

HAMILTON APARECIDO TEIXEIRA

**MICROFABRICAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE TRANSISTORES
SPINTRÔNICOS BALÍSTICOS E LÓGICOS**

Tese apresentada à Universidade Federal de Viçosa, como parte das exigências do Programa de Pós-Graduação em Física, para obtenção do título de *Doctor Scientiae*.

Orientador: Clodoaldo I. Levartoski de Araujo

**VIÇOSA - MINAS GERAIS
2021**

**Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca Central da Universidade
Federal de Viçosa - Campus Viçosa**

T

T266p
2021
Teixeira, Hamilton Aparecido, 1987-
Microfabricação de transistores spintrônicos balísticos e
lógicos / Hamilton Aparecido Teixeira. – Viçosa, MG, 2021.
1 tese eletrônica (100 f.): il. (algumas color.).

Inclui apêndice.

Orientador: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo.
Tese (doutorado) - Universidade Federal de Viçosa,
Departamento de Física, 2021.

Referências bibliográficas: f. 92-100.

DOI: <https://doi.org/10.47328/ufvbbt.2022.068>

Modo de acesso: World Wide Web.

1. Spintrônica. 2. Dispositivos de lógica programável.
3. Microfabricação. I. Araujo, Clodoaldo Irineu Levartoski de,
1977-. II. Universidade Federal de Viçosa. Departamento de
Física. Programa de Pós-Graduação em Física. III. Título.

CDD 22. ed. 621.381

Bibliotecário(a) responsável: Alice Regina Pinto CRB6 2523

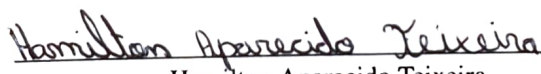
HAMILTON APARECIDO TEIXEIRA

**MICROFABRICAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE TRANSISTORES
SPINTRÔNICOS BALÍSTICOS E LÓGICOS**

Tese apresentada à Universidade Federal de Viçosa, como parte das exigências do Programa de Pós-Graduação em Física, para obtenção do título de *Doctor Scientiae*.

APROVADA: 14 de dezembro de 2021.

Assentimento:


Hamilton Aparecido Teixeira
Autor


Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo
Orientador

Aos meus pais, **Ciro e Conceição**, que muitas vezes se doaram e renunciaram aos seus sonhos, para que eu pudesse realizar os meus. Quero dizer que essa conquista não é só minha, mas nossa. Tudo que consegui só foi possível graças ao amor, apoio e dedicação que vocês sempre tiveram por mim. Sempre me ensinaram agir com respeito, simplicidade, dignidade, honestidade e amor ao próximo. E graças à união de todos (meus pais e meus irmãos), os obstáculos foram ultrapassados, vitórias foram conquistadas e alegrias divididas. Agradeço pela paciência e compreensão com minha ausência durante essa longa jornada. Muitíssimo obrigado!.

Agradecimentos

Agradeço primeiramente a deus por me conceder o dom da perseverança e permitir que alcançasse mais do que sempre pedi.

Agradeço a todos aqueles que tem estado me apoiando ao longo da minha jornada. Um agradecimento muito especial aos meus pais Ciro e Conceição e meus irmãos; Cleomar, Silvi-mar e Rivaldo! O apoio incondicional de vocês foi essencial para que eu chegasse até aqui.

Um especial muito obrigado ao meu orientador, Clodoaldo Irineu levartoski de Araújo. Dono de uma postura ética, sábia e admirável além de incansável na luta pelo bom trabalho. Agradeço por todo conhecimento e apreço pela ciência transmitidos. Sua disposição e a maneira de lidar com os problemas corriqueiros sempre me deram um norte nos momentos difíceis. Sou grato ainda por ter me recebido em seu grupo de pesquisa e confiar a mim diversos trabalhos. Na física muitas vezes no momento de descontração nós referimos a relação orientador orientando como pai e filho. No meu caso nem se fosse filho biológico haveria tamanha sintonia.

Agradeço a minha namorada Taís por todo companheirismo nestes quase dois anos. Seu apoio e compreensão das vezes que precisei abdicar de alguns momentos ao seu lado sempre me incentivaram a fazer o melhor que minha capacidade permitia.

Agradeço aos amigos da pós graduação; Milton, Émerson, Thiago, Ulisses, Sylvestre, e Oscar . Através dos estudos em grupo, os debates sobre os aprendizados, as explicações nos momentos de dúvidas e incontáveis outros apoios, com certeza vocês tornaram o caminho muito mais fácil.

Aos amigos e companheiros do Lab Spin, em especial, Renan, Rafael e Oscar, meus precursores no laboratório. Além de ajudarem na execução dos trabalhos, também ensinaram os primeiros passos na utilização das técnicas e contribuíram com o enriquecedor espírito de equipe. Mais além ainda, ajudaram para que fosse possível realizar a ciência no dia a dia de um laboratório e superar os desafios de fazer pesquisa neste país.

Àqueles que fazem da Universidade Federal de Viçosa uma universidade de ponta com ótimo ambiente para viver e aprender, principalmente aos professores e funcionários do Departamento de Física!

Ao professor Sukarno por me socorrer inúmeras vezes com as mais variadas dificuldades no AFM ou Raol-x. Agradeço ao professor Maximiliano e ao Laboratório de Superfícies e Películas Avançadas (LESPA) por ofertar toda infraestrutura necessária para a produção de alguns

trabalhos. Agradeço também ao professor Renê pela disponibilidade de sempre, por todo apoio nas caracterizações com Microscopia Eletrônica de varredura, além das discussões sobre eletroquímica.

Ao INL por disponibilizar toda infraestrutura necessária durante minha estadia em Portugal por um curto mas proveitoso período do doutorado. Agradeço ao Jerôme Borme por me acolher em seu grupo de pesquisa e ser mais que um guia no desenvolvimento do trabalho.

Aos colegas do INL, especialmente Artur, Cósimo, Luana, Paulo, Gonçalo e Leandro que tornaram minha estadia em braga mais agradável.

A todas as agências de fomento à pesquisa, pela aquisição de equipamentos e materiais necessários ao funcionamento e manutenção do laboratório. Agradeço em especial à FAPEMIG pela bolsa concedida e ao CNPQ pelo apoio nos encontros e congressos.

A Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001, por ter financiado este trabalho.

À Universidade Federal de Viçosa.

“A tarefa não é tanto ver aquilo que ninguém viu, mas pensar o que ninguém ainda pensou sobre aquilo que todo mundo vê.” Arthur Schopenhauer

Resumo

TEIXEIRA, Hamilton Aparecido, D.Sc., Universidade Federal de Viçosa, dezembro de 2021. **Microfabricação e caracterização de transistores spintrônicos balísticos e lógicos**. Orientador: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo.

A invenção do transistor foi a mais impactante diante todos os dispositivos eletrônicos. A rápida e constante evolução da tecnologia de informação exigia componentes em menor escala de tamanho e integrados em quantidades cada vez maiores aos circuitos. O constante aumento da velocidade de processamento e redução de tamanho não mais propiciava ganhos reais com a chegada ao limite físico, comprometendo a relação custo benefício. A possibilidade de utilizar o spin do elétron fez da spintrônica uma linha de pesquisa bastante explorada na tecnologia. Dispositivos spintrônicos apresentam grande aumento da velocidade de processamento de dados e reduz o consumo de energia. A utilização da spintrônica em transistores os tornam candidatos a suprir as limitações da eletrônica convencional. O transistor de base metálica (TBM), que na época de sua criação teve pouco apelo da indústria microeletrônica, devidos aos baixos valores de ganho apresentados, novamente desperta interesse. Substituir o metal da base por metal magnético pode angariar propriedades decorrentes da exploração do grau de liberdade de spins, ainda não exploradas. O "boom" da spintrônica levou a proposta do Spin-FET, um transistor spintrônico para substituir os MOS FETS. Um dispositivo lógico composto de três eletrodos (Fonte, Dreno e Gate) para gerar os estados ON-OFF. A corrente é polarizada em spins na fonte, injetada no canal e lida no dreno. No canal (elo de ligação da fonte com o dreno) a orientação de spins é controlada com de interação Rashba, induzida por um potencial externo através da terceira conexão, Gate. A informação pode ser detectada se os spins tiverem a mesma orientação da magnetização do dreno (estados ON) ou contrária, (estados OFF). O maior desafio do Spin-FET atualmente é o controle eficiente do spin no canal. Nesta Tese apresentamos uma proposta de fabricação do Spin FET com grande poder de injeção/detecção de spins e o diferencial do controle da precessão de spins no canal de grafeno. O projeto foi realizado em colaboração bilateral com o INL (International Iberian Nanotechnology Laboratory), que dispõe de toda estrutura necessária na produção, sendo referência em micro fabricação. A proposta inovadora de adicionar o grafeno como última etapa na fabricação garantiu a qualidade do grafeno, diferencial para dispositivo rápido e que controle estados magnéticos de forma precisa. O

dispositivo fabricado proporcionou comprimento de difusão de spins em torno de $7\mu m$, valor similar aos maiores que se tem conhecimento para mesma técnica de produção de grafeno. O controle da rotação no Gate foi obtido de forma eficiente para correntes puras de spins e spins polarizadas em temperaturas de 15 K e 300K, um diferencial deste trabalho. Durante o doutorado outros trabalhos foram desenvolvidos com eletrodeposição. O TBM com base permeável de Permalloy (FeNi) e emissor de ZnO apresentou ótima qualidade nas junções Schottky, com 0,57 eV para interface FeNi/Si e 0,58 eV para ZnO/FeNi. A pouca espessura da base de FeNi depositada próximo ao tempo de percolação, tornou-a permeável, característica que facilita o alcance de elétrons balísticos do emissor no coletor sem serem drenados na base. Como resultado, o TBM apresentou um ganho três vezes acima do esperado na configuração base comum e 3,6 no modo amplificação. O dispositivo sob ação de campo magnético externo apresentou um incremento de 1% na corrente de coletor, portanto, aumento de 10 vezes na sensibilidade em relação as medidas de Magnetorresistência Anisotrópica. Os estudos com dispositivos tiveram ainda outros horizontes a partir do desenvolvimento com eletrodeposição de ligas que podem oferecer outras possibilidades a transistores ou MRAMs. Na liga de Cobre Permalloy foi constatado grande controle das propriedades magnéticas e cristalinas com a concentração de cobre. Houve também estudo da queda da temperatura de Curie da liga com aumento concentração de cobre, o que abre possibilidade de emprego em sensor magnético de temperatura. Já a liga de cobalto térbio mostrou se um material amorfo com anisotropia perpendicular ao plano, dependendo das concentrações dos materiais. Tal característica abre possibilidade de emprego em transistor com seletividade de portadores em orientação perpendicular ao plano, dispositivos de comutação ótica com mecanismos de torque de spin órbita, além de estudo experimental de skírmions.

Palavras-chave: Spintrônica. Dispositivos. Microfabricação. Spin-FET.

Abstract

TEIXEIRA, Hamilton Aparecido, D.Sc., Universidade Federal de Viçosa, December, 2021. **Microfabrication and characterization of ballistic and logic spintronic transistors.** Adviser: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo.

The invention of the transistor was the most impressive of all electronic devices. The rapid and constant evolution of information technology required components on a smaller scale in size and integrated in increasing quantities into the circuits. The constant increase in processing speed and size reduction no longer provided real gains when reaching the physical limit, compromising the cost-benefit ratio. The possibility of using electron spin has made spintronics a research line that has been extensively explored in technology. Spintronic devices feature greatly increased data processing speed and reduced power consumption. The use of spintronics in transistors makes them candidates to overcome the limitations of conventional electronics. The Metallic Base Transistor (TBM), which at the time of its creation had little appeal from the microelectronics industry, due to the low gain values presented, again arouses interest. Replacing the base metal with a magnetic metal can gain properties arising from the exploration of the spin degree of freedom, which have not yet been explored. The spintronics boom led to the proposal of the Spin-FET, a spintronic transistor to replace the MOS FETS. A logic device composed of three electrodes (Source, Drain and Gate) to generate the ON-OFF states. Current is spin-biased at the source, injected into the channel, and read at the drain. In the channel (link between source and drain) the orientation of spins is controlled with a Rashba interaction, induced by an external potential through the third connection, Gate. The information can be detected if the spins have the same orientation as the drain magnetization (ON states) or opposite (OFF states). The biggest challenge of Spin-FET today is the efficient control of spin in the channel. In this thesis, we present a proposal for the manufacture of Spin FET with great power of injection/spin detection and the differential control of the precession of spins in the graphene channel. The project was carried out in bilateral collaboration with the INL (International Iberian Nanotechnology Laboratory), which has all the necessary structure for production, being a reference in micro manufacturing. The innovative proposal of adding graphene as the last step in the manufacture guaranteed the quality of graphene, a differential for a fast device that precisely controls magnetic states. The manufactured device provided spin diffusion lengths around

$7\mu m$, a value similar to the largest known for the same technique of graphene production. The rotation control in the Gate was efficiently obtained for pure currents of spins and spins polarized at temperatures of 15 K and 300 K, a differential of this work. During the doctorate other works were developed with electrodeposition. The TBM with a Permalloy (FeNi) permeable base and ZnO emitter showed excellent quality in the Schottky junctions, with 0.57 eV for the FeNi/Si interface and 0.58 eV for ZnO/FeNi. The low thickness of the FeNi base deposited close to the percolation time made it permeable, a characteristic that facilitates the reach of ballistic electrons from the emitter to the collector without being drained into the base. As a result, the TBM presented a gain three times higher than expected in the common base configuration and 3.6 in the amplification mode. The device under the action of an external magnetic field presented an increase of 1% in the collector current, therefore, a 10 times increase in sensitivity in relation to the Anisotropic Magnetoresistance measurements. The studies with devices had yet other horizons from the development with electrodeposition of alloys that can offer other possibilities to transistors or MRAMs. In the Copper Permalloy alloy, great control of the magnetic and crystalline properties was observed with the concentration of copper. There was also a study of the drop in the Curie temperature of the alloy with an increase in copper concentration, which opens the possibility of using it in a magnetic temperature sensor. The cobalt terbium alloy showed to be an amorphous material with anisotropy perpendicular to the plane, depending on the concentrations of the materials. This feature opens the possibility of use in transistors with selectivity of carriers in orientation perpendicular to the plane, optical switching devices with orbit spin torque mechanisms, in addition to experimental study of skyrmions.

Keywords: Spintronics. Devices. Microfabrication. Spin-FET.

Trabalhos publicados referentes a tese

-De Araujo, C. I. L., Teixeira, H. A., Toro, O., Liao, C. D., Benetti, L. C., Borme, J. G. O., Pasa, A. A. (2021). Room temperature two terminal tunnel magnetoresistance in lateral graphene transistor. *Nanoscale*.

-Silva, G. V. O., Teixeira, H. A., Mello, S. L. A., de Araujo, C. I. L. (2018). Stable room temperature magnetocurrent in electrodeposited permeable n-type metal base transistor. *Applied Physics Letters*, 112(9), 092405.

Sumário

1	Introdução	14
2	Transistor Bipolar Spintrônico Balístico	17
2.1	Transistor de Base Metálica-TBM	18
2.2	Procedimentos experimentais	23
2.2.1	Eletrodeposição	23
2.2.2	Espectroscopia por Energia Dispersiva de Raio-X	25
2.2.3	Difração de Raios-X	25
2.2.4	Magnetorresistência Anisotrópica-AMR	26
2.2.5	Susceptibilidade Magnética	27
2.2.6	Microscopia de Força Atômica-AFM	28
2.2.7	Magnetometria Óptica por Efeito Kerr	29
2.3	TBM com Base de Permalloy, Emissor de ZnO e Coletor de Silício	31
2.3.1	Produção e caracterização elétrica e magnética da base de NiFe	31
2.3.2	Produção e caracterização do emissor de ZnO	35
2.3.3	Caracterização do Transistor de Base Metálica- Dispositivo final	37
2.4	Liga de Cobre-Permalloy (CuPy)- Base de TBM sensível a campos magnéticos e efeitos de temperatura	40
2.4.1	Temperatura de Curie	41
2.4.2	Produção e caracterização do eletrodo de Cobre-Permalloy	43
2.4.3	Medidas de Raio-X	45
2.4.4	Medidas de susceptibilidade	47
2.4.5	Medidas de magnetização em função da temperatura	48
2.5	Cobalto Térbio- $Co_{1-x}Tb_x$ - Material ferrimagnético compensado de anisotropia fora do plano produzido com eletrodeposição.	50
2.5.1	Produção e caracterização do eletrodo de CoTb	51
3	Transistor Spintrônico de Efeito de Campo	60
3.1	Estado da Arte	60

3.2	Spin do elétron- Como gerar spins polarizados, injetar e medir	62
3.2.1	Magnetorresistência Gigante	63
3.2.2	Magnetorresistência Túnel-TMR	64
3.2.3	Controle da corrente pura de spins e polarizada em spins.	65
3.2.4	Efeito Hanle.	67
3.3	Grafeno- Propriedades eletrônicas e de transporte	68
3.4	Microfabricação do SPIN-FET	71
3.5	Resultados	76
3.5.1	Caracterização das barreiras tuneis	76
3.5.2	Magnetorresistência Túnel Local e Não local e em diferentes Temperaturas	77
3.5.3	Controle de correntes de spins e corrente polarizada em spins com mecanismo de Gate	79
3.5.4	Cálculo do comprimento de difusão de spin no grafeno	83
4	Conclusões gerais	86
5	Perpectivas gerais	88
6	Apêndice A	89
	Referências Bibliográficas	92

Capítulo 1

Introdução

A evolução tecnológica tem como patrono Richard Feynman, que em um evento no Instituto de tecnologia da Califórnia (Caltech) proferiu “There’s plenty of room at the bottom” (há muito espaço lá em baixo). A famosa frase estimulou pesquisadores e engenheiros a pensar na possibilidade de construir equipamentos que manipulassem átomos individualmente e criar circuitos que utilizassem níveis quantizados de energia e interação de spins. Levantou-se a possibilidade de escrever todos os volumes da enciclopédia britânica na ponta de um alfinete. A frase de Feynman é considerada o ponto de partida da nanoeletrônica e nanotecnologia [1].

A grande revolução na eletrônica foi iniciada em meados do século passado com as descobertas realizadas pela física de estado sólido. Estudos de materiais na escala atômica revelaram propriedades ímpares, proporcionando surgimento de diversos dispositivos e componentes eletrônicos. A invenção do transistor foi o passo capital para o que de mais moderno existe nos dias atuais em termos de tecnologia. Considerados os principais responsáveis pelos avanços na tecnologia de armazenamento e processamento, são dispositivos essenciais em computadores, requeridos pela capacidade de emular bits com controle de tensão. Rápidos e precisos foram desenvolvidos em grandes quantidades e escalas de tamanho reduzido. A invenção dos circuitos integrados permitiu inserir milhões de transistores em um único pedaço de silício. O transistor deu “luz” à eletrônica, porém a tendência de aperfeiçoamento, miniaturização e integrar mais transistores em circuitos, levaram ao limite físico comprometendo a relação custo benefício [2].

A redução de tamanho dos transistores necessita de meio eficiente nas trocas de calor para diminuir a energia dissipada. Nesse ponto, uma nova eletrônica surgiu com a proposta de reduzir o consumo de energia, diminuir a dissipação, aumentar a velocidade de processamento e tornar os dispositivos menos voláteis. A spintrônica, definida como a eletrônica de spin, trata do controle e manipulação do grau de liberdade de spins dos elétrons. A base dessa nova eletrônica teve origem nos estudos de Mott, quando alguns comportamentos anômalos em materiais ferromagnéticos foram observados. A clareza e explicação dos fenômenos, bem como aplicação deles em tecnologia ocorreram algumas décadas depois [3].

O marco inicial da spintrônica é a descoberta da magnetorresistência gigante (MRG) por Peter Grünberg e Albert Fert em 1988. A resistência elétrica mudava nas multicamadas de Fe/Cr com a presença de campo magnético. Multicamadas magnéticas orientadas de forma paralelas e antiparalelas provocavam queda ou aumento na resistência elétrica respectivamente. O fenômeno ocorria em decorrência da injeção de spins do material magnético na camada não magnética. Essa foi a primeira evidência de corrente elétrica controlada com campo magnético externo a partir elétrons polarizados em spins [4, 5].

Antes da chegada da spintrônica os transistores já eram imprescindíveis na eletrônica. Empregados aos milhões em circuitos integrados de equipamentos com a função de controlar o fluxo de portadores ou amplificar o sinal de tensão. Os primeiros transistores fabricados foram os bipolares, baseados em junções semicondutoras. A estrutura vertical e o nome sugestivo indicam que o transporte de portadores pode ocorrer tanto por buracos quanto elétrons. Esses dispositivos são constituídos de três terminais semicondutores; emissor, coletor e base que usualmente possui dopagem diferente. Controlados pela corrente elétrica, o funcionamento é baseado em duas barreiras Schottky, criadas pela diferença da energia de Fermi entre os materiais nas junções. Trata-se de dispositivos de baixa impedância e grande amplificação. Os três terminais (usualmente definidos como eletrodos) ditam as características do dispositivo [6, 7].

Formado de materiais semicondutores no emissor/coletor e metal na base, o transistor de base metálica (TBM) foi proposto baseado em duas barreiras Schottky, nas junções metal-semicondutor. A baixa eficiência na amplificação e a dificuldade em obter camadas semicondutores de qualidade sobre a base metálica diminuíram o interesse comercial no dispositivo na época de sua descoberta [8]. Ainda assim, o TBM era tido como um dispositivo promissor como transistor spintrônico devido a possibilidade de incrementar o comportamento magnético de diversos metais com as propriedades de amplificação dos semicondutores. Tal combinação poderia fornecer dispositivos extremamente rápidos se comparados aos bipolares, uma vez que o transporte através da base metálica pode ser realizado com portadores majoritários.

A base metálica magnética abre possibilidade de emprego dos TBMs também como sensores. Polarizar elétrons em spins na base pode incrementar ou diminuir a corrente de coletor na presença de campo magnético. Dependendo da orientação magnética da base ou da técnica de fabricação, a sensibilidade, intensidade, orientação da magnetização e temperatura de Curie podem ser controladas. Tais propriedades podem conferir ao dispositivo um leque de funcionalidades, de sensor magnético de temperatura a sensor magnético de campo [9–11].

A chegada da spintrônica mudou drasticamente o processamento de informação. A tecnologia de escrita e leitura de dados passou a ser baseada nas propriedades da Magnetorresistência Gigante (MRG) e Magnetorresistência Túnel (TMR). A proposta do transistor spintrônico planar que utilizasse o grau de liberdade de spin dos elétrons instigou os pesquisadores em ciências dos materiais. O projeto seria de um dispositivo controlado por tensão, com pequeno tempo de

chaveamento que tornaria as operações lógicas mais rápidas e precisas.

O primeiro transistor spintrônico lógico (Transistor spintrônico de efeito de campo -Spin FET) foi proposto teoricamente em 1989 por professores da Universidade Purdue (EUA), Supriyo Datta e Biswajit Das [12]. O Spin-FET não atua como amplificador nem como sensor, entretanto pode atuar em operações lógicas com precessão de spin controlada por Gate. O diferencial do dispositivo é a alta impedância de entrada e ser ativado por tensões elétricas. A escalabilidade é semelhante à dos dispositivos baseados em metal-óxido-semicondutor (CMOS), mas com vantagem de ser mais rápido e menos frágil a eletricidade estática. O funcionamento é parecido com os transistores de efeito de campo metal-óxido-semicondutor (MOS-FETS), porém no Spin-FET o controle da corrente que gera os estados ON-OFF é diferente. A corrente spin polarizada é orientada na fonte, atravessa o canal e a orientação dos spins é controlada com tensão de Gate, através de interação Rashba. Quando chega ao dreno, também de material ferromagnético, os elétrons podem ser detectados (estados ON) se forem paralelos a magnetização ou espalhados (estados OFF) caso sejam perpendiculares ou antiparalelos a magnetização [12–14].

