplamentos levam a propriedades emergentes com correlações cruzadas entre diferentes observáveis físicos e a desenvolvimentos para aplicações de funções emergentes como Motrônica, área que estuda os princípios físicos da transição metal-isolante (transição de Mott) em sistemas de elétrons correlacionados, para aplicação eletrônica, onde a fase eletrônica é usada para descrever a variável de estado dos dispositivos, spintrônica, eletrônica topológica, área de pesquisa que utiliza novos graus de liberdade quânticos dos

elétrons: fase de Berry, isolantes topológicos, skyrmions, coerência e emaranhamento não-locais e computação quântica (TOKURA; KAWASAKI; NAGAOSA, 2017).

Figura 1 – Ilustração dos vários graus de liberdade de elétrons em sólidos, que respondem a estímulos externos. A nossa dissertação explora conceitos na área de magnetoeletrônica e interação spin-órbita.



Fonte: Figura adaptada de (TOKURA; KAWASAKI; NAGAOSA, 2017)

A spintrônica utiliza o grau de liberdade de spin dos elétrons para aplicações potenciais, como processamento, armazenamento e computação de dados. Em comparação com dispositivos convencionais que usam as propriedades de carga do elétron, os dispositivos spintrônicos têm potencialmente várias vantagens, incluindo não volatilidade, velocidade de processamento de dados mais rápida, maiores densidades de integração e menor consumo de energia elétrica. Os principais desafios são a geração e detecção eficientes de corrente de spin pura, que não acompanha nenhuma corrente de carga (HAN; OTANI; MAEKAWA, 2018). Portanto, a geração e detecção de correntes de spin em diferentes geometrias é um assunto de interesse atual e envolve dificuldades que vão da preparação e caracterização das estruturas utilizadas, bem como das medidas das propriedades spintrônicas de interesse. Algumas dessas propriedades, que ocorrem em interfaces, podem ser correlacionadas com fenômenos que ocorrem em materiais 2D puros. Um dos fenômenos mais atrativos para a conversão mútua entre os graus de liberdade, que ocorre devido à quebra de simetria de translação em interfaces, é o chamado

efeito Rashba-Edelstein de spin (direto e inverso) (MANCHON et al., 2015; GHIASI et al., 2019). Investigamos a conversão de corrente de spin em corrente de carga ocorrendo na interface entre um material ferromagnético e o antimônio. Este fenômeno pode ser explicado pelo efeito Rashba-Edelstein inverso. Também investigamos a conversão de corrente de spin em corrente de carga em Silício quando colocado em contacto com um metal ferromagnético. Investigamos amostras de Si intrínseco e Si com diferentes dopagens P e N. Também investigamos propriedades de auto-conversão da dinâmica da magnetização em filmes simples ferromagnéticos de Fe, Co e Ni₈₁Fe₁₉. Este é um fenômeno que não é completamente entendido e deve depender da interação spin-órbita do material.

1.2 OBJETIVOS E ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO

Como explicado na seção anterior, nesta dissertação investigamos, de forma experimental, os fenômenos de geração e detecção de correntes de spin em interfaces e volumes de materiais clássicos e quânticos. Para isso, utilizamos várias técnicas experimentais que envolvem a fabricação das estruturas e a caracterização das propriedades de interesse. Utilizamos a técnica de “Reactive Ion Etching” (RIE) para remoção de óxidos nativos que se formam em “wafers” comerciais de Silício. Esse é um processo que não dominávamos no laboratório, portanto, tivemos que caracterizar e deixar o equipamento pronto para uso contínuo por outros membros do grupo. As amostras foram preparadas utilizando-se a técnica de magnetron sputtering e a caracterização das propriedades de interesse foi realizada utilizando-se as técnicas de bombeamento de spin por ressonância ferromagnética e medidas de transporte eletrônico. No capítulo 2 definimos de maneira sucinta a fundamentação teórica dos fenômenos utilizados na dissertação. Fazemos uma revisão dos efeitos Hall clássico e de spin, efeitos Rashba-Edelstein direto e inverso. Revisamos as técnicas de ressonância ferromagnética e bombeamento de spin (“spin pumping”). No capítulo 3, fazemos uma revisão das técnicas experimentais utilizadas. Revisamos os conceitos experimentais e básicos do “Reactive Ion Etching”, deposição por magnetron sputtering e medidas por transporte eletrônico. No capítulo 4 apresentamos os resultados experimentais e discutimos os fenômenos observados. No capítulo 5 fechamos com as conclusões e perspectivas.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Aqui serão descritos os principais conceitos e modelos que descrevem alguns dos fenômenos físicos investigados neste trabalho. Vale ressaltar que estes fenômenos são amplamente revisados em livros, artigos de revisão, dissertações e teses anteriores do nosso grupo. Inicialmente revisaremos sobre o Efeito Hall Clássico (Classical Hall Effect) (CHE) bem como os Acoplamento Spin-Órbita (Spin Orbit Coupling) (SOC), Efeitos Spin Hall Direto (Spin Hall Effect) (SHE) e Efeito Spin Hall Inverso (Inverse Spin Hall Effect) (ISHE).

2.1 EFEITO HALL CLÁSSICO

Em 1879 (HALL, 1879) foi publicado o primeiro artigo descrevendo o que viria a ser conhecido como efeito Hall clássico CHE. O experimento consistiu simplesmente de passar uma corrente por uma fita condutora na presença de um campo magnético perpendicular ao plano deste condutor e o que se observou é que devido ao campo magnético, uma diferença de potencial é formada entre as laterais perpendiculares ao eixo por onde a corrente está passando. Essa diferença de potencial pode ser explicada classicamente como tendo origem na força de Lorentz, como ilustrado na figura 2,

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}), \quad (2.1)$$

onde q , \vec{v} e \vec{B} são respectivamente a carga do portador, sua velocidade e o campo magnético. A montagem do experimento Hall é bastante simples, tratando-se de uma placa condutora (ou semicondutora) fina na qual uma corrente é \vec{I}_x na direção \hat{x} é desviada e acumula-se formando uma diferença de potencial no eixo \hat{y} , sendo o campo alinhado com o eixo \hat{z} . No equilíbrio, a diferença de potencial V_H então é dada pela expressão,

$$V_H = \frac{R_H I_x B_z}{d}, \quad (2.2)$$

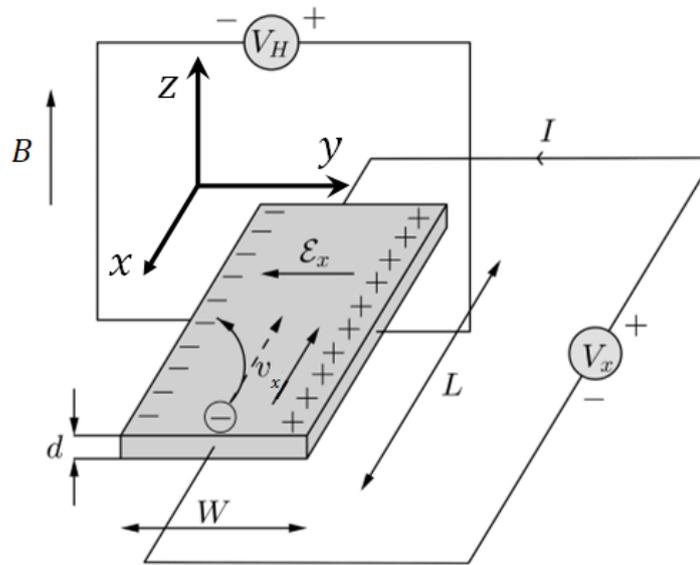
onde R_H é o coeficiente Hall (em $\frac{m^3}{C}$) e d é a espessura do condutor na direção \hat{z} . Usando-se a expressão para a densidade de corrente $J = \frac{I_x}{A}$ e $E = \frac{V}{w}$, onde w é a largura da fita e a seção transversal $A = wd$, temos então que,

$$E_H = R_H J B_z, \quad (2.3)$$

onde n é a densidade de portadores, então, o coeficiente Hall é dado por,

$$R = \frac{1}{nq}. \quad (2.4)$$

Figura 2 – Ilustração do experimento do efeito Hall clássico.



Fonte: Figura adaptada de https://ebrary.net/158504/mathematics/classical_hall_effect

Em 2.2, mantendo-se I_x e d fixos, e variando-se B_z , medimos a dependência de V_H versus B_z , que dá uma reta cuja inclinação é $R_H = \frac{1}{nq}$. Para o elétron (buraco) $q = -1.6 \times 10^{-19}C$ ($q = 1.6 \times 10^{-19}C$). O sinal da carga será importante quando discutirmos o efeito Hall em silício dopado, onde a dopagem, seja ela P ou N, mudará o sinal da carga, confirmando o transporte por elétrons (tipo N) e por buracos (tipo P). Para um estudo bastante abrangente sobre o efeito Hall e suas aplicações, veja (CHIEN, 2013).

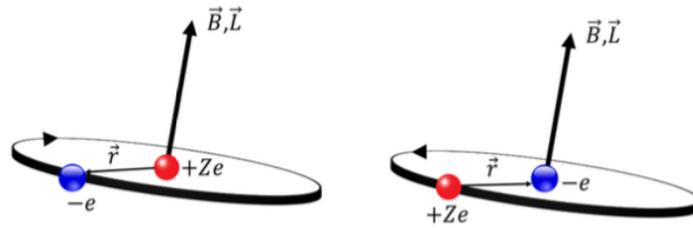
2.2 EFEITO SPIN-ÓRBITA

O efeito spin-órbita pode ser pensado como uma forma de campo magnético efetivo, o qual é 'sentido' pelo spin do elétron em seu próprio sistema de referência, como ilustrado na figura 3. Este campo magnético é devido à interação do elétron movendo-se na presença do campo elétrico do núcleo, causando uma variação nos níveis de energia do próprio elétron, devido à interação Zeeman do campo magnético efetivo com o spin do elétron.

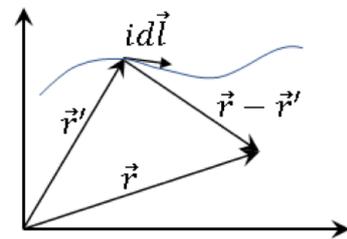
Este efeito é de suma importância em vários campos de estudos, tais como magnetismo e spintrônica, tendo papel fundamental nos processos que envolvem anisotropia magnética, relaxação de spin, amortecimento magnético, efeito Hall anômalo, entre outros.

Partindo da lei de Biot-Savart,

Figura 3 – A figura do lado esquerdo ilustra o movimento do elétron descrevendo uma órbita circular no sistema de referência do núcleo, enquanto a figura do lado direito possui o sistema de referência centrado no elétron.



Fonte: figura retirada de (SANTOS, 2021)



$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \frac{d\vec{l} \times (\vec{r} - \vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3}. \quad (2.5)$$

No sistema de referência do elétron,

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \frac{d\vec{l} \times (-\vec{r})}{|\vec{r}|^3} = \frac{\mu_0 Ze}{4\pi r^3} \vec{v} \times \vec{r} = -\frac{1}{c^2} \vec{v} \times \vec{E}. \quad (2.6)$$

Pela lei de Coulomb, $\vec{F} = q\vec{E}$ onde $q = -e$, assim,

$$\vec{E} = \frac{1}{e} \nabla V(r) = \frac{1}{e} \frac{dV}{dr} \frac{\vec{r}}{r}, \quad (2.7)$$

portanto,

$$\vec{B} = -\frac{1}{erc^2 m_0} \frac{dV}{dr} \vec{L}, \quad \vec{L} = \vec{r} \times \vec{p} = -m_0 \vec{v} \times \vec{r}. \quad (2.8)$$

A interação entre o campo magnético e o momento magnético é dada pela interação Zeeman,

$$\Delta U = -\vec{\mu}_s \cdot \vec{B} = \frac{g\mu_b}{\hbar} \vec{S} \cdot \vec{B} = \frac{1}{2} \frac{\mu_0 Ze^2}{4\pi m_0^2 r^3} \vec{S} \cdot \vec{L}, \quad (2.9)$$

o fator de $\frac{1}{2}$ que surge é chamado de fator de Thomas, que é devido à precessão do spin do elétron movendo-se ao redor do núcleo, enquanto que $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_0}$. Dessa forma, temos que a interação spin-órbita é dada por,

$$\lambda_{SO} = \frac{m u_0 \epsilon_0}{2m_0^2} \frac{Ze^2 \vec{r} \times \vec{p}}{4\pi \epsilon_0 r^3} \cdot \left(\frac{\hbar \vec{\sigma}}{2} \right) = \frac{\hbar}{4m_0^2 c^2} \vec{\sigma} \cdot (\nabla V \times \vec{p}). \quad (2.10)$$

Quanticamente, podemos obter o efeito spin-órbita se olharmos para a expressão do Hamiltoniano de Dirac, tendo-se feito uma expansão em série e tomando o limite não relativístico, onde $\frac{v}{c} \ll 1$, dessa forma,

$$\hat{H} = \underbrace{\frac{\hat{p}^2}{2m} + eV}_{\text{N\~{a}o-relativ\~{i}stico}} + \underbrace{\frac{\hat{p}^4}{8m^2c^2}}_{\text{Corre\~{c}o\~{a}o da energia cin\~{e}tica}} + \underbrace{\frac{\hbar^2}{8m^2c^2}\nabla^2V}_{\text{Termo de Darwin}} + \underbrace{\frac{\hbar}{4m^2c^2}\vec{\sigma}(\nabla V \times \hat{p})}_{\text{Spin-\u00d3rbita}}. \quad (2.11)$$

O termo que d\u00e1 o acoplamento spin-\u00f3rbita \u00e9 essencial para o estudo das intera\u00e7\u00f5es do spin eletr\u00f4nico em uma rede cristalina.

2.3 CORRENTE DE CARGA E CORRENTE DE SPIN

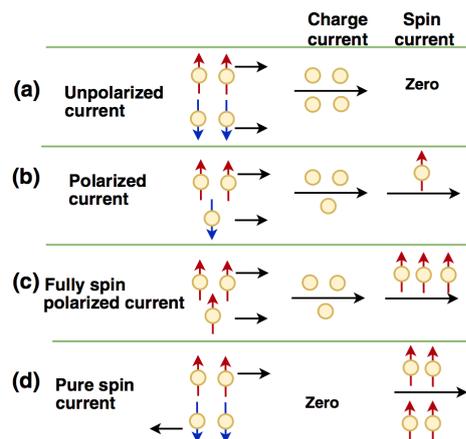
De forma simplificada, podemos pensar na densidade de corrente, onde haja equil\u00edbrio entre os ambos estados de spin, como sendo a soma das densidades dos portadores com spin *up* e *down*,

$$\vec{J}_C = \vec{J}_\uparrow + \vec{J}_\downarrow, \quad (2.12)$$

onde \vec{J}_\uparrow (\vec{J}_\downarrow) s\u00e3o as densidades de spin *up* (*down*), respectivamente. Por outro lado, quando h\u00e1 um desequil\u00edbrio nas quantidades de spins up e down, definimos a densidade de corrente de spin como,

$$\vec{J}_S = \vec{J}_\uparrow - \vec{J}_\downarrow. \quad (2.13)$$

Figura 4 – (a) Corrente de carga n\u00e3o polarizada, (b) Corrente de carga parcialmente polarizada em spin, (c) Corrente totalmente polarizada de spin, (d) Corrente pura de spin



Fonte: Figura retirada de (FENG et al., 2017)

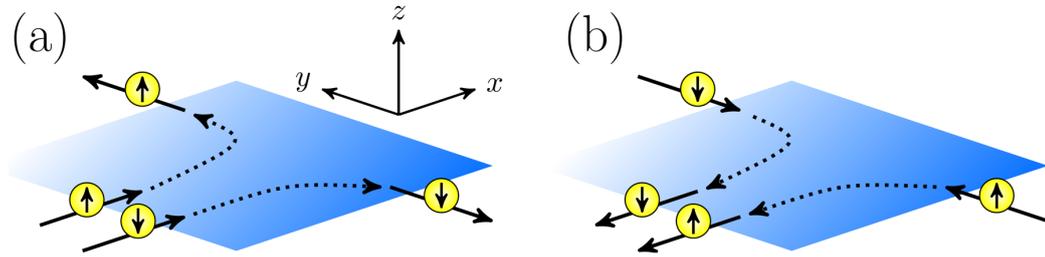
Na figura 4 vemos quatro configura\u00e7\u00f5es poss\u00edveis de correntes de carga e de spin. Em 4 a), o n\u00famero de el\u00e9trons com spins "up" e "down" s\u00e3o iguais, formando assim uma corrente pura de carga, o que conseq\u00fcentemente implica numa corrente l\u00edquida nula de spin. Em b) temos

uma corrente parcialmente polarizada, o que significa que haverá ambas correntes de carga e de spin. Em *c*) a corrente é totalmente polarizada, o que significa que a corrente de spin será maximizada. Por fim, em *d*) a corrente de carga líquida será zero, enquanto a corrente de spin será máxima. A situação mostrada em *d*) pode ser pensada como uma corrente pura de spin, e embora ocorra movimento de carga, a corrente líquida de carga é zero. A corrente pura de spin sem transporte de carga é obtida no processo de spin pumping, como veremos mais adiante.

2.4 EFEITO SPIN-HALL: DIRETO E INVERSO

O campo da spintrônica busca utilizar conjuntamente os graus de liberdade de spin e da carga do elétron em dispositivos com propriedades dentro e fora do equilíbrio, desta forma, a geração e detecção de correntes de spin é de suma importância para este campo de investigação. Dentre as várias formas de se criar e controlar correntes de spin, aqui descreveremos o efeito spin Hall (SHE), que pode ocorrer no volume ou na superfície/interface de materiais com forte acoplamento spin-órbita. Existem várias formas de se gerar o SHE e aqui descreveremos as mais simples. Primeiro, é preciso salientar que há a forma inversa do efeito spin Hall, chamado ISHE. Para entendermos como este último se distingue do primeiro daremos suas definições a seguir. No SHE uma corrente elétrica que passa por um material pode gerar uma corrente transversal de spin, polarizada perpendicularmente ao plano definido por ambas as correntes de carga e spin (plano xy da figura 5-a). Já no caso do ISHE, uma corrente pura de spin que passa por um material (ao longo do eixo y) gera uma corrente transversal de carga (ao longo do eixo x) como ilustra a figura 5. Vale ressaltar que em ambos os efeitos é preciso que o material possua SOC forte. Podemos destacar dois tipos de SHE, um de origem intrínseca, onde um material puro gera o espalhamento através do SOC, e outro de origem extrínseca, onde impurezas no material levam ao SHE. Vale mencionar que o efeito extrínseco é mais facilmente controlado em laboratório, e geralmente possui maior intensidade para o SHE. Comumente, em um material, a contribuição total para o SHE vem de ambos efeitos intrínsecos e extrínsecos. Para uma revisão detalhada dos vários tipos de efeito Hall veja (SINOVA et al., 2015).

Figura 5 – No SHE uma corrente não polarizada de carga gera uma corrente pura de spin de forma transversal, por fim, no ISHE, uma corrente pura de spin gera uma corrente transversal de carga.



Fonte: Figura retirada de (GORINI, 2022)

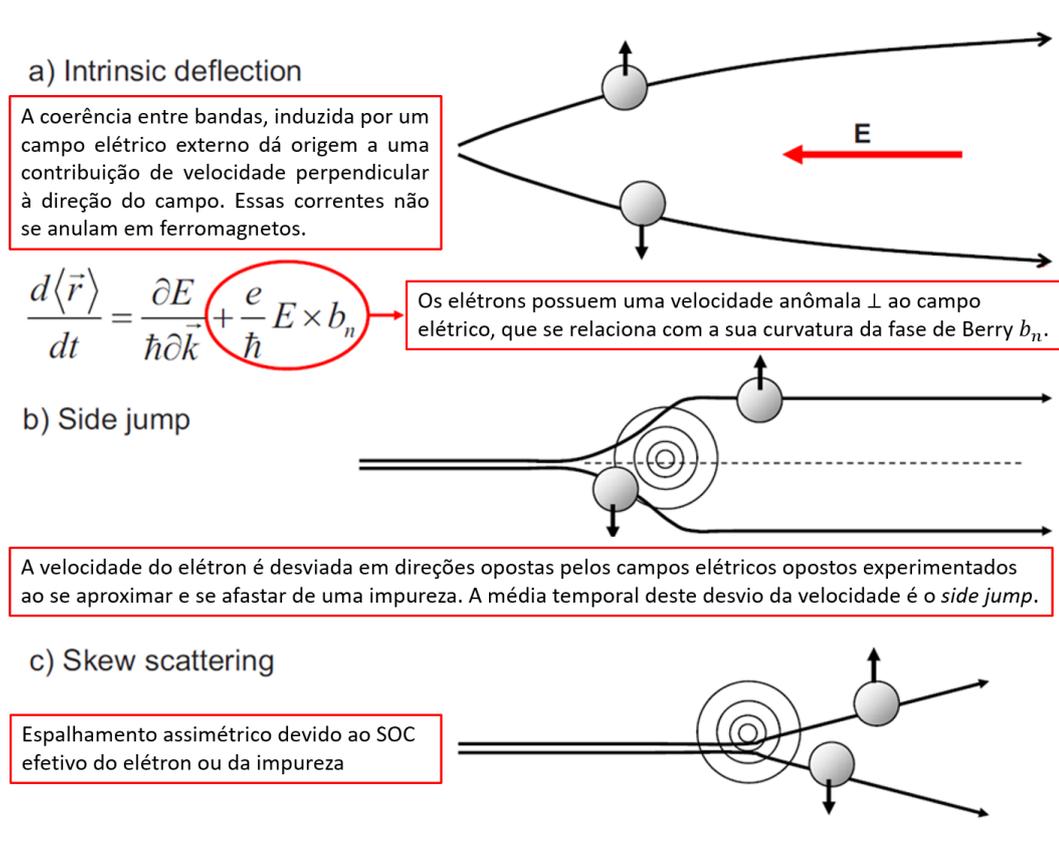
2.4.1 Contribuições Intrínsecas e Extrínsecas do SHE

A figura 6 ilustra diferentes mecanismos do efeito spin Hall. A contribuição intrínseca existe mesmo na ausência de qualquer impureza onde ocorra espalhamento. Essa contribuição é insensível ao tempo de espalhamento e se origina da estrutura de bandas. Os elétrons adquirem uma contribuição anômala de velocidade devido à curvatura de Berry, que gera termos fora da diagonal não nulos e dependentes de spin, no tensor resistividade. A Pt é o material que possui a maior contribuição intrínseca para o SHE.

2.4.2 Efeito Spin Hall (SHE) Direto

O efeito spin Hall foi proposto teoricamente por Dyakonov e Perel no início da década de 70 (DYAKONOV; PEREL, 1971) e ganha este nome no final da década de 90 no trabalho de J. Hirsch (HIRSCH, 1999). O nome é devido ao fato do efeito ter similaridades com o efeito Hall clássico, no qual uma corrente é desviada em sentidos opostos sem a necessidade de um campo magnético externo, a depender do sinal da carga e do sentido do spin. No entanto, no SHE, cargas com spin contrários são desviadas em sentidos contrários sem a necessidade de um campo magnético externo. O SHE foi confirmado experimentalmente de forma independente por dois grupos (KATO et al., 2004; WUNDERLICH et al., 2005). O SHE pode surgir de duas formas: (i) em um metal não magnético onde haja uma forte interação spin-órbita, o qual espalha elétrons com polaridades opostas de spin; (ii) ou em metais normais, na presença de impurezas ou defeitos na rede, levando assim a um espalhamento assimétrico de cargas com spin opostos. Quando $\vec{J}_C = \vec{J}_\uparrow + \vec{J}_\downarrow = 0$ obtemos uma corrente pura de spin. A equação que

Figura 6 – Ilustração dos efeitos intrínseco e extrínsecos que originam o SHE.



Fonte: Figura adaptada de (NAGAOSA et al., 2010)

descreve o efeito spin Hall em um material é dada por,

$$\vec{J}_S = \frac{\hbar}{2e} \theta_{SH} (\hat{\sigma} \times \vec{J}_C), \quad (2.14)$$

onde $\hat{\sigma}$ é o vetor unitário que dá a polarização da corrente de spin e θ_{SH} é o ângulo Hall de spin, que dá a eficiência da conversão mútua entre as correntes de spin e carga. Uma ilustração do processo pode ser visto no lado esquerdo da figura 5.

2.4.3 Efeito Spin Hall Inverso (ISHE)

No efeito ISHE uma corrente pura de spin em um condutor não-magnético com SOC intenso é convertida em corrente de carga, que flui de forma transversal àquela de spin (veja lado direito da figura 5. A primeira detecção do ISHE foi feita por AZEVEDO et al. em 2005, onde se foi usado uma trcamada Ferromagnético (FM)/Metal Normal (Normal Metal) (NM)/FM, crescida pelo processo de sputtering¹. Um ano após a publicação relatando o efeito, SAITOH

¹ O processo de deposição por sputtering será descrito na seção de técnicas experimentais

et al. propôs um modelo que descreve o fenômeno. De forma similar à eq. 2.14, temos que a conversão da corrente de spin em corrente de carga através do efeito ISHE é dada por,

$$\vec{J}_C = D_{ISHE} (\vec{J}_S \times \hat{\sigma}), \quad (2.15)$$

onde $D_{ISHE} = -\frac{2e}{\hbar}\theta_{SH}$ é o coeficiente que dá a eficiência da conversão entre as correntes em um material. Mais uma vez, θ_{SH} e $\hat{\sigma}$ são o ângulo Hall e o vetor polarização da corrente de spin, respectivamente. Vale ressaltar que os efeitos Spin Hall (SHE) e Spin Hall Inverso (ISHE) são complementares, e ambos possuem a mesma origem e em um mesmo material a intensidade do sinal de ambos os efeitos é igual.

2.5 EFEITO RASHBA-EDELSTEIN DIRETO (REE) E INVERSO (IREE)

Entre as várias formas de se gerar e converter correntes de carga e spin entre si, há os efeitos (Efeito Rashba-Edelstein (Rashba Edelstein Effect) (REE)), proposto por (BYCHKOV; RASHBA, 1984) e (Efeito Rashba-Edelstein Inverso (Inverse Rashba Edelstein Effect (IREE)), (EDELSTEIN, 1990). De forma resumida, o REE descreve a geração de uma polarização líquida de spin em um sistema bidimensional, como a interface entre dois materiais, ou sistemas 2D puros como grafeno (ver (MENDES et al., 2015)). Já no efeito inverso, IREE, uma corrente de spin gerada no volume do material é injetada na superfície/interface a qual possui interação Rashba, gerando uma corrente de carga.