O dispositivo é baseado em injeções, detecções de spins e controle da precessão de spins por interação spin-orbita. A proposta era de dispositivo não volátil, de alta velocidade de operação, consumo reduzido de energia elétrica e maior densidade de integração em comparação com os dispositivos convencionais. Desde a proposta, houveram diversas tentativas de produzir um transistor de efeito de campo que funcionasse na base do spin. A confecção sempre esbarrava nos problemas de injeção/detecção de spins, transporte ou controle no canal. Os desafios foram superados ao longo dos anos e a fabricação do Spin-FET que funciona na base do spin tornou-se possível [15, 16].

Nesta tese serão apresentados alguns trabalhos desenvolvidos durante o doutorado. A ênfase é em transistor spintrônico por efeito de campo e transistor de base metálica. No caso do Spin-FET é mostrado um processo inovador empregado na produção. O desafio de obter canal de grafeno de grande qualidade torna nossa proposta um diferencial. No trabalho de TBM, será apresentado um dispositivo desenvolvido inteiramente com a técnica de eletrodeposição. Além desses, propostas de eletrodos metálicos empregados na base que podem agregar outras funcionalidades aos TBMs também foram estudadas.

Capítulo 2

Transistor Bipolar Spintrônico Balístico

Transistores bipolares spintrônicos balísticos são formados de duas junções metal-semicondutor. O metal magnético na base pode acrescentar efeito de spins na corrente de coletor. Parte dos portadores são balísticos, ou seja, possuem energia suficiente para sentirem os efeitos magnéticos na base e atravessar as barreiras sem serem espalhados.

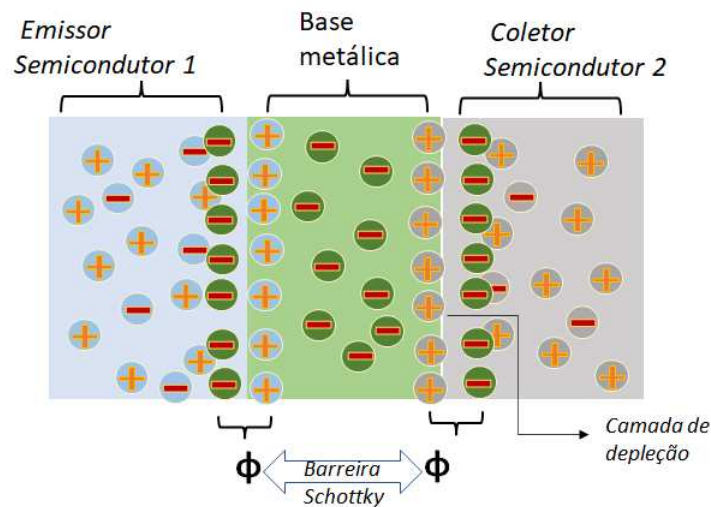


Figura 2.1: Ilustração da junção metal semicondutor com formação da camada de depleção e barreiras Schottky.

A densidade de portadores majoritários em cada material é diferente. Há um movimento de portadores na direção da interface oposta, buscando estabelecer um equilíbrio em energia. As cargas se movem formando dois planos de cargas, similares a um capacitor de placas paralelas. A camada de depleção forma barreiras Schottky em cada interface. No caso de junção metal-semicondutor, o metal possui maior densidade de portadores, logo essa camada é formada bem no limite da interface no lado semicondutor. Uma ilustração das junções e formação das barreiras Schottky é mostrado na figura 2.1. Esse tipo de dispositivo regula o fluxo de elétrons

com corrente injetada na base que aumenta ou diminui o potencial na barreira.

2.1 Transistor de Base Metálica-TBM

Os transistores de base metálica possuem estrutura vertical de três eletrodos e são compostos de duas barreiras Schottky formadas nas interfaces metal/semicondutor. Quando dois materiais distintos são colocados em contato, há um movimento de portadores até que o nível de Fermi seja equalizado na interface. O sentido do fluxo de portadores depende das funções trabalho dos materiais. Como a função trabalho dos semicondutores é menor que a dos metais, o movimento de portadores para o lado semicondutor na interface é maior. Esse movimento leva a criação de uma barreira de energia localizada no lado semicondutor da interface, chamada barreira Schottky Φ_b .

Nos metais o nível de Fermi é definido como energia do nível mais energético. A função trabalho dos metais (W_m) é determinada como a diferença de energia entre o nível de Fermi no material (E) e no vácuo (E_0).

$$W_m = E - E_0 \quad (2.0)$$

No semicondutor não há uma posição fixa para o nível de Fermi. É interessante descrever a função trabalho dos semicondutores (W_s) em termos de sua afinidade eletrônica. Essa propriedade é fundamental e invariável, enquanto a diferença entre a banda de condução e a energia de Fermi depende do doping. A afinidade eletrônica (eX) dos semicondutores é calculada como a diferença entre a energia dos elétrons do fundo da banda de condução (E_c) e do vácuo.

$$eX = E_0 - E_c \quad (2.0)$$

A energia gasta para retirar um elétron do semicondutor é representada por (W_s) [17, 18]. A figura 2.2a) ilustra os níveis de Fermi e a energia gasta para remover elétrons em metais e semicondutores. Na figura 2.2b) é verificado um encurvamento na banda do material semicondutor. Para custear a equalização do nível de Fermi na interface, os elétrons são transferidos do semicondutor para o metal deixando doadores ionizados no semicondutor.

A barreira Schottky Φ_b pode ser facilmente obtida a partir da diferença entre a função trabalho do metal e a afinidade eletrônica com base na ilustração apresentada na figura 2.2a) .

$$\Phi_b = W_m - eX \quad (2.0)$$

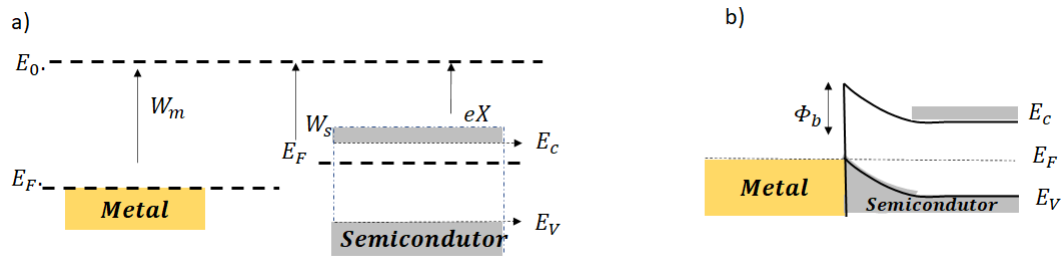


Figura 2.2: a) Ilustração dos níveis de Fermi nos semicondutores e metais; b) Formação da barreira Schottky quando os metais e semicondutores são justapostos.

A barreira Schottky é fixa em relação ao nível de Fermi do metal e alta o suficiente para que haja uma região de depleção próximo a interface no semiconductor. Isso confere a barreira resistências quando uma pequena polarização de tensão é aplicada. A figura 2.3 a) mostra o comportamento da junção metal-semiconductor quando nenhuma polarização externa é imposta. A barreira Φ_s é a enxergada pelos semicondutores. Na polarização reversa, o potencial é aplicado do semiconductor para o metal como mostrado na figura 2.3 b). A barreira é alta para os elétrons excitados termicamente provenientes do metal. Ainda assim pode haver pequena corrente de fuga, pois elétrons excitados termicamente podem possuir energia para contornar a barreira. A corrente aumenta proporcional a polarização reversa e pode haver quebra da camada de depleção para correntes elevadas. Os portadores do semiconductor sentem um aumento de uma quantidade eV . Uma ilustração para o caso de polarização direta é mostrado na figura 2.3 c). O potencial é aplicado do metal para o semiconductor. A quantidade de portadores no lado do semiconductor na interface é menor, e a barreira para os elétrons do semiconductor diminui de uma quantidade eV . O TBM opera normalmente polarizado diretamente na junção emissor base e reversamente na junção base coletor [17, 19, 20].

Na polarização direta elétrons do semiconductor possuem uma energia $e\Phi_b$ maior que a energia de Fermi no metal, sendo assim ditos elétrons quentes. Quando a base possui espessura menor que o comprimento de difusão eletrônico e os elétrons possuem energia maior que a barreira na interface base coletor, o movimento é balístico e portadores são incorporados na corrente reversa nessa interface. O transporte eletrônico na junção metal-semiconductor sob polarização direta é dominado por injeção termiônica do semiconductor pra o metal. A expressão que descreve a densidade de corrente J é fornecida pela equação 2.1.

$$J = AT^2 e^{-\frac{e\Phi_{be}}{KT}} \left(e^{\frac{eV_{be}}{KT}} - 1 \right) \quad (2.0)$$

onde, $A = 11010^4 Am^{-2} K^{-2}$ é a constante de Richardson, T a temperatura e K a constante de Boltzman. V_{be} é o potencial na junção base emissor, e e a carga elementar [20, 21].

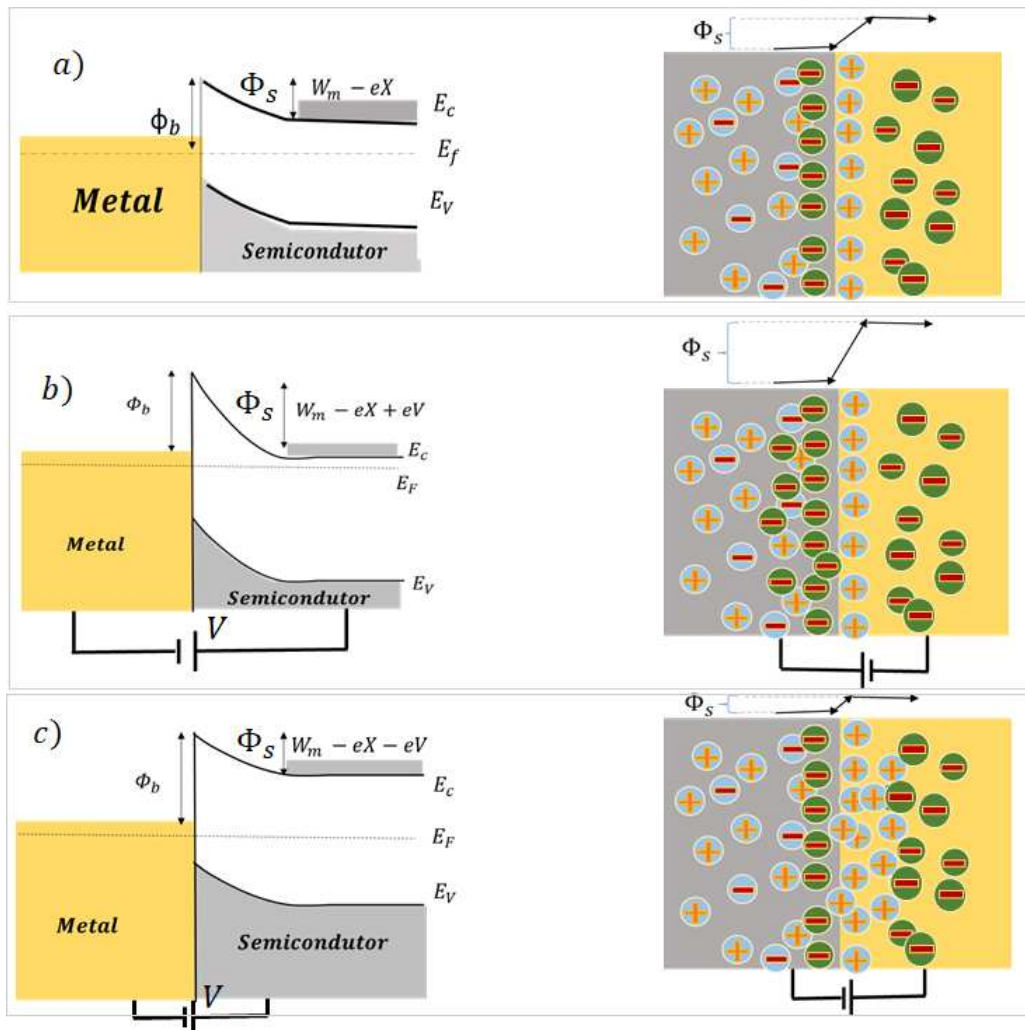


Figura 2.3: Ilustração das barreiras Schottky na: a) Junção metal semicondutor; b) Junção metal semicondutor na polarização reversa; c) Junção metal semicondutor na polarização direta.

Elétrons menos energéticos são drenados na base. A proporção entre a densidade de corrente que alcança o coletor e capturada pela base é definido pelo ganho de corrente α , representado na equação 2.1. Os mecanismos que provocam desvios da idealidade do transporte na base (α) são: espalhamentos balísticos α_a , reflexões de origem quânticas nas interfaces α_b e interações elétron fônon α_c . Tais fatores dependem diretamente da razão entre a corrente de emissor (J_e) e corrente de coletor (J_c) como mostra a equação 2.1.

$$\alpha = \alpha_a \alpha_b \alpha_c = \frac{J_c}{J_e} \quad (2.0)$$

Os espalhamentos balísticos na base são representados pela equação 2.1

$$\alpha_a = e^{-l/\lambda} \quad (2.0)$$

onde l é o livre caminho médio balístico do metal e λ a espessura da base. Portadores são

mais espalhados quando possuem baixa energia ou se a base for mais espessa. Grandes valores de ganhos são obtidos quando a espessura da base é da ordem do comprimento de difusão eletrônico no metal, pois mais portadores emitidos do emissor alcançam o coletor [22, 23].

As contribuições de origem quântica tem relação direta com a diferença de energia dos elétrons e energia de Fermi no metal ΔE .

$$\alpha_b = 1 - \left[\frac{1 - \sqrt{1 - \frac{e\phi_{be}}{\Delta E}}}{1 + \sqrt{1 - \frac{e\phi_{bc}}{\Delta E}}} \right]^2 \quad (2.0)$$

A equação 2.1 impõe necessidade da assimetria entre as junções Schottky exigindo dopagem diferentes dos semicondutores do emissor e coletor. Quando possuem a mesma dopagem, $\Delta E \approx q\phi_{be} \approx q\phi_{bc}$, o que implica em $\alpha_b = 0$. De acordo com a equação 2.1 nenhum portador alcança o coletor.

A contribuição da interação elétron fônon α_c ocorre para aqueles elétrons que alcançam profundidade do coletor e são dependentes da intensidade do campo elétrico na região de depleção. A barreira Schottky é formada na interface base/coletor a uma distância x_m , no interior do semicondutor. A interação eletrostática com os elétrons situados dentro da camada de depleção provoca espalhamentos dos elétrons balísticos. A contribuição α_c pode ser representada pela equação 2.1 que corrige o fator de transferência elétron-fônon.

$$\alpha_c = \exp \frac{-x_m}{L_C} \quad (2.0)$$

L_C é o livre caminho médio do elétron no coletor. Para barreiras Schottky muito grande, x_m está em uma distância maior da interface e menos portadores alcançam o coletor [24].

O TBM pode operar nas configurações emissor comum e base comum. Uma ilustração das configurações é apresentada na figura 2.4b) e 2.4c) respectivamente. Na configuração base comum, a corrente é injetada na junção emissor/base e outra corrente é medida na junção base/coletor. Nesse modo de ligação a impedância de entrada é baixa, a de saída alta e os ganhos de corrente são da ordem de 0,3. O ganho de corrente nessa configuração α_{bc} é representado pela equação 2.1.

$$\alpha_{bc} = \frac{J_c}{J_e} \quad (2.0)$$

A configuração emissor comum é a mais utilizada. Nesse modo a corrente é injetada na base, enquanto o emissor é diretamente ligado ao coletor evitando a fuga dos elétrons que escoariam pela base devido aos espalhamentos. A relação entre a corrente de saída e a de entrada é muito maior do que um, pois J_c é muito maior do que J_b .

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \frac{J_c}{J_b} \quad (2.0)$$

Nesta configuração o dispositivo funciona como amplificador de corrente. O ganho de corrente na configuração emissor comum β é definido pela equação 2.1, onde J_b é a corrente injetada na base pela fonte [20].

Dependendo da técnica de crescimento, a base pode apresentar defeitos estruturais como rugosidades e existência de buracos (*pin holes*). Esses canais são regiões pontuais que tornam a base permeável fazendo com que o coletor contate o emissor. Como resultado, tem-se diminuição da barreira de potencial e das perdas por espalhamento na base proporcionando um maior ganho de corrente. Entretanto em estudos do efeito da polarização de spins na base tem uma menor corrente polarizada em spins. Contudo, bases, de material magnético nas diversas configurações (mais ou menos espessas, com ou sem furos) proporcionam diversas possibilidades a um TBM. Na figura 2.4a) é mostrado uma ilustração com o comportamento das densidades de correntes do TBM com base que possui *pin holes*. A corrente injetada no emissor J_e possui portadores com diferentes energias. Os mais energéticos ilustrados em vermelho não sentem a barreira de potencial e podem ser polarizados em spins se a base estiver magnetizada. Alguns dos portadores menos energéticos apresentados em branco também podem atravessar a base caso encontrem descontinuidades na base e assim contribuir para corrente de coletor.

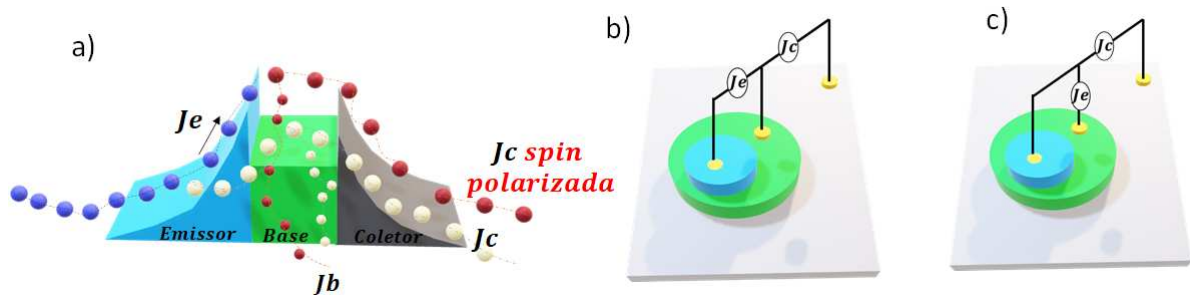


Figura 2.4: a) Dinâmica dos portadores na configuração base comum; b) Configuração de base comum; c) Configuração emissor comum.

A baixa amplificação de corrente alcançada pelos TBMs desestimulou o interesse comercial e tecnológico no passado. Atualmente, diversos estudos tem sido desenvolvidos visando aplicação desses transistores como sensores magnéticos. Metais ferromagnético são utilizados na base para torna-la seletora de spins. O dispositivo pode ainda ser incrementado com materiais que variam, ou mesmo perdem a magnetização em temperaturas não tão elevadas. Essas propriedades podem propiciar um sensor magnético de temperatura. Intensidade e orientação da magnetização também são propriedades interessantes a serem exploradas. Materiais que possuem anisotropia perpendicular oferecem possibilidade de um dispositivo de maior sensibilidade, além de maior proteção contra ação de campos externos e não ocorrência de vórtices. O Transistor de base metálica ainda é um dispositivo a ser explorado sobretudo nos constituintes da base, para assim ampliar a funcionalidade e potencializar seu uso.

2.2 Procedimentos experimentais

Nesta seção será discutido sobre principais técnicas e procedimentos utilizados na produção e caracterização dos dispositivos.

2.2.1 Eletrodeposição

A eletrodeposição (ED) é uma técnica de simples implementação, baixo custo, e utilizada em condições ambiente de temperatura e pressão. Na produção de estruturas metálicas o alcance vai desde a formação de clusters até filmes finos uniformes de espessuras variadas. O Processo de ED é realizado em uma célula eletroquímica de três eletrodos imersos em solução iônica controlados por uma fonte externa. Os eletrodepósitos são formados a partir reações de redução dos íons da solução provocadas por ação de correntes elétricas sobre o substrato fixado no eletrodo de trabalho (WE). O eletrodo de referência (RE) controla o potencial aplicado ao WE. O ânodo necessário para fechar o circuito, conhecido como contra-eletrodo (CE) sofre reações de oxidação, entretanto usualmente é de material inerte, concentrando as reações em apenas eletrólise da solução. A solução de eletrodeposição (eletrólito) é do tipo aquosa de sais metálicos que contem íons dos materiais de interesse. A figura 2.5 a) mostra uma ilustração da célula eletroquímica de eletrodeposição.

Os depósitos ocorrem através de difusão ou migração das espécies iônicas por intermédio de potencial externo aplicado entre os eletrodos WE e CE. No eletrodo de trabalho ocorre a reação de redução do tipo $M^{2+} + 2e^- \rightarrow M^0$, onde os íons recebem elétrons doados do eletrodo de trabalho e são reduzidos em forma de metal (M^0). No contra-eletrodo acontece a reação de hidrólise do solvente, $H_2O \rightarrow 2H^+ + \frac{1}{2}O_2^-$ com evolução de oxigênio. Nos eletrólitos mais condutores o potencial aplicado na célula eletroquímica se manifesta próximo do eletrodo de trabalho, onde é formada uma dupla camada elétrica. O eletrodo de referência auxilia na medida e controle do potencial nessa região. O potenciostato é o equipamento responsável pela manutenção do potencial entre o eletrodo de trabalho e o contra eletrodo. Quando o ente controlado é o potencial, a eletrodeposição é chamada potenciostática, se for a corrente, galvanostática [25].

O transporte dos íons para o eletrodo de trabalho é regido por três mecanismos: difusão, migração e convecção. A difusão é caracterizada pelo movimento dos íons devido à diferença de concentração entre a interface eletrodo/eletrólito e o volume da solução. Na migração o transporte de íons para a interface acontece devido ao campo elétrico existente entre os eletrodos. A convecção acontece por transporte hidrodinâmico que é um fluxo de solução por convecção natural.

Considerando que durante a Ed todos íons reduzidos são incorporados ao depósito sem nenhuma reação de oxirredução em paralelo ou evolução de hidrogênio, a espessura do material

depositado pode ser estimada pela equação 2.2.1,

$$h = \frac{Mq}{ndAF} \quad (2.0)$$

A carga eletrodepositada (q) pode ser obtida diretamente como dado de saída da eletrodeposição. Utilizando as expressões da densidade $d = \frac{m}{V}$, da carga, $Q = Nne$, da altura $h = \frac{V}{A}$, onde A é a área depositada (do filme), V o volume de material depositado e a constante de Faraday, $F = Nae = 96485 C \cdot mol^{-1}$, obtém-se a equação 2.2.1 para uma estimativa da espessura do material eletrodepositado [26].

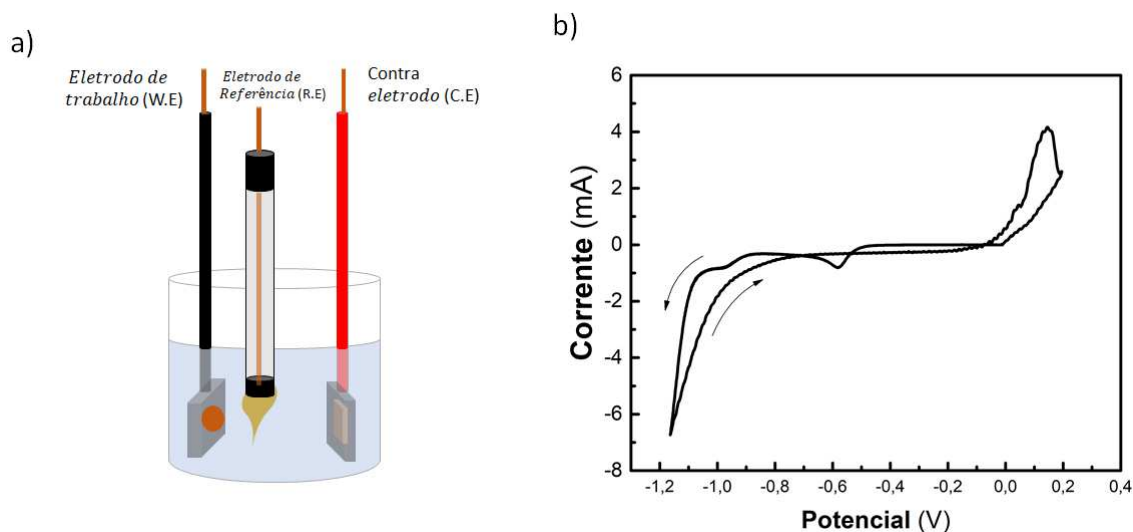


Figura 2.5: a) Célula eletroquímica similar a utilizada nos trabalhos de eletrodeposição, b) Voltamograma típico de uma amostra imersa em solução contendo íons de metais de transição.

Outra técnica empregada como auxiliar na obtenção dos parâmetros da eletrodeposição é a voltametria cíclica. Uma rampa de potencial é aplicada no eletrodo de trabalho e a leitura de corrente elétrica na célula é realizada. A varredura parte de potenciais positivos para negativos e retorna ao ponto inicial formando uma voltametria cíclica. Durante a varredura são observados os potenciais onde reações de interesse acontecem. O aumento de corrente catódica na célula eletroquímica é decorrente do processo de redução no eletrodo de trabalho. O gráfico de potencial *versus* corrente obtido é chamado voltamograma [27]. A figura 2.5 b) mostra um exemplo de voltamograma típico para uma solução contendo íons de metais de transição. Os picos que aparecem na curva são provenientes do aumento da reação de redução, são característicos de cada material e definem o potencial de eletrodeposição do elemento presente na solução.

Os trabalhos realizados com eletrodeposição foram desenvolvidos em uma célula contendo eletrodo de referência (RE) do tipo $Ag/AgCl$, um contra eletrodo (CE) de platina e um eletrodo de trabalho (WE) como mostrado na figura 2.5 a). Nos trabalhos abordados neste capítulo, o WE empregado foi sempre silício (Si) tipo n com área de $1 cm^2$ e resistividade de $0,0015 \frac{\Omega}{cm^2}$. O pro-

cesso de limpeza do silício foi realizado em três passos de 5 minutos cada, com acetona, álcool isopropílico e água deionizada, respectivamente. Uma segunda etapa da limpeza foi imersão por 30 segundos em ácido fluorídrico (Hf)10% diluído em água deionizada $18MQ/cm$ para remover a camada de óxido nativo do Si. Na confecção do eletrodo de trabalho, o substrato de silício foi molhado na parte áspera com uma liga de Gálio-Índio (Ga-In) para garantir contato ôhmico com uma haste metálica inoxidável sobre a qual o substrato é fixado. A haste e o substrato são envolvidos por uma fita adesiva tipo durex, previamente furada com um vazador de área igual a $0.6cm^2$. Nesta área livre sobre a parte lisa do silício (frente da lâmina) é realizada a eletrodeposição. Os potenciais utilizados neste trabalho foram aplicados em relação ao potencial eletroquímico de equilíbrio da célula eletroquímica (OCP).

2.2.2 Espectroscopia por Energia Dispersiva de Raio-X

A espectroscopia de energia dispersiva (EDS) é um dos métodos mais práticos para a realização de análise química e composicional de materiais. Trata-se de uma técnica não destrutiva, rápida e eficiente. A amostra é excitada por uma fonte de energia (como o feixe de elétrons de um microscópio eletrônico) dissipa parte da energia absorvida ejetando elétrons da camada central. A identificação é realizada a partir dos raios-x emitidos pela amostra após interação do feixe de elétrons com a superfície e camadas com até dezenas de micrômetros abaixo. Os raios-x característicos de todos os elementos da amostra são varridos simultaneamente. Um elétron de camada externa de energia mais alta então prossegue para preencher seu lugar, liberando a diferença de energia como um raio-x que tem um espectro característico baseado em seu átomo de origem. Isso permite a análise composicional de um determinado volume de amostra que foi excitado pela fonte de energia. A posição de cada pico no espectro identifica o elemento, enquanto a intensidade do sinal corresponde à concentração do elemento [28].

Neste trabalho o uso da referida técnica se limitou a identificação da composição química das amostras. Os diagramas de EDS foram obtidos com um microscópio JEOL (JSM-6010LA), instalado no departamento de física da UFV. Os espectros de EDS foram obtidos com magnificação de aumento de 1000 vezes e uma tensão de aceleração de $15KeV$.

2.2.3 Difração de Raios-X

A Difração de Raios-x (DRX) permite estudar de maneira não destrutiva, tamanho dos cristais, organização estrutural e composição química da amostra. O fenômeno da-se através da Difração dos raios-x pelos planos cristalinos do material analisado. Processo esse bem estabelecido pela lei de Bragg, $2dsen\theta = n\lambda$. Onde n é um número natural, λ o comprimento de onda da radiação incidente, d a distância interplanar atômica. Um feixe de Raios-x é incidido fazendo um ângulo θ com a superfície da amostra e um detector mede a radiação difratada.

As medidas neste trabalho foram realizadas no modo $\theta - 2\theta$, onde o detetor gira com velocidade angular duas vezes maior em relação a amostra. Quando o ângulo de difração satisfaz a lei de Bragg, ocorre uma interferência construtiva, mais fótons alcançam o detetor e um pico no difratograma é observado [29]. Os difratogramas foram obtidos com um difratômetro da Bruker, modelo D8-Discover equipado com fonte de radiação monocromática do tipo K_α de cobre ($\lambda = 1,542^\circ$), localizado no Departamento de Física da UFV.

2.2.4 Magnetorresistência Anisotrópica-AMR

Medidas de magnetorresistência revelam aspectos da variação da resistência elétrica em materiais magnéticos como função do campo magnético (B) externo aplicado. Neste trabalho, as medidas de magnetorresistência anisotrópica foram realizadas com amostras inseridas entre os polos de um eletroímã GMW. Uma Fonte de corrente bipolar (BOP) foi utilizada para controlar a varredura do campo magnético. A corrente elétrica foi aplicada com uma fonte Keithley modelo 2400. Uma amostragem do setup experimental está indicada na figura 2.6 a).

A magnetorresistência anisotrópica apresenta dependência da orientação da corrente com relação ao campo magnético. A figura 2.6 b) a mostra uma ilustração para dois casos. Quando a corrente está orientada na mesma direção do campo externo, a AMR é dita longitudinal, se for perpendicular, transversal. O valor de campo de separação entre os picos é conhecido como campo coercivo. Este é o campo necessário para inversão completa da magnetização do material.

O comportamento mostrado na figura 2.6 b) é característica de materiais ferromagnéticos. No nível de Fermi as densidades de estados de spins com as quantidades *Up* e *Down* são elevadas e desiguais. A grande densidade de estados d aumenta os espalhamentos para estados livres, diminui o tempo de relaxação e provoca aumento da resistividade. Na configuração longitudinal os espalhamentos aumentam com o campo. A densidade de corrente é paralela a magnetização, implicando ao momento angular um plano perpendicular. Os estados desocupados no mesmo plano da corrente provoca aumento de espalhamentos $s - d$. A curva de AMR tem um comportamento negativo, a resistência é menor com campo externo nulo e aumenta para valores mais intensos. Na configuração transversal, a corrente é perpendicular ao campo externo e paralelo ao momento angular. Os estados desocupados estão em um plano perpendicular, o que diminui os espalhamentos $s - d$ [30].

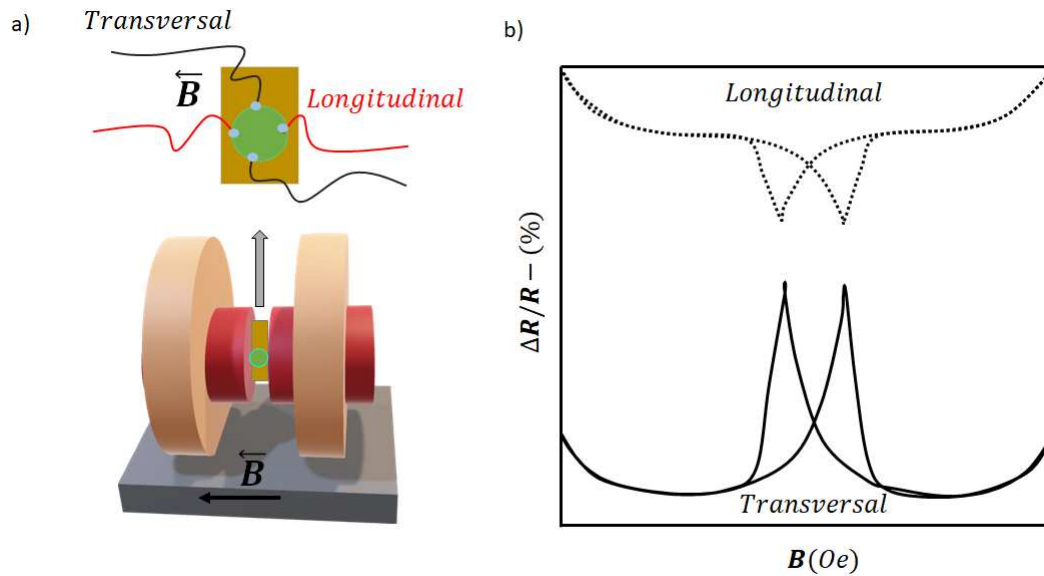


Figura 2.6: a) Setup experimental para medidas de AMR com ilustração dos eletroímãs e orientação da corrente em relação ao campo nas amostras, b) Ilustração de curvas características de magnetorresistência anisotrópica em materiais ferromagnéticos.

A AMR é determinada de forma quantitativa através da equação 2.2.4.

$$MR - \% = \frac{R(0) - R(B)}{R(B)} \times 100\% \quad (2.0)$$

Onde $R(0)$ é a resistência natural da amostras e $R(B)$ a resistência sobre influência do campo aplicado.

2.2.5 Susceptibilidade Magnética

A susceptibilidade magnética χ mede a proporcionalidade entre um campo magnético externo B aplicado a um material e a resposta magnética M (magnetização), $\chi = \mu_0 M/B$, onde μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo [31]. A medida do comportamento magnético fornece informações sobre magnetização e coercividade. A figura 2.7 mostra um exemplo de curva característica da resposta magnética de um material a uma varredura em campo externo.

A curva mostrada na figura 2.7 é típica de materiais ferromagnéticos e ferrimagnéticos fora do estado de compensação. A interação de troca, mesmo na ausência de campo externo mantém alguns domínios alinhados, similar a um ímã natural. Quando submetido a um campo externo os momentos alinham com o campo, e o aumento de campo não provoca acréscimo de resposta magnética. Este ponto é conhecido como magnetização de saturação M_s . Na ausência de B a magnetização ainda persiste. Em medidas cíclicas com processo de magnetização/desmagnetização há perda de energia do material por um efeito conhecido como histerese. O movimento dos domínios não é completamente reversível, mesmo com campo aplicado sendo

nulo, alguma magnetização ainda resta, chamada de magnetização residual. Quando o sentido do campo é invertido a magnetização vai zero em algum ponto. O valor do campo neste ponto é conhecido como campo coercivo B_c . O formato da curva diz muito sobre a natureza do material. Em dispositivos normalmente são utilizados materiais de grande poder de magnetização com campo externo. Conhecidos com materiais moles, apresentam pequeno campo coercivo, alta permeabilidade e estreito laço de histerese. Nas aplicações em imãs permanentes é utilizado material duro com alta magnetização e grande campo coercivo, significando que não pode ser facilmente desmagnetizado.

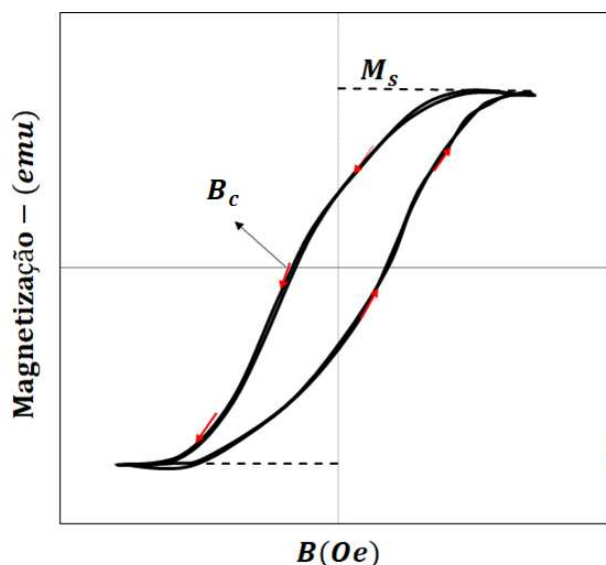


Figura 2.7: Curva típica obtida em uma medida de susceptibilidade magnética.

Neste trabalho as medidas de susceptibilidade foram realizadas com um susceptômetro de fabricação artesanal desenvolvido por Rafael Silva Gonçalves [32]. O arranjo experimental conta com o dispositivo alocado entre os polos de um eletroímã, que são controlados com uma fonte de corrente bipolar (BOP). A voltagem alternada que alimenta as bobinas do susceptômetro é emitida por um gerador de radiofrequência, que também emite a mesma informação de frequência para uma lock-in. A lock-in interpreta o sinal diferenciando os emitidos pelo gerador de rádio frequência e o susceptômetro. As informações são passadas a um software que fornece em tempo real a curva de magnetização em função do campo aplicado (B).

2.2.6 Microscopia de Força Atômica-AFM

A microscopia de força atômica é uma técnica eficiente no estudo de topografia de materiais, sejam eles condutores ou isolantes. As imagens topográficas são geradas a partir da interação de uma ponta (tipo sonda) com a superfície da amostra. Durante a varredura, uma pequena região é mapeada e a informações sobre uniformidade, rugosidade, tamanho de estruturas além

de descontinuidade (buracos) em filmes finos uniformes são fornecidas.

Neste trabalho utilizamos um equipamento Ntegra Prima no modo contato do AFM. Neste modo os átomos localizados na extremidade da ponta sentem uma pequena interação repulsiva devido a força entre os orbitais dos elétrons da ponta e amostra. A magnificação fora definida estabelecendo um tamanho que permitisse observar as características morfológicas de cada amostra. As imagens foram obtidas para verificar uniformidade dos filmes, recobrimento das superfícies além do formato das estruturas em filmes de materiais compostos.

2.2.7 Magnetometria Óptica por Efeito Kerr

A técnica Magnetometria Ótica por Efeito Kerr (MOKE) é muito utilizada em caracterizações de materiais magnéticos. Ela fornece informações de como uma amostra responde ao estímulo de campo magnético externo. O setup é baseado na reflexão da luz sobre uma superfície magnetizada. Quando a luz linearmente polarizada incide sobre uma região magnetizada, a refletida passa a ter polarização elíptica relacionada com a variação da magnetização do material.

O processo de montagem do magnetômetro Ótico por Efeito Kerr é bastante sensível a luminosidade externa ou vibrações. O sinal recebido no detetor é filtrado de frequências indesejadas associando uma frequência de referência. As vibrações são amenizadas com a montagem experimental sobre uma mesa óptica. O feixe de luz monocromática passa por um polarizador rotacionado de 45° em relação a vertical e é transformado em pulsado por um chopper com frequência de $\omega = 2\pi f$. A frequência é tomada com referência pelo lock-in para filtrar o sinal Kerr, onde ele analisa a diferença entre a referência e o sinal do fotodiodo. Essa diferença é mantida constante durante o procedimento de medidas. A amostra é posicionada paralela a um campo magnético externo controlado por uma fonte de corrente bipolar. O feixe pulsado é dividido por um *Beam splitter* antes de incidir na amostra, refletido pela amostra sobre um fotodiodo e o sinal enviado a lock-in. O sinal é filtrado e a variação nas tensões antes e após incidir na amostra emite informação da magnetização. A informação de magnetização tem um formato de histerese.

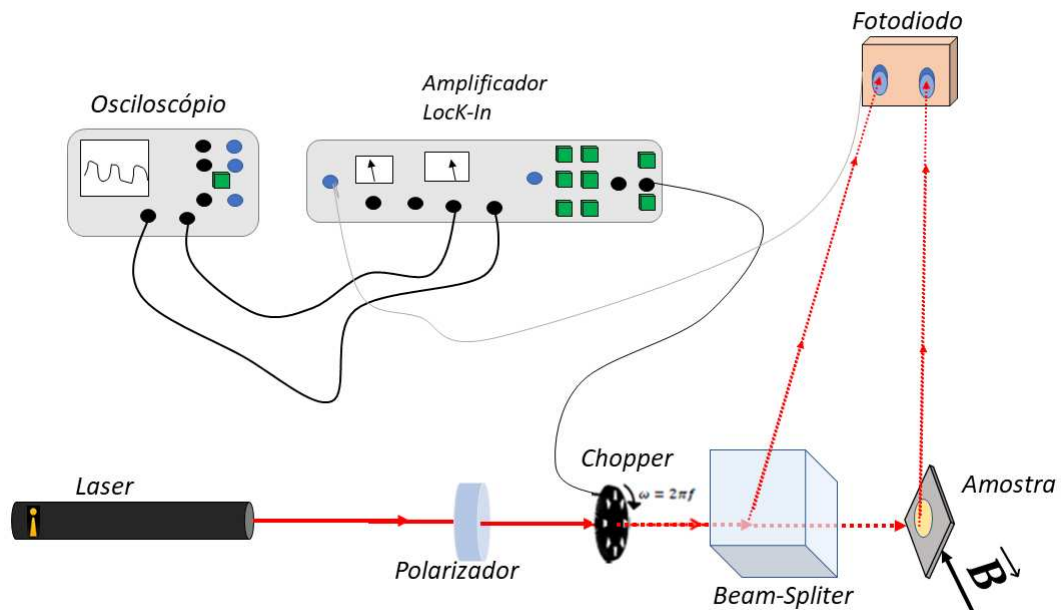


Figura 2.8: Montagem experimental utilizadas nas medidas de MOKE.

A figura 2.8 mostra o arranjo experimental nas medidas de MOKE. A montagem utilizada contava com um laser de $15mW$ com comprimento de onda de $632,8nm$, um choper para fazer a seleção de frequência, um polarizador, *Beam splitter* para dividir o feixe, um fotodiodo para receber o sinal e uma lock-in para amplificar o sinal. A magnetização das amostras foi alcançada com uma bobina de fabricação manual com dezenas de voltas de fios de cobre esmaltado enrolado sobre um núcleo de ferro doce. A bobina era controlada por uma BOP e alcançava campo magnético da ordem de $500Oe$. As informações obtidas eram registradas em tempo real com um software desenvolvido pelo próprio grupo de Spintrônica e Nanomagnetismo do Lab Spin.

Nas medidas de demagnetização em função da temperatura o setup Experimental utilizado é similar ao descrito acima. O sistema de aquecimento consistia em uma chapa controlada por um termostato e os valores de temperatura eram lidos simultaneamente aos de magnetização por um programa que controlava tanto o sinal recebido do fotodiodo quanto o termopar que lia instantaneamente a temperatura da amostra. Nesta etapa o campo era suficiente para orientar todos os domínios e depois a desmagnetização medida em função do aumento de temperatura.

2.3 TBM com Base de Permalloy, Emissor de ZnO e Coletor de Silício

As ligas de FeNi são largamente estudadas tanto do ponto de vista acadêmico quanto tecnológico. A atratividade está nas propriedades magnéticas de baixa coercividade, grande permeabilidade, baixa retenção de magnetização e alta temperatura de Curie. Tais propriedades alinhadas ao processo de produção bem estabelecido faz do FeNi um dos materiais mais utilizados em pesquisas tecnológicas. A aplicabilidade vai de sensores magnéticos, cabeça de leitoras de discos rígidos a transistores. Dentre as várias ligas, a mais usual é a de composição $Fe_{19}Ni_{81}$ conhecida como Permalloy [33–35].

O ZnO é um semicondutor vastamente utilizado na indústria eletrônica devido suas propriedades ópticas e elétricas. Trata-se de semicondutor intrínseco tipo n com gap direto de $3,37eV$ em temperatura ambiente e estável quimicamente. Semicondutores de banda larga possuem propriedades elétricas intermediárias entre aquelas exibidas pelos condutores elétricos e os isolantes. O elevado valor do gap confere tensões de ruptura mais elevadas, capacidade de sustentar grandes campos elétricos, menor geração de ruído, elevadas temperaturas e potência de operação [36–38].

A existência de vacâncias de ZnO introduz um nível doador de $3,37eV$ acima da banda de valência. Essa propriedade é responsável pelo surgimento de barreira tipo Schottky quando em contato com materiais metálicos [36]. O emprego de eletrodo emissor de ZnO confere grandes eficiências aos TBM, uma vez que estes dispositivos operam baseados em barreiras Schottky. A variedade de técnicas com que o material pode ser obtido é um atrativo que atende a proposta de obter um dispositivo com a técnica de eletrodeposição.

2.3.1 Produção e caracterização elétrica e magnética da base de NiFe

O eletrodo de NiFe foi confeccionado com a técnica eletrodeposição no modo galvanostático sobre substrato de silício. As deposições ocorreram em eletrólito aquoso contendo $30mMFeSO_4$, $700mMNiSO_4$, $20mMNiCl_2$, $16mMsacarina$, $400mMH_3BO_3$ para uma densidade de corrente de $6,3mA/cm^2$ [39].

Os filmes de NiFe foram produzidos com diferentes tempos de deposição entre $5s$ e $120s$ para obter diferentes espessuras e investigar o tempo de percolação. O objetivo nesta etapa era depositar a base extremamente fina e uniforme sem discontinuidades sobre o substrato de Si utilizado como coletor. O gráfico da figura 2.9a) mostra como o potencial varia com o tempo no eletrodo de trabalho para manter a corrente constante durante a eletrodeposição. Para tempos longos o potencial tende para estabilidade em $-1,0V$. O comportamento semelhante dos diferentes transientes de corrente mostra que a técnica é reproduzível.

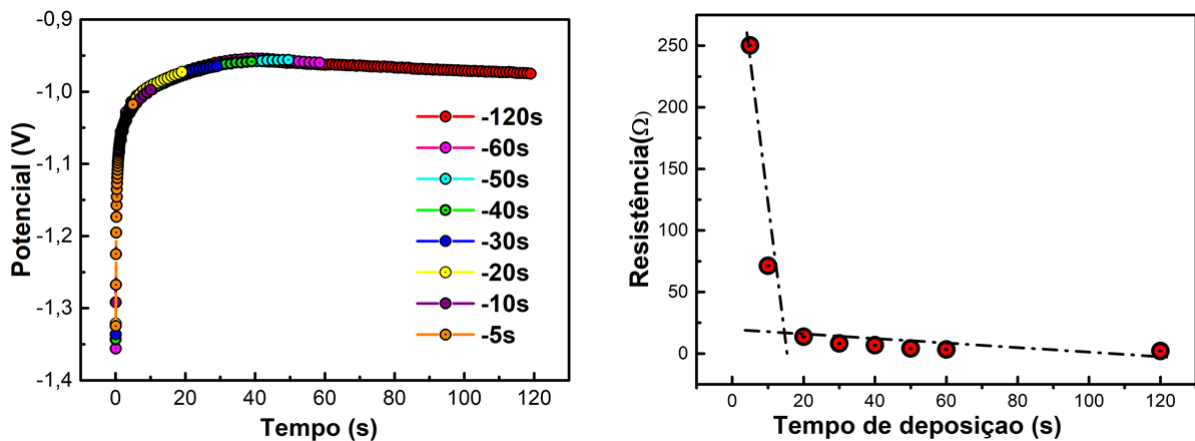


Figura 2.9: a) Transientes de corrente para diversos tempos de eletrodeposição, b) Resistência em função do tempo de deposição.

A resistência em função do tempo de deposição mostrada na figura 2.9 b) foi determinada a partir de curvas de corrente *versus* potencial. Em poucos segundos são depositados apenas pequenos aglomerados espaçados sobre o substrato, o que obriga elétrons a passarem pelo silício e a resistência aumenta. Para tempos de deposição acima dos 12 segundos mais material metálico é depositado e o transporte de elétrons ocorre pelo material ferromagnético diminuindo a resistência consideravelmente. Os valores variam de 252Ω a 8Ω para tempos de 5s e 120s respectivamente. O tempo percolação (recobrimento completo do substrato) é definido no encontro das duas assíntotas $\approx 12s$. A espessura de $30nm$ para a base nesse estágio foi determinada para o tempo de 12s de deposição com a equação 2.2.1.