2.5.1 Efeito Rashba-Edelstein (REE)

Para o efeito REE, considera-se um gás de elétrons 2D livres, cujo Hamiltoniano é dado por,

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m_e}, \quad (2.16)$$

onde \hat{p} é o operador momento e m_e é a massa do elétron. Dado que tratamos o sistema de elétrons não interagentes, podemos escrever uma solução para a equação de Schrödinger na representação das posições como,

$$\psi(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} e^{-i\vec{k}\cdot\vec{r}}, \quad (2.17)$$

onde Ω é a constante de normalização da função de onda. Visto que não há distinção entre os spins das partículas em um gás de elétrons, temos que a energia possui uma dupla

degenerescência devido aos spins, assim, a relação de dispersão é dada por,

$$\epsilon_k^\uparrow = \epsilon_k^\downarrow = \frac{k^2 \hbar^2}{2m_e}. \quad (2.18)$$

Note que devido à forma da relação de dispersão acima, onde a energia varia com o quadrado do vetor de onda \vec{k} , temos que este sistema possui simetria de inversão espacial, na qual \vec{k} e $-\vec{k}$ levam à mesma energia. Seguindo a mesma linha de raciocínio, vemos que a simetria de inversão temporal também não modifica as energias, dado que, sob inversão temporal ambos os spins e o vetor de onda trocam de sinal, mas pela equação 2.18 $\epsilon_k^\uparrow = \epsilon_{-k}^\downarrow$. No entanto, como proposto por Rashba et. al., elétrons se movendo em uma rede, mesmo na ausência de campo magnético externo, devem estar sob a influência de um potencial, o que por sua vez, pode ser assimétrico sob inversão espacial. Desta forma, em interfaces ou superfícies que possuam quebra natural de simetria de translação, a degenerescência de spin pode ser quebrada, levando então ao *spin splitting*. De forma a esclarecer o que foi dito, considere um potencial e sua expansão em série de potências

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

como $\frac{dV(\vec{r})}{d\vec{r}} = e\vec{E}$, onde \vec{E} é o campo elétrico, no referencial do elétron haverá um campo magnético dado através das transformações de Lorentz,

$$\vec{B} = -\frac{1}{c^2} \vec{v} \times \vec{E}.$$

No caso de superfícies e/ou interfaces, a ausência de átomos da rede ao fim da estrutura (na fronteira) faz com que surja um campo elétrico perpendicular à superfície. Seguindo com a análise, podemos obter a velocidade do elétron de forma semi-clássica utilizando a relação,

$$v = \frac{d\epsilon}{dp} = \frac{d}{dp} \left(\frac{p^2}{2m_e} \right) = \frac{p}{m_e} = \frac{\hbar k}{m_e}. \quad (2.19)$$

Com isto, podemos escrever que o campo magnético que surge no referencial do elétron é dado por,

$$\vec{B} = -\frac{\vec{v}}{c^2} \times \vec{E} = \frac{\hbar}{c^2 m_e} \vec{k} \times \vec{E}. \quad (2.20)$$

Agora, com a ação deste campo magnético agindo sobre o elétron, mais especificamente, sobre seu spin, temos então que o Hamiltoniano deve ser escrito com a correção da interação spin-órbita. Desta forma, podemos escrever,

$$H_{so} = -\mu_s \cdot \vec{B} = \left(g_s \frac{e}{2m_e} \vec{S} \right) \cdot \left(\frac{\hbar}{c^2 m_e} \vec{k} \times \vec{E} \right) = \sigma_R \vec{\sigma} \cdot (\vec{k} \times \vec{E}), \quad (2.21)$$

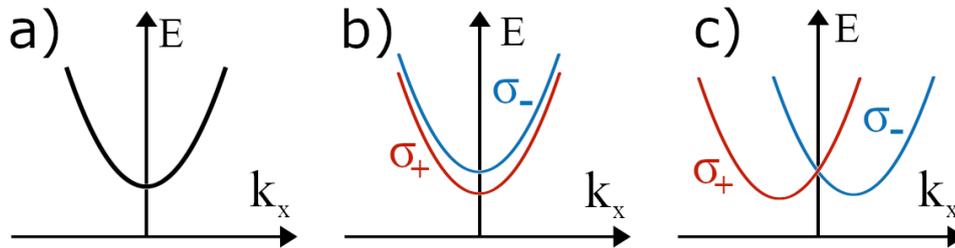
onde o parâmetro $\sigma_R = \frac{g_s \mu_B \hbar}{2m_e c^2}$ é chamado de parâmetro de Rashba, $\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ são as matrizes de Pauli, g_s é o fator de Landé para o spin, c é a velocidade da luz, m_e é a massa do elétron e μ_B é o magneton de Bohr. Temos então que o Hamiltoniano do sistema é dado por,²

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m_e} + \frac{\sigma_R}{\hbar} \vec{E} \cdot (\vec{\sigma} \times \hat{p}) \stackrel{\vec{E} \rightarrow E\hat{z}}{=} \frac{\hat{p}^2}{2m_e} + \frac{\sigma_R}{\hbar} E (\sigma_x p_y - \sigma_y p_x). \quad (2.22)$$

Utilizando-se o método perturbativo, é possível chegar às correções para a energia, assim, em primeira ordem temos que,

$$\epsilon_1 = \pm (k_x^2 + k_y^2) \alpha_R = \pm k_{\parallel} \sigma_R. \quad (2.23)$$

Figura 7 – Relação de dispersão para o elétron livre a), com interações Zeeman b) e Rashba c)

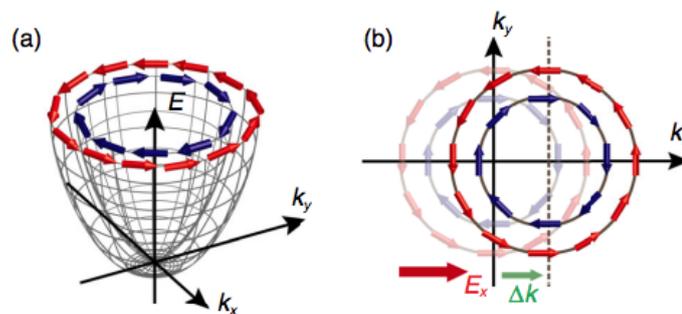


Fonte: O autor

Para a separação das energias dos spins apostos devido a um campo magnético externo, temos que o Hamiltoniano de Zeeman, para um campo na direção $\vec{H} = H\hat{z}$ é dado por,

$$\hat{H}_{Zeeman} = g_s \frac{e}{2m_e c} H_z \sigma_z. \quad (2.24)$$

Figura 8 – Vista em perspectiva da separação das bandas de spins devido ao efeito Rashba a) e deslocamento das bandas e acúmulo de spins devido à aplicação de um campo elétrico $\vec{E} = E\hat{x}$.



Fonte: Figura adaptada de (NAKAYAMA et al., 2016)

² A solução desta equação está detalhadamente descrita em (NETO, 2020)

As relações de dispersão para os casos de elétron livre, com interação Zeeman e Rashba podem ser vistas na figura 7. Com a aplicação de um campo elétrico na direção \hat{x} , temos então um deslocamento das bandas e um acúmulo líquido de polarização de spins como pode ser visto na figura 8. Vale ressaltar aqui que o efeito devido ao termo de Rashba é restrito à superfície e/ou interfaces. Já o efeito inverso, IREE, acontece no volume sendo direcionada à superfície da estrutura. Abaixo descreveremos o efeito Rashba-Edelstein inverso.

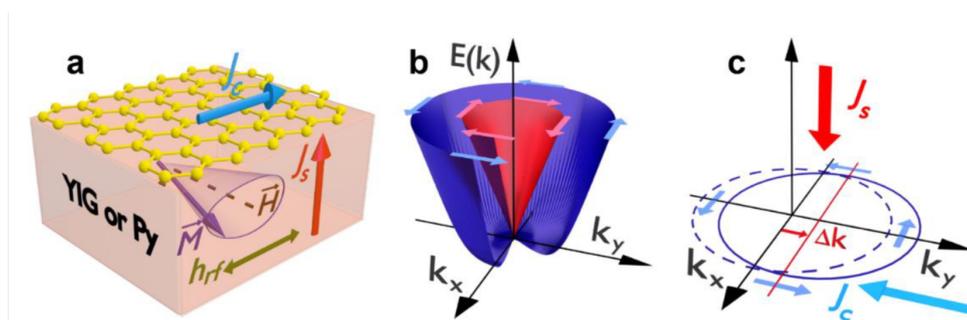
2.5.2 Efeito Rashba-Edelstein Inverso (IREE)

No processo inverso, uma corrente de spin distribuída pelo volume de um material que possua interação do tipo Rashba desbalanceia a distribuição de spins na superfície, alterando a população de elétrons conforme a relação,

$$\delta s_{\pm} = \pm \frac{m_e}{2e\hbar k_{F\pm}} J_{c\pm}, \quad (2.25)$$

onde $k_{F\pm}$ são os raios da superfície de Fermi para o gás de elétrons. Uma representação gráfica pode ser vista em 9.

Figura 9 – (a) Ilustração da conversão de spin para carga pelo efeito IREE em experimentos de spin pumping por FMR em um material 2D (grafeno). (b) A estrutura de banda polarizada por spin (energia eletrônica E em função do momento no plano k) de estados eletrônicos 2D em uma interface Rashba. (c) Os estados de spin desequilibrados resultantes da corrente de spin 3D criam uma corrente de carga 2D no contorno da interface Rashba, ou seja, efeito Edelstein inverso.



Fonte: Figura adaptada de (SANTOS, 2018)

Assim, a separação entre os estados devido à interação de Rashba é,

$$\Delta k = k_{F+} - k_{F-} = \frac{2m_e}{\hbar^2} \alpha_R. \quad (2.26)$$

Devido a esse desequilíbrio, uma corrente de carga bidimensional é gerada, tendo relação com a densidade de spin, tal qual é descrita por,

$$J_c = \frac{e\alpha_R}{\hbar} (\delta s_+ - \delta s_-). \quad (2.27)$$

Podemos relacionar o termo $(\delta s_+ - \delta s_-) = \langle \delta s \rangle$ com a corrente tridimensional de spin injetada no volume da estrutura,

$$\langle \delta s \rangle = \left(\frac{\tau_s}{e} \right) J_s^{3D}, \quad (2.28)$$

onde o termo τ_s é o tempo de relaxação efetivo. Com isso podemos escrever uma relação direta entre a corrente de spin 3D injetada no material com a corrente de carga 2D gerada, através da combinação das equações 2.27 e 2.28, assim,

$$J_c = \Lambda_{IREE} J_s^{3d}, \quad (2.29)$$

onde $\Lambda_{IREE} = \frac{\alpha_R \tau_s}{\hbar}$ é chamado de parâmetro do efeito Rashba-Edelstein inverso. Este parâmetro mede a eficiência da conversão entre as correntes J_s^{3D} e J_c^{2D} . Outra forma de descrevermos a conversão da corrente de spin em corrente de carga é dada por (SHEN et al., 2021),

$$\vec{J}_c = \frac{e}{\hbar} \alpha_R (\hat{z} \times \hat{\sigma}), \quad (2.30)$$

onde $\hat{\sigma}$ é a densidade de spin fora do equilíbrio devido à injeção de spins.

Podemos então escrever a relação entre corrente e tensão através das equações $J_c^{2D} = I_c/w$ e $V_{IREE} = R_s I_c$, onde w é a largura do filme, R_s e I_c são a resistência e corrente, respectivamente, assim,

$$V_{IREE} = \Lambda_{IREE} w R_s J_s^{3d}. \quad (2.31)$$

A seguir descreveremos dois fenômenos com os quais fazemos as análises e obtemos os resultados experimentais. Descreveremos aqui os princípios e técnicas básicas empregados neste estudo, abrangendo a Ressonância Ferromagnética (FMR) passando pelas técnicas de geração de correntes de spin utilizadas neste estudo. Na parte final deste capítulo descreveremos as técnicas utilizadas na produção das amostras, passando pelo processo de preparação de substrato, utilizando-se o plasma etching, até o processo de deposição por evaporação catódica (sputtering), utilizado na fabricação dos filmes finos investigados aqui.

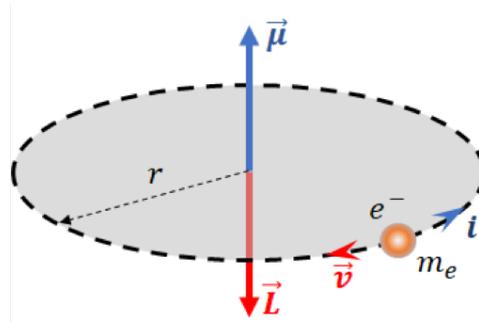
2.6 RESSONÂNCIA FERROMAGNÉTICA

Como um ponto de partida para entendermos a FMR, podemos utilizar um modelo semi-clássico que sirva de ilustração do fenômeno. De forma simples, a ressonância ferromagnética é

o resultado da interação dos momentos magnéticos de um material ferromagnético à aplicação de um campo magnético estático externo, chamado de \vec{H} . Como exemplificação, considere uma espira de corrente constante \vec{I} que circula dando origem a um momento magnético $\vec{\mu}$, veja figura 10,

$$\vec{\mu} = IA\hat{z}, \quad (2.32)$$

Figura 10 – Ilustração de uma espira de corrente



Fonte: O autor

onde \hat{z} é um versor que segue a regra da mão direita relativa à circulação da corrente e A é a área da espira. Visto que a corrente se relaciona com a variação da carga com o tempo, podemos escrever que,

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{q}{T} \rightarrow \mu = (I\pi r^2) = \frac{q\pi r^2}{T} \quad (2.33)$$

onde T é o período do sistema. Assim,

$$\vec{\mu} = \frac{q\pi r^2}{2\pi r} \frac{vm}{m} \hat{z} \stackrel{q \rightarrow -e}{=} \frac{-e(mvr)}{2m} = -\gamma \vec{L}, \quad (2.34)$$

onde $\gamma = \frac{e}{2m}$ é chamado de fator giromagnético. Junto à isso, sabemos que na presença de um campo magnético externo o momento magnético sofre um torque dado por,

$$\vec{\tau} = \frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{\mu} \times (\mu_0 \vec{H}), \quad (2.35)$$

como $\vec{\mu} = -\gamma \vec{L}$, temos então que,

$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{\mu}}{dt} = -\mu_0 (\vec{\mu} \times \vec{H}). \quad (2.36)$$

Em materiais magnéticos podemos definir como magnetização a soma dos momentos magnéticos por unidade de volume V , onde este volume é grande o suficiente para conter muitos momentos microscópicos (para realizar médias), mas pequena suficiente para evitar os efeitos

das paredes de domínios magnéticos. Sendo assim, o vetor magnetização é definido como,

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i \vec{\mu}_i, \quad (2.37)$$

portanto,

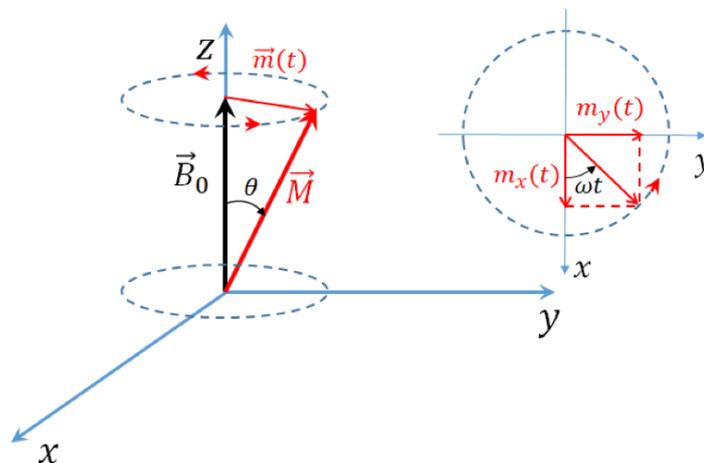
$$\frac{1}{\gamma} \frac{d\vec{M}}{dt} = -\mu_0 (\vec{M} \times \vec{H}) \stackrel{CGS}{=} -\vec{M} \times \vec{H}. \quad (2.38)$$

O movimento descrito pela equação 2.38 forma uma esfera, visto que uma possível solução para equação, onde $\vec{H} = H\hat{z}$ é constante, pode ser escrita como,

$$M_x = M \sin(\theta) \cos(\gamma H t), \quad M_y = M \sin(\theta) \sin(\gamma H t) \quad M_z = M \cos(\theta). \quad (2.39)$$

As equações acima descrevem um movimento circular da magnetização \vec{M} em torno do eixo \hat{z} , ou seja, em torno do campo magnético externo $\vec{H} = H\hat{z}$. Tal movimento possui uma frequência dada por $\omega_L = \gamma H = \frac{|e|H}{2m}$, conhecida como frequência de Larmor. A figura 11 ilustra esta dinâmica. No CGS, $\gamma = 2,8 \text{ GHz/kOe}$ significando que para campos da ordem de 1 kOe a frequência de precessão ocorre na faixa de micro-onda.

Figura 11 – Precessão da magnetização sob o efeito de um campo magnético, usando o valor $\gamma = 2\pi \times 2.8 \text{ GHz/kOe}$.



Fonte: Figura retirada de (COSTA, 2022)

2.6.1 Dinâmica de Magnetização

Para descrevermos de forma mais realística e termos também uma análise mais próxima do que é feito no laboratório, precisamos descrever a dinâmica da magnetização, e para isso, consideramos um material ferromagnético sob a ação de um campo magnético constituído

de dois campos, sendo um deles um campo estático $\vec{H}_0 = H_0 \hat{z}$ e outro campo oscilatório aplicado transversalmente ao campo \vec{H}_0 com amplitude $h \ll H_0$ e frequência ω conhecida. Como a amplitude de oscilação h é muito menor que a do campo, \vec{H}_0 podemos assumir que a magnetização do material pode ser escrita com duas componentes,

$$\vec{H} = H_0 \hat{z} + \vec{h}_{x,y}(t) \quad \text{e} \quad \vec{M} = M_z \hat{z} + \vec{m}_{x,y}(t). \quad (2.40)$$

Se considerarmos,

$$\vec{h}(t) = (h_x \hat{x} + h_y \hat{y}) e^{-i\omega t} \quad \text{e} \quad \vec{m}(t) = (m_x \hat{x} + m_y \hat{y}) e^{-i\omega t} \quad (2.41)$$

onde mais uma vez $(h_x, h_y) \ll |\vec{H}_0|$ e $(m_x, m_y) \ll |\vec{M}_z|$, assim, ao utilizarmos as equações acima em 2.36, obtemos,

$$\begin{aligned} \frac{dm_x}{dt} &= -\omega_0 m_y + \omega_m h_y, \\ \frac{dm_y}{dt} &= \omega_0 m_x - \omega_m h_x, \\ \frac{dm_z}{dt} &= 0, \end{aligned} \quad (2.42)$$

onde $\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0$ e $\omega_m = \mu_0 \gamma M_z$. Se resolvermos as equações acima para x, y podemos escrever uma solução estacionária da forma,

$$\begin{aligned} (\omega_0^2 + \omega^2) m_x &= \omega_0 \omega_m h_x + i \omega \omega_m h_y, \\ (\omega_0^2 + \omega^2) m_y &= -i \omega \omega_m h_x + \omega_0 \omega_m h_y, \end{aligned} \quad (2.43)$$

visto que o campo $\vec{h}(t)$ possui uma dependência temporal $e^{-i\omega t}$. Podemos escrever as equações acima, que relacionam \vec{h} e \vec{m} numa forma tensorial em termos do tensor susceptibilidade $\overleftrightarrow{\chi}$,

$$\vec{m} = \overleftrightarrow{\chi} \times \vec{h} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} \end{pmatrix} \times \vec{h}, \quad (2.44)$$

onde os elementos de $\overleftrightarrow{\chi}$ são dados por,

$$\begin{aligned} \chi_{xx} = \chi_{yy} &= \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}, \\ \chi_{xy} = \chi_{yx} &= i \frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2}. \end{aligned} \quad (2.45)$$

Note haver uma inconsistência nas equações acima acerca da condição de ressonância onde $\omega \rightarrow \omega_0$, esta condição de infinito surge devido ao fato de não estarmos considerando um sistema dissipativo. Para resolvermos o problema da descontinuidade precisamos de um modelo

mais realístico que inclua processos de relaxação. No entanto, é possível contornar esta inconsistência de forma fenomenológica introduzindo uma componente imaginária na frequência de ressonância, dessa forma, fazendo $\omega_0 \rightarrow \omega_0 - i\eta$, onde η é a taxa de relaxação magnética, as componentes do tensor susceptibilidade 2.45 podem ser escritas como,

$$\begin{aligned}\chi_{xx} = \chi_{yy} &= \frac{\omega_0 \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i2\omega_0 \eta}, \\ \chi_{xy} = \chi_{yx} &= i \frac{\omega \omega_m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i2\omega_0 \eta},\end{aligned}\quad (2.46)$$

onde assumimos que $\eta \ll \omega_0$, significando um amortecimento pequeno. Como a susceptibilidade é grande apenas para frequências próximas à ressonância, podemos considerar $\omega \approx \omega_0$, de forma que $\omega_0^2 - \omega^2 \approx 2\omega_0(\omega_0 - \omega)$. Assim, as partes reais e imaginárias das componentes diagonais do tensor susceptibilidade podem ser escritas aproximadamente como sendo,

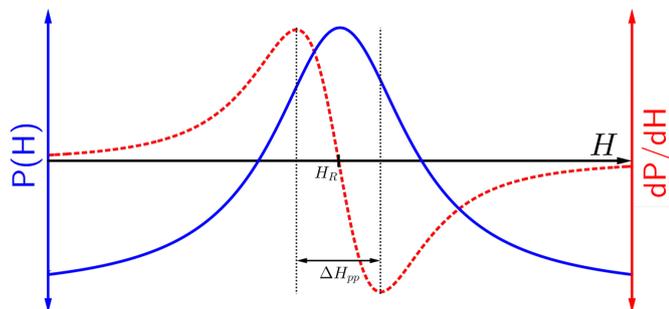
$$\begin{aligned}\chi'_{xx} = \chi'_{yy} &= \frac{\omega_m (\omega_0 - \omega) / 2}{(\omega_0 - \omega)^2 + \eta^2}, \\ \chi''_{xy} = \chi''_{yx} &= \frac{\omega_m \eta / 2}{(\omega_0 - \omega)^2 + \eta^2}.\end{aligned}\quad (2.47)$$

Assumindo que o campo de rf possui apenas componente na direção \hat{x} , a média temporal absorvida pelo material, por unidade de volume, é dada por,

$$P(\omega) = \frac{1}{2} \mu_0 \omega \chi''_{xx} h_x^2. \quad (2.48)$$

Na figura 12 está ilustrado as componentes reais (em vermelho) e imaginárias (em azul) do tensor susceptibilidade. O valor ΔH_{pp} corresponde à distância pico-a-pico do sinal de FMR medido experimentalmente.

Figura 12 – Partes real (curva em vermelho) e imaginária (curva em azul) do tensor susceptibilidade.



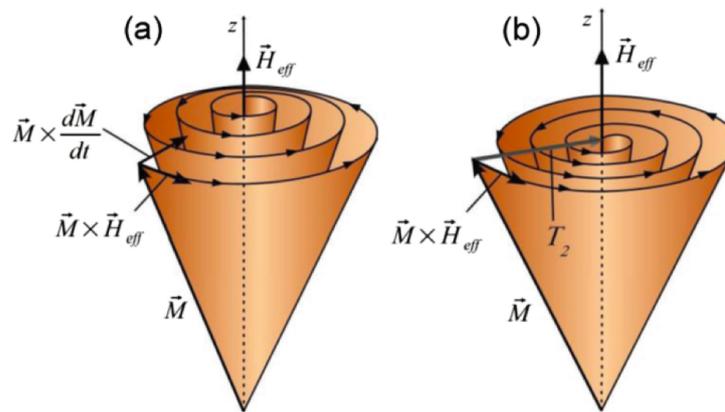
Fonte: Figura adaptada de (MELLO, 2022)

Na seção a seguir descreveremos sobre outros dois tipos de processos de relaxação, sendo eles o relaxamento de Gilbert e o de Bloch-Bloembergen.

2.6.2 Amortecimentos e perda magnética

Para resolvermos a inconsistência no modelo descrito pelas equações 2.45, precisamos introduzir um termo de dissipação no nosso sistema. Isto pode ser feito utilizando-se a equação 2.49. Assim, temos que a magnetização não mais deve seguir uma trajetória circular e uniforme como mostrado na figura 11, de fato, o que acontece é que a magnetização deve espiralar em torno do campo externo $\vec{H} = H\hat{z}$, como ilustrado em 13.

Figura 13 – Precessão da magnetização sob um efeito de um campo magnético. Em a) a magnetização relaxa com uma magnitude constante, seguindo a dinâmica descrita pelo amortecimento de Gilbert expressa pela equação 2.49. Na figura b) o processo ilustrado é típico de materiais isolantes, ferro ou ferrimagnéticos. Enquanto as componentes transversais relaxam rapidamente, a componente z permanece constante, como descrito pela equação 2.50 para $T_1 > T_2$.



Fonte: Figura adaptada de (REZENDE, 2020)

É importante ressaltar que este movimento é apenas uma aproximação para fins de ilustração. Em modelos mais realísticos é necessário acrescentar efeitos que descrevam mecanismos de dissipação. Dessa forma, a amplitude do movimento não será mais constante, variando com o tempo até que a magnetização se alinhe completamente com o campo externo. É comum a introdução de mecanismos de relaxação por meio de duas abordagens. A primeira, chamada de forma fenomenológica, leva à famosa equação de Landau-Lifshitz-Gilbert, válida para materiais magnéticos,

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \alpha \frac{\vec{M}}{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}, \quad (2.49)$$

onde o termo $-\alpha \frac{\vec{M}}{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$ representa o relaxamento e o parâmetro α é chamado de parâmetro de relaxamento de Gilbert. A segunda forma é obtida quando consideramos que a dependência da orientação relativa ao campo externo, temos tempos de relaxamento diferentes T_1 e T_2 . Tal formalismo é utilizado em ressonâncias nucleares e materiais isolantes com SOC pequeno. Assim, considerando T_1, T_2 os tempos de relaxação longitudinal e transversal respectivamente,

obtêm-se as equações,

$$\frac{dM_{x,y}}{dt} = -\gamma (\vec{M} \times \vec{H}_{eff})_{x,y} - \frac{\vec{M}_{x,y}}{T_2} \quad \text{e} \quad \frac{dM_z}{dt} = -\gamma (\vec{M} \times \vec{H}_{eff})_z - \frac{M_z - |M|}{T_1}. \quad (2.50)$$

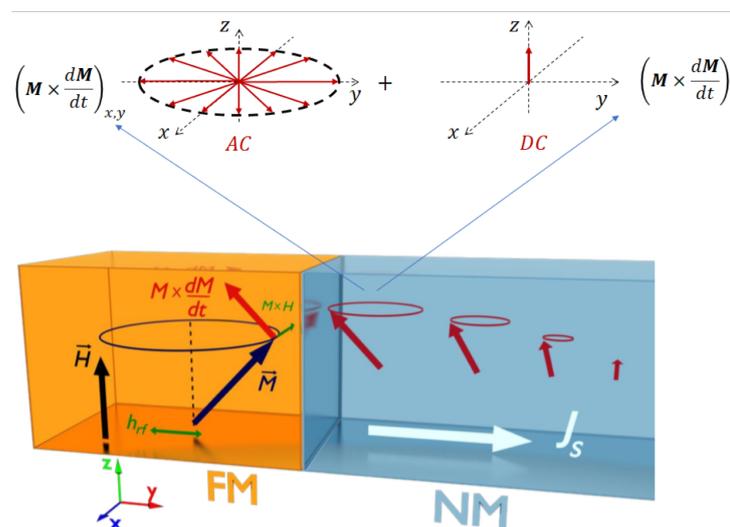
Como pode ser visto na figura 13 a), ao incluirmos amortecimento através da equação 2.49, a magnetização tende à se alinhar com o campo externo. A constante α que representa este amortecimento pode possuir diversas origens físicas, como espalhamento mágnon-fônon, através do spin pumping, etc. Enquanto que em 13 b), as componentes transversais da magnetização relaxam rapidamente, a componente z permanece constante, como descrito pela equação 2.50.