As amostras foram crescidas em um banho composto contendo íons de Fe e Ni . Diversos tipos de ligas de FeNi podem ser formadas com eletrodeposição. A proporção que atende a proposta do trabalho é a do Permalloy com $Fe_{19}Ni_{81}$. A composição de Fe e Ni em função do tempo de eletrodeposição já foi estudada por Araújo.C.I [40]. Para investigar a natureza cristalina do material eletrodepositado, um estudo com difração de Raio-X foi realizado. A figura 2.10 mostra um difractograma para uma amostra com 15s de deposição. O espectro de Raio-X mostra picos de difração para $2\theta = 44, 65^\circ$ e $52, 85^\circ$ correspondendo respectivamente aos planos cristalinos (111) e (200). A presença da difração para ângulos entre os intervalos de difração do ferro e do níquel é evidência de que se trata da liga de Permalloy. As evidências mostram que o modo de produção é eficiente e possibilita obtenção controlada de filmes cristalinos de qualidade.

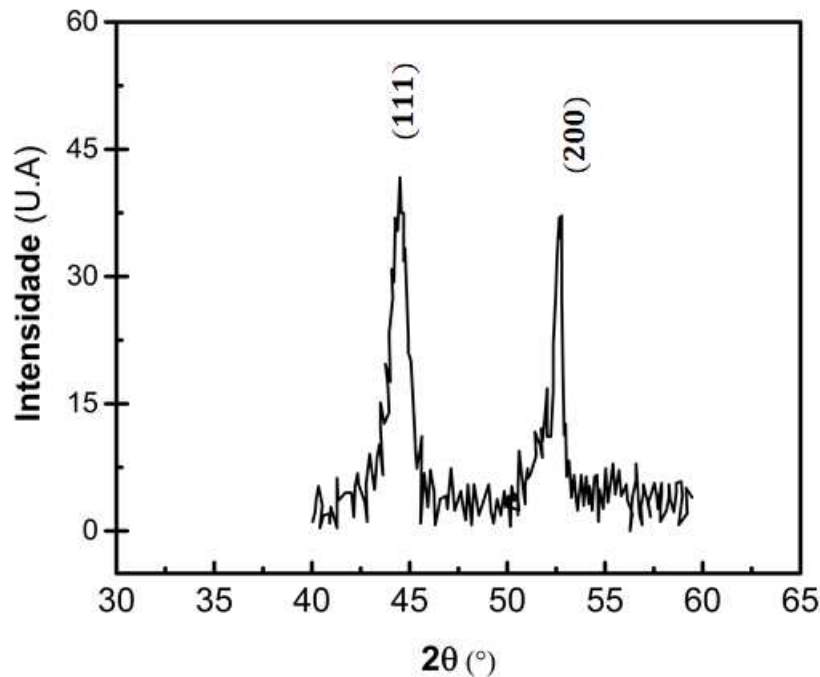


Figura 2.10: Espectro de Raio-X para o eletrodo de Permalloy com 15s de deposição, utilizado como base.

A uniformidade e a estrutura dos filmes finos são determinantes para qualidade da base de um TBM. Buracos nos filmes ou rugosidade em excesso impactam na confecção do eletrodo emissor sobre a base provocando contato direto do emissor com o coletor. Para avaliar uniformidade e rugosidade um estudo da topografia dos filmes foi proposto. O mapeamento da superfície da amostra de 15s (próxima ao tempo de percolação) mostra um filme com boa uniformidade e grãos com aproximadamente 50nm de diâmetro. A topografia do filme mostrado na figura 2.11 a) apresenta regiões com pouca densidade de grãos (destacado em verde). Como se trata de filme pouco espesso é razoável afirmar que trata-se da presença de pin holes (buracos). Uma análise de perfil, figura 2.11 b) deixa mais evidente a suposição desses pin holes. As partes destacadas compõem uma região com menor densidade de material e existência de pin holes. Algumas irregularidades no substrato, defeitos ou mesmo elementos indesejados podem ocasionar um crescimento com menos uniformidades em determinadas regiões.

Para que o dispositivo utilize grau de liberdade de spin do elétron a base deve ser de material magnético. Alguns parâmetros como sensibilidade, coercividade e magnetização são importantes para funcionalidade do dispositivo. A sensibilidade magnética da base foi estudada com medidas de magnetorresistência anisotrópica. A figura 2.12 a) mostra curvas de AMR transversal e longitudinal para amostra de 15s de deposição de NiFe.

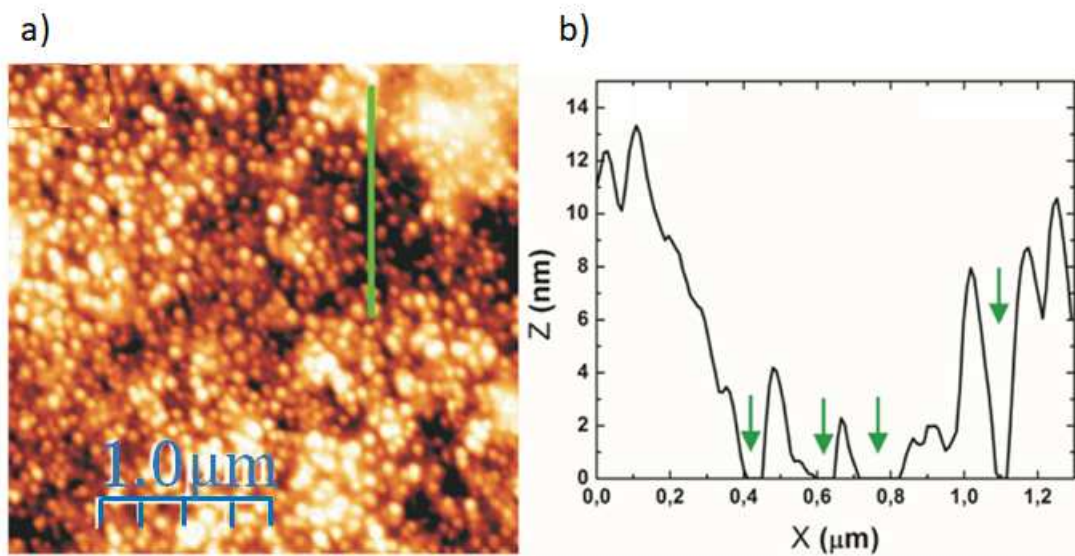


Figura 2.11: a) Imagem 2D de AFM mostrando a topografia da amostra de 15s; b) Perfil obtido com AFM mostrando a presença de pin holes na amostra.

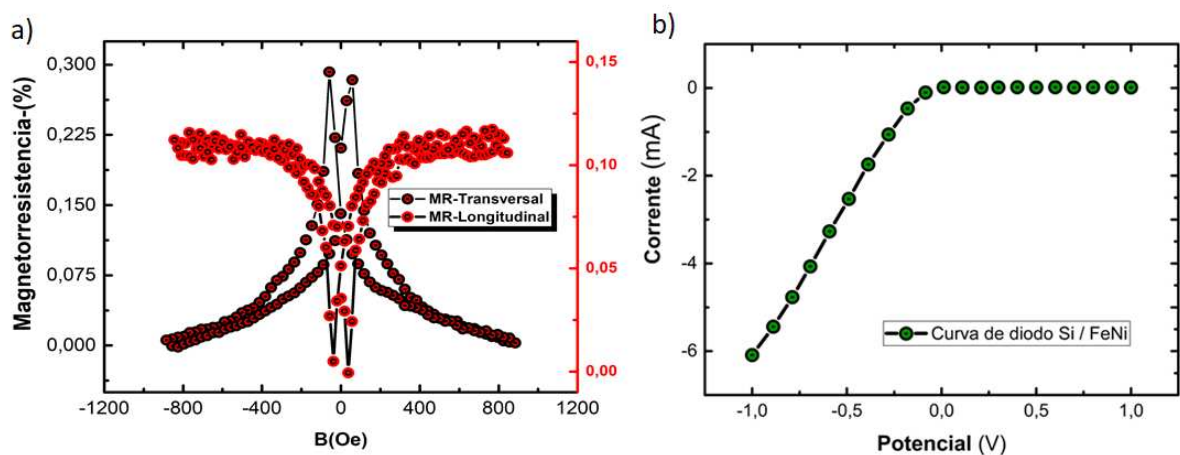


Figura 2.12: a) Medidas de AMR nas configurações longitudinal e transversal para amostra de 15s de Ed NiFe. b) Curva de diodo entre as interfaces Si/FeNi.

De acordo com a figura 2.12 a) para ambas as configurações fora necessário um campo magnético de $\approx 400Oe$ para a saturação magnética, isto é orientar todos os domínios magnéticos na direção do campo externo. Pode ser observado que na configuração longitudinal a resistência diminui com o campo e na transversal aumenta. A coercitividade, campo medido na separação entre os picos é $\approx 70Oe$, evidenciando características de um material ferromagnético que necessita de pequeno campo para ser magnetizado. Comparando com outros materiais vastamente empregados em estudos tecnológicos ou mesmo na indústria, como por exemplo ligas de Cobalto-Ferro (Ferritas) que apresentam coercividade da ordem dos *kilo* Oersted, o Permalloy é mais atrativo. A baixa coercividade torna o material interessante para aplicações tecnológicas.

Os valores de AMR determinados foram aproximadamente $0,13\Omega$ e $0,031\Omega$ para longitudinal e transversal respectivamente. A discordância desses valores com os obtidos com outras técnicas tem relação com a proporção de Fe e Ni nas amostras, que varia com o tempo de deposição [40].

A altura da barreira Schottky na interface FeNi/Si foi determinada a partir da equação 2.1 linearizada e dados obtidos com medidas de curvas I versus V . A figura 2.12 b) apresenta uma curva $I \times V$ obtida entre base e coletor com polarização direta para potenciais negativos no semiconductor. As características típicas de curva de diodo indicam presença de junção Schottky na interface metal/semiconductor. A corrente de saturação e o fator de idealidade são expressos respectivamente pelos coeficientes lineares e angulares de um ajuste linear nos primeiros pontos da curva $\text{Log } I \times V$ da figura 2.12 b). O fator de idealidade encontrado foi 7,75 para a interface estudada. Valores acima de 1 indicam desvios causados por defeitos na espessura da barreira, como excesso de rugosidade e oxidação da interface. A uniformidade da espessura também não é facilmente obtido com eletrodeposição de filme pouco espesso, então os desvios não podem ser explicados pela emissão termiônica. A altura de barreira é representada pelo coeficiente angular. O valor de $0,58\text{eV}$ encontrado está dentro do valor esperado para uma barreira Schottky funcional de um TBM. A definição do silício como emissor ou coletor em um TBM torna necessário conhecer as características da segunda interface. A barreira de menor valor é definida como coletor no transistor em operação.

2.3.2 Produção e caracterização do emissor de ZnO

O emissor de ZnO com área de $0,15\text{cm}^2$ foi eletrodepositado sobre filme de Permalloy de $\approx 30\text{nm}$ de espessura e tempo de 15s de deposição. A solução aquosa foi preparada com ZnCl_2 e concentração $0,1\text{M}$ [41]. Um material cristalino e transparente foi obtido em $-1,3\text{V}$ a temperatura de 70C° sob agitação magnética. Para uma espessura de $\approx 100\text{nm}$ determinada com a equação 2.2.1, foi calculado um tempo de deposição de 130s [37].

A figura 2.13 a) mostra um transiente de corrente da deposição do ZnO. No intervalo de 0s a 12s o aumento do módulo a intensidade de corrente corresponde ao processo de nucleação. Posteriormente a corrente começa diminuir, o que indica consumo dos íons próximos ao substrato. O processo continua e a corrente elétrica estabiliza em $\approx 2,5\text{mA}$. Esse comportamento indica superfície recoberta, e a espessura do filme é incrementada à medida que o tempo aumenta.

O emissor é contactado eletricamente na superfície superior. Para aumentar a eficiência do emissor, esses contatos não podem tocar a base, então o eletrodo emissor (filme de ZnO) deve ser uniforme e recobrir toda a base. Para certificar-se dessa exigência foram realizadas imagens de AFM no filme de ZnO/FeNi. A figura 2.13 b) mostra uma imagem topográfica do emissor de ZnO. O filme de ZnO apresenta estruturas transparentes que recobrem toda estrutura de FeNi. A rugosidade mostrada na micrografia tem origem nos defeitos dos filmes de Permalloy. Esses defeitos favorecem um crescimento mais espesso do ZnO nessas regiões, mas não compromete

a obtenção de uma estrutura coesa.

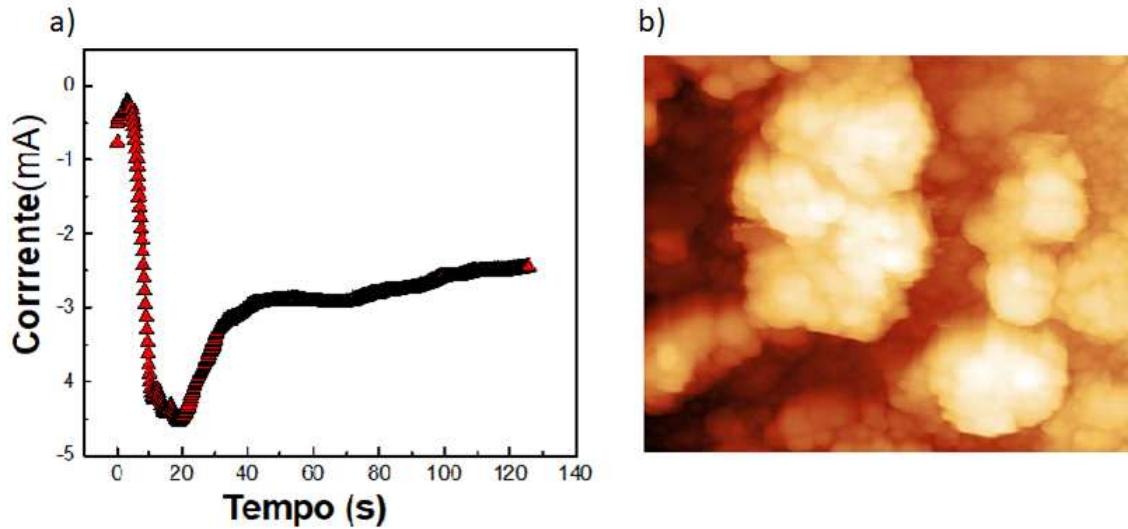


Figura 2.13: a) Transiente de corrente obtido no processo de eletrodeposição do ZnO para um tempo de 130s; b) Imagem de AFM do coletor de ZnO depositado sobre a base de Permalloy.

As medidas de Raio-X do material depositado confirma uma estrutura cristalina com difrações para vários ângulos. Na figura 2.14 a) é observado picos nos difratograma do ZnO eletrodepositado. São observados picos difratados para $2\theta = 31.76^\circ; 36.24^\circ; 56.58^\circ; 69.21^\circ$ correspondente aos planos, (100), (002), (101), (110), e (201), respectivamente, concordando com a literatura [38].

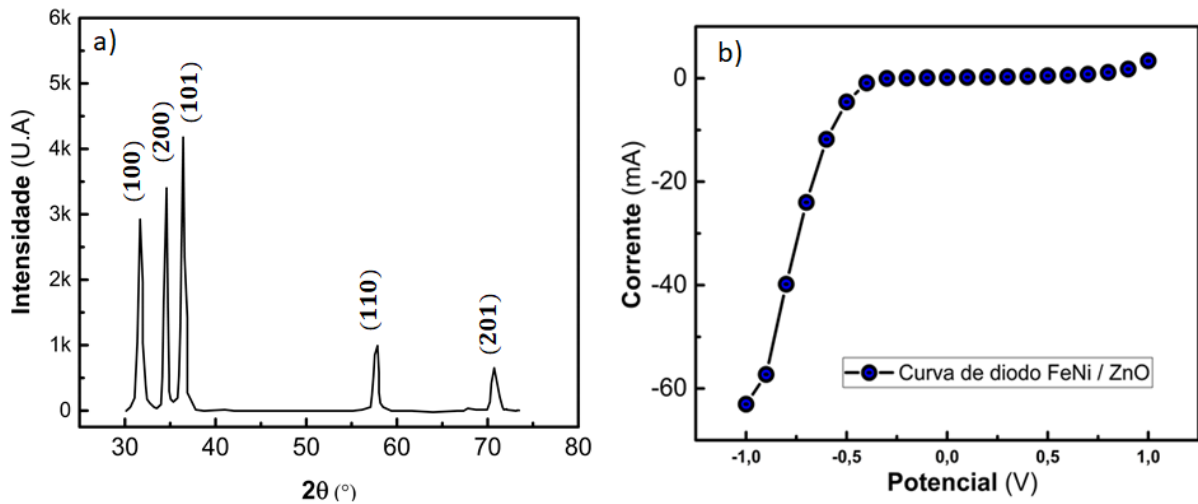


Figura 2.14: a) Difratograma para o filme de ZnO utilizado como emissor, em concordância com referência [41]; b) Curva de diodo para interface ZnO/FeNi.

A figura 2.14 b) apresenta uma curva $I \times V$ obtida entre Emissor e base com polarização direta para potenciais positivos no semiconductor. As características típicas de curva de diodo indicam presença de junção Schottky na interface semiconductor/metal. A corrente de saturação

e o fator de idealidade são expressos respectivamente pelos coeficientes lineares e angulares de um ajuste linear nos primeiros pontos da curva $\text{Log } I \text{ versus } V$. O fator de idealidade encontrado foi 1,75 para a interface estudada. Valores acima de 1 indicam desvios causados por defeitos na espessura da barreira, mostrando que uniformidade da espessura não é facilmente obtido na eletrodeposição, ainda mais sobre outro filme já eletrodepositado. A altura de barreira calculadas para as interface ZnO/FeNi foi 0,57eV. O valor obtido é menor que 0,58 determinado na interface FeNi/Si. A barreira de menor valor é definida como coletor no transistor em operação. Nesse caso o semiconductor ZnO é definido como emissor.

2.3.3 Caracterização do Transistor de Base Metálica- Dispositivo final

O dispositivo pronto para caracterização elétrica está ilustrado na figura 2.15 a). O TBM foi eletrodepositado em três etapas. Primeiramente um filme de Permalloy com área de $0,283\text{cm}^2$ e 15s (tempo próximo a percolação) foi eletrodepositado sobre silício. Logo após, o ZnO foi depositado sobre o permalói com 130s e área de $0,150\text{cm}^2$. A conexão dos eletrodos é realizada com fios de cobre de baixa resistência. Para garantir contatos ôhmicos os fios foram presos na base e no coletor com índio metálico prensado. No emissor uma camada fina de óxido de alumínio foi evaporada antes da conexão com cola prata. As conexões são individualmente isoladas das demais com uma fita adesiva plástica montada durante o processo de eletrodeposição e mantido para as caracterizações elétricas. O setup experimental contou com duas fontes Keithley 2400 para aplicar potencial e medir corrente nos terminais do dispositivo.

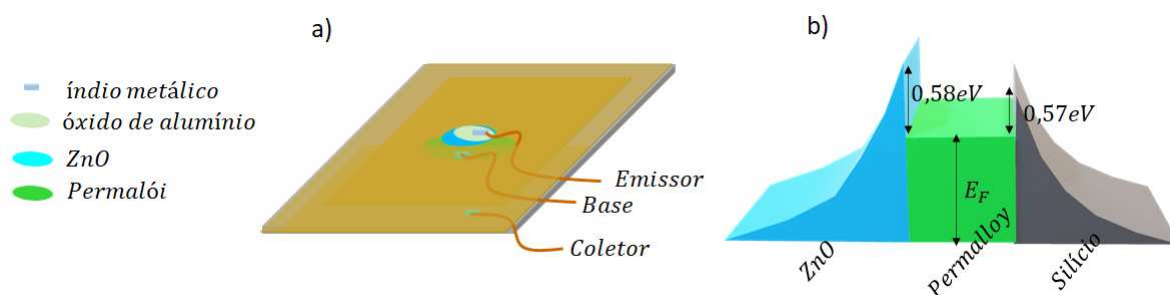


Figura 2.15: Ilustração do dispositivo após as etapas de eletrodeposição e com os contatos sobre os eletrodos estabelecidos; b) Ilustração do TBM produzido neste trabalho com valores das alturas de barreira determinadas experimentalmente e devidamente representadas.

A figura 2.15 b) ilustra a estrutura vertical com os valores de altura de barreira Schottky nas interfaces emissor base e base coletor. Os valores de altura de barreira calculado na seção anterior sugerem que o TBM confeccionado neste trabalho atue como mostrado na figura. Os valores para o potencial de barreira na interface foram determinados experimentalmente. Na configuração base comum, o dispositivo é ativado com tensão positiva no ZnO e negativa

na base, determinando um transporte por elétrons. A proporção de portadores que atingem o coletor determina o ganho de corrente do dispositivo.

O transistor ZnO/FeNi/Si foi caracterizado na configuração base comum em temperaturas de 300K e 50K. As correntes injetadas no emissor variaram de $0\mu A$ a $60\mu A$ assinaladas lateralmente no gráfico da figura 2.16. As curvas de transistor tanto a 300K quanto 50K apresentam comportamento ratificador de diodo em uma janela de potencial de 1,2 V. A dependência da corrente medida na junção base coletor com a injetada no emissor mostra elevada taxa de transferência de portadores entre emissor e coletor. As figuras mostram também pouca dependência da corrente de coletor com o potencial aplicado, o que destaca bom funcionamento das junções Schottky. As curvas apresentam um comportamento característico de um transistor tipo n. Comparando as medidas em ambas as temperaturas percebe-se valores mais intensos de corrente medidas no coletor a 300K. O fato de mais portadores alcançarem o coletor em altas temperaturas está relacionado a permeabilidade magnética da base que faz com menos elétrons sejam espalhados.

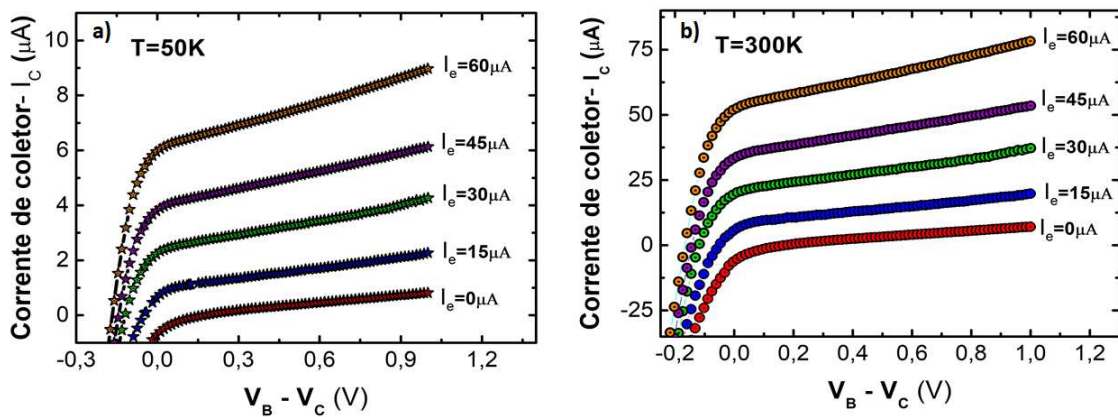


Figura 2.16: Curvas de transistor na configuração base comum com diferentes temperaturas; a) 50K, b) 300K.

Os ganhos de base comum (α) definido entre a razão da corrente de coletor e emissor foi determinado pela relação I_c versus I_e . Os valores obtidos, $\alpha = 0,96$ e $\alpha = 0,11$ nas temperaturas 300k e 50K respectivamente, diferem do esperado de $\alpha = 0,3$ para o ganho um TBM usual [42]. A discordância tem relação com o fato de que, em altas temperaturas elétrons quentes foram injetados diretamente no coletor por intermédio dos pin holes na base. Em baixas temperaturas, o silício torna se menos condutor então os elétrons quentes são mais espalhados na base resultando em uma corrente de ganho menor.

Medidas elétricas no modo ampliação, configuração de emissor comum no transistor de base metálica ZnO/FeNi/Si apresentaram a forma mostrada na figura 2.17 a). As correntes aplicadas na base são indicadas no gráfico. A dependência da corrente medida no coletor com a empregada na base foge do padrão esperado. O cálculo de ganho foi obtido em um potencial

de 0,5V, condição mais estável das curvas. Observa-se que os ganhos estão em voltagem mais negativa em relação as curvas de coletor comum, talvez por algum efeito térmico no coletor. O ganho β calculado entre a razão da corrente de base e coletor determinado pela relação I_c versus I_b é apresentado no gráfico da figura 2.17 b). O valor obtido de $\beta = 3,4$ mostra amplificação na corrente de coletor. Contudo este valor está aquém do valor esperado de acordo com a equação 2.1, que seria ganho acima de 20. A presença dos pin holes na base, além da instabilidade eletrônica do ZnO eletrodepositado estão contribuindo para esses resultados aquém do esperado.

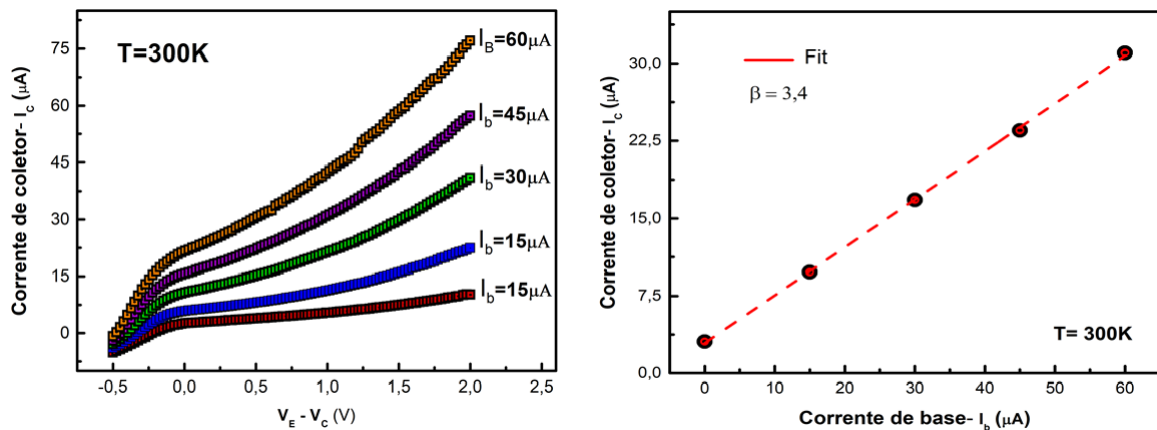


Figura 2.17: a) Curvas de transistor na configuração emissor comum com diferentes correntes na temperatura de 300K; b) Amostragem da relação da corrente de coletor *versus* corrente de base no cálculo de ganho β .

O material ferromagnético na base permite estudar efeitos magnéticos na corrente de coletor do TBM. Elétrons que atravessam a base de material magnético sob efeito de campo podem ser polarizados em spins e incrementar a corrente de coletor. A resposta magnética, se obtida abre a possibilidade de emprego do TBM como sensor magnético. Para medir a magnetocorrente o TBM foi montado na configuração usual das medidas de base comum entre os polos de um eletroímã. Durante as medidas sob ação de campo magnético um aumento de até 1,2% na corrente de coletor foi observado. A magnetização imposta a base diminui os espalhamentos e a diminuição da magnetorresistência com o campo faz com que a corrente de coletor aumente. A figura 2.18 a) mostra o incremento da corrente de coletor quando a base está sob ação do campo magnético. Observa-se uma queda na magnetocorrente no coletor com o aumento da corrente no emissor. O aumento do fluxo de corrente faz com mais portadores passem pelos pequenos orifícios da base e alcancem o coletor sem ser polarizados.

Para operar como sensor magnético o TBM não pode apenas funcionar em uma única configuração (base comum). Desta forma, propõe-se uma medida mais geral para magnetocorrente. O coletor foi mantido com uma polarização reversa de 1V. A corrente de $45 \mu A$ no emissor foi mantida constante enquanto a corrente no coletor foi medida em função de um campo externo

aplicado. A figura 2.18 b) apresenta uma medição de corrente de coletor no TBM em função do campo magnético aplicado no plano do dispositivo. Nessa configuração houve um aumento de 1% na corrente de coletor, resultado da polarização dos elétrons quentes que alcançam o coletor. A sensibilidade magnética do TBM se comparada com a AMR da liga FeNi aumentou em uma ordem de grandeza, decorrente da polarização eficiente de spin na base.

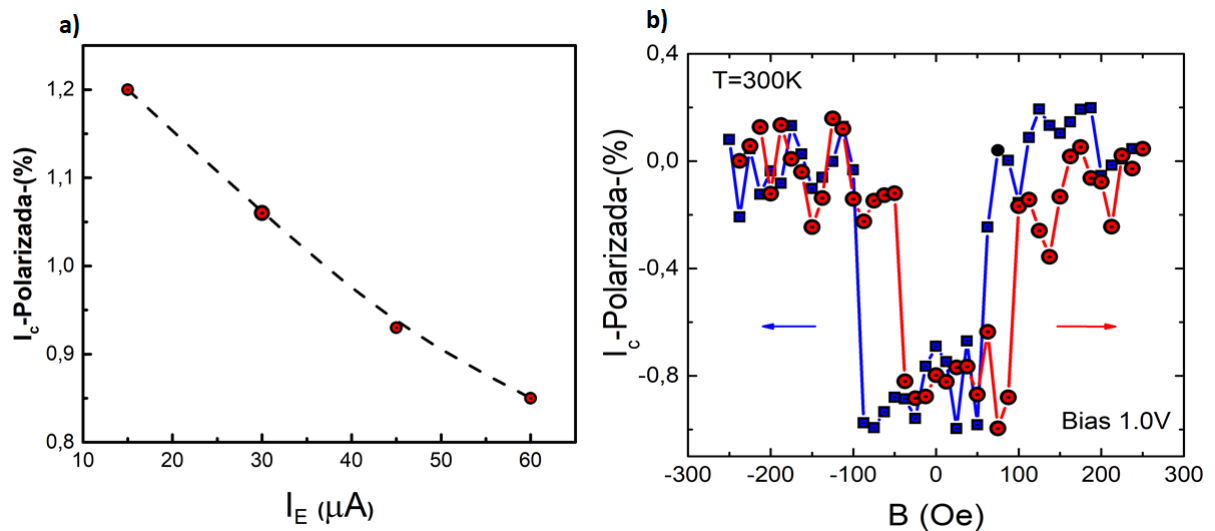


Figura 2.18: a) Dependência da corrente de coletor em função da do emissor sob ação do campo magnético; b) Corrente no coletor em função do campo magnético aplicado no potencial fixo de $-1,0V$.

A estabilidade e reprodutibilidade apresentada pelo TBM em temperatura ambiente mostra uma opção vantajosa para ser empregado com sensor. Nas configurações de transistor, pode ser utilizado em temperatura ambiente no modo de amplificação ou como sensor em baixas temperaturas. O sucesso deste dispositivo é atribuído à ação conjunta entre o decaimento exponencial do transporte de elétrons balísticos na base e da forte dependência com o spin no espalhamento elástico e inelástico em ferromagnetos.

2.4 Liga de Cobre-Permalloy (CuPy)- Base de TBM sensível a campos magnéticos e efeitos de temperatura

O Permalloy (Py) é o material magnético mais difundido em estudos científicos e aplicações tecnológicas. A baixa coercividade, alta permeabilidade e processo de fabricação bem estabelecido o torna um material muito atrativo em transistores, sensores magnéticos, gravação magnética e armazenamento de dados. As propriedades magnéticas do Py tornam-se mais versáteis com presença de cobre na estrutura. O limite superparamagnético, a permeabilidade, coercividade, magnetização e temperatura de Curie podem ser controladas com presença de diferentes concentrações de Cu nas estruturas do Py [43–46].

As mudanças nas propriedades magnéticas do Py proporcionam diversas aplicações em tecnologias de informação. Permite aumento na densidade de dados gravados, facilita criação de Bits com permeabilidades diferentes, assim como dispositivos magnéticos que operem controlados por temperatura. Contribui para produção de imãs fracos com baixa magnetização de saturação e temperatura de Curie reduzida. Na microeletrônica tais propriedades são interessantes para reduzir os campos de comutação de MRANs, proporcionando aumento da vida útil e minimizando a corrente nas junções túneis, diminuindo o consumo de energia além de aumentar o limite superparamagnético [10, 47–49].

Ligas de Cobre-Permalloy são materiais de baixa coercividade, temperatura de Curie, magnetização, permeabilidade ajustáveis com a concentração de Cu [50]. A presença de átomos de cobre nas estruturas do Permalloy reduz a intensidade da magnetização, alteram o limite superparamagnético e a remanência [51]. Essas propriedades possibilitam produção de dispositivos que operam em diferentes temperaturas. Nos transistores permitem controlar a sensibilidade magnética da base variando a quantidade de cobre. Nos sensores controla a permeabilidade do material, possibilitando o dispositivo operar com diferentes escalas de campo. Outra propriedade que a presença de cobre também molda é a temperatura de Curie. Os dispositivos podem operar em diferentes temperaturas sem perder eficiência.

As alterações nas propriedades magnéticas e temperatura de Curie nas ligas CuPy deve-se ao cobre, que diminui o momento magnético do Ni, pois ocorrem fortes hibridizações e mudanças nos níveis de elétron s-d. O cobre ($a = 3.62\text{Å}^\circ$) possui maior tamanho atômico se comparado ao Fe ($a = 2.28\text{Å}^\circ$) ou ao Ni ($a = 3.52\text{Å}^\circ$). O incremento nos parâmetros de rede altera o volume da célula unitária da liga e as propriedades magnéticas devido a diferença no volume da célula primitiva de Cu, que ligeiramente expande toda a estrutura da liga FeNi [52, 53]. A expansão causa uma tensão nas ligações, provoca distorções na largura da banda e aumenta a densidade dos estados nas superfícies de Fermi, onde o ferromagnetismo torna-se mais apreciável. Esse incremento provoca mudança na temperatura de Curie [54, 55]. A presença do cobre também faz com que o material migre da fase cristalina Cubica de Face Centrada (FCC) para a Cubica de Base Centrada (BCC). Nesta fase o Permalloy possui menor temperatura de Curie [54, 56].

2.4.1 Temperatura de Curie

Todas substâncias na natureza apresentam algum tipo de magnetismo. As propriedades magnéticas tem origem na estrutura atômica dos elementos, mais especificamente no momento angular de spin e momento angular orbital. A classificação magnética dos materiais está relacionada com a maneira como estes materiais respondem quando exposto a um campo magnético externo. Dentre as várias classes de materiais magnéticos, destacam-se aqui duas. Os ferromagnéticos possuem uma magnetização espontânea e de forte tendência dos spins se alinharem uns aos outros, com isso respondem a estímulo magnético. Quando exposto a um campo externo,

os momentos magnéticos atômicos se alinham e ficam assim por um tempo indeterminado, são os ímãs permanentes. Os paramagnéticos possuem algum ordenamento ou alinhamento dos momentos magnéticos apenas na presença de campo magnético, se desligar o campo, a magnetização desaparece [57].

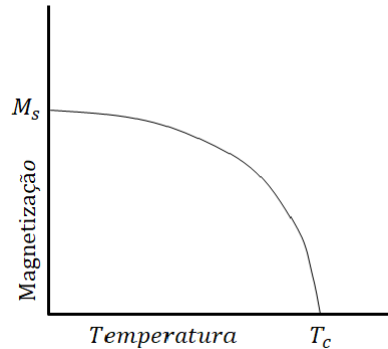


Figura 2.19: Curva típica em uma medida de temperatura de Curie.

Uma propriedade importante da matéria é a temperatura cujo um dos papéis é provocar desordenamento magnético em materiais. A interação de troca tende a alinhar os domínios magnéticos em uma única direção, a temperatura tenta destruir esse ordenamento. O resultado dessa competição estabelece uma fronteira entre fase ordenada e desordenada. A temperatura na qual a energia térmica $k_b T$ supera a energia de Exchange é conhecida como temperatura de Curie (T_c). Em altas temperaturas a agitação térmica faz com que os momentos de dipolos se orientem aleatoriamente dando origem a um estado magnético desordenado e o material se torna paramagnético. A susceptibilidade na fase paramagnética tem dependência com a temperatura, que dificulta o ordenamento dos momentos magnéticos.

$$\chi = \frac{C}{T - T_c} \quad (2.0)$$

Para o caso que a interação magnética entre qualquer momento magnético de átomos próximos no interior de um material é desprezível a equação 2.4.1 se torna $\frac{1}{\chi} = CT$, lei de Curie. A relação da magnetização com a temperatura è estabelecida na equação 2.4.1.

$$M = \frac{C}{T} B \quad (2.0)$$

onde M é a magnetização resultante, T a temperatura, C uma constante específica de cada material e B o campo aplicado [58, 59].

A temperatura de Curie é diferente para cada substância ferromagnética. A maioria das substâncias ferromagnéticas tem uma T_c relativamente alta por exemplo, para o Permalloy, a temperatura de Curie é de cerca de 750°C , o ferro 770°C , cobalto 1121°C . A figura 2.19 ilustra a resposta da magnetização espontânea em função da temperatura. A magnetização é máxima

em $T = 0$ e nula acima da temperatura de Curie. Neste trabalho investigamos temperatura de Curie de amostras de Py compostas com diferentes concentrações de Cobre. As amostras foram magnetizadas e depois colocadas em aquecimento sobre uma chapa térmica, e a magnetização enquanto eram aquecidas medidas com a técnica MOKE.

2.4.2 Produção e caracterização do eletrodo de Cobre-Permalloy

Os filmes de CuPy foram depositados a partir de soluções aquosas contendo íons de Fe^{2+} , Ni^{2+} e Cu^{2+} . O banho composto utilizado na eletrodeposição contém $(30mM)FeSO_4$, $(700mM)NiSO_4$, $(20mM)NiCl_2$, $(16mM)$ Sacarina, $(400mM)H_3BO_3$ e $(19mM)CuSO_4$. Para crescer as estruturas foi utilizada eletrodeposição potenciostática pulsada. Procedimento que consistiu de intercalar pulsos característicos do Permalloy, com pulsos característicos do Cu. Concentrações de cada elemento nas amostras foram controladas com o tempo de cada pulso na deposição.

Na produção da liga de PyCu primeiramente foi realizado um estudo dos potenciais de deposição dos analitos presentes na solução. O comportamento do substrato de silício na solução de Ed foi investigado com a técnica voltametria cíclica. O intervalo de potencial de $0,2V$ a $1,2V$ foi varrido com uma taxa constante de $20mV/s$.

A figura 2.20 a) apresenta um voltamograma para a solução de PyCu. Para potenciais menores que $-0,4V$ nota-se aumento da corrente catódica, decorrente da redução de material no WE. São observados dois picos de redução em $-0,55V$ e $-1,05V$, indicando preferências de redução dos íons do eletrólito nesses potenciais. Para potenciais maiores que $-0,1V$ ocorre a dissolução da camada eletrodepositada, indicando que a afinidade entre as espécies reduzidas e o substrato não é suficiente para manter a integridade das estruturas.

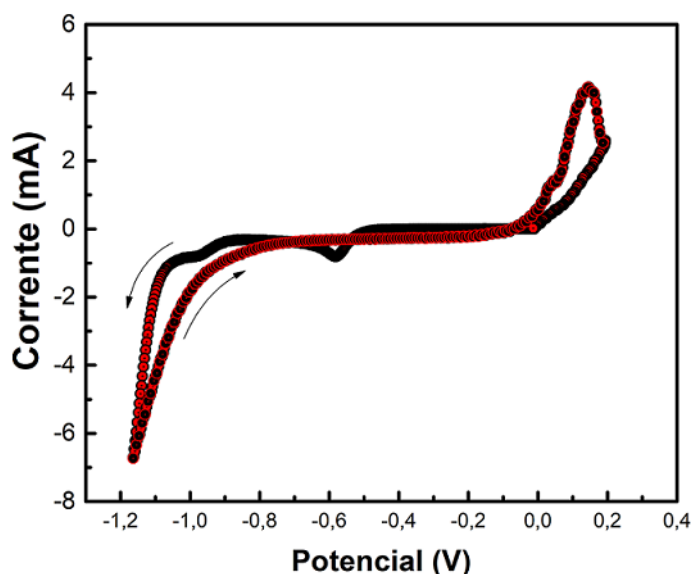


Figura 2.20: a) Voltamograma mostrando comportamento eletroquímico dos íons Cu, Ni e Fe em solução; b) Composição química das amostras obtida com EDS em função do volume.

Após um estudo com deposições em diversos potenciais, a investigação através de análise de EDS, mostrou que o potencial de $-1,05V$ é o de deposição de NiFe com concentração da liga Permalloy. O cobre com caráter metálico cristalino foi obtido com potencial de $-0,6V$ aplicado em relação ao potencial de circuito aberto (OCP). Cada amostra teve seu volume aumentado proporcionalmente ao aumento do tempo dos pulsos de deposição do cobre (implicando em aumento da quantidade de cobre). As amostras foram obtidas sempre com a mesma quantidade de Permalloy, e variando a quantidade de cobre através de deposição potencioestática pulsada intercalando os pulsos de potencial do Py com Cu. A figura 2.20 b) mostra a concentração Fe, Ni e Cu em função do volume das amostras. Pode-se observar uma queda constante do ferro e do níquel com o aumento do volume. Um pequeno desvio na proporção de níquel e ferro em relação a composição do Py pode estar relacionado a afinidade da permuta entre átomos de Cu e Ni na célula unitária.

Os filmes finos de CuPy foram produzidas os com 100 pulsos de cada potencial característico, intercalando-os. Para o permalloy, o tempo de $1s$ foi sempre constante. O cobre teve um tempo de deposição diferente para cada amostra; $0s$, $3s$, $6s$, $9s$, $12s$ e $15s$, que resultaram em concentrações de; 7%, 21%, 33%, 48%, 56% e 67% respectivamente.

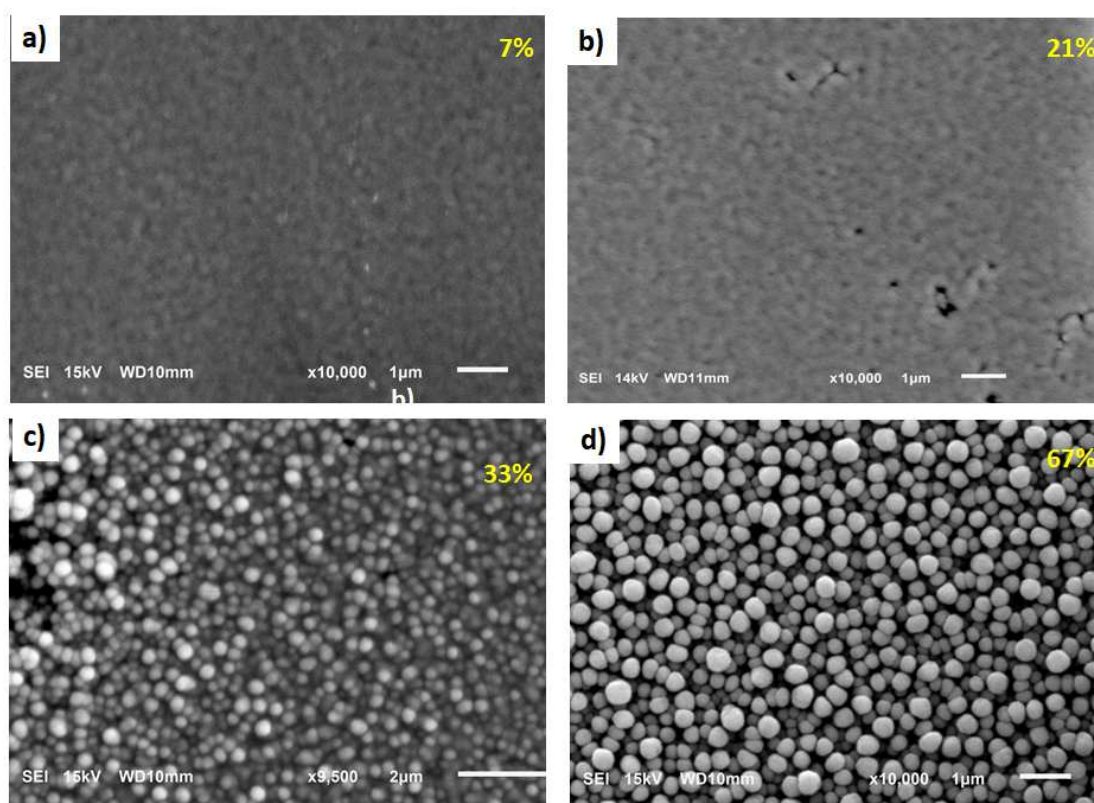


Figura 2.21: Imagens de MEV mostrando a evolução da morfologia com a quantidade de cobre para amostras contendo; a) 7%, b) 21%, c) 33% e d) 61% de Cu.

A análise da morfologia das amostras foi realizada com microscopia eletrônica de varredura (MEV). A figura 2.21 a), b), c) e d) mostram imagens de filmes de Permalloy com 7%, 21%, 33% e 67% de cobre respectivamente. A figura 2.21 a) mostra um filme fino de pequena quantidade de Cu. As estruturas de pequena dimensão (aproximadamente $0,1\mu m$) deixam o filme aparentemente uniforme. Aumentando o tempo dos pulsos de deposição de cobre a concentração aumenta para 21% mostrado na figura 2.21 b). Observa-se um padrão uniforme das estruturas e os formatos de grãos começam a se definir, proveniente do aumento de Cu. Amostra de Py com 33% de Cu mostrada na figura 2.21 c) apresenta estrutura com grãos de formato arredondado, e o aumento do cobre aumenta o tamanho dos grãos. Na figura 2.21 d) nota-se grãos de tamanhos maiores (aproximadamente $0,25\mu m$) e acredita-se que as estruturas de cobre estão envolvendo as do Permalloy, o que apresenta um aspecto similar as estruturas de um filme de cobre [22].

2.4.3 Medidas de Raio-X

As medidas de Difração de Raio-X foram realizadas no modo $\theta - 2\theta$. O interesse estava em investigar o comportamento da estrutura cristalina em função do aumento da quantidade de cobre nos filmes.

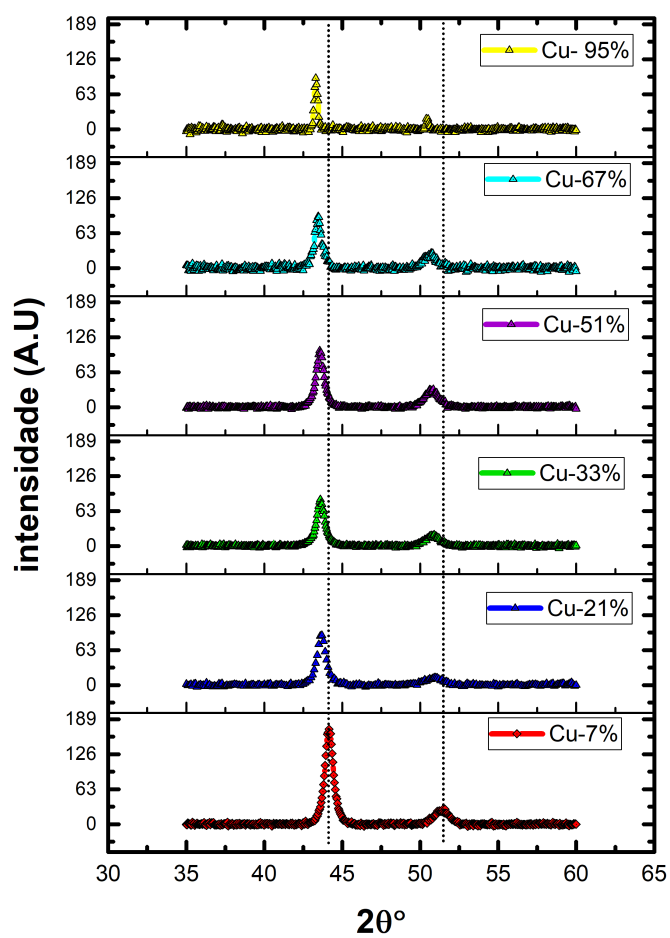


Figura 2.22: DRX para amostras de Py contendo diversas concentrações de Cobre.