Uma excelente introdução a esses tópicos e equações pode ser encontrada nos capítulos iniciais de (REZENDE, 2020).

2.7 EFEITO SPIN PUMPING (SP)

Tendo descritos os efeitos responsáveis pela geração de correntes de spin, agora focaremos em como ocorre a injeção destas correntes a partir de um material ferromagnético em um metal normal. Nesta seção trataremos de descrever o método de spin pumping, que consiste

Figura 14 – Precessão da magnetização sob efeito de um campo magnético ilustrando o processo de spin pumping, onde uma acumulação de spin fora do equilíbrio é injetada na camada do metal não magnético. A acumulação de spin pode ser decomposta em duas componentes: (i) uma componente AC no plano x-y, e (ii) uma componente DC ao longo do eixo z. A componente DC é que origina uma tensão elétrica DC medida na condição de FMR.



Fonte: Figura adaptada de (SANTOS, 2018)

em excitar a magnetização do material magnético gerando uma corrente de spin, que por sua

vez é convertida em corrente de carga através do efeito ISHE. A corrente de carga resultante é transversal àquela de spin. Este método é uma forma indireta de detecção da corrente de spin, visto que, o que se é medido efetivamente é uma diferença de tensão DC V_{SP} . Tal tensão é conhecida como tensão de spin pumping.

A descrição do efeito de spin pumping foi dada por (TSERKOVNYAK; BRATAAS; BAUER, 2002a; TSERKOVNYAK; BRATAAS; BAUER, 2002b; TSERKOVNYAK et al., 2005), onde foi proposto que a precessão da magnetização de uma camada ferromagnética pode injetar uma corrente de spin em um material não magnético, efeito ilustrado na figura 14. Por sua vez, a componente DC da corrente de spin injetada é convertida, através do ISHE, em uma corrente DC de carga ao longo do eixo x , que pode ser medida diretamente pela tensão elétrica que surge entre as faces laterais (direção x) do metal normal. Assim, mediante cálculos de segunda quantização, deriva-se a equação da corrente injetada no NM como,

$$\vec{I}_s^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi} \left(A_r \hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} - A_i \frac{d\hat{m}}{dt} \right), \quad (2.51)$$

onde o parâmetro $A = A_r + iA_i$ é chamado de condutância de spin pumping.

$$A_r = \frac{1}{2} \sum_{ij} \left[|r_{ij}^\uparrow - r_{ij}^\downarrow|^2 + |t_{ij}^\uparrow - t_{ij}^\downarrow|^2 \right], \quad (2.52)$$

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

Onde i e j enumeram os modos transversais na energia de Fermi do filme.

Perceba que pela equação 2.51, a corrente de spin gerada é perpendicular à magnetização do material. Como aqui estudaremos o processo de spin pumping em filmes finos, precisamos definir a condutância de espalhamento do filme ferromagnético, dado por (TSERKOVNYAK et al., 2005),

$$A = g^{\uparrow\downarrow} - t^{\uparrow\downarrow} = \sum_{ij} \left[\delta_{ij} - r_{ij}^\uparrow (r_{ij}^\downarrow)^\dagger \right] - \sum_{ij} t_{ij}^\uparrow (t_{ij}^\downarrow)^\dagger \quad (2.53)$$

onde $g^{\uparrow\downarrow}$, e $t^{\uparrow\downarrow}$ são funções dependentes dos coeficientes de transmissão e reflexão e $g^{\uparrow\downarrow}$ recebe o nome de *spin mixing conductance*. Vale ressaltar que para os casos estudados aqui, os contatos são balísticos, minimizando as dissipações, assim, a componente imaginária da condutância de spin A_i , relacionada com tais perdas e dissipações pode ser desprezada. Outro fator importante, para filmes em que o comprimento de coerência de spin $\gamma_{spin} = \frac{\pi}{k_\uparrow - k_\downarrow}$, onde k_\uparrow e k_\downarrow são os números de onda de Fermi, o termo de transmissão $t^{\uparrow\downarrow} = 0$, desta forma, podemos escrever a equação 2.51 como,

$$\vec{I}_s^{pump} = \frac{\hbar}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \left(\hat{m} \times \frac{d\hat{m}}{dt} \right) = \frac{\hbar \omega_{rf} p}{4\pi} g_r^{\uparrow\downarrow} \left(\frac{h_{rf}}{\Delta H} \right)^2 L(H - H_R), \quad (2.54)$$

onde $g_r^{\uparrow\downarrow}$ é a parte real da função $g^{\uparrow\downarrow}$, p é um fator de elipticidade da precessão da magnetização, ω_{rf} e h_{rf} são a frequência e intensidade do campo de micro-ondas, ΔH é a largura de linha do ferromagneto e $L(H - H_R)$ é uma curva lorentziana correspondente à forma de absorção de micro-ondas durante o processo FMR. A dimensão física da equação 2.54 é momento angular por unidade de área, dessa forma, o fluxo de corrente de spin no ferromagneto induz um torque, que por sua vez altera a dinâmica da magnetização. Para considerarmos os efeitos da corrente de spin na dinâmica da magnetização, acrescentamos à equação de Landau-Lifshitz-Gilbert o termo correspondente à corrente de spin (TSERKOVNYAK et al., 2005), assim,

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{M}}{dt} &= -\gamma (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) + \alpha \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) + \frac{\gamma \hbar g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi t_{FM} M^2} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right) \\ &= -\gamma (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}) + \alpha_{eff} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right), \end{aligned} \quad (2.55)$$

onde t_{FM} é a espessura do material e o termo $\alpha_{eff} = \alpha + \alpha_{sp}$, onde,

$$\alpha_{sp} = \frac{\gamma \hbar g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi t_{FM} M^2}. \quad (2.56)$$

Como a largura de linha é dado por $\Delta H = \alpha_{eff} \frac{\omega}{\gamma}$, temos que o aumento da largura de linha devido ao processo de spin pumping é dado por,

$$\Delta H_{sp} = \alpha_{sp} \left(\frac{\omega}{\gamma} \right) = \frac{\omega \hbar g_r^{\uparrow\downarrow}}{4\pi t_{FM} M^2}. \quad (2.57)$$

Por fim, a tensão de spin pumping V_{sp} é dada por (JÚNIOR, 2018),

$$V_{sp} = \frac{2e}{\hbar} \theta_{SH} R_{NM} \left(\frac{\gamma_{SD}}{t_{NM}} \right) \tanh \left(\frac{t_{NM}}{2\gamma_{SD}} \right) w \left(\frac{\hbar \omega p}{4\pi} \right) g_r^{\uparrow\downarrow} \left(\frac{h_{rf}}{\Delta H} \right)^2 L(H - H_R) \cos(\phi), \quad (2.58)$$

onde os parâmetros e é a carga do elétron, θ_{SH} é o ângulo spin Hall, γ_{SD} é o comprimento de difusão do spin, t_{NM} é a espessura do material não magnético, $g_r^{\uparrow\downarrow}$ é a parte real do spin mixing conductance, w é a largura do filme, ω é a frequência de RF, h_{rf} é a intensidade do campo de RF, ΔH é a largura de linha e p é um fator que corrige a elipticidade da precessão da magnetização, $L(H - H_R)$ é a curva lorentziana correspondente à absorção de micro-ondas durante o processo de FMR e o termo $\cos(\phi)$ é a dependência angular entre o vetor $\vec{j}_s \times \hat{\sigma}$ gerada pelo ISHE e a direção na qual se põe os contatos para fazer a medida. Para uma descrição detalhada da obtenção destas equações veja (SANTOS, 2018; NETO, 2020; REZENDE, 2020).

3 TÉCNICAS EXPERIMENTAIS

3.1 INTRODUÇÃO

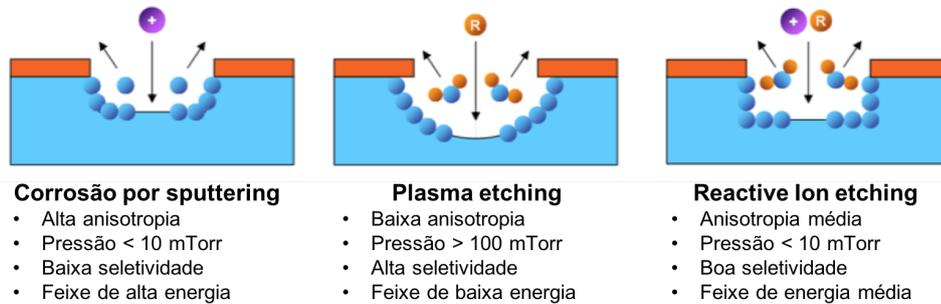
Aqui serão apresentadas todas as metodologias usadas na preparação e análise das amostras. Discutiremos o processo de preparo de dois tipos de amostras. Sendo primeira à base de silício enquanto a segunda possuindo como substrato o YIG (do inglês Yttrium Iron Garnet). Cada substrato precisa de um processo diferente de tratamento para que a etapa de deposição possa ocorrer. No caso dos filmes de YIG, temos um tratamento diferente dos filmes metálicos. Como no processo de crescimento dos filmes de YIG, por epitaxia em fase líquida (LPE), ocorre crescimento de filme em ambas as superfícies do substrato, há a necessidade de remover a camada de uma das faces quando trabalhamos com estes filmes de YIG. Na sequência usamos banhos de acetona e álcool isopropílico para remoção de substâncias orgânicas. Para o silício, além do uso da acetona e álcool isopropílico, também é feito um tratamento por *plasma etching* para remoção da camada de óxido nativo que se forma na superfície do substrato. Feito isso, segue-se para o processo de preparação dos filmes, o que é feito utilizando-se a técnica de deposição por evaporação catódica, ou do inglês *sputtering*. Por fim, experimentos de efeito Hall, ressonância ferromagnética (FMR) e *spin pumping* são feitos a fim de caracterizar e analisar as amostras. Todas as técnicas e métodos descritos aqui serão detalhados nas próximas seções deste capítulo.

3.1.1 Corrosão por plasma (plasma etching)

A corrosão (*etching*) é o processo de remoção de uma ou mais camadas de materiais de uma superfície. Existem essencialmente dois métodos de corrosão: corrosão úmida e corrosão a seco. A corrosão úmida (*wet etching*), ocorre quando a superfície é mergulhada em um líquido reagente que remove/dissolve a região superficial de interesse, que pode ser um padrão definido a priori. A corrosão úmida exige grande quantidade de substâncias químicas, é perigosa quando manuseada de forma incorreta e de controle mais difícil do processo. A corrosão a seco (*dry etching*), também conhecida como corrosão por plasma (*plasma etching*), é o processo de remover a região superficial de interesse, que pode ser um padrão definido a priori, usando o bombardeio com íons. Tipicamente os íons são um plasma de gases reativos (oxigênio, boro, fluorocarbonos, cloro, tricloreto, etc.), ou gases inertes (argônio, hélio, etc.).

No etching isotrópico, a taxa de corrosão é constante ao longo de todas as direções, isto é, as propriedades do material são independentes da direção. Por outro lado, a corrosão anisotrópica remove material ao longo de direções preferenciais, veja a figura 15.

Figura 15 – Ilustração de três processos de corrosão.



Fonte: Figura adaptada de <https://materean.com/dry-etching/>

A técnica dry etching pode ser separada em três categorias: (i) corrosão por vapor (vapor phase etching), (ii) corrosão por sputtering, e (iii) corrosão por íon reativo (RIE = reactive ion etching). A técnica usada corrosão por sputtering é fundamentalmente igual à técnica de deposição de filmes por magnetron sputtering. A diferença fundamental é que na corrosão por sputtering, o substrato é bombardeado para remover camadas atômicas, enquanto na deposição de filmes por sputtering o material é ejetado do alvo (por bombardeio com íons inertes) e depositado (condensa) na superfície do substrato. As principais etapas da corrosão por plasma superficial (método misto: físico + químico), são:

1. Formação da partícula reativa
2. Chegada da partícula reativa à superfície a ser corroída
3. Adsorção da partícula reativa na superfície
4. Quimissorção das partículas reativas (formação de ligações químicas)
5. Liberação do material (dessorção) superficial
6. Remoção final pelo sistema de bombeio.

3.1.2 Sistema existente no nosso laboratório

O sistema disponível no nosso laboratório é o modelo reactive ion etcher – 600 (Torr International, Inc.). No RIE, as características de corrosão – perfil a ser removido, taxa de corrosão,

seletividade e reprodutibilidade – podem ser ajustados. No RIE, o substrato é colocado em uma câmara de vácuo, onde se faz um vácuo com bomba mecânica e turbo-molecular. Após atingir o vácuo desejado, introduz-se o gás de trabalho e cria-se o plasma usando uma fonte de rádio frequência, tipicamente de 600 W e 13,56 MHz, que ioniza as moléculas. Os íons são impulsionados em direção à superfície de onde se quer remover as primeiras camadas atômicas. Dentro da câmara é feito vácuo da ordem de 1 mTorr com uma bomba mecânica e uma turbo-molecular. Após atingido a pressão de operação, argônio é injetado na câmara, aguarda-se a estabilização da pressão, finalmente, o gerador de radiofrequência (RF) é ligado. O RF ioniza o gás que se choca com o substrato, removendo átomos da superfície. Se houver oxidação no substrato, esta é removida. Embora o processo seja simples, o controle dos parâmetros, tais como, pressão, fluxo de argônio, potência do RF e tempo de exposição são de extrema importância para que a remoção do óxido ocorra de forma bem-sucedida. Nos apêndices discutiremos quais parâmetros usamos para remoção do óxido dos substratos de silício e também remoção de alguns filmes metálicos depositados em YIG.

Figura 16 – Imagem do equipamento disponível no nosso laboratório. Modelo reactive ion etcher – 600 (Torr International, Inc.).

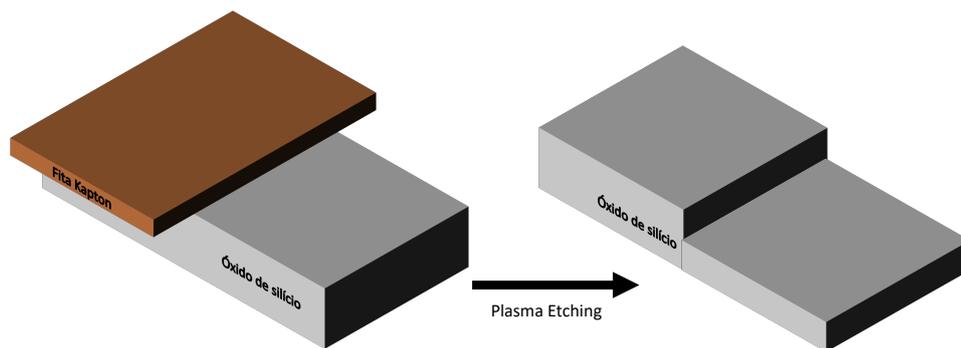


Fonte: Imagem retirada de <http://www.torr.com/reactive-ion-etcher-system>

3.1.3 Remoção de óxido de substratos de silício

Para ser possível utilizar os substratos de silício dopados (tipos P e N) é necessário que removamos a camada de óxido de sua superfície. Para isso, foi preciso calibrar os parâmetros para a remoção desse óxido. A figura 17 mostra a montagem usada para medimos a taxa de

Figura 17 – Ilustração da montagem para remoção do óxido para calibração usando o perfilômetro.



Fonte: O autor

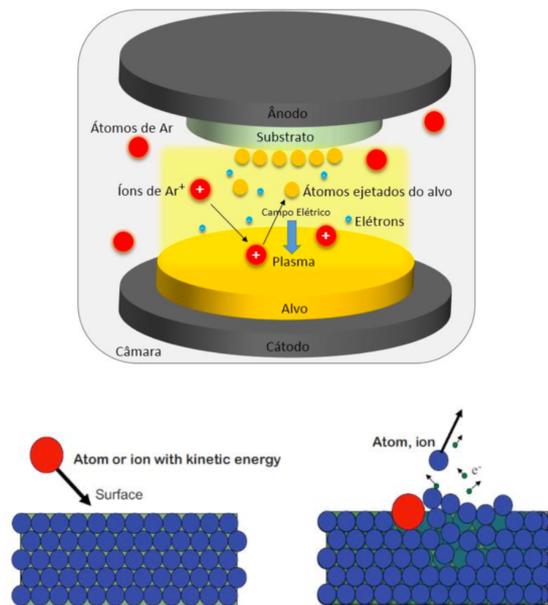
remoção. Parte da superfície do filme de Si é protegida por uma fita kapton e o restante da superfície é deixada para ser removida pelo plasma etching. A medida do degrau entre a região protegida pela fita kapton e a região exposta ao plasma, dá informação sobre a dependência da remoção em função dos parâmetros controlados pelo operador do sistema. Tais parâmetros são: tempo de exposição, potência de rf e pressão do gás (argônio). No nosso caso, variamos o tempo de corrosão e a potência de rf, e desta maneira foi possível identificar o conjunto ideal de parâmetros. A situação ótima ocorre quando a camada de SiO_x é removida sem introduzir grandes rugosidade significativa na superfície. Na seção 4.1 são mostrados alguns resultados utilizando o perfilômetro.

3.2 DEPOSIÇÃO POR EVAPORAÇÃO CATÓDICA (*SPUTTERING*)

Para o processo de preparação de filmes finos, utilizamos a técnica de deposição por magnetron sputtering, que consiste, de forma simplificada, na remoção de átomos de um alvo (seja ele metal, óxido, etc.) e sua deposição em um substrato. O processo de remoção dos

átomos no alvo é semelhante à corrosão por sputtering descrita na seção 3.1.1, onde átomos de Ar^+ são acelerados e chocam-se com o alvo. A principal diferença aqui é que os átomos removidos são direcionados ao substrato no qual deseja-se criar o filme. Os parâmetros de operação também diferem, uma vez que se é requerido que a câmara esteja a uma pressão de base da ordem de $10^{-7} Torr$ baixo. A câmara utilizada possui um volume aproximado de $1m^3$ e

Figura 18 – Esquema mostrando o processo de sputtering



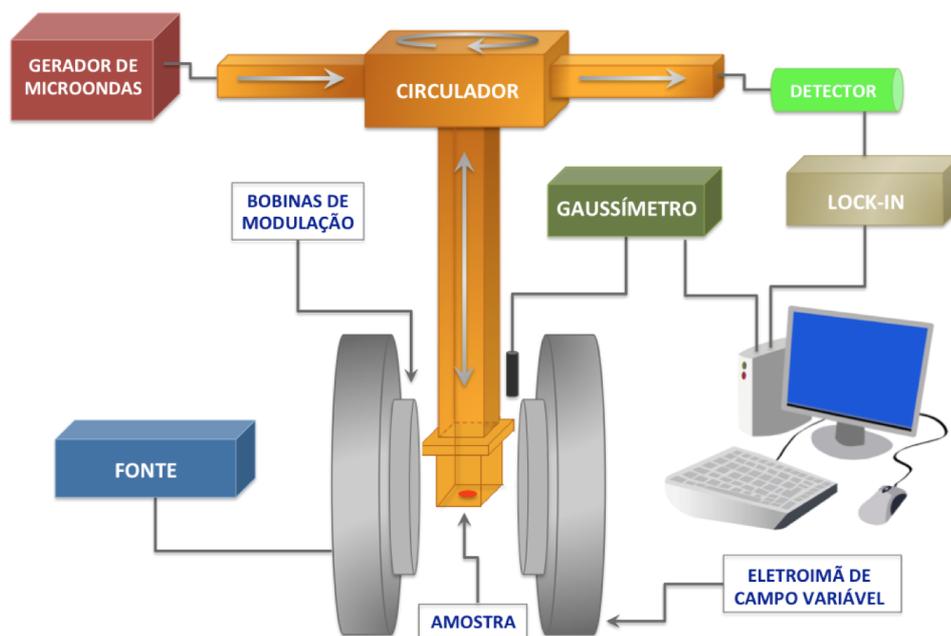
Fonte: Figura adaptada de (SANTOS, 2021)

o sistema de bombas (mecânica e turbo) leva em média 24 horas para atingir a pressão de base. Na câmara também há lâmpadas incandescentes responsáveis pelo aquecimento necessário para duas funções principais, sendo a primeira de elevar a temperatura a fim de se remover umidade tanto das superfícies internas da câmara quanto dos alvos e substratos (backing), e a segunda é a deposição a altas temperaturas, o que é requerido para a formação de alguns filmes, como, por exemplo, na deposição de *pads* (contatos) de titânio e alumínio em substrato de silício dopado do tipo N e P, respectivamente. Na figura 18 está ilustrado o processo pelo qual os filmes finos são criados. Na câmara em vácuo, um fluxo de Ar é injetado e devido à diferença de potencial entre o substrato e o alvo, o plasma de Ar é acelerado e ao se chocar com o alvo, átomos são removidos e acelerados em direção ao substrato. Na parte de baixo da figura há uma representação lúdica do processo de choque e remoção de átomos. Ao serem removidos, os átomos do alvo se depositam sobre o substrato, gerando assim filmes com alta qualidade. Esta técnica é amplamente utilizada e de vasta aplicação, podendo ser usada tanto

na deposição de materiais metálicos ou isolantes. Outra possibilidade é a realização do processo em uma atmosfera reativa com oxigênio, buscando-se a produção de filmes de óxidos.

3.3 MONTAGEM DO EXPERIMENTO DE FMR

Figura 19 – Ilustração da montagem experimental de FMR.



Fonte: Figura adaptada de (VILELA, 2013)

No experimento de FMR usamos um gerador de micro-ondas com frequência entre 8 e 12 GHz para excitarmos a magnetização da amostra. A radiação de RF passa por um circulator e é direcionada para uma cavidade ressonante que fica localizada no centro de um eletroímã. A cavidade possui ressonância na banda X entre 8 e 12 GHz e a reflexão do RF é alterada devido à absorção da energia eletromagnética pela amostra e esta alteração passa novamente pelo circulator e vai para o diodo detector, onde a forma da absorção da amostra é medida e enviada para o lock-in. Os dados coletados do gaussímetro e do lock-in são mostrados em tempo real no monitor do computador. Devido ao fato de usarmos o lock-in, precisamos de um par de bobina de modulação que é posicionada alinhada com o campo magnético do eletroímã ao redor da cavidade. Este par de bobina está na configuração de Helmholtz e é operada numa frequência de 1.3 kHz e amplitude na ordem de 1 Oe.

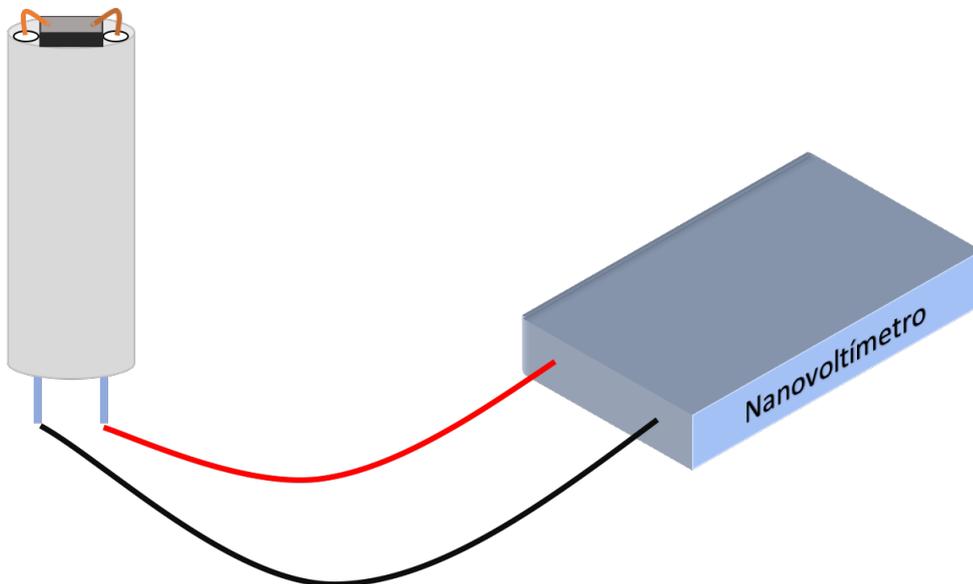
Neste trabalho utilizamos uma cavidade ressonante retangular com fator de qualidade em torno de 2000 e frequência de ressonância 9.418 GHz e a cavidade é configurada para o modo

de operação TE102. Os campos DC e de RF são aplicados de sorte que o campo DC esteja no plano da amostra e o RF incida perpendicular à amostra, sendo a amostra posicionada em um local de onde o campo magnético é máximo enquanto o campo elétrico é mínimo. Isto é feito para minimizarmos os efeitos de indução elétrica nas medidas de tensão DC do experimento de spin-pumping. Uma excelente descrição sobre o experimento de FMR pode ser encontrada no capítulo 3 de (COSTA, 2022).

3.3.1 Montagem para o experimento de spin-pumping

No experimento de spin-pumping usamos o mesmo diagrama da seção anterior 19 mas desligamos a modulação e conseqüentemente, não utilizamos o lock-in. Para realizarmos o experimento, o campo magnético é variado no mesmo intervalo feito para o FMR e a medida de tensão de spin-pumping é feita diretamente por um nanovoltímetro conectado à amostra. As conexões são feitas com materiais não-magnéticos, enquanto a haste é feita de teflon. Para o contato dos terminais com a amostra usamos tinta de prata.

Figura 20 – Ilustração mostrando a conexão dos terminais da amostra com o nanovoltímetro.