A figura 2.22 mostra os padrões de difração de Raio-X para amostras contendo diferentes concentrações de Cu inseridos no bulk do Py. Os picos $2\theta \approx 44^\circ$ e 51° são as respectivas reflexões dos planos característicos do cristal (111) e (200) e revelam que as amostras apresentam um típico padrão de uma liga de PyCu com estrutura cúbica de face centrada (FCC) (ICSD 108378) [60]. O pico (111) é o mais intenso, o que relata uma orientação cristalográfica preferida nessa direção. Há uma mudança na posição dos picos em direção ao ângulo com o aumento da quantidade de cobre nos filmes. Essa pequena mudança em relação ao ângulo está relacionada ao aumento de material na fase cristalina Cubica de Base Centrada (BCC) [61].

2.4.4 Medidas de susceptibilidade

Medidas de susceptibilidade magnética foram realizadas para investigar o efeito da presença de cobre na magnetização e na coercividade do Permalloy.

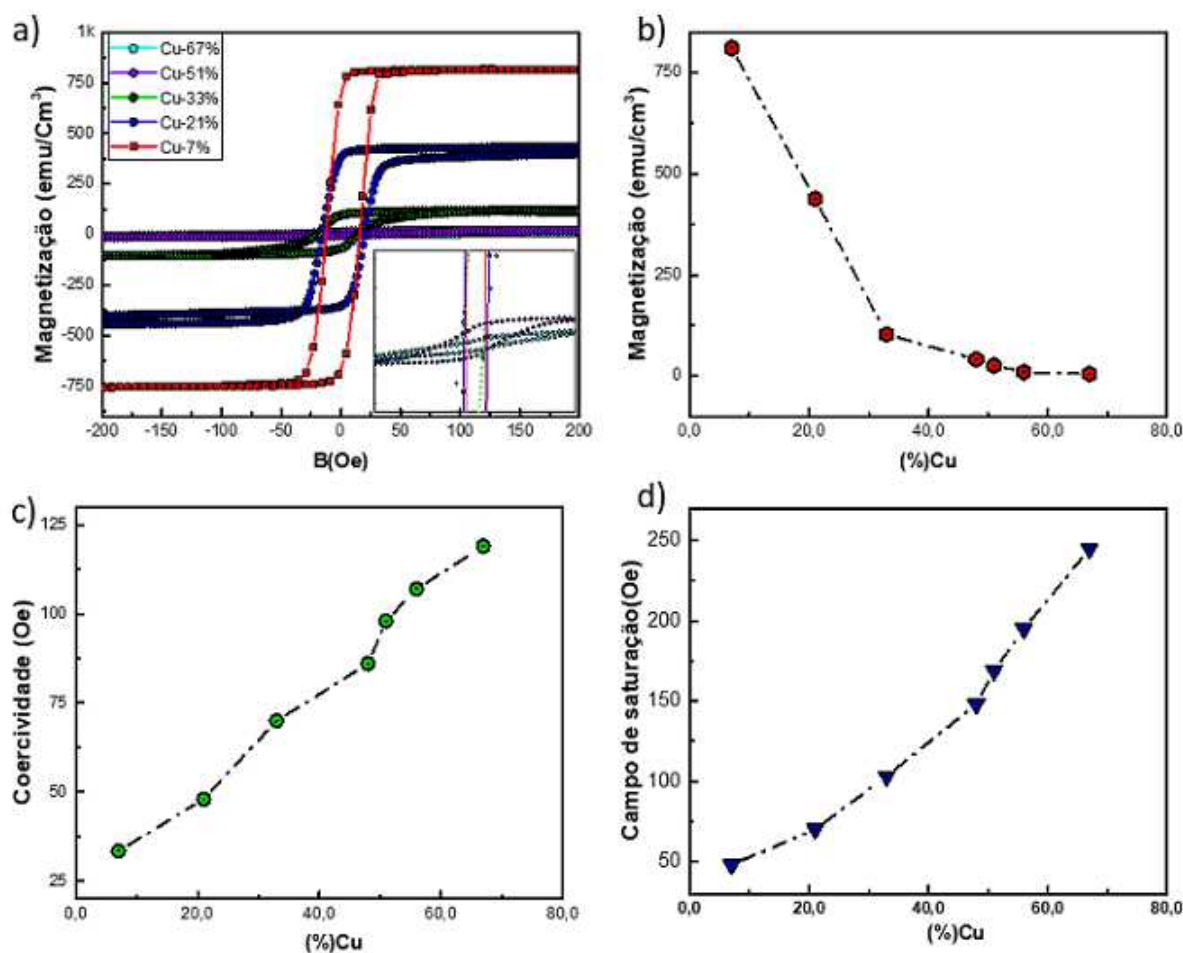


Figura 2.23: a) Curvas de magnetização para amostras de Py contendo 7%, 21%, 33%, 51% e 67% de Cu. Medidas em função da porcentagem de cobre nas amostras: b) Magnetização por volume; c) Coercividade e d) campo de saturação.

A figura 2.23 a) mostra curvas de magnetização para concentrações de 7%, 21%, 33%,

51% e 67% de cobre nos filmes de Py. Amostras contendo baixa quantidade de cobre 7% a 21% apresentam magnetização remanescente diferente de zero, estreito laço de histerese e a baixa coercividade (campo coercitivo $< 100\text{Oe}$). Nessas amostras, as propriedades de material ferromagnético macio são conservadas. Para amostras contendo maiores quantidades de cobre são observados diminuição da magnetização e alargamento do laço de histerese. Tal observação permite afirmar o comportamento já esperado, uma vez que o cobre por ser um material com característica diamagnética torna a liga mais "dura". Também pode ser decorrência do aumento da interação dipolar entre os momentos magnéticos do FeNi com os momentos do cobre. Para baixa concentração de Cu, a remanência é alta e a mudança de magnetização é abrupta, enquanto na amostra com maior concentração de Cu a reversão da magnetização é muito suave. Esse comportamento pode ser atribuído à geometria esférica de grãos, que permite vórtices como a topologia de magnetização.

A Figura 2.23 b) apresenta resultados para medições de magnetização em função da quantidade de cobre. Há uma queda acentuada na magnetização de $800\text{emu}/\text{cm}^3$ a $80\text{emu}/\text{cm}^3$ em amostras contendo 7% a 33% de Cu, respectivamente. Para amostras com mais de 40% de Cu, a magnetização diminui de forma menos acentuada. Acredita-se que existam mais átomos de cobre com quase nenhum momento magnético substituindo os átomos de níquel na estrutura CuPy. A Figura 2.23 c) mostra que maiores quantidades de cobre nas amostras de Permalloy requerem campos maiores para orientar os domínios. O cobre aumenta o volume da amostra e aumenta o número de domínios, ampliando o ciclo de histerese. A coercividade tem um comportamento de crescimento quase linear com a quantidade de cobre. A Figura 2.23 d) mostra que mesmo em filmes com grandes quantidades de cobre, a permeabilidade diminui pouco, visto que o campo coercitivo não ultrapassa 120 Oe. Estes resultados sugerem que as propriedades magnéticas estão relacionadas a mudanças na microestrutura e /ou composição das ligas.

2.4.5 Medidas de magnetização em função da temperatura

A seguir é apresentado na figura 2.24 medidas de magnetização realizadas com a técnica MOKE. Os dados apresentados no gráfico confirmam o comportamento já observado nas medidas realizadas com susceptômetro. Os valores de magnetização e coercividade obtidos foram similares, o que reafirma as explicações da seção anterior. Nota-se para a amostra contendo 51% de Cu um valor de campo coercitivo bastante intenso, o que reforça característica de material duro. Pode ser notado também um achatamento da curva o que indica uma dificuldade maior da reversão da magnetização. Na curva em destaque é observado dois pequenos platôs, o que pode ser uma indicação de formação de vórtices.

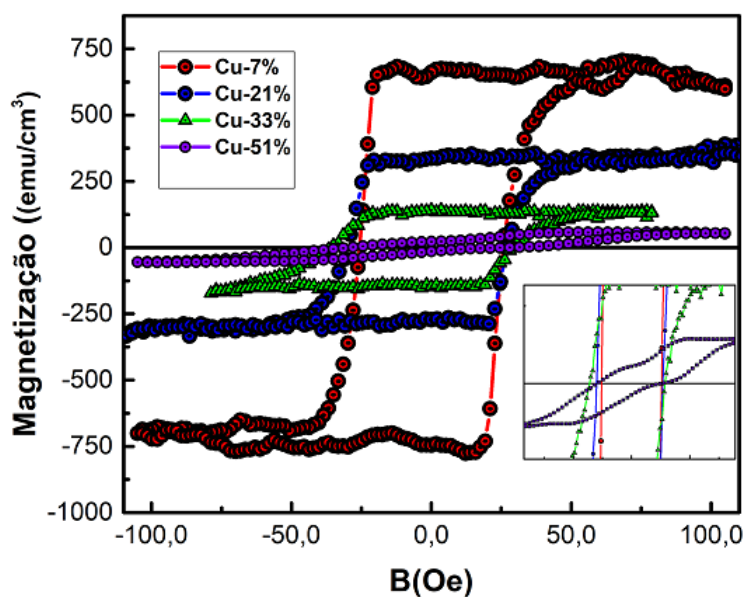


Figura 2.24: a) Curvas de magnetização para amostras de Py com 7%, 21%, 33%, 51% medidas com MOKE.

O interesse maior nas medidas magnéticas com MOKE estava em obter a magnetização antes de submeter as amostras a variações de temperatura. As curvas de magnetização sempre terminavam nos valores máximos de campo aplicado para atribuir uma magnetização remanente as amostras. Posteriormente começava o aquecimento das amostras enquanto a magnetização era medida continuamente. Os resultados deste processo são apresentados na figura 2.25 a).

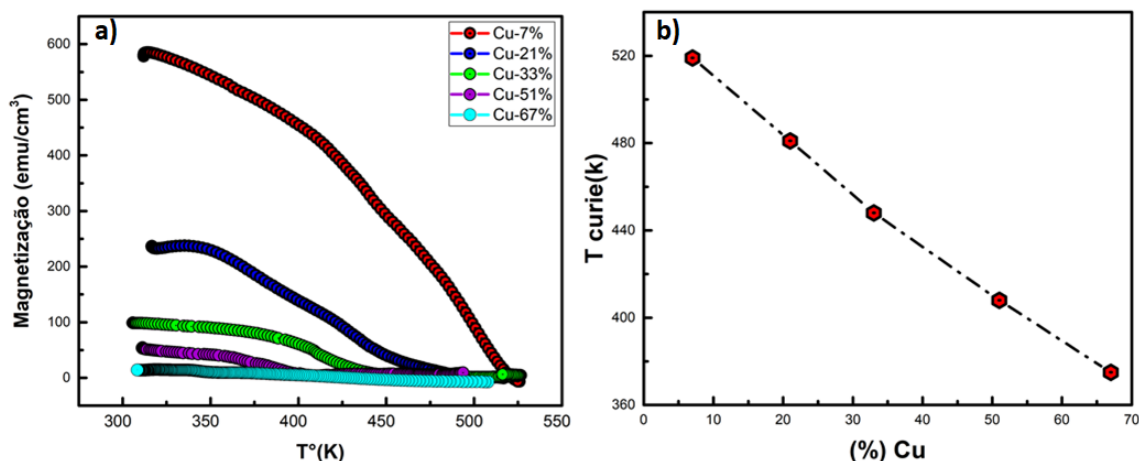


Figura 2.25: a) Curvas de desmagnetização em função da temperatura para amostras contendo 7% , 21%, 33%, 51% e 67% de Cu. b) Temperatura de Curie em função da quantidade de cobre.

Na figura 2.25 a) são mostradas as curvas de demagnetização para amostras contendo 7% , 21%, 33%, 51% e 67% de Cu. Pode-se notar que para amostras contendo maiores quantidades de cobre a queda de magnetização (desmagnetização) é mais acentuada e uma magnetização nula é alcançada em temperatura menores. A perda de magnetização para amostra contendo

7% da-se em aproximadamente 530K enquanto que amostra contendo 67% em 380K. Na figura 2.25 b) é apresentado o resultado para temperatura Curie em função da quantidade de cobre. O comportamento praticamente linear indica uma proporcionalidade entre quantidade de cobre na estrutura do Permalloy e temperatura de Curie. Uma das explicações para a queda na temperatura de Curie está relacionada a um aumento de material com fase cristalina BCC confirmada na difração de Raios-X. O Permalloy tem uma temperatura de Curie até 300k mais baixa nesta fase cristalina [54]. Também pode ser explicado pela redução do momento magnético nos átomos de níquel adjacentes aos átomos de cobre devido interação de troca. Este efeito magnético direto resulta da substituição de átomos de níquel por átomos de cobre com pouco ou nenhum momento. Há também um fator que contribui para a redução do efeito magnético, pela cooperação entre átomos vizinhos com aumento da concentração no cobre. Isso leva a um aumento nos momentos reduzidos, afetando o valor T_c [56].

2.5 Cobalto Térbio- $Co_{1-x}Tb_x$ - Material ferrimagnético compensado de anisotropia fora do plano produzido com eletrodeposição.

Materiais magnéticos são amplamente utilizados em dispositivos de armazenamento e processamento. Memórias não voláteis e transistores controlados por campo magnético ganharam notoriedade com a chegada da spintrônica. Com a miniaturização os materiais magnéticos empregados experimentaram uma transição da magnetização no plano para a perpendicular ao plano. Para atender essa solicitação ligas diversas foram desenvolvidas com materiais ferromagnéticos, ferrimagnéticos e composições com metais de terras raras. As principais vantagens da magnetização fora do plano são; aumento da integração, estabilidade para células individuais, interação estática de longo alcance sem interação dipolar, imunidade contra perturbação de campo externo além de inibir a formação de vórtices [62, 63].

Hoje em dia as principais ligas com magnetização perpendicular são baseadas em metais de transição/terras raras. Neste campo os materiais ferrimagnéticos ganham notoriedade. Os ferrimagnéticos possuem sub redes antiferromagnéticas, no entanto essas sub redes não necessariamente possuem o mesmo momento magnético ou consistem da mesma espécie atômica. A orientação da magnetização dos ferrimagnéticos pode ser controlada com a composição química. A concentração relativa dos elementos que compõe a liga ferrimagnética pode ser controlada até obter um estado magnético de compensação, ou seja um estado onde, magnetização líquida no plano da amostra vai para zero [64, 65].

A liga de $Co_{1-x}Tb_x$ possui pequena magnetização residual, acoplamento dipolar baixo e magnetização sintonizável com a proporção de Co e Tb, oferecendo a possibilidade de controle

magnético por mecanismos ópticos e elétricos [66]. A forte anisotropia perpendicular a torna material de interesse para aplicações em sensores magnéticos, transistores e dispositivos de memória. A magnetização fora do plano permite utilização de filmes muito finos sem que efeitos em paralelo apareçam, como por exemplo vórtices. Há ainda poucos estudos das propriedades dessa liga produzida com técnica eletrodeposição. Neste trabalho propomos produzir amostras que permitissem avaliar a magnetização perpendicular, estudar a composição da liga que oferece estados compensados (magnetização nula no plano) em relação a direção do campo externo aplicado e a viabilidade de aplicação em sensores magnéticos, transistores e dispositivos de Memória magnética [67, 68].

A magnetização da liga CoTb resulta da magnetização do Tb e das sub-redes do Co. No cobalto um forte acoplamento é observado nos elétrons 3d que ocupam uma camada externa e participam da estrutura de banda. A banda 3d é parcialmente preenchida e o comprimento de onda Fermi λ_f muito maior que a distância interatômica, causando um acoplamento ferromagnético dos momentos dos elétrons. O magnetismo do Tb é devido aos seus elétrons 4f fortemente localizados em uma camada interna que não participam de ligações interatômicas e, portanto, nenhuma interação direta pode ocorrer [64, 69]. Na liga de CoTb, o momento magnético é devido ao acoplamento de troca entre o momento itinerante da sub-rede Co e os elétrons 4f localizados da sub-rede Tb. As duas sub-redes são acopladas antiferromagneticamente. Assim, as ligas são consideradas ferrimagnéticas, pois as magnetizações da sub-rede têm magnitudes diferentes. A magnetização total da liga CoTb é obtida da diferença das duas contribuições [70, 71].

A fabricação e investigação de ligas ferrimagnéticas é pouco relatada devido ao desafio significativo de desenvolver compósitos ferrimagnéticos facilmente construídos com parâmetros sistematicamente controláveis [72, 73]. Neste trabalho propomos desenvolver uma liga de cobalto térbio com a técnica eletrodeposição. As amostras terão grande controle da concentração dos elementos além da investigação a anisotropia magnética perpendicular e ponto de compensação.

2.5.1 Produção e caracterização do eletrodo de CoTb

A liga de CoTb foi obtida com eletrodeposição potencioestática em uma solução contendo 100mM TbCl_3 , 20mM CoSO_4 e $500\text{mM H}_3\text{BO}_3$. Para controlar, manter o pH em 2,15 e obter co-deposições estáveis de cobalto e térbio, H_2SO_4 foi adicionado na solução [72, 73]. O interesse é estudar o comportamento dos filmes ferrimagnéticos de CoTb com anisotropia fora do plano depositadas sobre Permalloy. As estruturas de Py foram crescidas com tempo de 20s e procedimento análogo ao descrito na seção 2.3.1.

O estudo do comportamento eletroquímico do eletrodo Py/Si na solução de CoTb foi realizado com voltametria cíclica. Para identificar os potenciais característicos de co-deposição da

liga, um intervalo de potencial de $-0,2$ a $2,3V$ foi varrido com uma taxa constante de $20mV/s$.

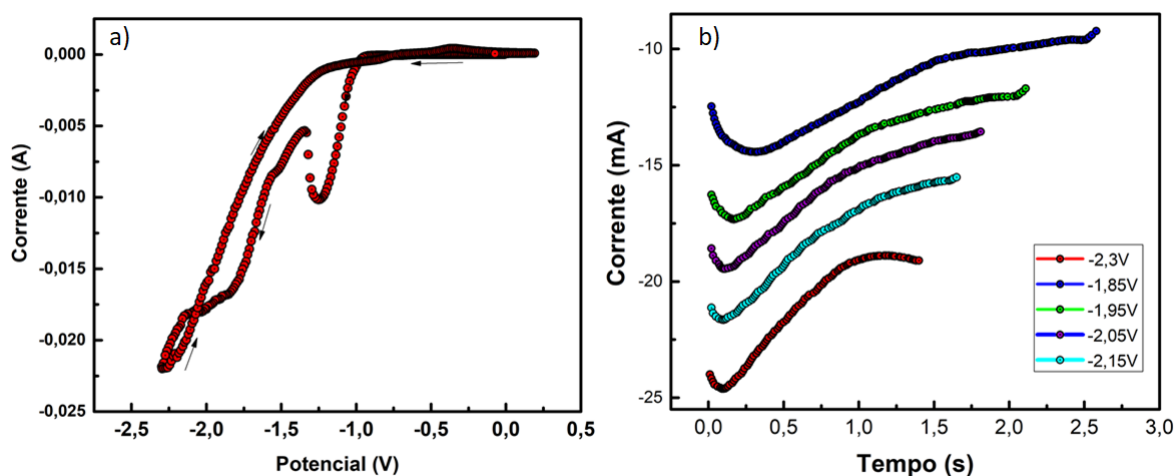


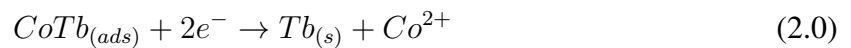
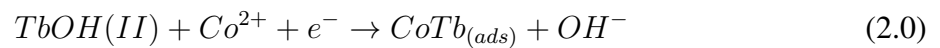
Figura 2.26: a) Voltamograma do eletrodo de Py/Si em solução de CoTb; b) Transientes de correntes para diferentes potenciais de eletrodeposição com tempo de 15s.

A figura 2.26 a) apresenta um voltamograma típico do eletrodo Py/Si no eletrólito de CoTb. Para potenciais menores que $-0,8V$ nota-se aumento da corrente catódica, decorrente da redução de material no WE. São observados dois picos de redução nos potenciais $-1,28V$ e $-2,05V$, indicando preferências de redução do Co e Tb respectivamente. Para potenciais maiores que $0,5V$ ocorre a dissolução da camada eletrodepositada, indicando que a atração entre os átomos de CoTb e Py não é suficiente para manter a integridade das estruturas. No início do processo não ocorre reação, pois a célula eletroquímica não dispõe de energia suficiente, tampouco atinge os potenciais característicos. Quando o eletrodo de trabalho é varrido em potenciais mais intensos (negativo), algumas reações começam acontecer, e uma corrente catódica é observada no voltamograma. Ao atingir valores do potencial de redução das espécies contidas na solução, um aumento da corrente é detectado, oriunda das reações de redução que resultam na deposição do metal. Nesse momento os íons próximos ao substrato foram em sua maioria reduzidos, e novos íons se deslocam por difusão ocasionando uma diminuição momentânea da corrente. Posteriormente, em potenciais mais intensos a corrente volta aumentar, como resultado da hidrólise que ocorre na solução.

Amostras foram crescidas em diversos potenciais para identificar a composição do Co e de Tb para cada potencial. A figura 2.26 b) mostra os diversos transientes de correntes para $15mC$ de carga. A carga eletrodepositada é uma estimativa considerando que cada elétron que atravessou o eletrodo de trabalho reduziu um íon da solução levando em conta a valência. Trata-se de um mecanismo o qual controla a espessura através do software de eletrodeposição. Todas as deposições de CoTb foram realizadas com essa quantidade para garantir a mesma espessura de acordo com a equação 2.2.1. As correntes tornam-se mais negativas (catódicas) com o aumento do potencial e o tempo de deposição diminui. Potenciais negativos mais intensos

umentam a energia na célula eletroquímica aumentando a velocidade das reações. Nota-se também que o transiente de corrente estabiliza mais rápido em menores potenciais com aumento da reação. Tal fato pode ser indicio da proporção de deposição entre os elementos da solução. Nos potenciais mais negativos há uma preferência maior para deposições do térbio, e o aumento da intensidade de corrente nem sempre indica uma maior taxa de crescimento do material, mas sim pode estar havendo hidrólise do solvente.

A proporção de Co e Tb varia com o potencial. A figura 2.27 a) mostra análises de EDS dos diversos filmes eletrodepositados com mesma espessura. Para potenciais maiores que -1,9V há uma preferência na deposição do cobalto. Em potenciais acima de 2,2V ocorre uma co-deposição de cobalto térbio com uma tendência maior para deposição do Tb. No intervalo de potencial 1,9V – 2,05V é depositado quantidade de cobalto entre 60% e 80%. Segundo algumas referências, trata-se da concentração de compensação da liga [72, 74]. O processo de deposição da liga CoTb pode ser representada nas equações 2.5.1.



Nos potenciais preferenciais do térbio, os íons solvatados se tornam hidróxidos e reagem como catalisadores do cobalto para formar um metal misto. Nos potenciais mais baixo, o cobalto é depositado preferencialmente e começa a alcançar a igualdade na concentração com o térbio em torno de 1,9V. A concentração de Tb é sempre seguida de co-deposição de cobalto nos potenciais mais altos.

Para avaliar a cristalinidade das estruturas, caracterização estrutural com medidas de Raio-X foram realizadas. Muitas referências relatam a liga contendo mais de 50% de térbio como amorfa [75] [72]. A figura 2.27 b) mostra espectros de Raio-X para amostras contendo 28%, 65% e 98%. Difractogramas de amostras com composição maior de Térbio não apresentaram picos referentes ao CoTb. Os picos observados de acordo com a literatura são correspondentes a manifestação do cobalto. As difrações que acontecem em $2\theta = 44,3^{\circ}$ correspondem ao plano (111).

A qualidade e uniformidade dos filmes de CoTb foram estudadas com Microscopia Eletrônica de Varredura. Na figura 2.28 são apresentadas imagens de MEV que mostram filmes contínuos e de pouca descontinuidade. Imagens de amostras com baixa concentração de Tb apresentadas nas figuras 2.28 a) e b) mostram estrutura menores e mais coesas. Para concentração intermediária é notório o surgimento de uma estrutura granular. Possivelmente está relacionada ao aumento de térbio nos filmes. Tal afirmação fica mais evidente na imagem mostrada na letra d). Para maiores concentrações de térbio há maior formação desses grãos, o que leva a afirmar que possivelmente trata-se de térbio permeado por uma estrutura coesa de Co.