Fonte: O autor

Como pode ser visto na figura 20, os fios que fazem contato elétrico com a amostra são inseridos por furos de 1mm de diâmetro, para evitar curto-circuito ao se inserir a haste na cavidade ressonante. O diâmetro total da haste é de 5 mm e seu comprimento é aproximadamente 10 cm.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

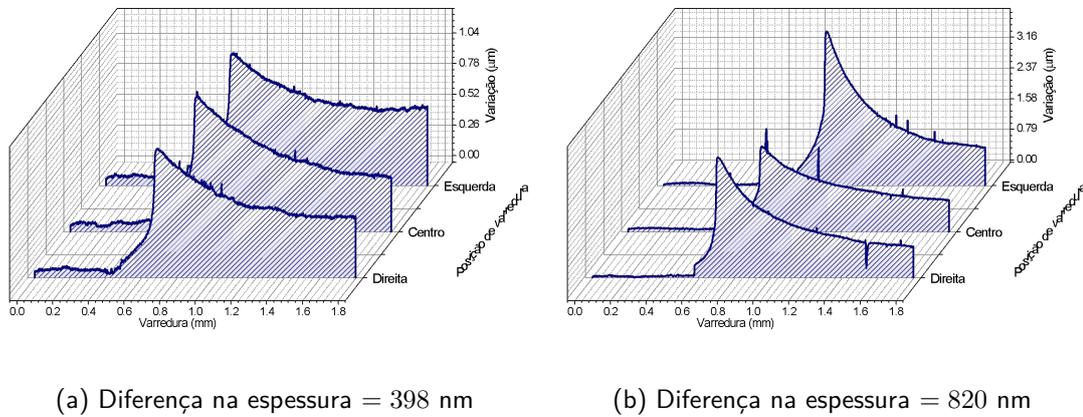
Neste capítulo mostraremos os principais resultados obtidos nesta dissertação, onde estudamos inicialmente o processo de remoção da camada de óxido de substratos de silício intrínseco, tipo N e P. Tais amostras foram submetidas ao processo de plasma etching com gás de argônio e fizemos uma análise do perfil de remoção do óxido. Estes resultados estão expostos na primeira subseção deste capítulo. Em seguida mostraremos os resultados do experimento I-V dos substratos de silício onde utilizamos o método de sputtering DC para depositarmos filmes metálicos de alumínio (para silício intrínseco e tipo P) e titânio (para silício tipo N) nas extremidades das amostras. Os pads para contato elétrico foram depositados à 120°C para haver difusão dos materiais no substrato de silício. Tal difusão é necessária para evitarmos a formação da barreira Schottky. Seguimos então para análise dos resultados obtidos com o experimento Hall clássico em silício P e N, em seguida mostraremos a análise da largura de linha de FMR em função da remoção de óxido, passando pelas medidas de FMR e spin-pumping, dependência angular do sinal DC de spin-pumping em mono e bicamadas para por fim chegarmos aos resultados sobre a conversão de corrente de spin em carga em tricamadas com antimônio.

4.1 ANÁLISE DA REMOÇÃO DA CAMADA DE ÓXIDO EM SILÍCIO DOPADO

Na seção 3.1.1 descrevemos como o processo de remoção de óxido nativo na superfície do silício ocorre através do método de plasma etching. A formação da camada de SiO_x envolve elétrons de valência compartilhados entre o silício e o oxigênio, o que permite que a superfície do silício se livre de ligações 'penduradas' (dangling bonds). Aqui, mostraremos os resultados do tratamento com plasma de argônio.

Como dito na seção 3.1.1, há vários parâmetros que podem ser variados no processo de remoção de óxido, no entanto, aqui escolhemos manter o fluxo de argônio constante e variarmos o tempo de exposição da amostra ao plasma. Para analisarmos a eficiência do método, foram feitos experimentos para medirmos a lei de Ohm, ou seja, fazendo curvas da tensão em função da corrente injetada na amostra. Também foram variados os parâmetros de tratamento dos substratos para remoção do óxido utilizando o plasma etching em função do tempo de exposição e da potência. Estas amostras foram analisadas utilizando-se o perfilômetro, o

Figura 21 – Varredura do perfilômetro de dois substratos submetidos ao plasma etching. A fig. 21a foi submetida a um plasma de 400W por 5 minutos, enquanto a fig. 21b foi exposta por 10 minutos ao plasma a 400W.



Fonte: O autor

sistema do perfilômetro funciona movendo uma agulha na superfície do material, registrando irregularidades em sua superfície.

A figura 17 ilustra a montagem de um substrato de óxido de silício submetido ao processo de plasma etching com metade de sua superfície protegida e outra exposta ao plasma. Na figura 21 pode-se ver o perfil traçado pelo perfilômetro para duas amostras de silício intrínseco submetidas ao plasma etching com parâmetros de 400 watts e tempos de 5 (fig. 21a) e 10 minutos (fig. 21b), a um fluxo de argônio de 8 Standard cubic centimeters per minute (cm^3/min) (SCCM). Para calculamos a espessura do material removido pelo plasma, foram feitas três medidas em cada amostras; na esquerda, no centro e na direita (veja figura 21). Com estas três medidas calculamos a média do degrau entre a parte exposta ao plasma e a parte coberta (ver figura 17). Na figura 21a, o degrau calculado foi de 398 nm, enquanto na figura 21b, o degrau calculado foi de 820 nm. Vale ressaltar que os parâmetros usados para as amostras de silício P e N que mostraremos nas próximas seções são: 5 minutos a 200 W e 5 min a 250 W para Si-P e N, respectivamente. Casos diferentes serão ditos quando ocorrerem.

Com os dados obtidos das análises da remoção do óxido, seguimos então para a análise do transporte de corrente. É necessário garantir que as curvas I-V das amostras estejam ôhmicas. Na seção a seguir mostraremos alguns resultados com silício tipo N e P.

4.1.1 Análise das curvas I-V

Selecionamos silícios com diferentes dopagens para analisarmos. A tabela a seguir mostra os valores da resistividade nominal (fornecida pelo fabricante) e o tipo de dopagem de cada silício. A fim de identificarmos cada tipo de silício, enumeramos cada amostra como mostrado na tabela 1.

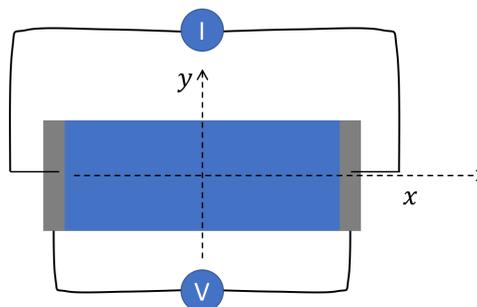
Tabela 1 – Tabela de identificação e enumeração das amostras conforme a resistividade.

N ^o	Resistividade (Ω cm)	
	P	N
1	1	1
2	3	3
3	0.0015	5
4	Intrínseco	100

Fonte: O autor

Após a remoção do óxido utilizando o plasma etching, fizemos medidas de tensão em função da corrente para verificar a qualidade das amostras e a ohmicidade dos contatos elétricos. A montagem do experimento segue a ilustração mostrada na figura 22. Para assegurar que o contato elétrico seja ôhmico, é necessário a deposição de pads de titânio e alumínio nas amostras de silício, N e P, respectivamente. A deposição dos pads é feita a 120°C. A alta temperatura permite a difusão do metal dentro do Si, evitando a formação de barreira tipo Schottky.

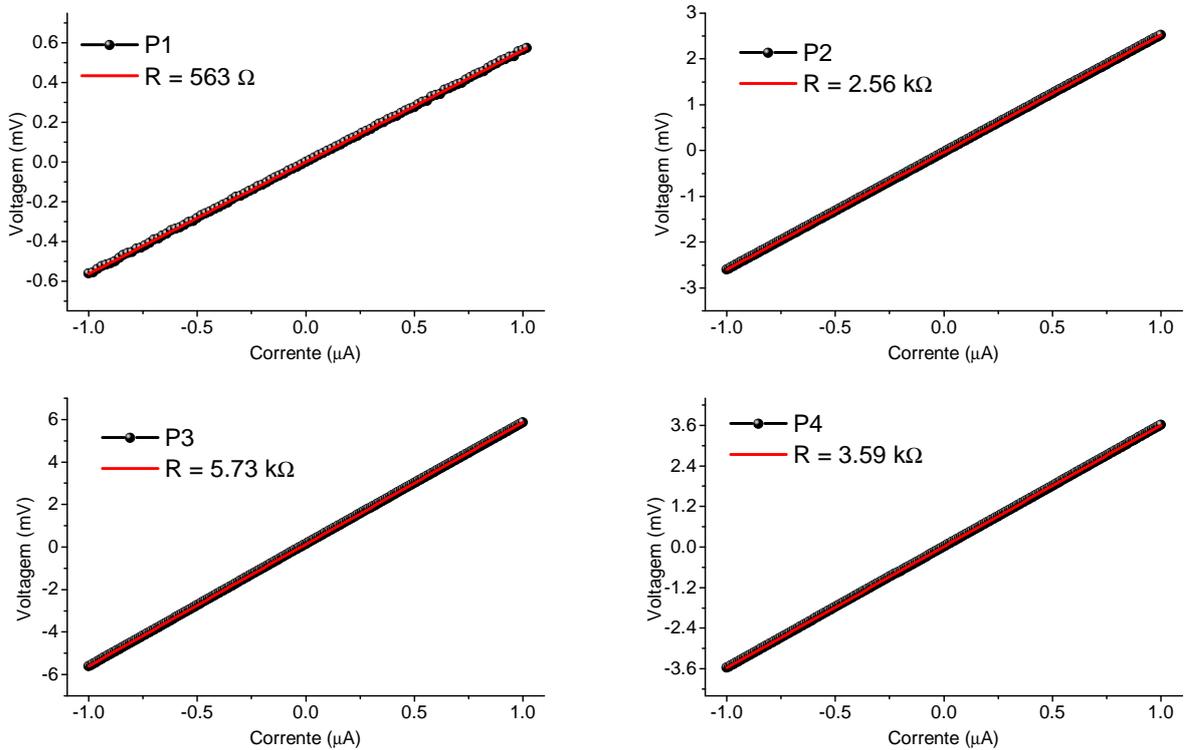
Figura 22 – Ilustração da montagem para medidas de curvas IV. Os retângulos em cinza escuro representam os pads (alumínio e titânio), enquanto o retângulo azul representa o filme de silício exposto ao ambiente.



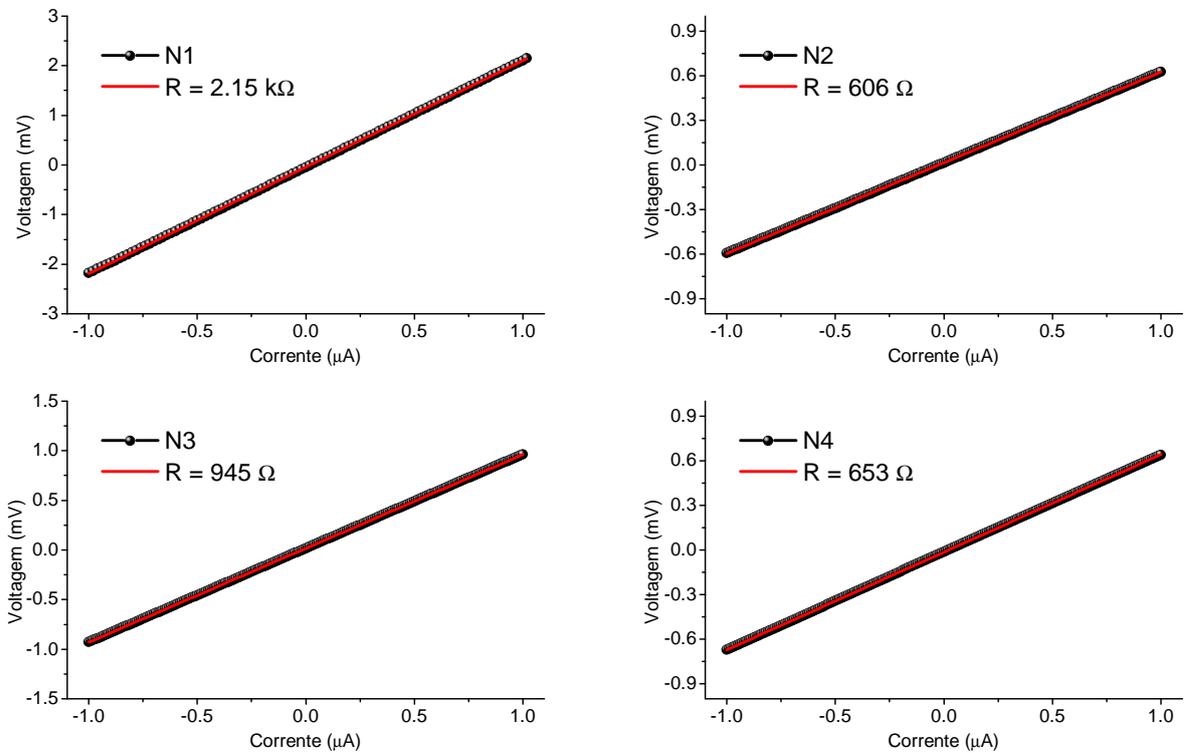
Fonte: O autor

As figuras 23a e 23b mostram os resultados para as curvas V-I de dois tipos de silício (P e N), respectivamente, variando a dopagem. Vale ressaltar que o silício intrínseco não é dopado.

Figura 23 – Curvas IV para várias amostras de silício. As amostras em Si-P, figuras 23a (Si-N, figuras 23b) foram submetidas a um plasma de 200 W (250 W) por 5 minutos.



(a) IV em silício P.



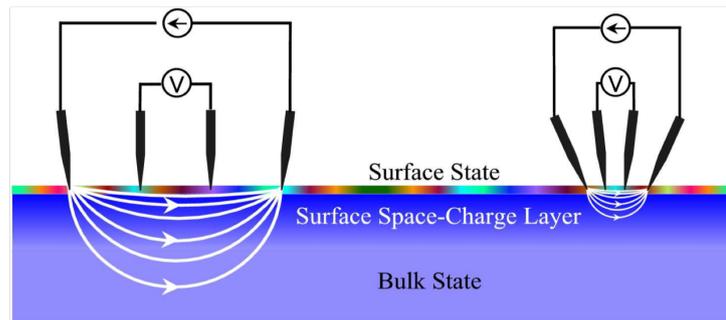
(b) IV em silício N.

Fonte: O autor

4.1.1.1 Comentários sobre as condução dos elétrons nas medidas IV em silício dopado

Em um condutor ideal, a corrente flui de forma uniforme por todo seu volume, no entanto, para amostras reais, este fluxo vai depender de fatores como temperatura, geometria, posição e forma dos contatos, etc. Também é importante garantir a qualidade dos contatos,

Figura 24 – Métodos macro (a) e micro (b) de quatro pontas para medir a condutância elétrica. A distribuição da corrente que flui através de uma amostra semicondutora é esquematicamente desenhada.



Fonte: Imagem retirada de (HASEGAWA et al., 2003).

especialmente em escalas muito baixas. Uma forma de melhorar a qualidade do sinal, ou seja, reduzir o ruído, é utilizando a medida de quatro pontas. Esta forma de medição também é importante para evitar difusão da corrente no volume do material ao se estudar transportes de correntes em amostras de até 1 mm (HASEGAWA et al., 2003). Em nossas amostras, a corrente deve sofrer no entanto, o transporte de corrente em nossas amostras de silício sofrerá difusão para o volume, ver figura 24.

A partir da segunda lei de Ohm 4.1, podemos fazer investigar a fundo o comportamento da corrente elétrica nas amostras de silício.

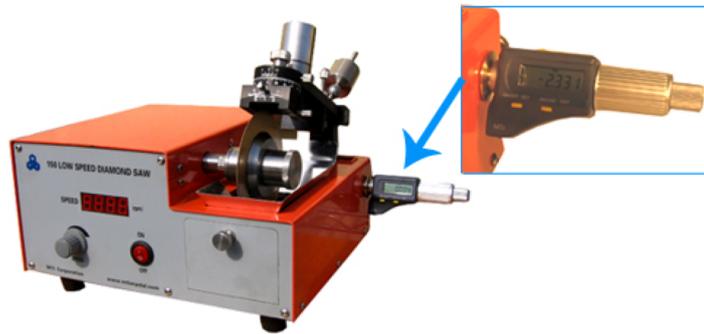
$$R = \rho \frac{L}{A}, \quad (4.1)$$

ρ é a resistividade, L é o comprimento e A é área de sua seção transversal do material.

À exceção do substrato de silício intrínseco, que possui 1 mm de espessura, os substratos de silício dopado, sejam eles tipos P ou N, possuem 0.3 mm de espessura. Para a preparação e corte destes substratos utilizamos uma serra com disco diamantado de baixa rotação (ver figura 25) que possui um controle fino sobre o corte. As amostras de silício foram cortadas em retângulos com 4 mm de comprimento e 1.5 mm de largura. Assim, podemos então calcular,

$$\frac{R_i}{R_j} = \frac{\rho_i L_i A_j}{\rho_j L_j A_i}, i \neq j, \quad (4.2)$$

Figura 25 – Equipamento de precisão utilizado no corte dos substratos de silício. O inset mostra o display de LCD micrométrico com resolução de 0.001 mm e precisão de ± 0.003 mm.



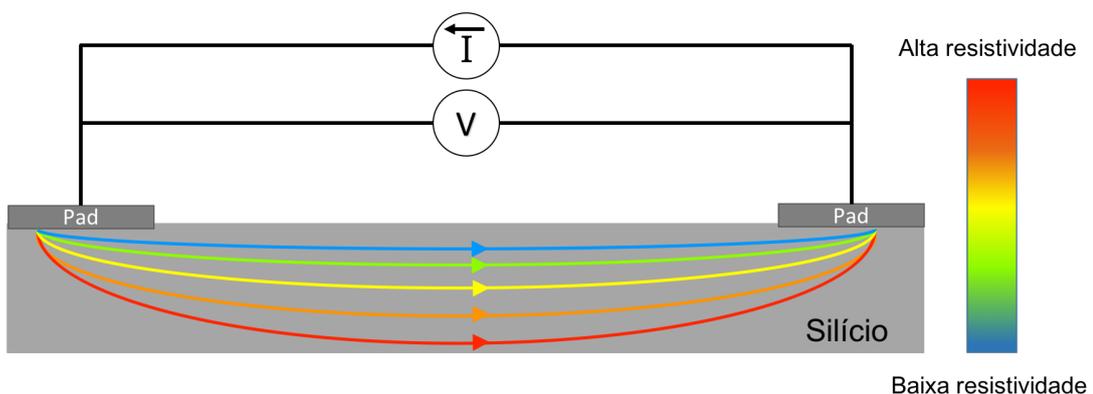
Fonte: Imagem retirada de <https://www.mtixtl.com/diamondsaw-SYJ-150.aspx>

onde i, j são os índices que indicam as amostras. Como as amostras possuem o mesmo comprimento, $L_i = L_j$, temos então,

$$\frac{A_i}{A_j} = \frac{\rho_i R_j}{\rho_j R_i}, i \neq j. \quad (4.3)$$

Assim, dada as resistências e resistividades de dois condutores, que podemos retirar da figura 23 e tabela 1, respectivamente, podemos calcular a razão entre as áreas transversais pelas quais a corrente elétrica flui. As equações 4.4 mostram os valores das frações $\frac{A_i}{A_j}$, onde estamos mostramos a razão entre a área de penetração da corrente nas amostras j e a amostra com menor resistividade, tanto N quanto P.

Figura 26 – Ilustração do transporte de carga por meio de um substrato de silício. A barra de cores tem uma escala de baixa para alta resistividade, que correspondem às curvas orientadas no bloco de silício.



Fonte: O autor

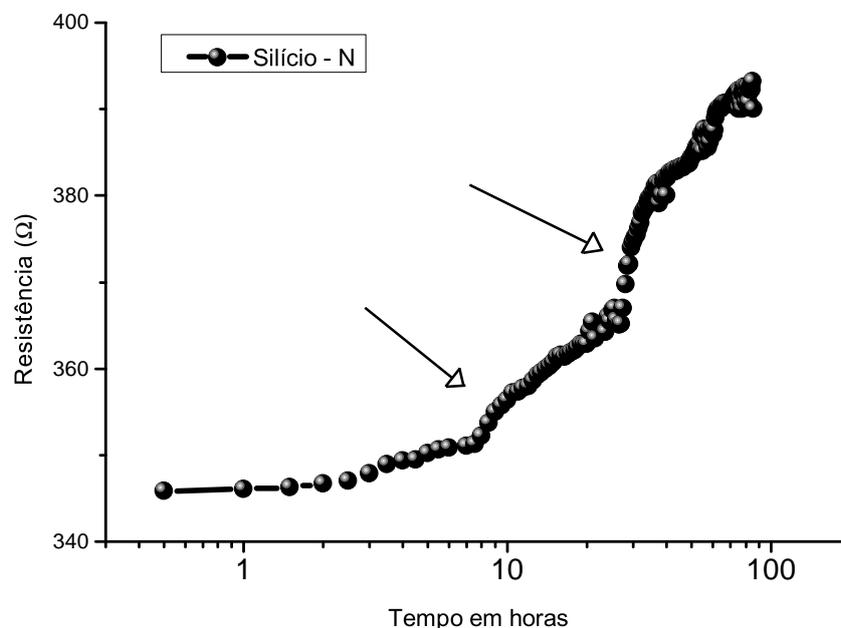
$$\begin{aligned} \text{Silício P} &\rightarrow \frac{A_{P3}}{A_{P1}} = 1.47 \times 10^{-4}, & \frac{A_{P3}}{A_{P2}} &= 2.2 \times 10^{-4} \\ \text{Silício N} &\rightarrow \frac{A_{N1}}{A_{N2}} = 9.4 \times 10^{-2}, & \frac{A_{N1}}{A_{N3}} &= 8.8 \times 10^{-2}, & \frac{A_{N1}}{A_{N4}} &= 3 \times 10^{-3}. \end{aligned} \quad (4.4)$$

A partir das equações 4.4 podemos observar que; a área pela qual a corrente flui no silício varia conforme a resistividade da amostra. Ou seja, quanto maior a resistividade, mais a corrente se difunde pelo volume, por outro lado, para resistividades baixas, a corrente flui próxima à superfície da amostra. A figura 26 ilustra o processo de difusão da corrente para o volume do substrato de silício. A barra de cores mostra uma escala que vai da baixa resistividade à alta. As curvas coloridas no bloco de silício representam as correntes que fluem de um pad para outro, enquanto as cores e a profundidade da curva ilustra o processo de difusão no volume do bloco.

4.1.1.2 Variação da resistência com o tempo

Também fizemos medidas da resistência em função do tempo. Na figura 27 vemos a variação temporal da oxidação de uma amostra de silício N. Note que a escala do eixo horizontal é logarítmica,

Figura 27 – Resistência em função do tempo para uma amostra de silício tipo N. A escala do eixo horizontal é logarítmica. As setas indicam as variações abruptas na resistência.



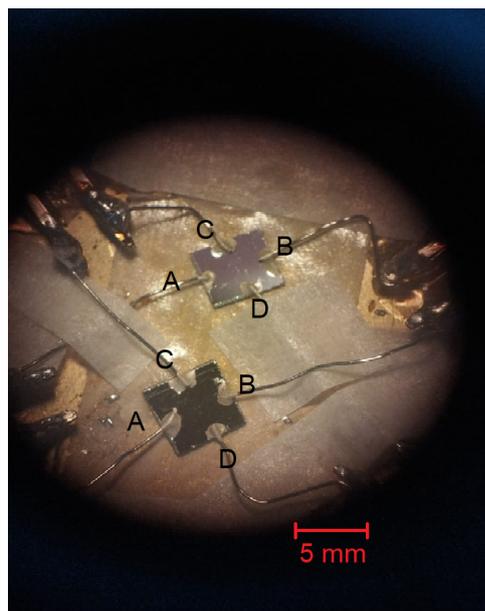
Fonte: O autor

É importante destacar que as medidas I-V que foram feitas nas amostras de silício ocorreram em temperatura ambiente e expostas ao ar e que após o processo de deposição por sputtering

dos pads (titânio para Si-N e alumínio para Si-P), os contatos elétricos são feitos utilizando-se fios finos de cobre e tinta de prata. Após a aplicação da tinta de prata, espera-se entre 30 e 60 minutos para ocorrer a secagem. As medidas são realizadas após esse período. A espera para secagem garante que não haja variações na resistência medida devido à tinta de prata. Note que as medidas feitas após a secagem da tinta, mostradas na figura 27 apresentam variações abruptas (indicadas pelas setas na figura). Estas variações foram estudadas em (KALKOFEN; BURTE, 2006), onde foram reportados efeitos semelhantes na resistência em função do tempo para amostras de silício. A origem de tais variações pode estar relacionada à 'desativação de dopantes' em conjunto com a diminuição da espessura da camada condutora (KALKOFEN; BURTE, 2006). A desativação de dopantes ocorre ao longo do tempo ou em certas condições em que os dopantes podem se tornar 'desativados', o que significa que eles perdem a capacidade de participar da condução elétrica. A desativação pode ocorrer devido a vários fatores, incluindo a difusão de dopantes para regiões de baixa concentração, aglomeração de dopantes ou a formação de complexos dopante-defeito (SOLMI, 2001).

4.2 EFEITO HALL CLÁSSICO EM SILÍCIO P E N

Figura 28 – Imagem mostrando dois substratos de silício P. A corrente é injetada pelos contatos na horizontal (A-B), enquanto a tensão Hall é medida nos terminais da vertical (C-D) e o campo magnético é aplicado perpendicular ao plano.

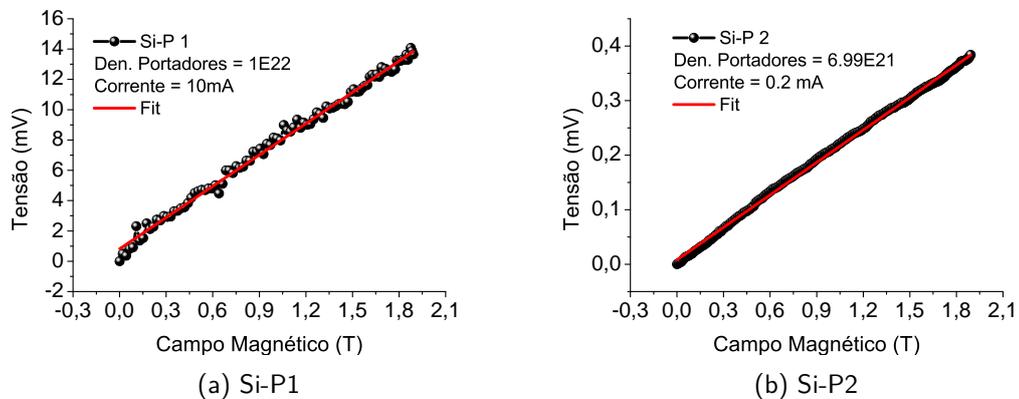


Fonte: O autor

Como discutido na seção 2.1, ao se passar uma corrente em um material na presença de

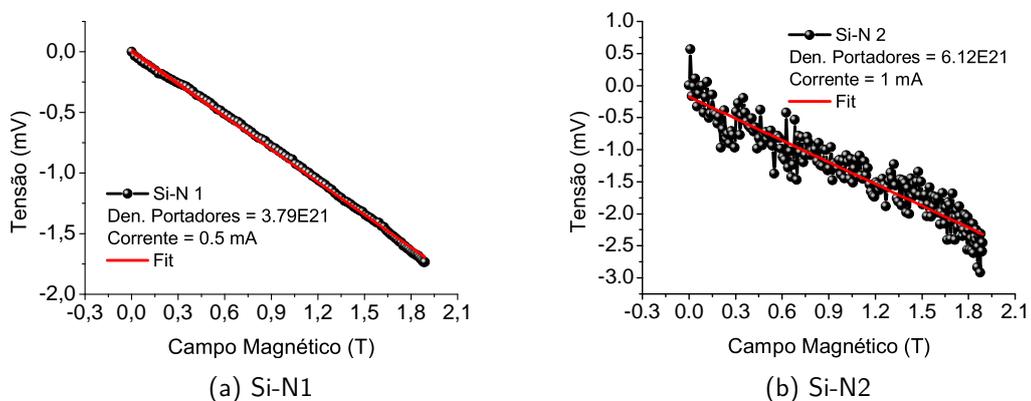
um campo magnético perpendicular ao plano do condutor, os portadores sofrem um desvio que resulta num acúmulo de cargas nas paredes transversais ao eixo por onde a corrente passa, veja figura 2. Calculando a diferença de potencial que surge é possível obter informações sobre a densidade e o tipo de portadores naquele condutor, como mostram as equações 2.2 e 2.4. Visto que estamos estudando substratos de silício dopado, calculamos a tensão Hall para quatro amostras; sendo duas tipo P (P1 e P2) e duas, tipo N (N1 e N2) (ver tabela 1).

Figura 29 – Curvas da tensão Hall para silício tipo P. A figura 29a mostra os resultados para Si-P 1, onde $\rho = 1 \Omega.cm$ com corrente de 10 mA. A densidade de portadores neste caso é de $n = 1 \times 10^{22}$. Na figura 29b vemos a tensão Hall para uma amostra de Si-P 2, com $\rho = 3 \Omega.cm$ e corrente 0.2 mA. A densidade de portadores neste caso foi de $n = 6.99 \times 10^{21}$.



Fonte: O autor

Figura 30 – Curvas da tensão Hall para silício tipo N. A figura 30a mostra os resultados para Si N1, onde $\rho = 1 \Omega.cm$ com corrente de 0.5 mA. A densidade de portadores neste caso é de $n = 1 \times 10^{22}$. Na figura 30b vemos a tensão Hall para uma amostra de Si-N2, com $\rho = 3 \Omega.cm$ e corrente 1 mA. A densidade de portadores neste caso foi de $n = 6.12 \times 10^{21}$.



Fonte: O autor

Na figura 28 é mostrada a montagem experimental com duas amostras de silício. Os silícios foram cortados em quadrados de 5mm de lado e foi depositado pads (Alumínio para Si-P e

Titânio para Si-N) por sputtering a 125°C, os pads semicírculos de 1 mm de diâmetro, estão localizados na parte central de cada face; o aquecimento da câmara durante a deposição é necessário para induzir a difusão dos metais no substrato de silício. Esta difusão garante que os contatos serão ôhmicos e evita a formação de barreira Schottky.

A figura 29 mostra os sinais da tensão Hall medidos para Si-P, com resistividades 1 $\Omega.cm$ e 3 $\Omega.cm$ (figuras 29a e 29b, respectivamente). A figura 30 mostra as mesmas medidas para substratos de silício N, com resistividades 1 $\Omega.cm$ e 3 $\Omega.cm$ (figuras 30a e 30b, respectivamente). Note de imediato que o sinal para as amostras de silício P e N são opostos, o que confirma que para o silício N (P) o transporte é feito por elétrons (buracos).

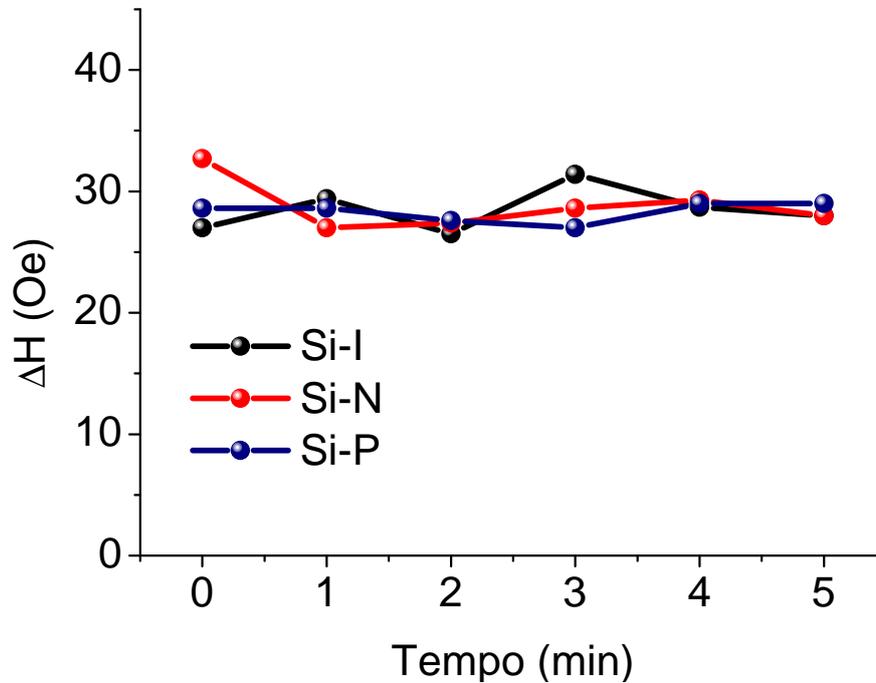
4.3 ANÁLISE DA LARGURA DE LINHA DE FMR EM FUNÇÃO DA REMOÇÃO DE ÓXIDO

Investigamos a ressonância ferromagnética de filmes de Permalloy ($Ni_{81}Fe_{19}$) depositados por sputtering sobre substratos de Si (intrínseco, tipo P e tipo N). No experimento de FMR é importante que se mantenha o mínimo de rugosidade na superfície/interface de dois materiais. Pois quando a superfície é muito rugosa, o mecanismo de espalhamento por dois magnons passa a ser o principal canal de relaxação de magnons, resultando em uma diminuição da intensidade do sinal FMR e, conseqüentemente, em uma largura de linha maior.

Dessa forma, aqui mostramos os resultados obtidos da largura de linha de amostras de silício tipo N, P e silício intrínseco em função do tempo de exposição ao plasma de argônio. Os parâmetros de remoção de óxido são os mesmos para todas as amostras. Foram preparadas 18 amostras (3 grupos de 6) onde cada grupo de 3 amostras foi exposto ao mesmo tempo, a um plasma potência de 225W, variando o tempo de exposição a cada 1 minuto. A figura 31 mostra o resultado da largura de linha em função do tempo de exposição ao plasma.

Na figura 31 vemos que a largura de linha dos substratos de silício sofreram pouca variação em função do tempo de exposição, o que nos garante que o processo de remoção de óxido não está causando o mecanismo de espalhamento de dois magnons devidos às rugosidades excessivas na superfície do silício.

Figura 31 – Gráfico mostrando a variação da largura de linha de substratos de silício P, N e intrínseco em função do tempo de exposição ao plasma.



Fonte: O autor

4.4 MEDIDAS DE FMR E SPIN-PUMPING EM SILÍCIO DOPADO

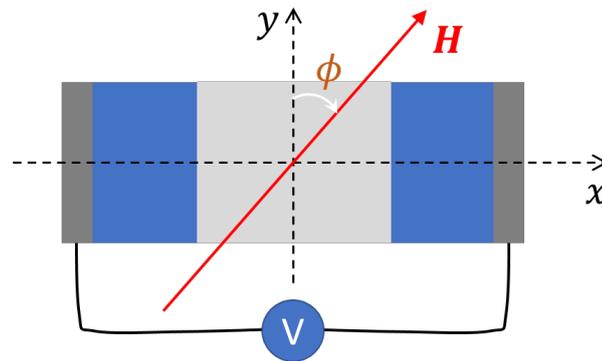
Tendo em vista que foi possível a remoção da camada de óxido dos substratos de silício e a obtenção de contatos ôhmicos usando *pads* de Titânio (Ti) e Alumínio (Al) em silício tipo N e P, respectivamente, fizemos em seguida a deposição de uma ilha de Permalloy (Py) de 12 nm de espessura. Com estas amostras, obtivemos resultados de FMR e spin-pumping. A figura 32 ilustra a amostra.

A seguir mostraremos os resultados obtidos para as amostras de silício tipo P e N, respectivamente.

4.4.1 Silício tipo P

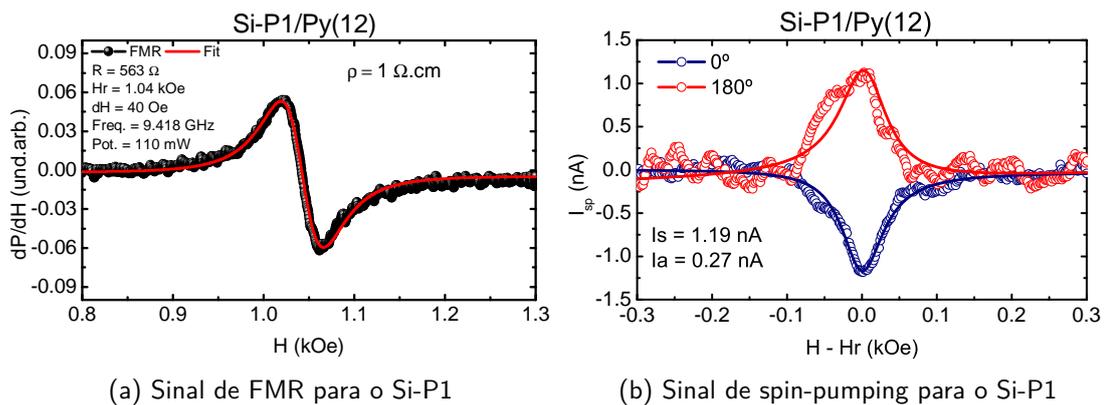
Os resultados da derivada da curva de absorção de FMR e de spin-pumping foram realizados em uma cavidade com frequência de ressonância de $f = 9.418$ GHz. Podemos ver nas figuras 33a e 33b a derivada da curva de absorção de FMR e o sinal de spin-pumping, respectivamente, para uma ilha de permalloy sobre o substrato de silício do tipo P com resistividade no intervalo

Figura 32 – Ilustração da amostra de silício dopado com pads (retângulos em cinza escuro nas extremidades) e ilha de Py (retângulo cinza claro no centro da imagem).



Fonte: O autor

Figura 33 – Derivada da absorção de FMR 33a (potência de 110 mW) spin-pumping 33b (potência de 110 mW) para uma amostra de silício tipo P com resistividade em torno de $1\Omega.cm$ com frequência de RF dada por $f = 9.418$ GHz. A corrente de pico para esta amostra ficou em $I_{SP} = 1.19$ nA.



(a) Sinal de FMR para o Si-P1

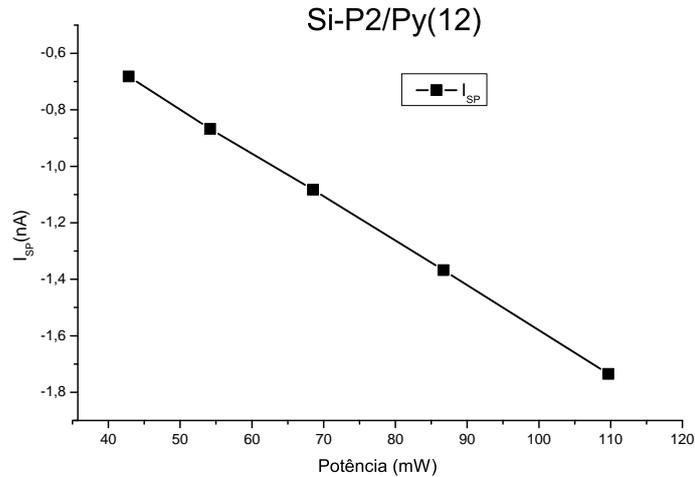
(b) Sinal de spin-pumping para o Si-P1

Fonte: O autor

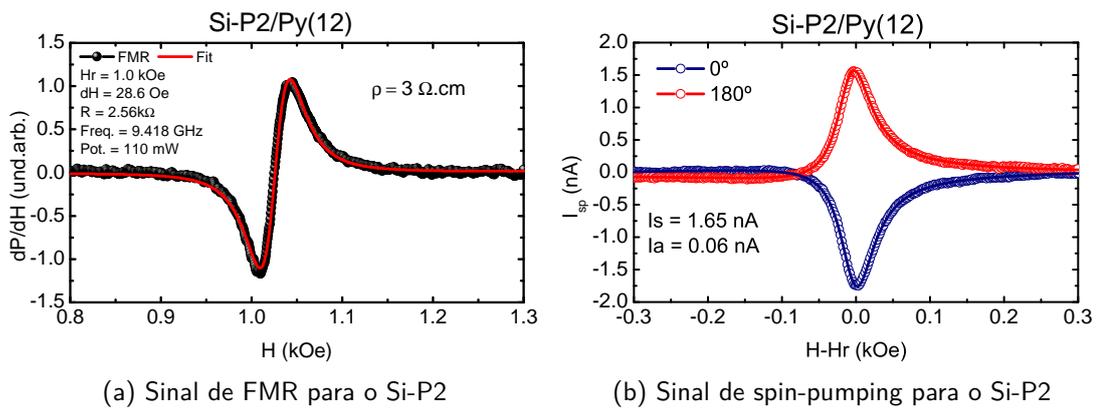
$1\Omega.cm$. A corrente de pico para esta amostra ficou em $I_{SP} = 1.22$ nA e a resistência medida nos terminais de alumínio é dada por $R = 563\Omega$.

Em seguida, temos os resultados para a segunda amostra de silício tipo P com resistividade dada entre $3\Omega.cm$, onde mais uma vez obtivemos a derivada da curva de absorção de FMR e spin-pumping. Nesta amostra, a largura de linha do permalloy ficou em torno de 28 Oe, o que pode explicar os sinais terem ficado melhores. A resistência desta amostra também ficou mais próxima dos valores esperados para um semiconductor $R = 2.56k\Omega$. Também para essas amostras fizemos um gráfico da corrente de pico em função da potência de RF. Como esperado, o resultado deu linear e é mostrado na figura 34. Os resultados de FMR e spin-pumping são mostrados na figura 35.

Figura 34 – Corrente de pico em função da potência de RF.



Fonte: O autor

Figura 35 – Derivada da absorção de FMR 35a (potência de 110 mW) e spin-pumping 35b (potência de 110 mW) para uma amostra de silício tipo P com resistividade no intervalo $3\Omega.cm$ com frequência de RF dada por $f = 9.418$ GHz. A corrente de pico para esta amostra ficou em $I_{SP} = 1.65$ nA.

Fonte: O autor

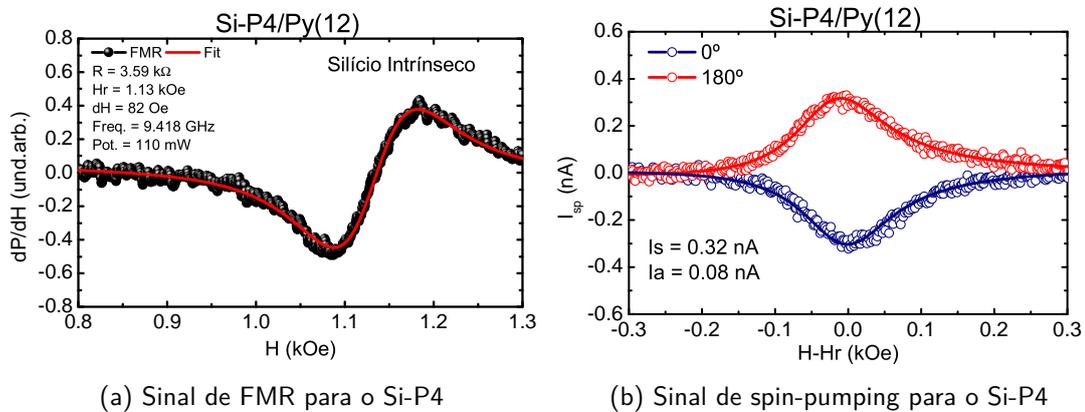
Embora os resultados estejam melhores nesta amostra, a intensidade da corrente de pico não variou muito, ficando em $I_{SP} = 1.65$ nA.

A seguir mostraremos os resultados para a amostra de silício P4 que é um silício não dopado com resistência $R = 3.59k\Omega$.

Note que a largura de linha neste caso é bem mais larga e conseqüentemente o sinal de spin-pumping é menos intenso.

A seguir serão apresentados os resultados para o silício tipo N.

Figura 36 – Derivada da absorção de FMR 36a (potência de 110 mW) e spin-pumping 36b (potência de 110 mW) para uma amostra de silício, com frequência de RF dada por $f = 9.418$ GHz. A corrente de pico para esta amostra ficou em $I_{SP} = 0.32$ nA.

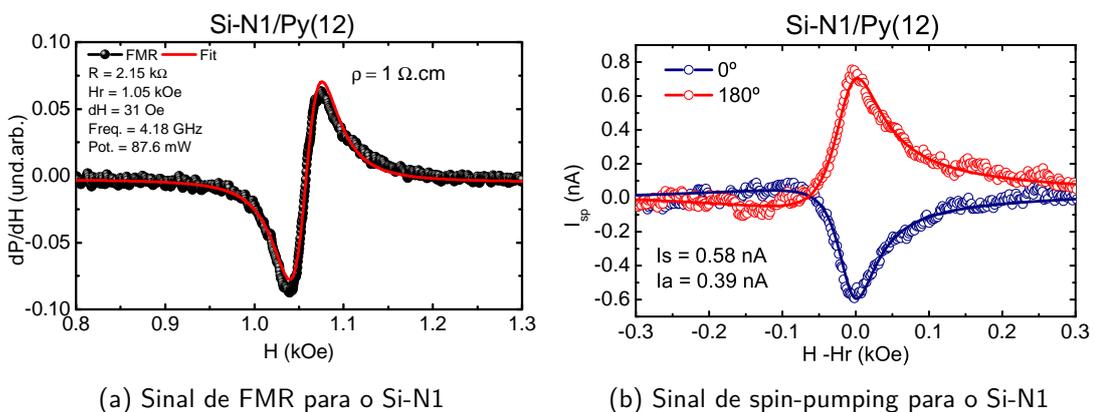


Fonte: O autor

4.4.2 Silício tipo N

Seguindo os mesmos passos da subseção anterior, apresentaremos os resultados de FMR e spin-pumping para o silício tipo N variando a dopagem. Iniciaremos com o silício N1 com resistividade dada por $1\Omega.cm$ e resistência $R = 2.15k\Omega$. As figuras 37a e 37b mostram a derivada da curva de absorção de FMR e o spin-pumping para a amostra de silício N1 com resistência dada por $R = 2.15k\Omega$

Figura 37 – Derivada da absorção de FMR 37a (potência de 87.6 mW) e spin-pumping 37b (potência de 110 mW) para uma amostra de silício, com frequência de RF dada por $f = 9.418$ GHz. A corrente de pico para esta amostra ficou em $I_{SP} = 0.58$ nA.

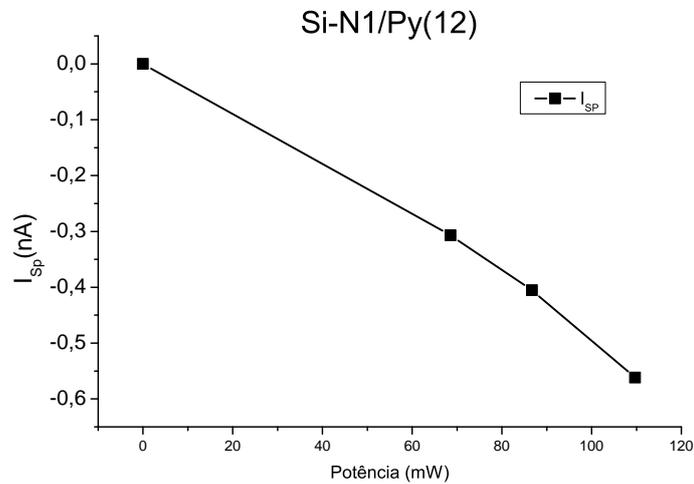


Fonte: O autor

A largura de linha ficou em $\Delta H = 31$ Oe. Também é possível observar a assimetria características do permalloy nos resultados do spin-pumping.

Também fizemos para esta amostra um gráfico da intensidade da corrente de pico em função da potência. Este resultado pode ser visto na figura 38.

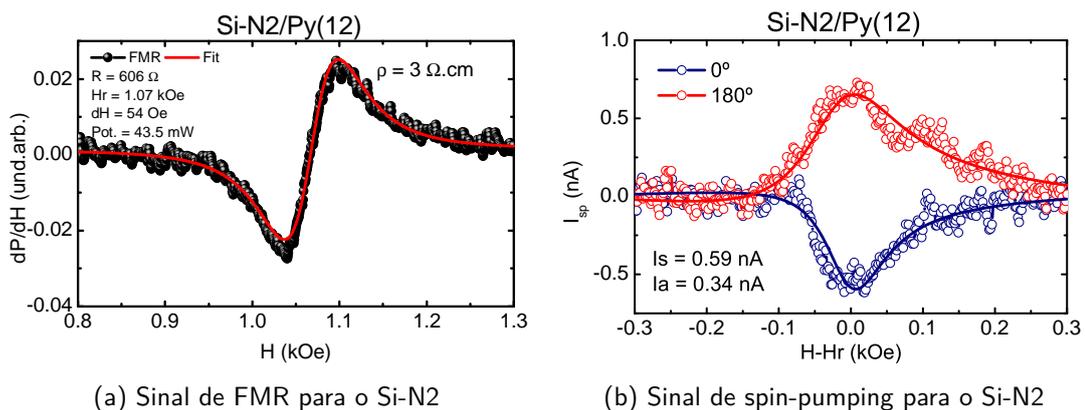
Figura 38 – Corrente de pico em função da potência de RF.



Fonte: O autor

Seguindo a sequência, temos os resultados para o silício N2 com resistividade dada por $3\Omega.cm$ e resistência $R = 606\Omega$. A corrente de pico aqui ficou $I_{SP} = 0.59$ nA. Muito parecida com os resultados anteriores para o silício N1.

Figura 39 – Derivada da absorção de FMR 39a (potência de 43.5 mW) e spin-pumping 39b (potência de 110 mW) para uma amostra de silício, com frequência de RF dada por $f = 9.418$ GHz. A corrente de pico para esta amostra ficou em $I_{SP} = 0.59$ nA.

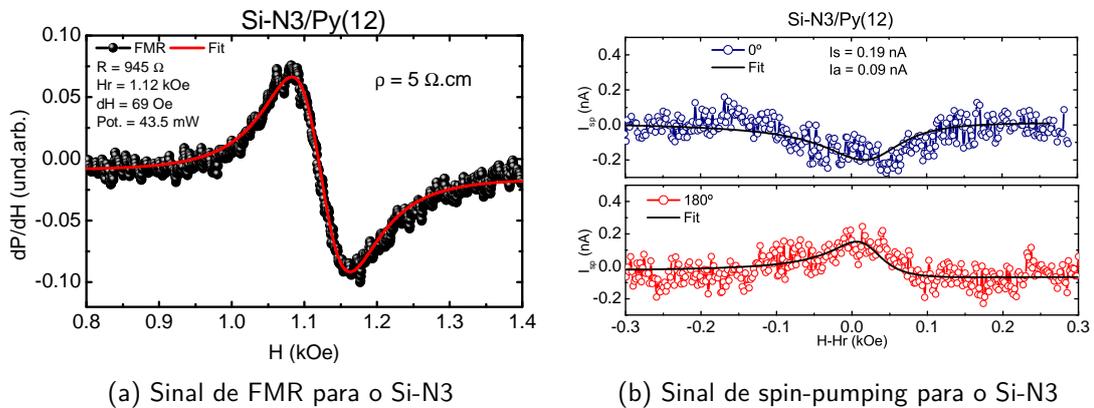


(a) Sinal de FMR para o Si-N2

(b) Sinal de spin-pumping para o Si-N2

Fonte: O autor

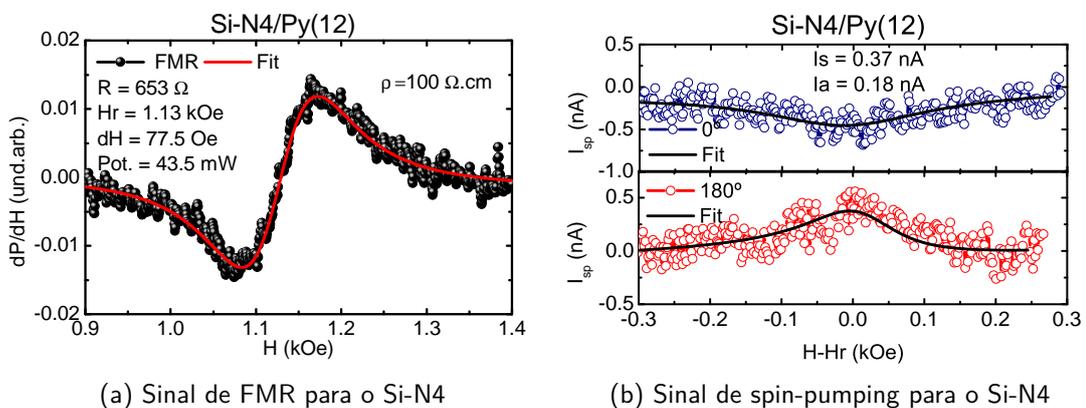
Figura 40 – Derivada da absorção de FMR 40a (potência de 43.5 mW) e spin-pumping 40b (potência de 110 mW) para uma amostra de silício, com frequência de RF dada por $f = 9.418$ GHz. A corrente de pico para esta amostra ficou em $I_{SP} = 0.19$ nA.



Fonte: O autor

Na figura 40 mostramos os resultados da amostra de silício N3 com resistividade dada por $5\Omega.cm$ e resistência $R = 954\Omega$. Note que a largura de linha na figura 40 está aumentando em comparação à primeira amostra N1. Aqui $\Delta H = 69Oe$.