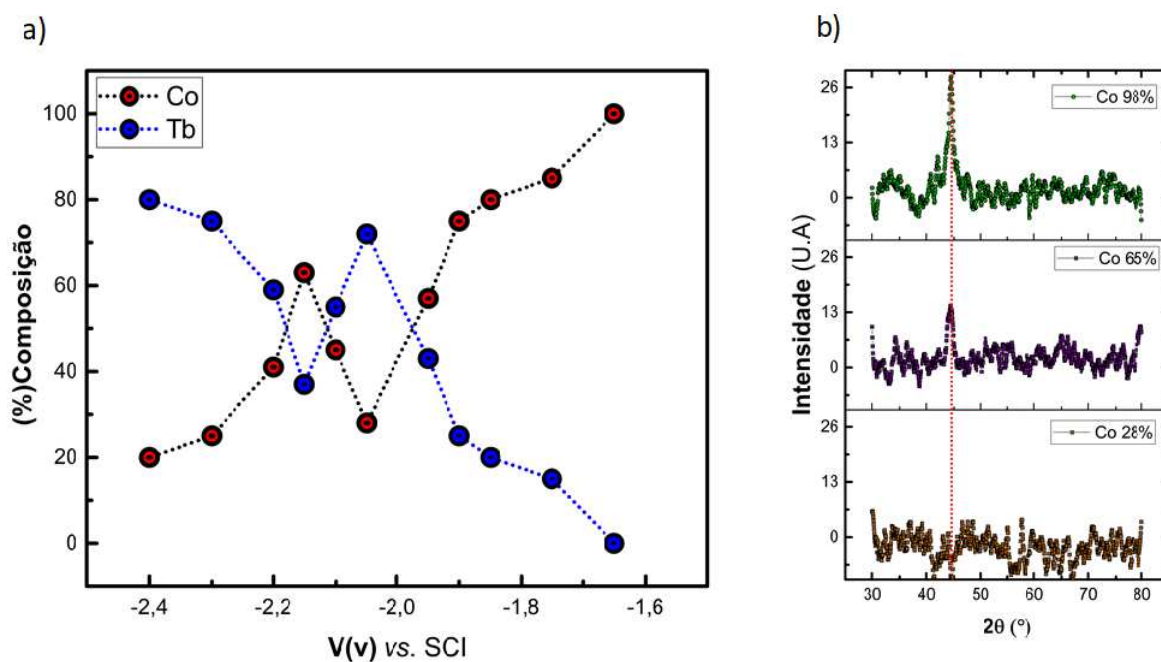


Figura 2.27: a) EDS mostrando a variação da composição dos filmes de CoTb em função do potencial; b) Difração de Raio-X para filmes contendo diversas composições de CoTb.

No intuito de confirmar as afirmações sobre as imagens de MEV houve também caracterização com AFM. A figura 2.29 mostra imagens topográficas para várias amostras contendo diferentes quantidade de Co e de Tb. Nelas são observados um padrão de estrutura que concorda com observado no MEV e confirmam que o aumento de térbio nas amostras favorece surgimento de pequenos grânulos com formato cônico. Para quantidade intermediarias de térbio esses grânulos são rodeados de uma estrutura esponjosa bem uniforme. Na amostra com maior quantidade de térbio nota-se grande concentração desses grãos.

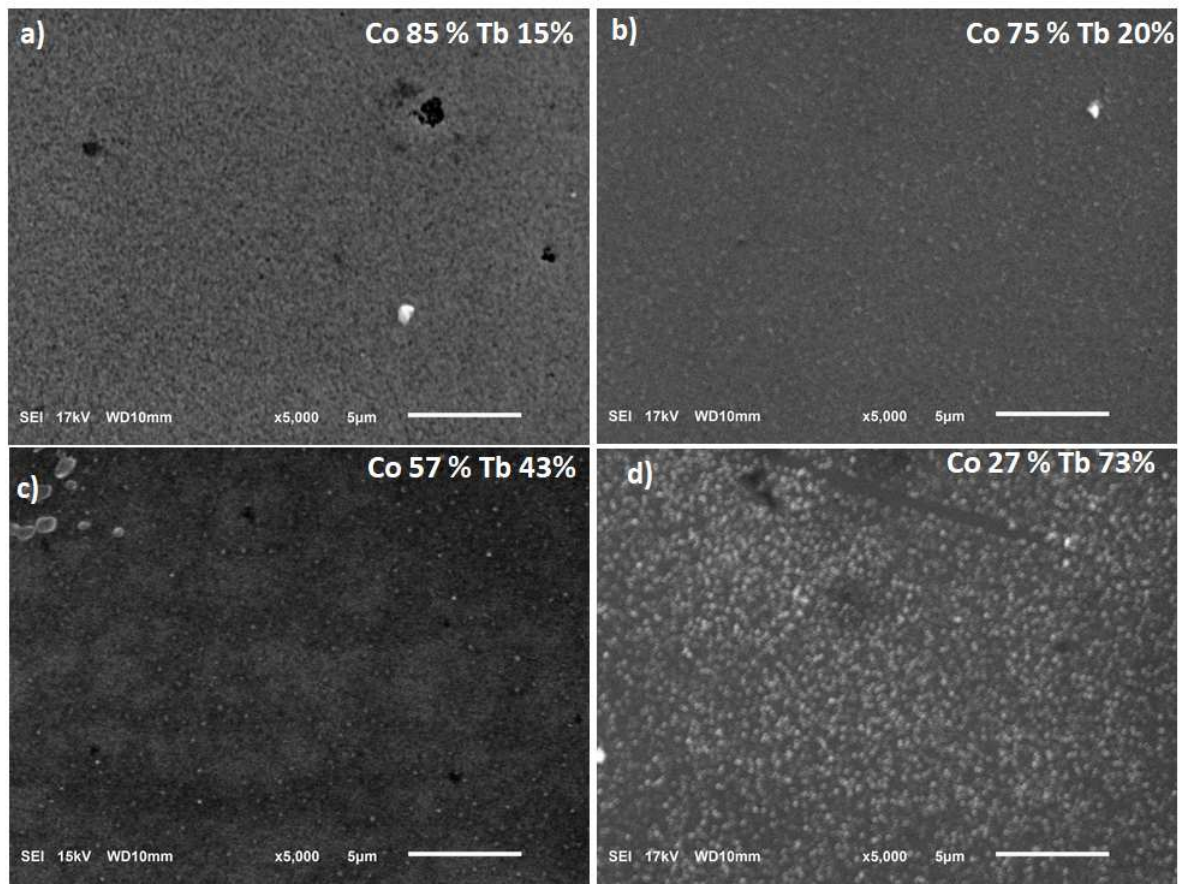


Figura 2.28: a) Imagens de MEV mostrando aspectos estruturais para amostras com diversas concentrações de cobalto e térbio.

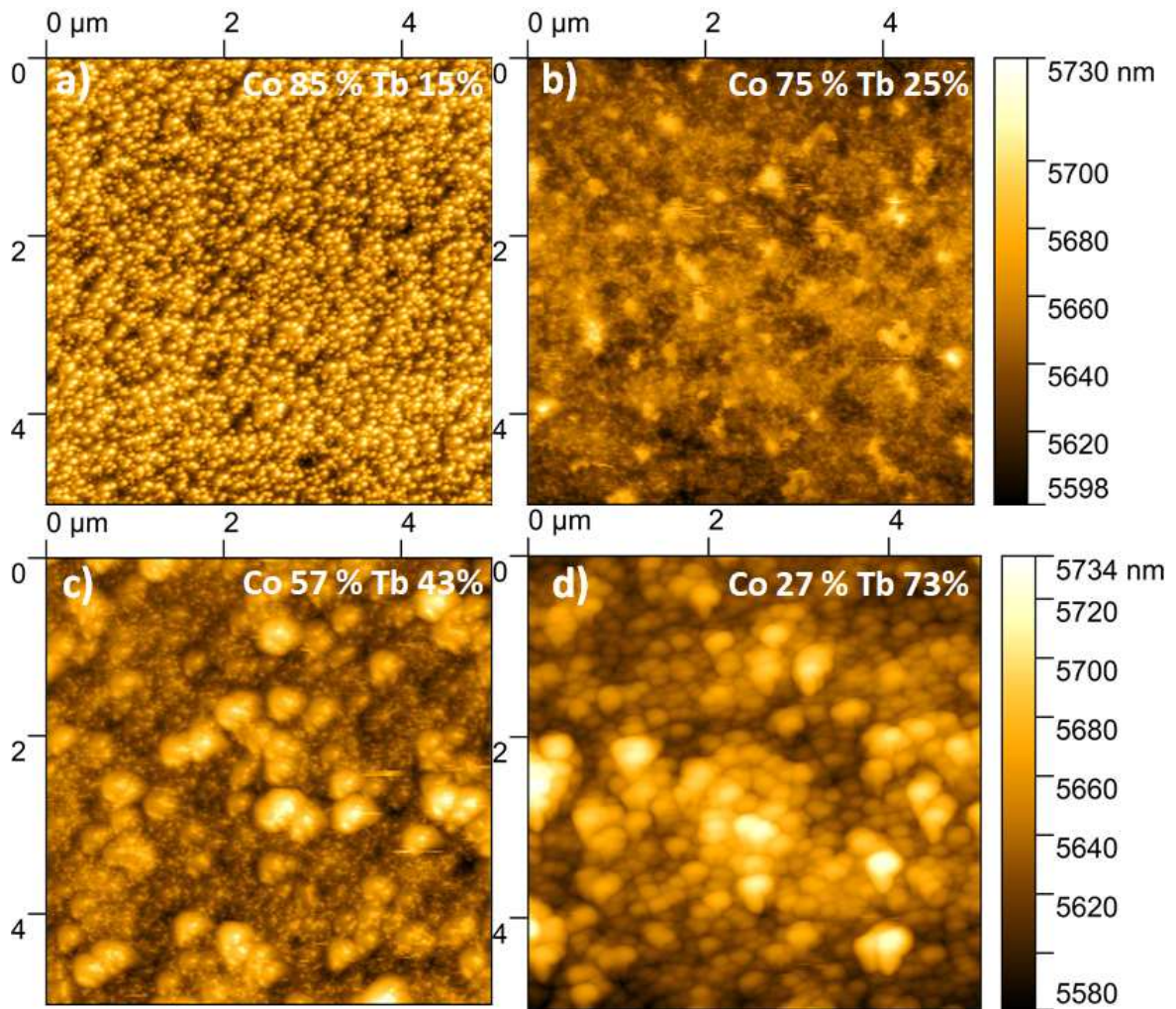


Figura 2.29: a) Micrografias de AFM mostrando aspectos estruturais para amostras com diversas concentrações de cobalto e térbio.

Para investigar a direção preferencial de magnetização da liga CoTb e a concentração de compensação, diversas caracterizações magnéticas foram propostas. Anisotropia perpendicular da liga CoTb é identificada em amostras produzidas com outras técnicas [74, 76]. A figura 2.30 a) mostra curvas de medidas da magnetização em função do campo aplicado no plano das amostras contendo diferentes quantidades de Tb e Co. As curvas de magnetização mostram boa saturação, exceto a amostra contendo 25% de térbio. As amostras contendo respectivamente 25%, 37% apresentaram menor magnetização e baixa saturação se comparada com outras. Tais características podem ser indício de anisotropia fora do plano.

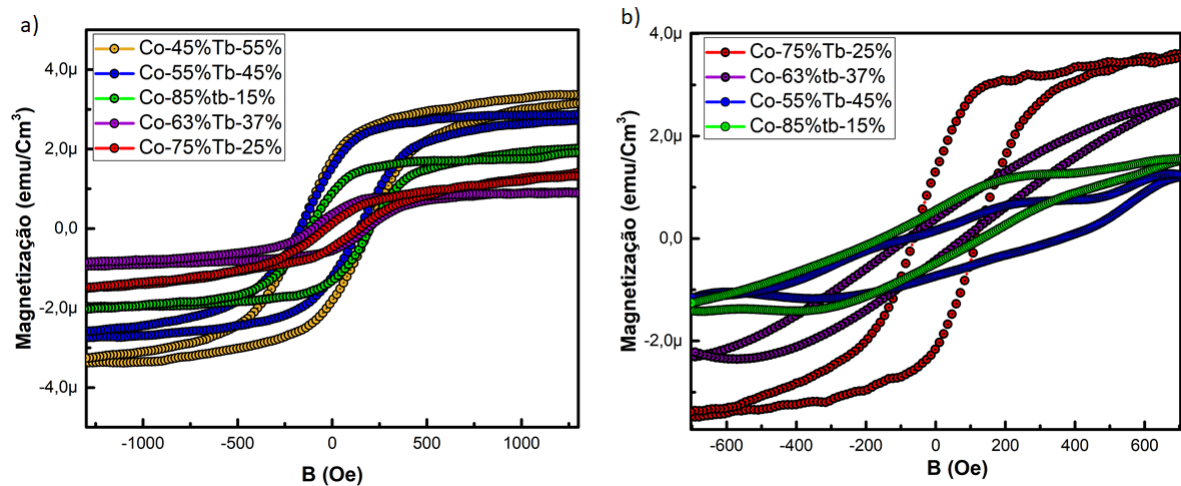


Figura 2.30: Medidas de susceptibilidade das amostras variando as quantidades de cobalto e térbio; a) Medidas realizadas no plano; b) Medidas realizadas perpendicular do plano.

Avaliando as medidas com campo aplicado perpendicular ao plano da amostra nota-se uma maior magnetização para amostras contendo respectivamente 25%, 37% concordando com a afirmação anterior. O fato da magnetização maior e saturada fora do plano é um indicativo de anisotropia perpendicular. A comparação dos campos coercitivos e magnetização das amostras com 25%Tb e 75%Co mostra maiores valores medidos na configuração fora do plano. A partir dessa observação é bastante razoável afirmar que magnetização dessa amostra é perpendicular. A figura 2.30 a) mostra curva de magnetização no plano e perpendicular ao plano para concentração de 25% de térbio normalizada. Nota-se mais claramente anisotropia maior fora do plano garantida pela maior saturação da magnetização.

A liga CoTb na sua concentração de compensação apresenta maior magnetização fora do plano. Os dados extraídos da figura 2.30 reafirmam que amostras com concentração de térbio na faixa 25 – 35% apresentam compensação da magnetização. A figura 2.31 confirma tal comportamento em função da quantidade de térbio. Nota-se que os valores de magnetização em ambas a configurações são similares para pequenas quantidades de térbio. O aumento da concentração de térbio induz incremento na anisotropia fora do plano, que na faixa 25% e 35% possui valores mais intensos em relação aos medidos no plano. Acima dos 40% a magnetização novamente aumenta no plano e diminui na configuração perpendicular. Diante do comportamento mostrado, é razoável afirmar que amostra $Tb_{25}Co_{75}$ possui concentração de compensação [74, 76]. A compensação da magnetização no plano é decorrente da interação dos spins dos orbitais 4f de térbio e orbitais 3d de cobalto. O CoTb foi depositado sobre filmes Permalloy. Na concentração de compensação acredita-se que por interação spin-orbita a magnetização do Py é girada para fora do plano devido a maior anisotropia da liga ferrimagnética.

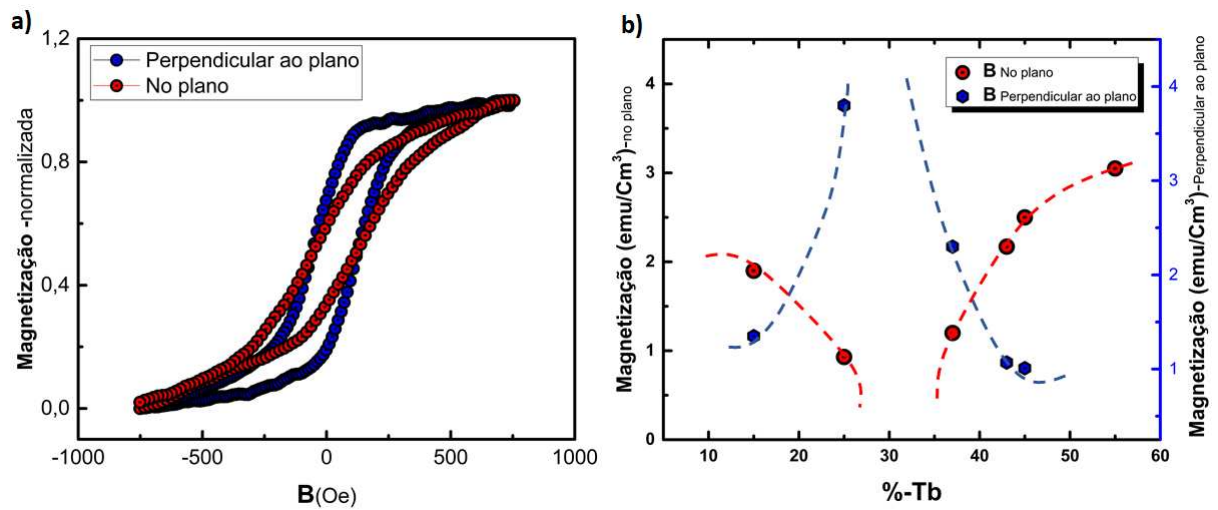


Figura 2.31: a) Medidas de magnetizações normalizadas para amostra com 25% de térbio no plano e perpendicular ao plano; b) Magnetização em função da quantidade de térbio no plano e perpendicular ao plano.

Para confirmar as propriedades magnéticas foram realizadas medidas de magnetorresistência anisotrópica na configuração longitudinal, no plano e perpendicular ao plano das amostras. As medidas de AMR apresentadas na figura 2.32 revelam maiores valores na configuração fora do plano para uma composição entre 20% e 35% de térbio. O observado nas medidas concorda com as medidas magnéticas mostradas na figura 2.30 e com a afirmação da composição de compensação do material ferrimagnético. As medidas de AMR realizadas no plano para essa mesma composição não possuem representatividade. Amostras contendo mais de 40% ou menos que 10% de térbio apresentam uma magnetização no plano. A porcentagem de AMR medida é muito superior à obtida perpendicular ao plano de magnetização das amostras.

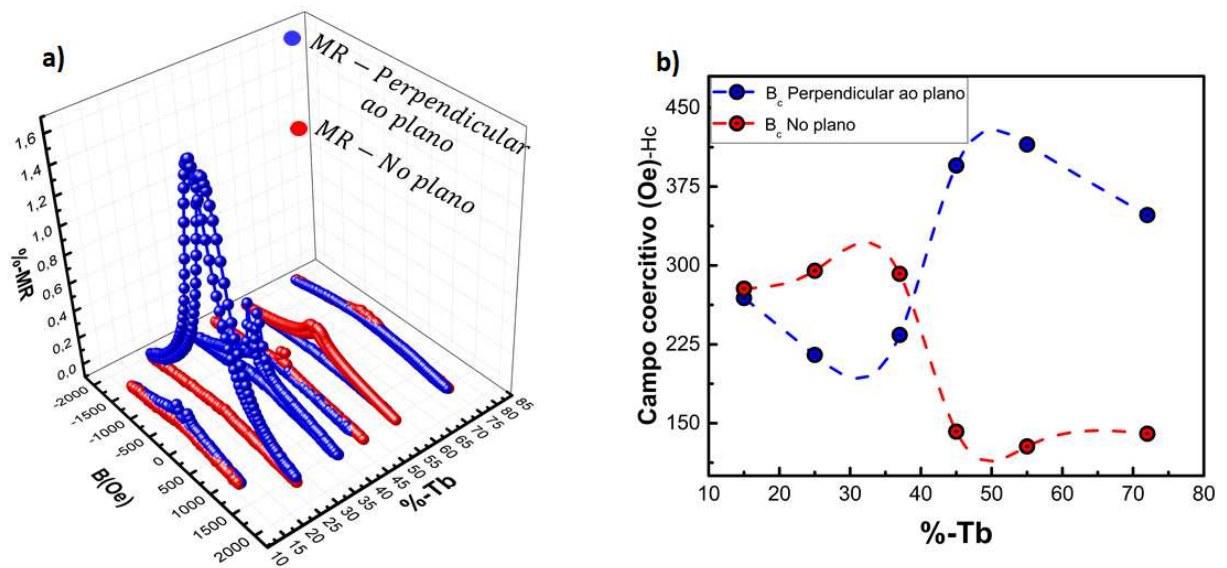


Figura 2.32: a) Medidas de magnetorresistência anisotrópica realizadas no plano e perpendicular ao plano em amostras com variadas quantidades de Tb; b) Coercividade obtidas no gráfico mostrado no item a).

Análise da coercividade corroboram com as afirmações acima e confirmam uma magnetização fora do plano para certas quantidades de térbio. A figura 2.32 b) mostra um gráfico com os valores do campo coercitivo para composições de térbio em medidas no plano e fora do plano. Já é sabido que coercividade está relacionada com a resposta magnética do material ao campo externo aplicado. Novamente comparando a coercividade no plano e fora do plano nota-se menores valores nas medidas fora do plano para as amostras 25% e 33% de térbio reafirmando a magnetização fora do plano e confirmando se tratar de uma composição próxima da compensação. O resultado confirma forte anisotropia perpendicular para a liga nessas condições. O comportamento observado fora do plano provavelmente está relacionado à interação de spin órbita do Py perpendicular ao CoTb e sugere a utilização de materiais eletrodepositados em investigações adicionais do torque de spin-orbita, dispositivos de comutação óptica e detecção experimental de Skírmions [64].

Capítulo 3

Transistor Spintrônico de Efeito de Campo

3.1 Estado da Arte

O Transistor Spintrônico de Efeito de Campo (spin FET) foi proposto com fonte de spins polarizados, canal de transporte dos spins e dreno para ler a informação transportada. No canal (elo de ligação da fonte com dreno) há um terceiro eletrodo chamada Gate que permite controlar através de potencial externo, a precessão dos spins com interação Rashba [12].

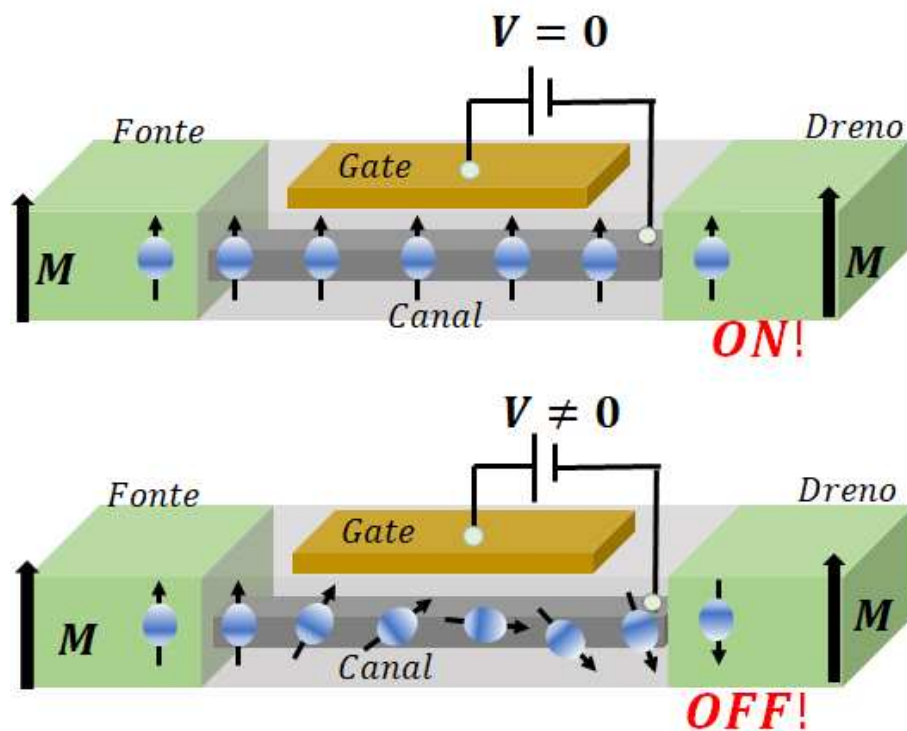


Figura 3.1: Arquitetura do spin FET com os três eletrodos: Fonte, canal e dreno .