Figura 41 – Derivada da absorção de FMR 41a (potência de 43.5 mW) e spin-pumping 41b (potência de 110 mW) para uma amostra de silício, com frequência de RF dada por $f = 9.418$ GHz. A corrente de pico para esta amostra ficou em $I_{SP} = 0.37$ nA.



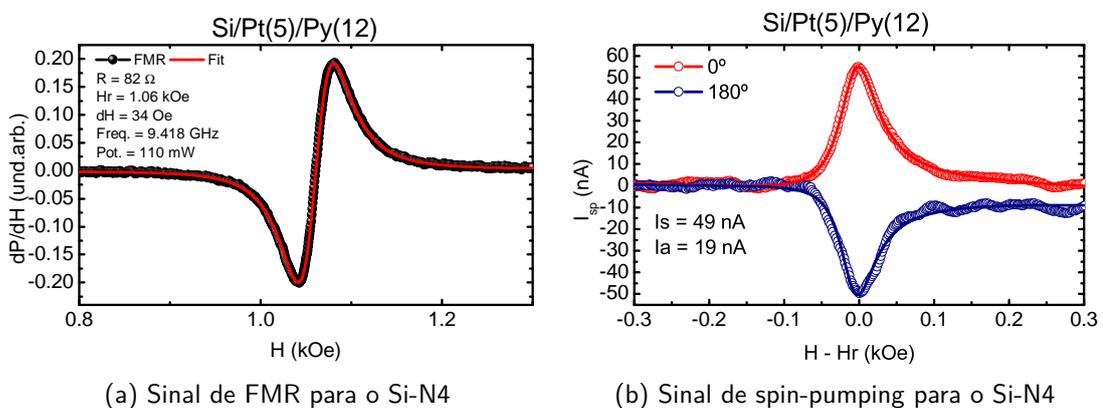
Fonte: O autor

Por fim temos a última amostra de silício N com resistividade dada por $100\Omega.cm$ e resistência $R = 653\Omega$ está mostrada na figura 41. Embora os sinais sejam bastante ruidosos, ainda conseguimos observar algum sinal de spin-pumping. A diminuição na qualidade do sinal pode ser atribuído também ao aumento na largura de linha.

4.5 COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS DE SILÍCIO DOPADO COM RESULTADOS DE PLATINA/PERMALLOY

Para termos um parâmetro de comparação, fizemos as medidas de FMR e spin-pumping em uma amostra de $\text{SiO}_2/\text{Pt}(5\text{nm})/\text{Py}(12\text{nm})$, onde o sinal DC de spin-pumping foi medido sobre a platina, dessa forma, garantimos que estamos medindo a conversão da corrente de spin em carga na platina. Garantindo a mesma polaridade dos contatos, os resultados na platina seguem a mesma orientação daqueles mostrados para as amostras silício dopado.

Figura 42 – Derivada da absorção de FMR 42a (potência de 110 mW) e spin-pumping 42b (potência de 110 mW) para uma amostra de silício, com frequência de RF dada por $f = 9.418$ GHz. A corrente de pico para esta amostra ficou em $I_{SP} = 49$ nA.



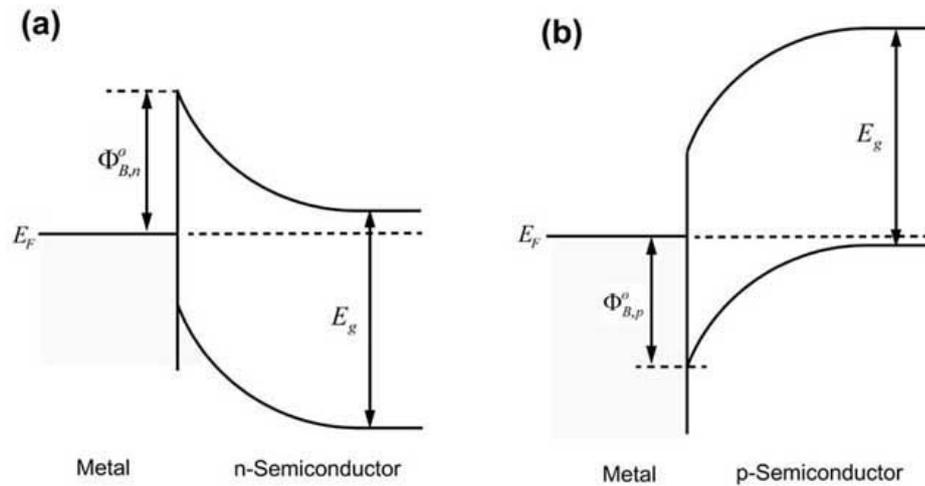
Fonte: O autor

Note que na figura 42b a corrente de pico é ordens de grandeza maior que os sinais para ambos silícios P e N. O sentido dos sinais nas amostras de silício dopado seguem a orientação dos sinais de permalloy sobre platina.

4.5.1 Barreira Schottky

A barreira Schottky é um conceito importante na eletrônica de materiais, especialmente em dispositivos semicondutores. Quando um metal é colocado em contato com um material semicondutor, os elétrons do metal podem se difundir na região do semicondutor próximo à interface, formando uma camada de carga que cria uma barreira de potencial. Essa barreira de potencial é conhecida como barreira Schottky e é importante em dispositivos eletrônicos como diodos Schottky e transistores MOSFET. Compreender a barreira Schottky é essencial para o desenvolvimento e aperfeiçoamento de dispositivos eletrônicos de alta performance.

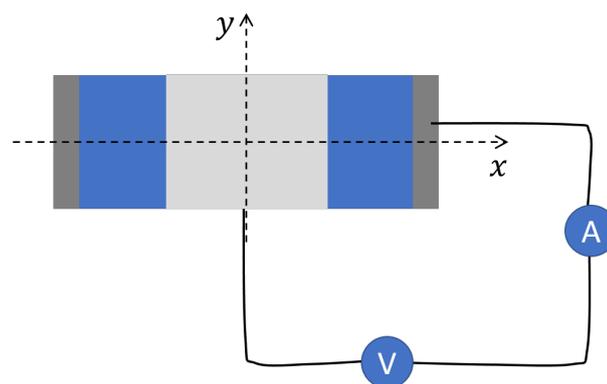
Figura 43 – Diagrama de banda na interface entre metal/semicondutor tipo N (a) e metal/semicondutor tipo P (b). Os símbolos $\Phi_{B,p,n}^0$ representam a altura da barreira Schottky.



Fonte: O autor

Na interface metal/semicondutor tipo N, a altura da barreira Schottky $\Phi_{B,n}^0$ é a diferença entre o mínimo da banda de condução do semicondutor e o nível de Fermi do metal, enquanto na interface metal/semicondutor tipo P, a altura da barreira $\Phi_{B,p}^0$ é dada pela diferença entre o máximo da banda de valência do semicondutor e o nível de Fermi do Metal. Uma extensa revisão sobre a física e química da barreira Schottky pode ser encontrada em (TUNG, 2014).

Figura 44 – Ilustração da montagem V-I entre silício (retângulos em cinza escuro nas extremidades) e o filme de permalloy (retângulo cinza claro no centro da imagem). Ao aplicarmos uma diferença de tensão nos terminais, medimos a corrente que passa entre os dois materiais.



Fonte: O autor

Nos estudos e análises descritos nas seções 4.4.1 e 4.4.2, mostramos os resultados da injeção de uma corrente de spin de um metal magnético (permalloy) em um semicondutor (silício P e N), o contato metal/semicondutor forma a barreira Schottky. Existem estudos sobre a in-

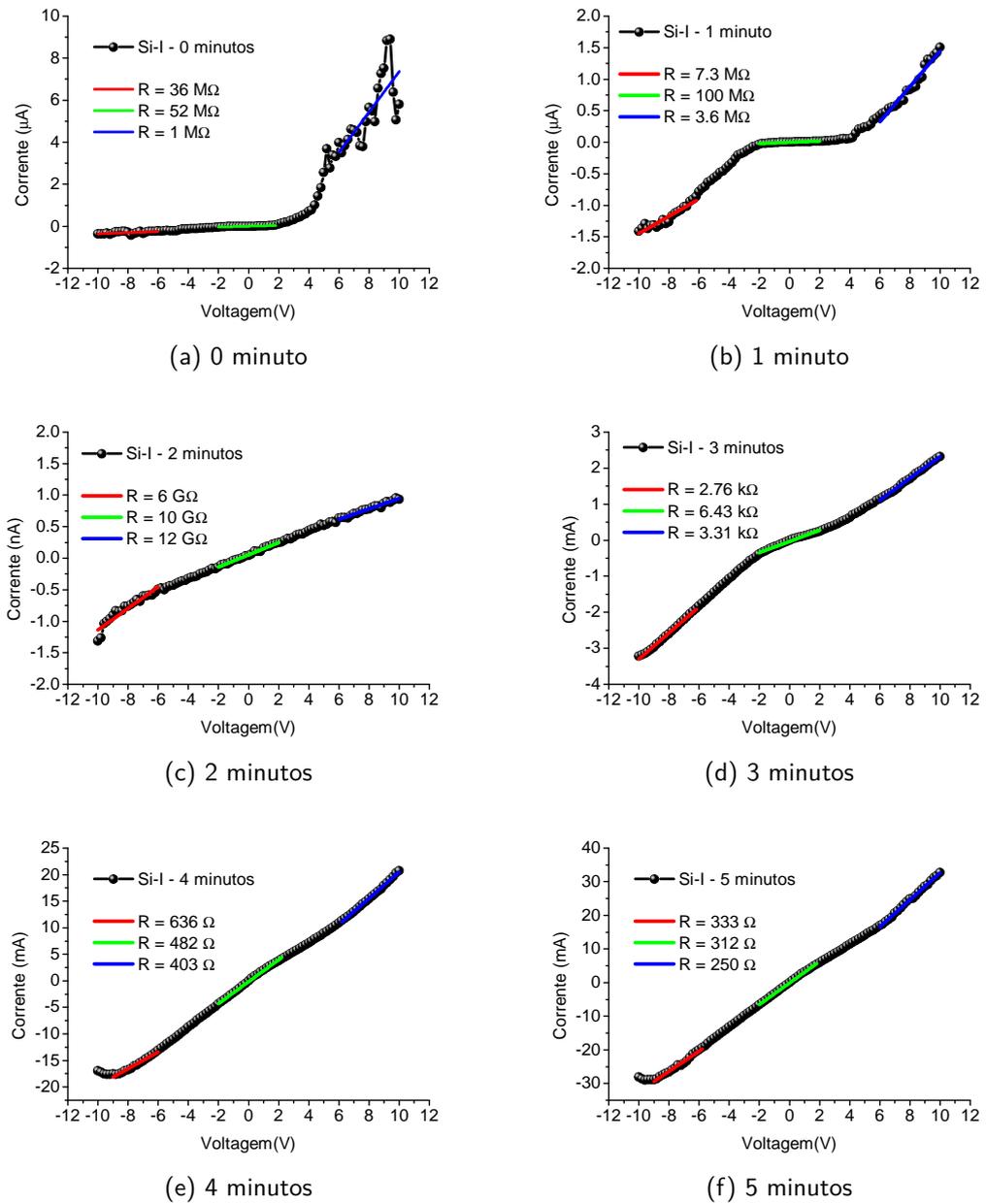
jeção de spin através da barreira Schottky em silício (DANKERT; DULAL; DASH, 2013; SHARMA et al., 2014) e em outros semicondutores (SHEN; SAIKIN; CHENG, 2004; ROJAS-SÁNCHEZ et al., 2013; SUN et al., 2023). A influência da barreira Schottky pode ser observada ao calcularmos curvas V-I, onde os terminais agora estão no semicondutor e no filme ferromagnético, veja figura 44. Nas tabelas 2 temos os valores das resistências calculados na parte negativa, ao redor do zero de potencial e na parte positiva do gráfico V-I em função do tempo de exposição dos substratos de silício intrínseco, tipo P e N, respectivamente. Nas figuras 45, 46 e 47 podemos ver as respectivas curvas V-I, ilustrando cada região onde foi calculado a resistência. Os resultados mostrados aqui estão em acordo com àqueles em (SUN et al., 2023) para amostras de GaN-n e (DANKERT; DULAL; DASH, 2013) onde utilizaram amostras de Si-n.

Tabela 2 – Resistências calculadas na parte Negativa, ao redor do Zero e na parte Positiva do gráfico V-I para amostras de silício intrínseco, tipo P e tipo N, respectivamente, em função do tempo de exposição ao plasma.

Silício Intrínseco			
Tempo (min)	Negativo	Zero	Positivo
0	36 M Ω	52 M Ω	1 M Ω
1	7.6 M Ω	100 M Ω	3.6 M Ω
2	6 G Ω	10 G Ω	12 G Ω
3	2.76 k Ω	6.43 k Ω	3.3 k Ω
4	636 Ω	482 Ω	403 Ω
5	333 Ω	312 Ω	250 Ω
Silício tipo P			
Tempo (min)	Negativo	Zero	Positivo
0	6 G Ω	8 G Ω	9 G Ω
1	7 G Ω	10 G Ω	10.2 G Ω
2	4.48 k Ω	92 k Ω	3.81 k Ω
3	1.76 k Ω	12.5 k Ω	1.85 k Ω
4	227 Ω	312 Ω	162 Ω
5	171 Ω	201 Ω	143 Ω
Silício tipo N			
Tempo (min)	Negativo	Zero	Positivo
0	4.84 k Ω	644 Ω	723 Ω
1	1.96 k Ω	182 k Ω	1.82 k Ω
2	23 k Ω	34 k Ω	10 k Ω
3	584 Ω	926 Ω	450 Ω
4	574 Ω	759 Ω	423 Ω
5	399 Ω	544 Ω	239 Ω

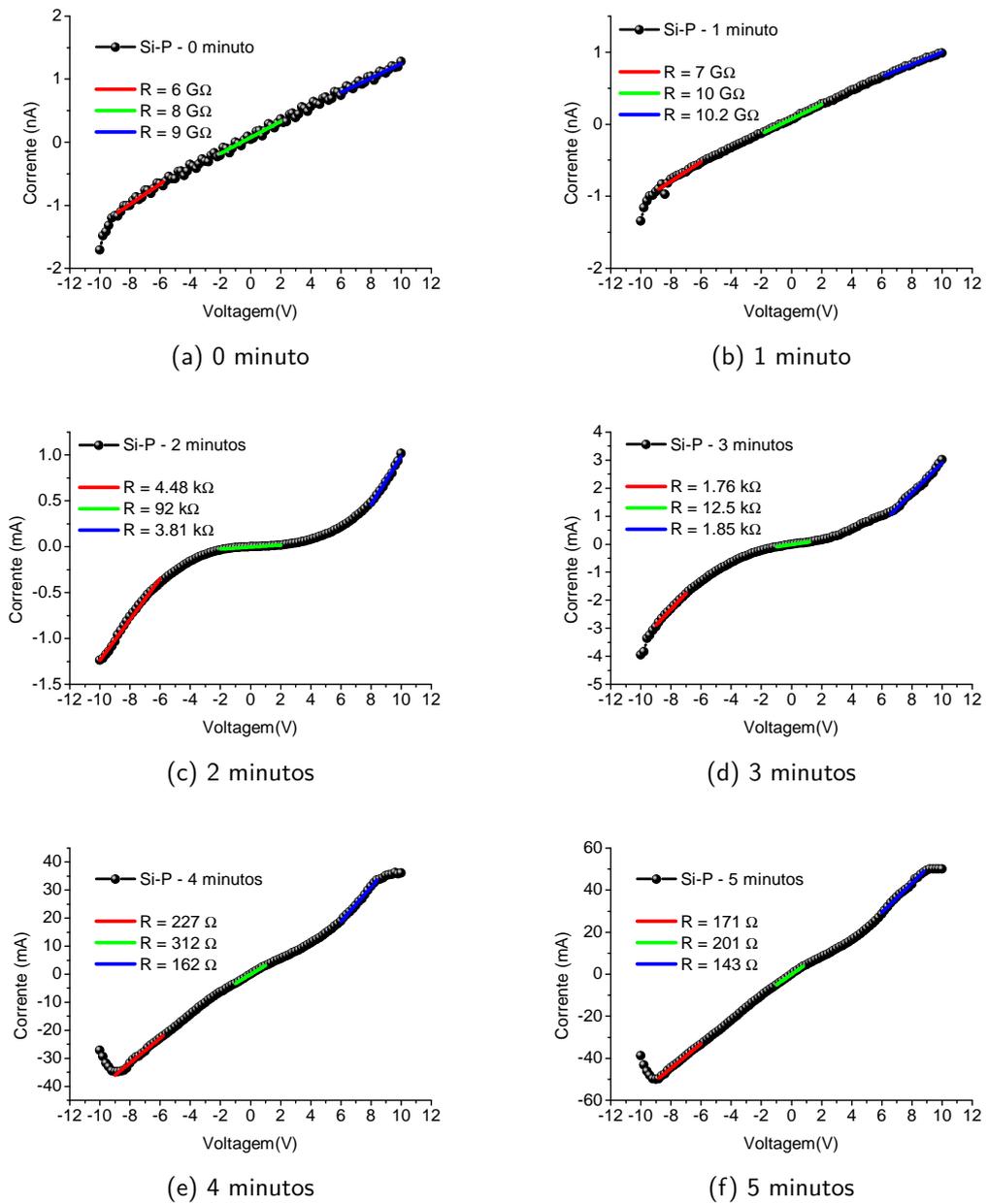
Fonte: O autor

Figura 45 – Curvas V-I para amostras de silício intrínseco em função do tempo de exposição ao plasma etching



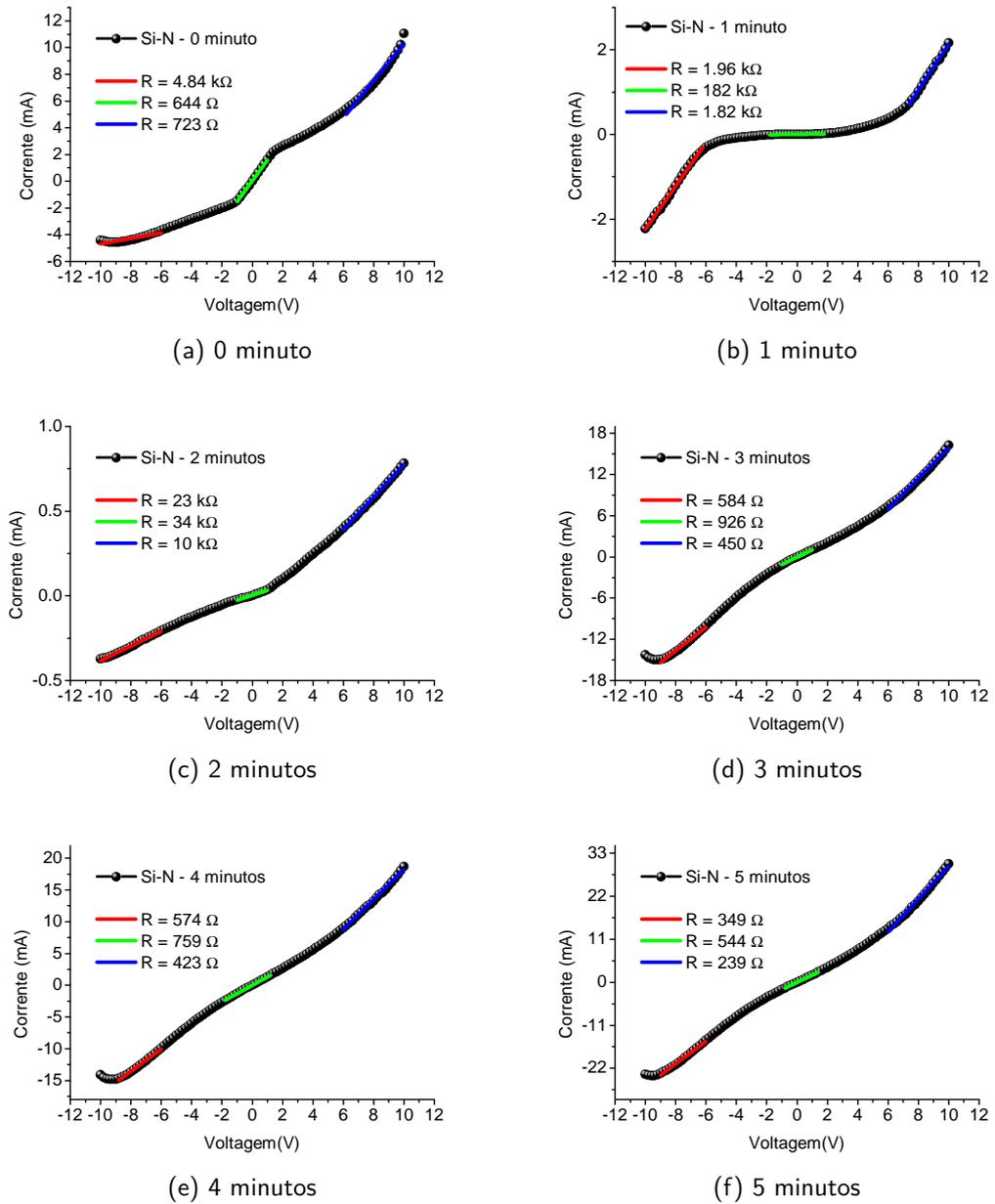
Fonte: O autor

Figura 46 – Curvas V-I para amostras de silício tipo P em função do tempo de exposição ao plasma etching



Fonte: O autor

Figura 47 – Curvas V-I para amostras de silício tipo N em função do tempo de exposição ao plasma etching



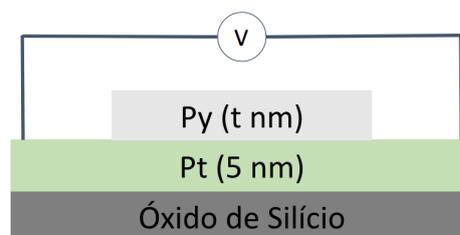
Fonte: O autor

4.6 AUTO-CONVERSÃO EM METAIS MAGNÉTICOS

O método de spin-pumping é bastante utilizado para gerar correntes puras de spin e injetá-las de um material, tipicamente metálico ou semicondutor. No entanto, se a geração dessa corrente de spin se der em um metal magnético como Permalloy, surgirá outros efeitos e o resultado da medida será uma mistura do sinal natural de spin-pumping através do efeito ISHE com outros efeitos como a auto-conversão, ou efeito de retificação de spin. Eliminar a auto-conversão é um problema difícil e existem várias propostas neste sentido. Uma revisão ampla sobre o efeito da retificação de spin pode ser encontrado em (HARDER; GUI; HU, 2016). Uma forma de tentar separar as contribuições do spin-pumping e outros efeitos é estudar o pico de tensão/corrente em função do ângulo. Aqui mostraremos alguns resultados para amostras de Py, Pt/Py, Co e Ni. Fizemos uma série de amostras variando a espessura do filme e para cada amostras fizemos medidas em função do ângulo de 0 a 360 graus. Vale ressaltar que o comportamento do sinal de tensão em função do ângulo foi estudado em bicamada de permalloy/platina onde foi mostrado que os resultados são uma combinação das contribuições do spin-pumping e da magneto-resistência anisotrópica (AZEVEDO et al., 2011), enquanto para o sinal para uma camada simples de permalloy, foi mostrado que a dependência angular do sinal não pode ser explicada apenas pelo efeito de retificação de spin (AZEVEDO et al., 2005). A seguir apresentaremos os resultados que obtivemos no estudo de bicamadas de Pt/Py e monocamadas de Py, Co e Ni.

4.6.1 Bicamada de Permalloy/Platina

Figura 48 – Ilustração da deposição dos filmes de platina e permalloy.

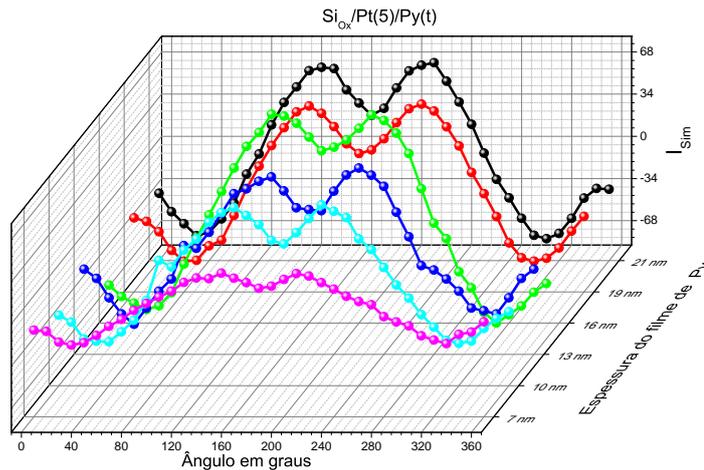


Fonte: O autor

A figura 48 ilustra o esquema de deposição das amostras de platina (5nm) permalloy (t nm), onde variamos a espessura t do permalloy. Para cada amostra, fizemos medidas de FMR e

spin-pumping em função do ângulo, variando de 10 em 10 graus. Com isso, plotamos a corrente de pico em função do ângulo, como pode ser visto na figura 49. Note que a intensidade da corrente de pico cresce com o aumento da espessura da camada de permalloy. O formato das curvas segue aquele mostrados nas referências (AZEVEDO et al., 2011; AZEVEDO et al., 2015).

Figura 49 – Corrente de pico em função do ângulo para amostra de Pt(5)/Py(t).



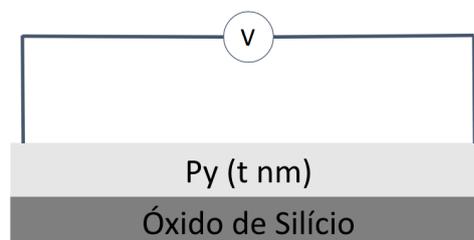
Fonte: O autor

A seguir mostraremos os resultados para as amostras monocamada de permalloy.

4.6.2 Monocamada de Permalloy

Assim como nos resultados acima, fizemos variações da espessura da camada de permalloy, no entanto, aqui a medida é feita no próprio permalloy, como ilustra a figura 50.

Figura 50 – Ilustração da deposição dos filmes de permalloy.

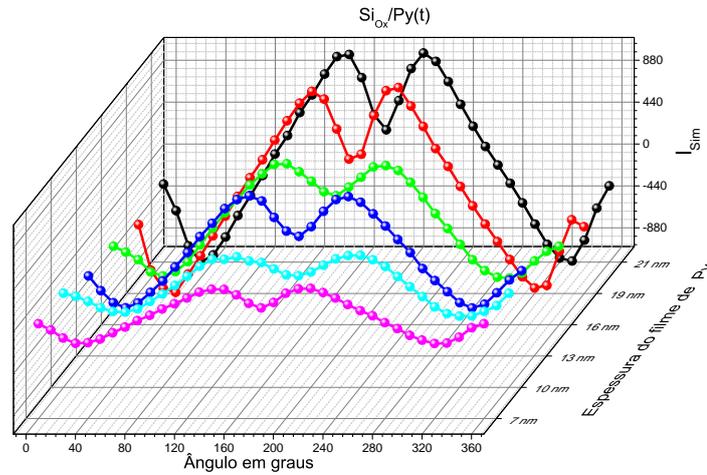


Fonte: O autor

Os resultados podem ser visto na figura abaixo 51

Note que a intensidade da corrente de pico é várias vezes maior que aquela mostrada na figura 49, isso sugere que na monocamada de permalloy outros efeitos podem estar con-

Figura 51 – Corrente de pico em função do ângulo para amostra de Py(t).



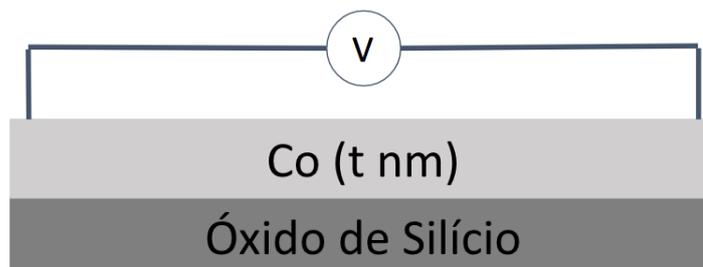
Fonte: O autor

tribuído para este aumento, como o Anisotropic magnetoresistance (AMR) e o Magnonic Charge Pumping (MCP) como discutido em (AZEVEDO et al., 2011; AZEVEDO et al., 2015), respectivamente.

4.6.3 Monocamada de Cobalto

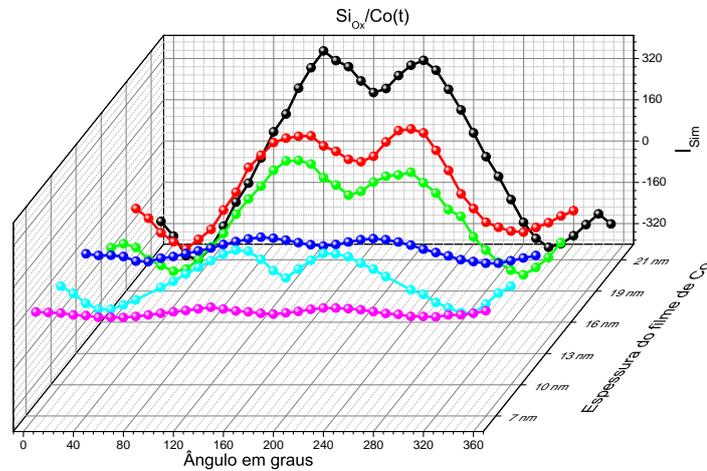
De forma semelhante, fizemos as mesmas medidas para as amostras de cobalto. A ilustração da deposição pode ser vista na figura 52, enquanto os resultados da corrente de pico em função do ângulo são mostrados na figura 53. Como o cobalto tem uma largura de linha maior que o permalloy, os sinais de tensão são menores, mas o comportamento das correntes de pico em função do ângulo é semelhante.

Figura 52 – Ilustração da deposição dos filmes de cobalto.



Fonte: O autor

Figura 53 – Corrente de pico em função do ângulo para amostra de Co(t).

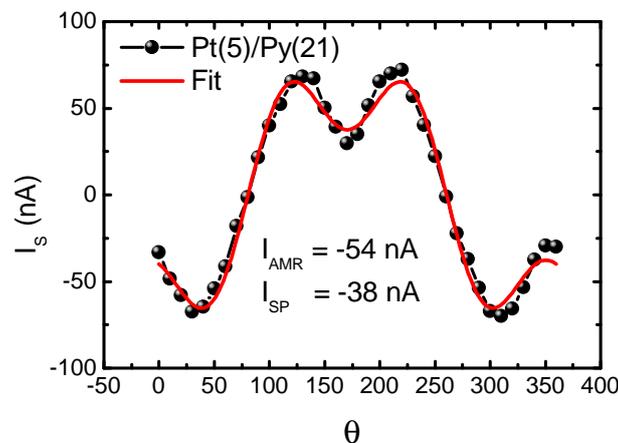


Fonte: O autor

4.6.4 Comentários e discussões

Vale ressaltar que enquanto a largura de linha da bicamada de platina-permalloy tende a manter uma largura de linha em torno de 30 Oe e a monocamada de permalloy 25 Oe, as estruturas de cobalto possuem uma largura de linha um pouco maior, ficando em torno de 48 Oe a medida que a espessura do filme aumenta.

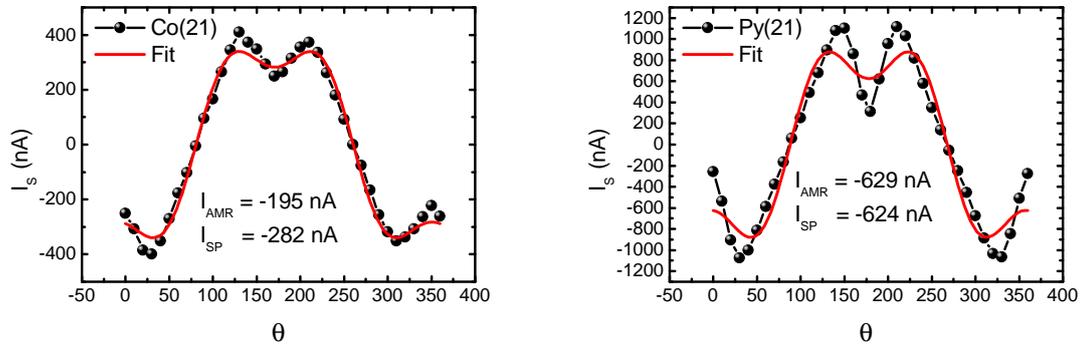
Figura 54 – Sinal de corrente de DC para uma bicamada de Pt(5 nm)/Py(21 nm) em função do ângulo ϕ como mostra a figura 32. Os pontos em preto são os dados experimentais, enquanto a curva em vermelho é o ajuste teórico.



Fonte: O autor

As teorias existentes que descrevem o sinal DC da corrente em função do ângulo, (AZEVEDO et al., 2011; AZEVEDO et al., 2015) modelam bem os resultados obtidos para a bicamada de

Figura 55 – Dependência angular do sinal DC para monocamadas de Co(21 nm) 55a e Py(21 nm) 55b. Os pontos pretos são os dados experimentais e as curvas vermelhas são o ajuste experimental. Note que apesar de possuir a mesma forma, a curva teórica não se ajusta perfeitamente aos dados.



(a) Dependência angular do sinal DC para uma monocamada de Co(21 nm) (b) Dependência angular do sinal DC para uma monocamada de Py(21 nm)

Fonte: O autor

platina/permalloy, como pode ser visto na figura 54. A equação usada para fazer o ajuste da parte simétrica do sinal é dada por,

$$I_S(\phi) = I_{AMR}^{Sim} \sin(2\phi) \sin(\phi) + I_{SP} \cos(\phi), \quad (4.5)$$

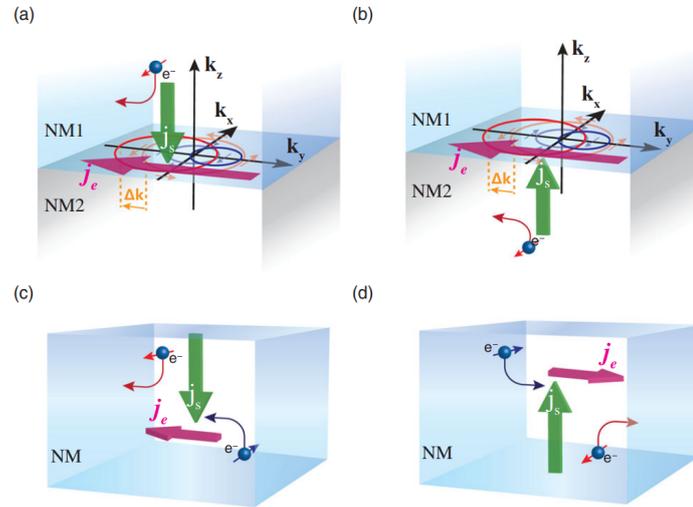
onde ϕ é o ângulo mostrado na figura 32. No entanto, para monocamadas de cobalto ou permalloy, o ajuste teórico, apesar de ter a mesma forma dos dados experimentais, não segue bem os resultados, como pode ser visto nas figuras 55a e 55b.

As figuras 55 possuem a mesma forma, no entanto, os dados experimentais, principalmente da monocamada de permalloy, não são bem ajustados utilizando-se a equação teórica 4.5. O que mostra que esta teoria precisa de aprimoramento.

4.7 CONVERSÃO DE CORRENTE DE SPIN EM CARGA EM INTERFACES

Há duas formas principais de se converter correntes de spin em correntes de carga, a saber, o efeito ISHE e o IREE. De forma simples, podemos diferenciar ambos os efeitos pela forma em que as correntes são convertidas; enquanto o ISHE converte as correntes de spin injetadas pelo FM no volume do NM devido ao SOC, o IREE o faz na superfície. De forma prática, o que ocorre é que enquanto o ISHE inverte o sinal a depender do sentido de injeção da corrente de spin, o IREE não o faz, o que resulta em sinais DC com a mesma orientação, veja a figura 56.

Figura 56 – Esquema mostrando os efeitos IREE e ISHE. As figuras a) e b) mostram a conversão de uma corrente de spin em uma interface com interação Rashba, o que faz as correntes J_e terem o mesmo sentido. As figuras c) e d) mostram o efeito ISHE, onde a depender do sentido da corrente de spin J_s , o sentido de J_e muda.



Fonte: figura retirada de (SHEN et al., 2021)

Na forma vetorial a corrente devido ao efeito IREE é escrita como,

$$J_e = \frac{e\alpha_R}{\hbar} (\vec{z} \times \vec{S}), \quad (4.6)$$

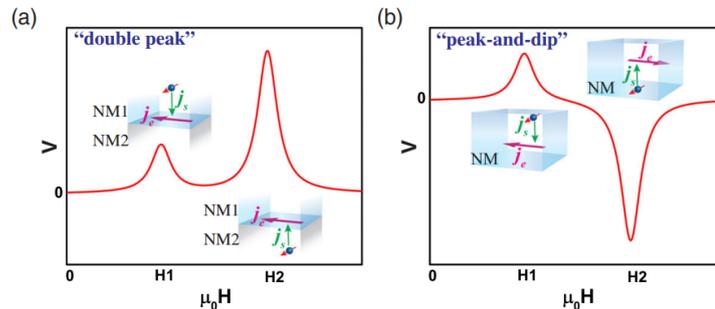
onde o termo α_R é o parâmetro de Rashba, e a carga do elétron, \vec{z} o vetor unitário normal à superfície e \vec{S} é a densidade de spin fora do equilíbrio na interface. Já a expressão para o ISHE é dada por

$$\vec{J}_c = D_{ISHE} (\vec{J}_s \times \hat{\sigma}), \quad (4.7)$$

como mostrado na seção 2.4.3. Os resultados esperados para os sinais DC de cada um desses efeitos pode ser visto na figura 57.

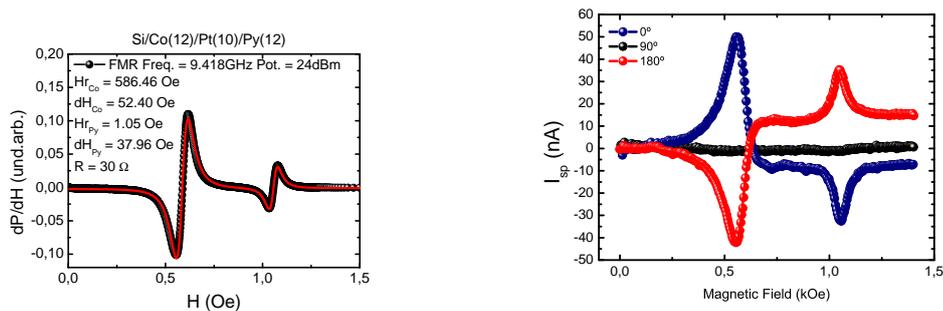
Note que para o caso dos sinais gerados pelo efeito IREE são independentes do sentido em que a corrente de spin é injetada. Enquanto o sinal devido ao efeito ISHE muda a orientação devido à mudança do sentido de injeção da corrente de spin. Dessa forma, é possível determinar qual efeito é dominante a partir da análise da polaridade dos sinais de tensão DC ao variar o sentido de injeção da corrente de spin (SHEN et al., 2021). Dado este esclarecimento acerca de ambos os efeitos, a seguir apresentaremos os resultados obtidos com uma tricamada FM1/NM/FM2 onde a camada FM1 usada é um filme de Fe(12nm) enquanto a camada FM2 é um filme de Py(12nm). A camada NM que usaremos aqui será um filme de Pt(10nm) que

Figura 57 – Esquema mostrando os efeitos IREE e ISHE. A figura a) mostra os sinais gerados pelo efeito IREE. A polaridade do sinal não depende da direção de injeção da corrente de spin, resultando em dois picos com a mesma polarização. A figura b) mostra os sinais gerados pelo ISHE, onde pode-se ver a inversão do sinal devido à inversão do sentido de injeção da corrente de spin.



Fonte: figura retirada de (SHEN et al., 2021)

Figura 58 – Derivada da curva de absorção de FMR 58a e spin-pumping 58b para a amostra de controle Co(12nm)/Pt(10nm)/Py(12nm). Na figura 58b os sinais da corrente mudam devido à inversão do sentido da corrente de spin.



(a) Sinal de FMR para Co(12nm)/Pt(10nm)/Py(12nm)

para (b) Sinal de spin-pumping para Co(12nm)/Pt(10nm)/Py(12nm)

Fonte: O autor

servirá de amostra de controle enquanto no outro caso, usaremos antimônio (Sb). Neste estudo variamos a espessura do filme de Sb e analisamos os resultados. O esquema da tricamada está ilustrado na figura 59.

Para cada conjunto de amostras foi feita medidas de FMR e de spin-pumping variando a espessura da camada de antimônio. Fizemos amostras com 3, 5, 7 e 9 nanômetro de espessura. Para termos uma comparação, preparamos também uma amostra de Co/Pt/Py onde o efeito dominante é o ISHE, seguindo o mostrado na figura 57 b). Os resultados de controle da amostra Co(12nm)/Pt(10nm)/Py(12nm) são mostrados nas figuras 58.

Note que devido à inversão do sentido de injeção das correntes de spins das camadas FM1 (baixo para cima à 0°) e FM2 (cima para baixo à 180°) o sentido do sinal também muda.

Na seção a seguir serão apresentados os resultados para as amostras com antimônio, onde

veremos que neste caso a inversão não ocorre, o que indica que a corrente devido ao IREE é dominante.

4.7.1 Efeitos de interface em antimônio

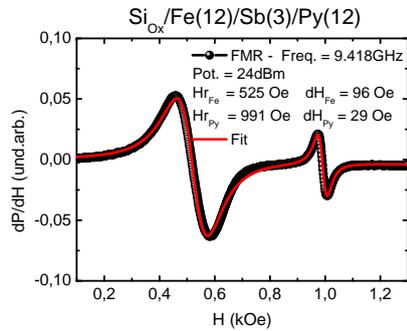
Figura 59 – Esquema mostrando a tricamada FM1/NM/FM2.



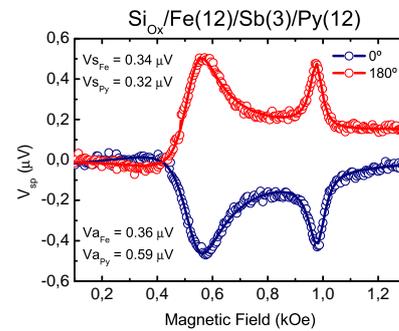
Fonte: o autor

Os materiais topológicos possuem estados de superfície protegidos com os graus de liberdade de spin e momento travados. Esta propriedade é prevista para dar origem a várias excitações exóticas tais como transporte de spin sem dissipação, férmions de Majorana, etc. O antimônio (Sb) é um semimetal topológico (BURKOV, 2016; HSIEH et al., 2009) que pode ser usado como protótipo para investigar algumas dessas excitações exóticas. As propriedades dos metais ordinários são majoritariamente dadas pela existência da superfície de Fermi dentro da banda de condução. Por sua vez, os isolantes não possuem essa superfície de Fermi e existe um “gap” de energia entre a banda de valência (totalmente ocupada) e a banda de condução (totalmente vazia). Nos semimetais topológicos, pontos de bandas diferentes se tocam no nível de Fermi, dando origem a degenerescências para momentos cristalinos particulares. O antimônio é um semimetal topológico com estados de superfície que foram investigados pela primeira vez usando a técnica de ARPES (resolved photoemission spectroscopy) (SUGAWARA et al., 2006) e tornou-se um sistema protótipo para estudar materiais topológicos. O forte acoplamento spin-órbita do Sb desempenha um papel fundamental para definir os estados de superfície com spin e momentos travados perpendicularmente.

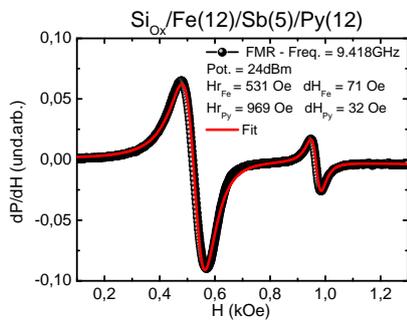
Figura 60 – Sinais de FMR e spin-pumping para uma tricamada de Fe/Sb(t)/Py onde a espessura dos FM é de 12nm. Observe que a intensidade do sinal de spin-pumping diminui na medida que aumentamos a espessura do filme de Sb.



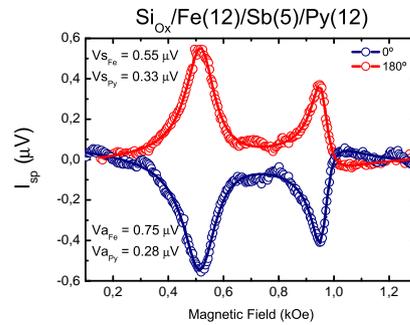
(a) Sinal de FMR Sb(3)



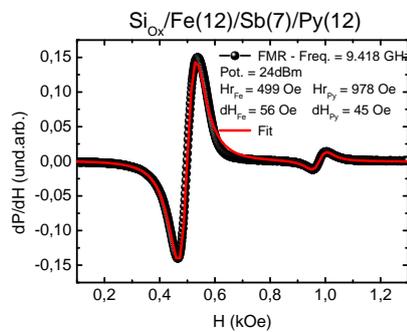
(b) Sinal de spin-pumping Sb(3)



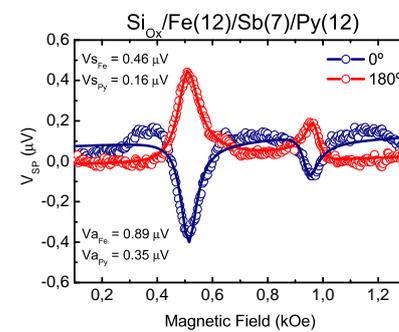
(c) Sinal de FMR Sb(5)



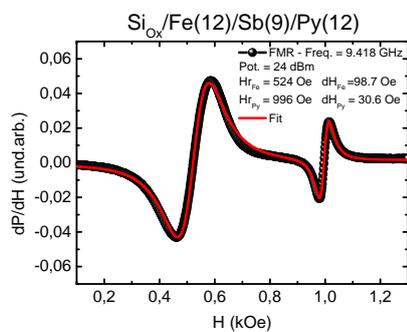
(d) Sinal de spin-pumping Sb(5)



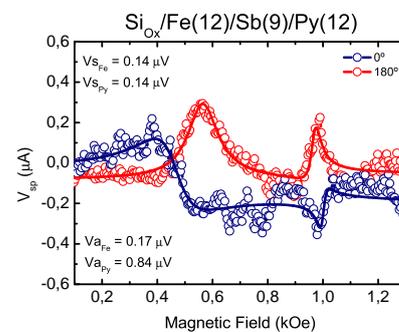
(e) Sinal de FMR Sb(7)



(f) Sinal de spin-pumping Sb(7)



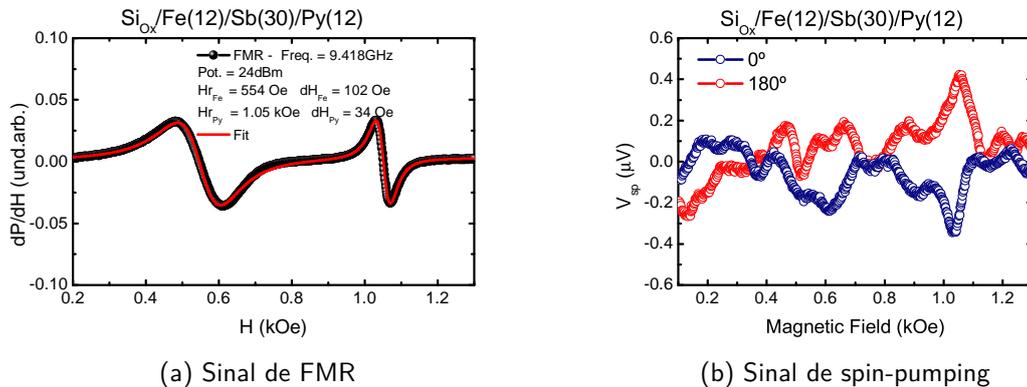
(g) Sinal de FMR Sb(9)



(h) Sinal de spin-pumping Sb(9)

Fonte: O autor

Figura 61 – Derivada da curva de absorção de FMR 61a e spin-pumping 61b para a amostra Fe/Sb/Py. Note na figura 61b que o sinal do Fe desaparece, enquanto o sinal do Py ainda é visível.

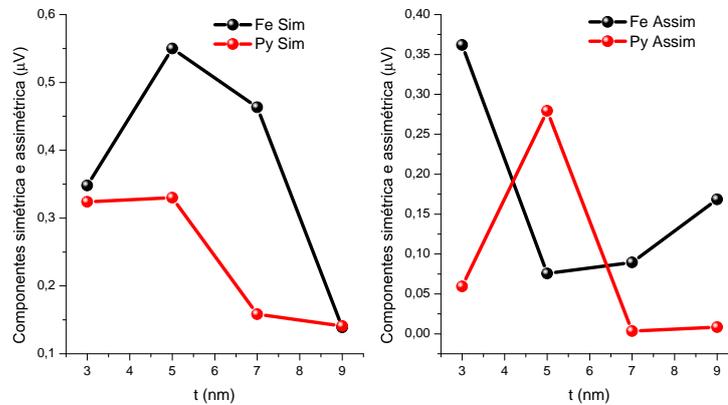


Fonte: O autor

Além das intrigantes propriedades topológicas, o Sb (e o Bi) possui um grande comprimento de onda de Fermi, com pequenas massas efetivas e altas mobilidades de portadores (ARES et al., 2018; WANG; ZHANG, 2022). Estas propriedades tornam o Sb (e o Bi) ideais para estudar efeitos de confinamento quântico. Sabendo das propriedades topológicas do antimônio, decidimos investigar o efeito de conversão de corrente de spin em corrente de carga fazendo a injeção de spin nas superfícies opostas. Para isso, a partir da discussão das seções anteriores, temos que, se a conversão ocorre na interface (bulk) do material, o sinal predominante é devido ao IREE (ISHE). Desta forma, dada a natureza de cada interação, os sinais devido ao ISHE invertem a polaridade em resposta à inversão do sentido de injeção da corrente de spin, enquanto o sinal devido ao IREE não o faz. Aqui mostraremos que a tricamada Fe(12nm)/Sb(t)/Py(12nm) onde t é a espessura do antimônio possui sinal predominantemente devido ao IREE. Começaremos mostrando os resultados para Fe(12nm)/Sb(3nm)/Py(12nm). As figuras 60a, 60b mostram os sinais de FMR e de spin-pumping para a amostra Fe(12nm)/Sb(3nm)/Py(12nm). Note de imediato a diferença entre os sinais na platina 58b e no antimônio 60b, respectivamente.

Ao continuarmos as análises mostraremos os resultados para uma tricamada com 5nm de espessura de antimônio. Os resultados podem ser vistos em 60d. Mais uma vez vemos que não ocorre a inversão dos sinais, o que mostra que a predominância do sinal continua sendo devido ao IREE. A seguir, para Sb(7nm) temos a figura 60f e por fim, a figura 60h. Note que o sinal destas últimas diminuíram para cerca de $0.1\mu\text{V}$ em relação às primeiras. Da mesma forma, os sinais também ficaram mais ruidosos, o que pode significar que para camadas mais espessas, a relação superfície/volume diminui, o que leva à atenuação do sinal devido ao IREE. Veja na figura 62 os sinais das componentes simétrica (lado esquerdo) e antissimétrica (lado direito).

Figura 62 – Componentes simétrica e assimétrica da tracamada Fe/Sb(*t*)/Py em função da espessura *t* do antimônio.



Fonte: o autor

O sinal simétrico de ambos os filmes de Fe e Py passam por um máximo para uma espessura de Sb de $t = 5nm$, mas caem rapidamente para valores maiores de t . Note também que os sinais antissimétricos para os filmes de Fe e Py se comportam de forma diferente. Enquanto o sinal antissimétrico do Fe diminui ao passar de $3nm$ para $5nm$ e depois aumenta, o sinal do Py cresce em $5nm$ e depois diminui ficando próximo a zero. Este comportamento pode ser visto na forma dos sinais nas figuras 60. Enquanto o sinal do Fe distorce com o aumento da espessura de Sb, o sinal de Py parece não ser muito afetado por esse aumento. Veja que na figura 61, enquanto não há sinal DC na ressonância do Fe, o sinal DC do permalloy ainda é visível.

4.8 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Durante o período desta dissertação desenvolvemos inicialmente atividades que serviram de suporte à obtenção dos resultados que foram apresentados aqui. Inicialmente nos debruçamos sobre o equipamento de plasma etching a fim de entendermos de seu funcionamento até sua completa operação. Tendo adquirido habilidades com o equipamento, passamos então a procurarmos os parâmetros ideais de sua utilização para removermos o óxido de substratos de silício. Com as amostras de silício pudemos utilizar o perfilômetro para calibrar a taxa de remoção do óxido (ver seção 4.1). Infelizmente não pudemos concluir os estudos, devido à quebra do equipamento perfilômetro, no entanto, os resultados que obtivemos estão mostrados na figura 21. Dando continuidade aos estudos, passamos a procurar parâmetros que nos pos-

sibilitasse obter contatos ôhmicos nos substratos de silício, tais resultados podem ser vistos na seção 4.1.1, em seguida discutimos a condução dos elétrons nas medidas IV em silício dopado 4.1.1.1, onde discutimos o processo de difusão das cargas para o volume do substrato de silício e concluímos que amostras com resistividades altas tendem a difundir a corrente pelo volume, enquanto naquelas com resistividades mais baixas, o transporte se dá mais próximo à superfície. Também fazemos análises da oxidação em função do tempo de exposição ao ambiente 4.1.1.2 e observamos que o surgimento de variações na resistência que podem ser explicadas pelo processo de desativação de dopantes. Em seguida realizamos o experimento Hall clássico para determinarmos a densidade de portadores em ambos silícios P e N 4.2. O próximo passo foi analisarmos a rugosidade causada pelo processo de plasma etching através da análise da largura de linha do sinal de FMR em função do tempo de exposição ao plasma 4.3, de onde vimos que o processo de remoção de óxido não causa rugosidades significativas na superfície do substrato, o que se traduz em uma largura de linha razoavelmente constante. Partimos então para os resultados dos experimentos de FMR e spin-pumping em silício dopado 4.4, onde obtivemos resultados para as amostras P1, P2, e P4, e N1, N2, N3 e N4. Comparamos então os resultados com o sinal DC medido em um filme de platina 4.5. A fim de entendermos os resultados de tensão DC vistos nas amostras de silício, fizemos um estudo VI de todas as amostras, incluindo silício intrínseco (ver seção 4.5.1), onde os contatos foram postos no filme de permalloy e o pad ôhmico (titânio ou alumínio). Vale ressaltar aqui que o não temos informações sobre as especificações do substrato de silício intrínseco que utilizamos. Portanto, os resultados das amostras Si-I foram adicionadas aqui para complementação dos resultados. Assim, a partir de medidas da corrente em função da tensão, para amostras com tempos variados de exposição ao plasma etching, ou seja, variando a taxa de remoção de óxido, vimos o surgimento da curva característica de diodo Schottky. Tal resultado pode explicar a diminuição da intensidade do sinal DC nas amostras de silício N, visto que a barreira Schottky na interface metal/semicondutor tipo N é maior que na interface com o semicondutor tipo P. Nosso próximo passo foi estudarmos o processo de autoconversão do sinal em mono e bicamadas de metais (ver seção 4.6), onde constatamos que as teorias atuais que tentam modelar o comportamento do sinal DC de pico em função do ângulo entre o campo magnético e o eixo que une os contatos elétricos não são suficientes para explicar tais resultados. Em seguida estudamos o processo de conversão de correntes de spin em correntes de carga em superfícies/interfaces 4.7, com o intuito de entendermos os sinais obtidos na tricamada Fe/Sb/Py, onde a medida de tensão foi realizada no filme de antimônio 4.7.1. Conseguimos mostrar que o sinal obtido

no antimônio não segue o efeito ISHE, e sim o efeito IREE, o que significa que o processo de conversão da corrente de spin em corrente de carga está ocorrendo na interface do antimônio.

Por fim, ainda há alguns resultados a serem incluídos neste trabalho que estão em fase de preparação e análise, possibilitando a complementação e conclusão dos estudos iniciados aqui em forma de publicação em periódicos internacionais. Os resultados até então obtidos das amostras de silício são promissores, visto que conseguimos identificar a barreira Schottky. Agora estamos na fase de relacionarmos ambos os resultados para podermos publicar os dados obtidos. No estudo da autoconversão, vimos que as amostras estudadas aqui possuem um comportamento semelhante àquele descrito pelas teorias atuais, mas, no entanto, conseguimos identificar que tais teorias precisam de ajustem para que possam descrever os fenômenos que obtivemos com mais precisão. Por fim, os resultados do estudo com antimônio é bastante promissor, visto que materiais isolantes topológicos estão recebendo bastante atenção da comunidade científica, dessa forma, nossos resultados podem complementar os conhecimentos adquiridos na área. Como perspectivas, além da finalização das análises mostradas aqui, estamos preparando outras amostras que possam produzir resultados que nos ajude a entender mais profundamente nossos os fenômenos que estamos estudando.

REFERÊNCIAS

- ARES, P.; PALACIOS, J. J.; ABELLÁN, G.; GÓMEZ-HERRERO, J.; ZAMORA, F. Recent progress on antimonene: a new bidimensional material. *Advanced Materials*, Wiley Online Library, v. 30, n. 2, p. 1703771, 2018.
- AZEVEDO, A.; CUNHA, R.; ESTRADA, F.; SANTOS, O. A.; MENDES, J.; VILELA-LEÃO, L.; RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R.; REZENDE, S. Electrical detection of ferromagnetic resonance in single layers of permalloy: Evidence of magnonic charge pumping. *Physical Review B*, APS, v. 92, n. 2, p. 024402, 2015.
- AZEVEDO, A.; LEÃO, L. V.; RODRIGUEZ-SUAREZ, R.; OLIVEIRA, A.; REZENDE, S. dc effect in ferromagnetic resonance: Evidence of the spin-pumping effect? *Journal of applied physics*, American Institute of Physics, v. 97, n. 10, p. 10C715, 2005.
- AZEVEDO, A.; VILELA-LEÃO, L.; RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R.; SANTOS, A. L.; REZENDE, S. Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers: Theory and experiment. *Physical review B*, APS, v. 83, n. 14, p. 144402, 2011.
- BROHOLM, C.; FISHER, I.; MOORE, J.; MURNANE, M.; MOREO, A.; TRANQUADA, J.; BASOV, D.; FREERICKS, J.; ARONSON, M.; MACDONALD, A. et al. *Basic research needs workshop on quantum materials for energy relevant technology*. [S.l.], 2016.
- BURKOV, A. Topological semimetals. *Nature materials*, Nature Publishing Group UK London, v. 15, n. 11, p. 1145–1148, 2016.
- BYCHKOV, Y. A.; RASHBA, É. I. Properties of a 2d electron gas with lifted spectral degeneracy. *JETP lett*, v. 39, n. 2, p. 78, 1984.
- CHIEN, C. *The Hall effect and its applications*. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2013.
- COSTA, J. L. *Estudos de relaxação magnética em filmes de Fe75Co25 com forte anisotropia induzida*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pernambuco, 2022.
- DANKERT, A.; DULAL, R. S.; DASH, S. P. Efficient spin injection into silicon and the role of the schottky barrier. *Scientific reports*, Springer, v. 3, n. 1, p. 1–8, 2013.
- DYAKONOV, M. I.; PEREL, V. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors. *Physics Letters A*, Elsevier, v. 35, n. 6, p. 459–460, 1971.
- EDELSTEIN, V. M. Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems. *Solid State Communications*, Elsevier, v. 73, n. 3, p. 233–235, 1990.
- FENG, Y. P.; SHEN, L.; YANG, M.; WANG, A.; ZENG, M.; WU, Q.; CHINTALAPATI, S.; CHANG, C.-R. Prospects of spintronics based on 2d materials. *Wiley Interdisciplinary Reviews: Computational Molecular Science*, Wiley Online Library, v. 7, n. 5, p. e1313, 2017.
- GHIASI, T. S.; KAVERZIN, A. A.; BLAH, P. J.; WEES, B. J. V. Charge-to-spin conversion by the rashba–edelstein effect in two-dimensional van der waals heterostructures up to room temperature. *Nano letters*, ACS Publications, v. 19, n. 9, p. 5959–5966, 2019.

- GORINI, C. The spin hall effect. *arXiv preprint arXiv:2212.11686*, 2022.
- HALL, E. *American Journal of Mathematics*. [S.l.]: Volume, 1879.
- HAN, W.; MAEKAWA, S.; XIE, X.-C. Spin current as a probe of quantum materials. *Nature materials*, Nature Publishing Group UK London, v. 19, n. 2, p. 139–152, 2020.
- HAN, W.; OTANI, Y.; MAEKAWA, S. Quantum materials for spin and charge conversion. *npj Quantum Materials*, Nature Publishing Group UK London, v. 3, n. 1, p. 27, 2018.
- HARDER, M.; GUI, Y.; HU, C.-M. Electrical detection of magnetization dynamics via spin rectification effects. *Physics Reports*, Elsevier, v. 661, p. 1–59, 2016.
- HASEGAWA, S.; SHIRAKI, I.; TANABE, F.; HOBARA, R.; KANAGAWA, T.; TANIKAWA, T.; MATSUDA, I.; PETERSEN, C. L.; HANSEN, T. M.; BOGGILD, P. et al. Electrical conduction through surface superstructures measured by microscopic four-point probes. *Surface Review and Letters*, World Scientific, v. 10, n. 06, p. 963–980, 2003.
- HIRSCH, J. Spin hall effect. *Physical review letters*, APS, v. 83, n. 9, p. 1834, 1999.
- HSIEH, D.; XIA, Y.; WRAY, L.; QIAN, D.; PAL, A.; DIL, J.; OSTERWALDER, J.; MEIER, F.; BIHLMAYER, G.; KANE, C. et al. Observation of unconventional quantum spin textures in topological insulators. *Science*, American Association for the Advancement of Science, v. 323, n. 5916, p. 919–922, 2009.
- JÚNIOR, J. H. d. S. Fenômenos de spintrônica e magnônica em materiais magnéticos. Universidade Federal de Pernambuco, 2018.
- KALKOFEN, B.; BURTE, E. P. Sheet resistance increase of shallow doped silicon during native oxidation in air. *ECS Transactions*, IOP Publishing, v. 3, n. 2, p. 9, 2006.
- KATO, Y. K.; MYERS, R. C.; GOSSARD, A. C.; AWSCHALOM, D. D. Observation of the spin hall effect in semiconductors. *science*, American Association for the Advancement of Science, v. 306, n. 5703, p. 1910–1913, 2004.
- MANCHON, A.; KOO, H. C.; NITTA, J.; FROLOV, S. M.; DUINE, R. A. New perspectives for rashba spin–orbit coupling. *Nature materials*, Nature Publishing Group UK London, v. 14, n. 9, p. 871–882, 2015.
- MELLO, K. R. C. S. d. *Investigação de fenômenos spintrônicos: desvendando o fluxo de corrente de spin em camadas de Bi e montagem de epitaxia em fase líquida*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pernambuco, 2022.
- MENDES, J.; SANTOS, O. A.; MEIRELES, L.; LACERDA, R.; VILELA-LEÃO, L.; MACHADO, F.; RODRÍGUEZ-SUÁREZ, R.; AZEVEDO, A.; REZENDE, S. Spin-current to charge-current conversion and magnetoresistance in a hybrid structure of graphene and yttrium iron garnet. *Physical review letters*, APS, v. 115, n. 22, p. 226601, 2015.
- NAGAOSA, N.; SINOVA, J.; ONODA, S.; MACDONALD, A. H.; ONG, N. P. Anomalous hall effect. *Reviews of modern physics*, APS, v. 82, n. 2, p. 1539, 2010.
- NAKAYAMA, H.; KANNO, Y.; AN, H.; TASHIRO, T.; HAKU, S.; NOMURA, A.; ANDO, K. Rashba-edelstein magnetoresistance in metallic heterostructures. *Physical review letters*, APS, v. 117, n. 11, p. 116602, 2016.

- NETO, J. E. A. *Investigação de fenômenos spintrônicos: fabricação de estruturas micrométricas e submicrométricas utilizando litografia óptica*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pernambuco, 2020.
- REZENDE, S. M. *Fundamentals of magnonics*. [S.l.]: Springer, 2020. v. 969.
- ROJAS-SÁNCHEZ, J.-C.; CUBUKCU, M.; JAIN, A.; VERGNAUD, C.; PORTEMONT, C.; DUCRUET, C.; BARSKI, A.; MARTY, A.; VILA, L.; ATTANÉ, J.-P. et al. Spin pumping and inverse spin hall effect in germanium. *Physical Review B*, APS, v. 88, n. 6, p. 064403, 2013.
- ROTHFUSS, P. *The Name of the Wind: The legendary must-read fantasy masterpiece*. [S.l.]: Hachette UK, 2010.
- 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*, American Institute of Physics, v. 88, n. 18, p. 182509, 2006.
- SANTOS, E. S. d. *Investigação dos processos de spin pumping e spin seebeck em Heteroestruturas magnéticas*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pernambuco, 2021.
- SANTOS, O. A. Spintrônica em heteroestruturas magnéticas: Conversão recíproca de corrente de spin e corrente de carga. Universidade Federal de Pernambuco, 2018.
- SHARMA, S.; SPIESSER, A.; DASH, S. P.; IBA, S.; WATANABE, S.; WEES, B. V.; SAITO, H.; YUASA, S.; JANSEN, R. Anomalous scaling of spin accumulation in ferromagnetic tunnel devices with silicon and germanium. *Physical Review B*, APS, v. 89, n. 7, p. 075301, 2014.
- SHEN, J.; FENG, Z.; XU, P.; HOU, D.; GAO, Y.; JIN, X. Spin-to-charge conversion in ag/bi bilayer revisited. *Physical Review Letters*, APS, v. 126, n. 19, p. 197201, 2021.
- SHEN, M.; SAIKIN, S.; CHENG, M.-C. Monte carlo modeling of spin injection through a schottky barrier and spin transport in a semiconductor quantum well. *Journal of applied physics*, American Institute of Physics, v. 96, n. 8, p. 4319–4325, 2004.
- SINOVA, J.; VALENZUELA, S. O.; WUNDERLICH, J.; BACK, C.; JUNGWIRTH, T. Spin hall effects. *Reviews of modern physics*, APS, v. 87, n. 4, p. 1213, 2015.
- SOLMI, S. Dopants in silicon: Activation and deactivation kinetics. *Encyclopedia of Materials: Science and Technology*, p. 2332–2340, 2001.
- SUGAWARA, K.; SATO, T.; SOUMA, S.; TAKAHASHI, T.; ARAI, M.; SASAKI, T. Fermi surface and anisotropic spin-orbit coupling of sb (111) studied by angle-resolved photoemission spectroscopy. *Physical review letters*, APS, v. 96, n. 4, p. 046411, 2006.
- SUN, Z.; TANG, N.; CHEN, S.; ZHANG, F.; FAN, H.; ZHANG, S.; WANG, R.; LIN, X.; LIU, J.; GE, W. et al. Spin injection into heavily-doped n-gan via schottky barrier. *Journal of Semiconductors*, Journal of Semiconductors, v. 44, p. 1–5, 2023.
- TOKURA, Y.; KAWASAKI, M.; NAGAOSA, N. Emergent functions of quantum materials. *Nature Physics*, Nature Publishing Group UK London, v. 13, n. 11, p. 1056–1068, 2017.
- TSERKOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E. Enhanced gilbert damping in thin ferromagnetic films. *Physical review letters*, APS, v. 88, n. 11, p. 117601, 2002.

TSERKOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E. Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers. *Physical Review B*, APS, v. 66, n. 22, p. 224403, 2002.

TSERKOVNYAK, Y.; BRATAAS, A.; BAUER, G. E.; HALPERIN, B. I. Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures. *Reviews of Modern Physics*, APS, v. 77, n. 4, p. 1375, 2005.

TUNG, R. T. The physics and chemistry of the schottky barrier height. *Applied Physics Reviews*, American Institute of Physics, v. 1, n. 1, p. 011304, 2014.

VILELA, G. d. S. *Geração e detecção de correntes puras de spin pelos efeitos de spin pumping e Seebeck de spin*. Tese (Doutorado) — PhD thesis, Universidade Federal de Pernambuco, 2013.

WANG, S.; ZHANG, P. Topological properties of sb (111) surface: A first-principles study. *Chinese Physics B*, IOP Publishing, v. 31, n. 4, p. 047105, 2022.

WUNDERLICH, J.; KAESTNER, B.; SINOVA, J.; JUNGWIRTH, T. Experimental observation of the spin-hall effect in a two-dimensional spin-orbit coupled semiconductor system. *Physical review letters*, APS, v. 94, n. 4, p. 047204, 2005.

APÊNDICE A – OPERAÇÃO DO REACTIVE ION ETCHER-600

A.1 BREVE DESCRIÇÃO DO EQUIPAMENTO

Figura 63 – Torr RIE 600



Fonte: figura retirada de <http://www.torr.com/reactive-ion-etcher-system>

O equipamento usado para remoção da oxidação de substratos e/ou até filmes finos depositados sob outras amostras é o Reactive Ion Etcher-600 (RIE-600) da Toor International, Inc. Que pode ser visualizado na figura 63. Aqui detalharemos os passos de operação e uso do RIE-600. Para o funcionamento adequado do equipamento é necessário o uso de um compressor e um *chiller* para fornecerem ar comprimido e refrigeração, respectivamente, sendo essa última feita através da circulação de água refrigerada. Os equipamentos para o ar comprimido, refrigeração e a bomba mecânica não estão na figura acima. Ar comprimido é necessário para fazer a ventilação da câmara após o processo de plasma, enquanto que a água refrigerada é para manter sob controle a temperatura da bomba turbo-molecular e câmara. Aqui falaremos da operação do RIE-600, visto que o manuseio dos equipamentos auxiliares é bastante simples, bastando apenas que estejam devidamente conectados ao RIE-600 e à rede elétrica.

Na figura 64 temos uma visão frontal do RIE-600 com indicações. No conjunto de interruptores (**Control Panel**) controlamos o acionamento da bomba mecânica **Vacuum**, a

Figura 64 – Painel frontal do Torr RIE 600



Fonte: figura retirada de <http://www.torr.com/reactive-ion-etcher-system>

ventilação para quebrar o vácuo e abrir a câmara na opção **Vent** e injeção dos gases para responsáveis pelo plasma **Gas 1**, **Gas 2**. Neste modelo podemos inserir até dois tipos de gases de forma simultânea ou não, mas comumente usamos apenas argônio na opção *Gas 1*, embora tenhamos um suprimento de oxigênio opcional conectado à opção *Gas 2*. O acionamento de cada interruptor segue a seguinte ordem: **LIGADO** (para cima) **DESLIGADO** (para baixo).

Na indicação **Capacitance Manometer** temos um visor onde podemos acompanhar a pressão atual na câmara. Vale-se ressaltar que o painel **Capacitance Manometer** mostrará a mensagem **OFF** enquanto a pressão do sistema estiver acima de 1 torr.

Na indicação de **Automatching Network Controller** está o controlador responsável pelo controle dos capacitores responsáveis por manter o sinal de RF estável. Estes capacitores funcionam variando a distância entre suas placas, de moto a acertar a posição ótima que minimiza o sinal refletido de RF. Mais detalhes sobre seu funcionamento serão dados a posteriori.

Mass Flow Controller é responsável pelo controle de fluxo, tipo de gás e outras opções relacionadas à injeção de gases na câmara.

RF 600W power supply é o equipamento responsável pelo controle da radiação de RF utilizada para a ionização do gás na câmara. Nele é possível configurar potência e outras opções relacionadas.

Por fim, no painel **Turbo Pump Controller** está os controles relacionados à bomba turbo.

A.2 OPERAÇÃO DO SISTEMA: PASSOS PARA CRIAÇÃO DO VÁCUO

Antes de ligar a chave geral de alimentação, certifique-se de checar se os interruptores mostrados no painel **Control Panel** da figura 64 estejam todos para baixo (desligados).

1. Coloque o substrato na plataforma dentro da câmara com a superfície a ser limpa para cima
2. Cheque se há pasta selante suficiente e se o *o-ring* da câmara está intacto e feche a tampa.
3. Acione o disjuntor para energizar todo o sistema (O disjuntor principal fica na lateral esquerda do equipamento).
4. Acione o interruptor *Vacuum* para ligar a bomba mecânica que criará vácuo na câmara. Você pode checar se vácuo foi formado tentando abrir a tampa. Se tudo ocorrer bem, a tampa não abrirá.
5. Uma vez que a pressão atingir 1 torr o display do **Capacitance Manometer** mostrará a pressão interna da câmara.
6. Uma vez que a pressão atingir a marca de 500 mTorr você poderá acionar a bomba turbo apertando o botão Start/Stop.
 - Antes de acionar o botão Start/Stop, a mensagem RUN-IN será visível no display do controlador da bomba turbo. Aperte o botão (-) para limpar a tela. Após isso, aperte **Start** para ligar a bomba.
 - Certifique-se de que a luz verde acima do botão STAND-BY esteja acesa, caso contrário, aperte uma vez no botão.
 - Uma vez executado todo esse processo, é recomendável que se preste atenção às temperaturas, corrente e rotação da bomba turbo. Para acessar o menu com essas informações aperte os botões: PREVIOUS, ENTER, ENTER, nesta ordem. Você deverá ver um painel semelhante ao mostrado na figura 65b.
 - As informações na figura 65b são em ordem:
 - Temperatura da bomba
 - Corrente no motor da bomba

- Temperatura do controlador
- Velocidade de rotação da bomba

Figura 65 – Painéis com informações da bomba turbo



(a) Painel da bomba turbo



(b) Painel com informações regulares de uso

Fonte: O autor

A.3 INJEÇÃO DE ARGÔNIO NA CÂMARA

O processo de geração de plasma poderá ser iniciado apenas após a bomba atingir a velocidade de operação (STAND BY), que fica em torno de 38000 rotações por minuto (RPM). Após a pressão de base ser atingida, entre 1 e 3 mTorr, os passos para inserção de argônio na câmara e a aplicação do RF na câmara podem ser iniciados. Os parâmetros de fluxo já estão configurados no **Mass Flow Controller**, a saber, o fluxo de argônio está definido para 8 SCCM. A seguir são listados os passos dessa etapa da operação.

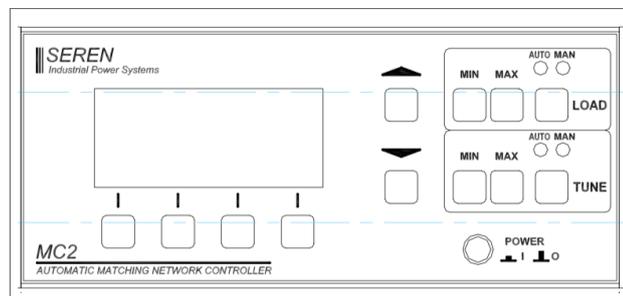
1. Antes de tudo, certifique-se que a válvula de argônio está aberta. Deixe a pressão entre 10 e 20 Pound per square inch (PSI).
2. Espere alguns segundos e então acione o interruptor **GAS 1** e aguarde a estabilização da pressão.

- No controlador **Mass Flow Controller**, você verá o aumento do fluxo. Espere entre 30 e 60 segundos para que a pressão se estabilize. Normalmente a pressão fica em torno de 15 mTorr.

A.4 CONTROLE DO TUNE E LOAD

Após a estabilização do fluxo e da pressão na câmara, o processo de plasma etching pode ser iniciado. Abaixo estão os passos desta etapa

Figura 66 – Diagrama do painel frontal do Automatching Network Controller



Fonte: figura retirada de <http://www.torr.com/reactive-ion-etcher-system>

1. Ligue os equipamentos **Automatching Network Controller** e **RF 600W power supply** pressionando o botão POWER em ambos.
2. Certifique-se que ambas as opções TUNE e LOAD no **Automatching Network Controller** estejam em modo AUTO.
 - O **Automatching Network Controller** está configurado para iniciar com ambas as opções TUNE e LOAD no modo AUTO, no caso de ser necessário mudar entre as opções, basta apertar nos botões LOAD e/ou TUNE. Um LED vermelho indicará qual opção está ativa. Um diagrama pode ser visto na figura 66
3. No monitor do Automatching Network Controller haverá duas opções: TUNE e LOAD, com porcentagens, caso uma delas não esteja entre 80 e 90 por cento, use o botão MAX que fica ao lado dos botões TUNE e LOAD para aumentar.

A.5 ATIVAÇÃO DO RF

Agora poderemos ativar o RF para criação do plasma. Ao iniciar o **RF 600W power supply**, você deverá ver uma potência de 20 Watts pré-estabelecida na opção SET do monitor do equipamento (veja figura 67). Após o acionamento do botão RF ON/OFF, o RF 600W power supply levará 60 segundos para atingir a marca de 20 W. Este tempo (rampa) é essencial para que o Automatching Network Controller calibre as posições das placas dos capacitores. Durante a rampa, você deverá acompanhar todo o processo, pois caso a opção REF no monitor do RF 600W power supply aumente (inicialmente o valor de REF é 0 watts), os valores dos capacitores no Automatching Network Controller mudarão. O valor de REF jamais deve ultrapassar 10 por cento da potência de RF. Durante a rampa, a cada variação do REF, o Automatching Network Controller responderá ajustando os capacitores. Ao fim da rampa, você deverá ter um plasma estável com o REF em 0 watts. No caso do REF estar diferente de zero ao fim da rampa, ajuste manualmente os valores de LOAD e/ou LOAD apertando os botões MIN, ou MAX de cada um. Dê preferência ao ajuste do capacitor que estiver mais longe do valor de 50 por cento, tente variar um pouco a posição dos capacitores e o valor de REF deve diminuir. Para uma descrição mais detalhada sobre o funcionamento dos equipamentos, refira-se aos manuais.

Os passos para ativação do RF estão descritos abaixo.

Figura 67 – Painel frontal do RF 600W power supply



Fonte: figura retirada de <http://www.torr.com/reactive-ion-etcher-system>

1. Aperte o botão RF ON/OFF. Neste momento o RF será acionado.
 - Está definido um tempo de 60 segundos para que o RF 600W power supply atinja a potência inicial de 20 watts.
2. Ao fim da rampa, se o valor de REF estiver menos de 10 por cento da potência de RF, você poderá aumentar a potência apertando os botões com setas para cima e baixo, como mostrado na figura 67.

A.6 FIM DO PROCESSO E DESATIVAÇÃO

Os processos de desativação são simples mas possuem ordem de execução. É necessário que se siga a ordem correta para que os equipamentos sejam desativados de forma segura. Os detalhes dos passos de desativação estão descritos abaixo.

1. Desligue o RF apertando no botão RF ON/OFF no RF 600W power supply.
2. Desligue o interruptor GAS 1 para que o fluxo de argônio seja encerrado.
3. Desligue a bomba turbo apertando no botão START/STOP e aguarde 90 segundos. A rotação vai cair abaixo dos 30000 RPM.
4. Desligue o interruptor VACUUM para desligar a bomba mecânica.
5. Acione o interruptor VENT por alguns segundos para ventilar a câmara com ar comprimido. Após algum tempo você será capaz de abrir a tampa da câmara.
6. Desligue o interruptor VENT para cortar a ventilação.
7. Após retirar as amostras, feche a tampa e acione o interruptor VACUUM para que a câmara seja mantida em vácuo para evitar contaminação. Aguarde algum tempo e então desligue o interruptor VACUUM.
8. Desligue os equipamentos Automatching Network Controller e RF 600W power supply
9. Desligue o disjuntor geral ao lado equipamento que fica em sua lateral esquerda.
10. Desligue os equipamentos auxiliares (Chiller)
11. Feche a válvula no cilindro de argônio para evitar desperdícios por vazamentos.