A tensão de Gate muda o ângulo de precessão dos spins. Quando o alinhamento do momento

magnético dos elétrons no canal é paralelo à magnetização do dreno, a corrente de spin é lida, entretanto se a orientação é antiparalela a corrente cai acentuadamente e nenhuma informação é retornada. Variando a tensão no Gate, os estados ON/OFF cíclicos são interpretados devido diferentes ângulos de precessão criados pelas diferentes tensões aplicadas [77]. A figura 3.1 mostra a arquitetura do transistor spin FET, com fonte, dreno, canal semiconductor e Gate, além da orientação de spin em cada um dos terminais [16].

A realização experimental do spin FET necessita de injeção eficiente de corrente polarizada, materiais de fácil magnetização na fonte e no dreno. O material de canal deve possuir comprimento de difusão de spin maior que o do spin e fraco acoplamento spin-orbita. Materiais ferromagnéticos moles e semicondutores são respectivamente, os de maiores potenciais para produção do dispositivo. Spins polarizados podem ser injetados direto do metal no semiconductor, porém este processo é pouco eficiente. O semiconductor tem resistividade maior, o que provoca espalhamentos de spins na interface e a polarização se perde. A injeção de spin pode ser eficiente quando uma camada isolante é depositada entre o metal e o semiconductor. Os elétrons polarizados são injetados por tunelamento sem mudar orientação [78, 79].

Elétrons polarizados em spins são deslocados conservando a orientação em distâncias (comprimento de difusão de spin) características em cada material. No movimento difusivo, espalhamentos provocam colisões dos spins nos átomos do material do canal e a orientação de spin é perdida. No transporte balístico o elétron possui um comprimento de difusão maior que o canal, número de colisões é menor, e a orientação de spin é conservada [80]

O material de canal no spin FET deve permitir transporte balístico na maior distância e possibilitar a inversão da orientação de spins para controlar o transporte de elétrons polarizados no canal. Materiais com forte interação spin orbita possibilitam o controle da orientação de spin com campo elétrico externo através de interação Rashba. Por outro lado, apresentam baixo comprimento de difusão, implicando em dispositivos com canais curtos de elevado custo de produção e factíveis a efeitos quânticos que inviabilizam a produção. Uma alternativa seria materiais de elevados comprimentos de difusão, mas com outras possibilidades de controle da orientação de spins [80, 81]

O grafeno, um alótropo do carbono, é um material que possui grande comprimento de difusão de spins. Tido como semiconductor de gap nulo onde elétrons são considerados Férmions sem massa que movem extremamente rápidos, pode ser facilmente dopado. Um campo elétrico aplicado perpendicular ao plano do grafeno muda a população dos portadores, desloca o nível de Fermi e alterna o tipo de portador de carga entre elétrons e buracos, mudando a condutividade. Este efeito pode ser explorado em dispositivos para controlar o fluxo de spins polarizados e gerar os estados ON-OFF na transmissão das informações transportadas por spins. Os estados seriam gerados por ocupação das bandas no grafeno e o campo elétrico induz uma espécie de chaveamento [82, 83].

O spin FET pode ser concebido de materiais ferromagnéticos para fonte e dreno, canal de grafeno e camada de material isolante inserida entre o ferromagneto e o canal. Há muitos trabalhos mostrando produção de spin FET, porém poucos relatam controle da corrente de spins polarizados de maneira eficiente [84–90]. Na maior parte destes trabalhos os contatos ferromagnéticos são crescidos sobre o grafeno. Esse processo contamina o grafeno e compromete a qualidade eletrônica. Superfícies irregulares, impurezas, ou dobras no material grafítico diminuem qualidade e limitam o comprimento de difusão. A proposta de construir a estrutura do transistor com o grafeno colocado na última etapa pode ser um diferencial na qualidade do dispositivo, uma vez que é exposto minimamente aos processos de fabricação.

Neste trabalho propomos um dispositivo do tipo Spin FET com contatos ferromagnéticos de Permalloy, junção túnel de Al_2O_3 e canais de Grafeno. O diferencial da proposta está no processo de fabricação, toda estrutura de contatos ferromagnéticos e barreira túnel é fabricada em uma primeira etapa. A última etapa é a transferência do grafeno para o dispositivo. A figura 3.2 ilustra um esquema das etapas de fabricação do spin FET.

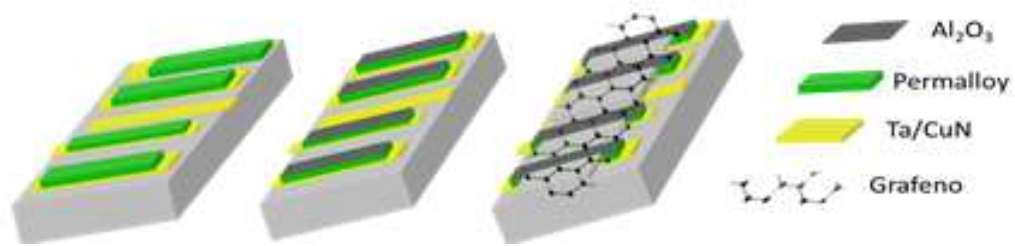


Figura 3.2: Ilustração das etapas do processo de produção do SPIN-FET. Sequência da esquerda para direita.

3.2 Spin do elétron- Como gerar spins polarizados, injetar e medir

A corrente elétrica pode ser polarizada em spins se conduzida através de um material ferromagnético magnetizado. Os elétrons emergem com polarização alinhada a magnetização do material e quando são transportados a um meio não magnético produz o efeito conhecido como injeção de spins. A injeção de spins é a base de funcionamento dos dispositivos spintrônicos. Dispositivos podem funcionar com corrente elétrica, corrente elétrica de spins polarizados ou correntes puras de spins. Explorar a tecnologia baseada no spin se tornou mais vantajoso pois o processamento de informação é mais rápido e custa menos energia que manipular carga elétrica.

3.2.1 Magnetorresistência Gigante

A primeira observação experimental de controle magnético de corrente elétrica ocorreu em 1989 com a descoberta da Magnetorresistência gigante (MRG) em multicamadas de Fe/Cr por Albert Fert e Peter Grunberg. Foi uma das primeiras observações de que elétrons poderiam ser polarizados e o transporte eletrônico controlado por campo magnético. A variação de 60 – 80% observada na resistividade apresentava forte dependência com a magnetização das camadas magnéticas. Baseado no modelo de Mott, associou-se dois canais de condução, um para cada estado de spin, Up e $Down$. Os portadores majoritários e minoritários possuem diferentes densidades de estados e mobilidades podendo então ser representados por duas bandas de condução paralelas com resistividades diferentes.

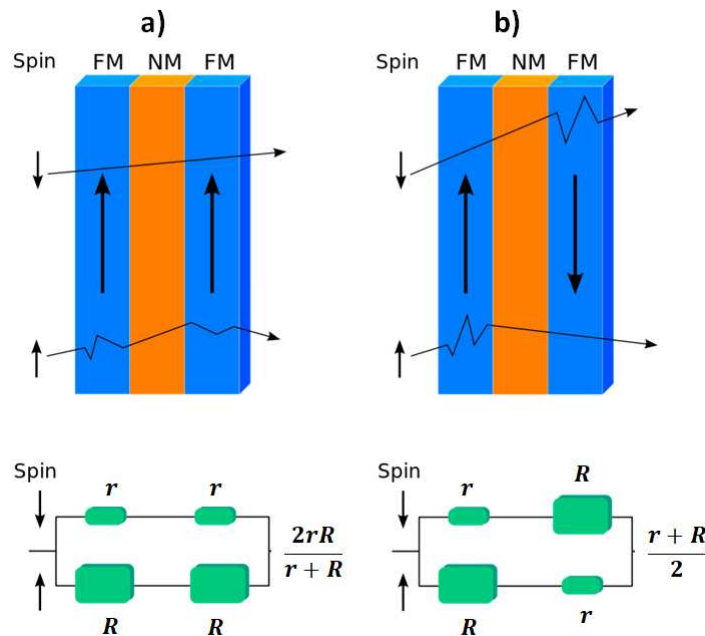


Figura 3.3: Ilustração dos canais de condução dos spins majoritários e minoritários e espalhamentos nas interfaces quando as camadas ferromagnéticas são; a) Paralelas b) Antiparalelas.

O efeito MRG pode ser explicado entendendo o comportamento eletrônico em uma estrutura de dois ferromagnéticos separados com material não magnético. A figura 3.3 ilustra o espalhamento de spins dependendo da orientação das camadas ferromagnéticas. Na orientação paralela das camadas magnéticas ilustrada na figura 3.3 a), os elétrons com polarização \downarrow são pouco espalhados ao passo que os com polarização \uparrow é muito espalhado. A resistência é baixa nesta situação. No caso contrário apresentado na figura 3.3 b), ambas as orientações de polarização serão submetidas a espalhamentos em uma camada ferromagnética ou outra implicando uma configuração de resistência maior [5, 91].

Quantitativamente a variação da resistência com o campo magnético é determinada através

da equação 3.2.1.

$$MR - \% = \frac{R(0) - R(H)}{R(H)} \times 100\% \quad (3.0)$$

Onde $R(0)$ é a resistência natural da amostras e $R(H)$ a resistência sobre influência do campo aplicado.

3.2.2 Magnetorresistência Túnel-TMR

Estudos de transporte de spins em interfaces teve inicio com Mott nos anos 30. Ele mostrou que elétrons majoritários e minoritários não se misturavam em processos de espalhamento e a condutividade era descrita como soma de duas contribuições independentes e desiguais, uma para cada orientação de spins. Na década de 70, Tedrow e Merservey descobriram o efeito túnel quando estudavam condução eletrônica em materiais magnéticos separados por uma camada isolante [18]. Trata-se da probabilidade não nula da partícula atravessar uma barreira de potencial com energia maior que a própria. Um efeito puramente quântico descrito como consequência do tratamento da partícula como uma onda [92].

A injeção de spins polarizados se dava por tunelamento. Dessa forma a incompatibilidade de condutividade foi contornada pela primeira vez com a inserção de fina camada isolante na interface metal-semicondutor. A corrente túnel é composta de elétrons em estados próximos com a energia de Fermi. A fim de conservar a direção de spin durante o processo de tunelamento, o elétron que atravessa a barreira com uma orientação de spin deve ser aceito pelo mesmo estado de spin do outro lado da barreira. O número de elétrons que podem tunelar a barreira é limitada pelo número de estados vazios no material para onde o spin é transferido. A polarização de spins na interface semicondutor ferromagnético atinge valores significativos quando a resistência interfacial excede um valor limite relacionado a resistividade e ao comprimento de difusão de spin do semicondutor. O fenômeno está relacionado ao material da barreira que proporciona diferenças de potencial eletroquímico sobre condições de baixa relaxação de spin [93, 94].

Os resultados obtidos por Tedrow e Merservey não foram reproduzidos por mais de duas décadas. Em 1996 Moodera et al. conseguiram variações consideráveis de TMR em temperatura ambiente e em pouco tempo chegando a mais de 200%. Essa descoberta alavancou a tecnologia de dispositivos semicondutores baseados em transporte de spins [79, 95].

Neste trabalho medidas de TMR foram realizadas para investigar a eficiência da injeção de spins, transporte de corrente polarizada em spins, de corrente pura de spins e também calcular o comprimento de difusão de spins em grafeno.

3.2.3 Controle da corrente pura de spins e polarizada em spins.

Metais ferromagnéticos são as principais fontes de elétrons polarizados em spins. O preenchimento desigual do orbital d provoca um desbalanceamento entre quantidades de spins *Up* (majoritários) e *dowm* (minoritários). A interação de Exchange, provoca um deslocamento em energia nas densidades de estado das populações de spins nível de Fermi [96].

O modelo de Mott para movimento de portadores minoritários e majoritários propõe dois canais com spins que não se interagem e é tido como base da compressão do transporte de spins polarizados. A polarização eletrônica P de um ferromagnético no nível de Fermi é definida em função da densidade de portadores, representada na equação 3.2.3,

$$P = \frac{N \uparrow - N \downarrow}{N \uparrow + N \downarrow} \quad (3.0)$$

$N \uparrow$ e $N \downarrow$ representam as densidades de estados eletrônicos spin *Up* e spin *dowm* respectivamente. Desta forma materiais ferromagnéticos podem ser utilizados como fontes de elétrons polarizados, pois o transporte ocorre no nível de Fermi [97].

Injeção de spins polarizados na interface ferromagnético/semicondutor necessita de condução ôhmica. O problema fundamental está na diferença das condutividades do semicondutor σ_{sc} e dos ferromagnetos σ_{fm} (efeito mismatch). O coeficiente de injeção de spins (γ) é definido na equação 3.2.3.

$$\gamma = \frac{\sigma_{sc}}{\sigma_{fm}} \quad (3.0)$$

A polarização de spin é conservada quando a resistência na interface é maior que a resistência do semicondutor. O problema da diferença de condutividade é resolvido com deposição de camada isolante entre o semicondutor e metal, que funciona como barreira túnel. Na ausência de barreira túnel o nível de Fermi se iguala nos dois lados da interface as custas do grande número de spins-flips, despolarizando a corrente. A camada isolante na junção impõe descontinuidade na energia de Fermi dependente de spin que restaura a polarização da corrente no lado semicondutor [5].

No transporte de informações em interfaces heterogêneas a carga elétrica se conserva nas colisões, já os spins podem sofrer processos de inversão e a polarização se perder. A corrente de cargas I_c é o fluxo total de elétrons com spins *Up* e *dowm*. A corrente de spins I_s é a diferença entre as quantidades de spins *Up* e *dowm*, ou seja, o fluxo líquido de spins. As correntes de cargas e spins são representadas nas equações 3.2.3 3.3, respectivamente.

$$I_c = I \uparrow + I \downarrow \quad (3.0)$$

$$I_s = I \uparrow - I \downarrow \quad (3.0)$$

No transporte convencional, as dimensões das estruturas são maiores que o livre caminho médio do spin. Nesse caso não é observado na corrente a contribuição dos spins, $I_c \neq 0$ e $I_s = 0$. Uma ilustração do transporte convencional é apresentada na figura 3.4 a), onde é possível observar mesmas quantidades de spins para cima e para baixo [93, 98].

No transporte de cargas polarizadas em spin, o livre caminho médio do spin é maior que o tamanho das estruturas. Elétrons são injetados através de contatos ferromagnéticos em materiais não magnéticos (semicondutor). Tanto a corrente de carga quanto a de spins observadas são não nulas, $I_c \neq 0$ e $I_s \neq 0$. Há um desbalanceamento na quantidade de spins *Up* e *down*. Uma ilustração do transporte de eletrons polarizados em spins é mostrada na figura 3.4b) [99].

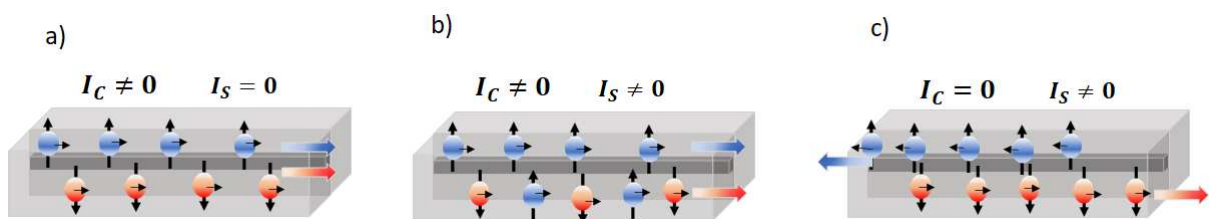


Figura 3.4: Ilustração do transporte de correntes; a) Cargas, b) Cargas polarizadas em spins, c) Spins.

O transporte controlado com campo magnético pode ocorrer tanto com correntes puras de spins, quanto corrente polarizada. No movimento puro de spins, $I_c = 0$ e $I_s \neq 0$, ou seja, não há transporte líquido de cargas, apenas de spins. Portadores de cargas com spins de orientação contrária se deslocam em direções opostas. O movimento de spins pode ser interpretado como uma quantidade vetorial. A ilustração da figura 3.4c) mostra uma representação do transporte puro de spins polarizados [99, 100].

Correntes puras de spins ou de elétrons polarizados em spins podem ser detectadas através de medidas de magnetorresistência Túnel não local e local. Um setup indicando o arranjo das duas conexões de medidas é apresentado nas figuras 3.5 a) e b) respectivamente. Nas medidas de TMR local, a corrente de cargas e spins percorrem os mesmos caminhos entre os contatos, paralelos ao campo magnético. A corrente é polarizada através da passagem de elétrons em material ferromagnético magnetizado e injetada no material não magnético. A polarização se conserva de acordo com o comprimento de difusão de spin no material. Neste caso as medidas são soma de efeitos de transporte elétrico na amostra como, magnetorresistência anisotrópica, e efeito hall, não sendo possível separar a contribuição de spin em relação a carga [101].

Medidas de TMR não local são utilizadas para detectar correntes puras de spins polarizados na configuração quatro pontas em 4 contatos ferromagnéticos. Os contatos são alinhados aos pares, paralelos. A corrente de spins polarizados percorre dois contatos e uma diferença de potencial é medida entre outros dois contatos, não havendo nenhum contato direto com a corrente injetada. A rotação dos elétrons polarizados injetados gera um desbalanceamento no potencial químico, e uma diferença de potencial devido a contribuição dos spins é detectada. Os eletrodos

de geometrias diferentes permitem que os contatos sejam diferenciados entre injetor detector, além de proporcionar coercividades diferentes aos contatos. Dois setups de medidas de MR não local e mostrado na figura 3.5 [102].

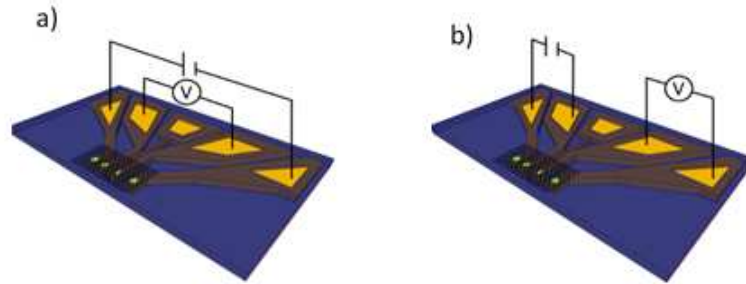


Figura 3.5: Ilustração de setup para medidas de magnetorresistência túnel, a) local e b) Não local.

3.2.4 Efeito Hanle.

O efeito Hanle foi observado pela primeira vez por Wood e Ellett em 1923, e descrito por Hanle em 1924. Medidas Hanle fornecem o tempo de relaxação e comprimento de difusão do spin de um material. O tempo de vida do spin determina a rapidez com que uma polarização induzida decai. O comprimento de difusão é a medida da distância que o spin percorre sem que sua polarização seja perdida [103].

As medidas Hanle são obtidas na configuração não local onde um campo magnético (B) é aplicado em duas etapas. Primeiramente é aplicado no plano dos contatos para induzir magnetização paralela ou anti paralela aos mesmos. Depois a direção do campo magnético é girada em 90 graus, sendo aplicado perpendicular aos contatos. O transporte balístico produz uma oscilação em fase dos spins fazendo os precessionar na frequência de Larmor ω representada na equação 3.2.4

$$\omega_L = \frac{g\mu_b B}{\hbar} \quad (3.0)$$

onde g é o fator giromagnético, μ_b é o Magneton de Bohr e \hbar a constante de Planck. Quantitativamente, a curva de Hanle depende da precessão, da difusão e do relaxamento da rotação e é dada pela equação 3.2.4 [88].

$$R_{NL} = \pm \frac{P^2}{e^2 N_G A} \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{4\pi Dt}} e^{\frac{L^2}{4Dt}} \cos(\omega_L t) e^{-\frac{t}{\tau_s}} dt \quad (3.0)$$

O sinal \pm é para o estado de magnetização paralelo (antiparalelo), D é o comprimento estimado de difusão de cargas, τ_s é a vida útil da do spin. N_G é a densidade de estado do material com polarização de spin no nível de Fermi, A é a área de seção reta do material fonte de elétrons polarizados. P é a polarização de spin dada pela equação 3.2.3. A condutividade do grafeno é medida e os outros parâmetros são simulados levando em conta um ajuste que

obedece a equação 3.2.4. O comprimento de difusão de spin no grafeno λ_s pode ser obtido com a equação; $\lambda_s = \sqrt{D\tau_s}$ [104].

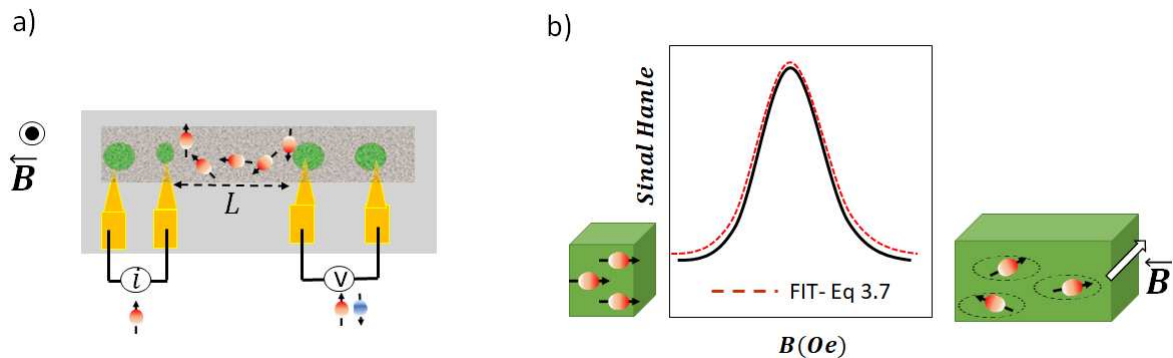


Figura 3.6: a) Ilustração da montagem para medida de efeito Hanle, b) Curva obtida na medida do efeito e o comportamento dos spins.

A figura 3.6 a mostra uma ilustração da montagem para medida do efeito Hanle. A montagem consiste de dois pares de contatos magnéticos separados por uma distância de alguns micrômetros, dependendo do comprimento de difusão máximo do material que os spins são transportados. Em um par de contato, uma corrente de elétrons polarizados em spins é transportados sobre ação de um campo perpendicular ao plano. A variação de potencial em decorrência da precessão dos spins é medida entre os outros contatos.

Uma curva típica de uma medida Hanle é mostrada na figura 3.6b). O gráfico apresenta um comportamento parabólico. A partir da medição, os dados são extraídos da largura da curva que é inversamente proporcional ao tempo de vida do spin, ou, estritamente falando, até o tempo de degradação do spin. Rugosidades do material geram acúmulos locais e induzem campos que causam alargamentos artificiais da curva. A redução característica no sinal de rotação com magnitude crescente do campo é resultado da precessão induzida pelo campo fora do plano, o que reduz a polarização do spin atingindo o eletrodo detector. Relaxamento dos elétrons de condução é relativamente lento pois, o cristal tem simetria de inversão. Portanto, o relaxamento do spin mediado por campos elétricos internos intrínsecos está ausente [87].

3.3 Grafeno- Propriedades eletrônicas e de transporte

O Grafeno possui mobilidade de portadores de carga cerca de 500 vezes maior que a do silício e comprimento de difusão da ordem de $100\mu m$ previsto teoricamente [105, 106]. Essas propriedades são essenciais na produção de dispositivos rápidos de alta sensibilidade. O desafio é produzir grafeno de qualidade capaz de oferecer propriedades elétricas e de transporte similares as determinadas de maneira teórica.

Os portadores de carga no grafeno localizado próximo aos pontos K e K' são descritos como férmions relativísticos. As bandas de energia (condução e valência) se tocam nesses pontos caracterizando um semicondutor de gap nulo. O grafeno possui a banda de condução vazia e banda de valência completamente preenchida. O nível de Fermi situa entre os pontos K e K' pode ser facilmente deslocado com introdução de dopantes [107].

Grafeno é facilmente dopado quando exposto ao ar livre ou em superfícies defeituosas. As moléculas de água presentes na atmosfera induzem uma dopagem do tipo p e o nível de Fermi é deslocado para a banda de condução. Em superfícies rugosas as folhas de grafeno ficam enrugadas e aprisionam cargas, conferindo uma dopagem indireta. O grafeno também pode ter sua densidade de portadores alterados com campo elétrico externo aplicado perpendicular à sua estrutura planar. A indução de portadores muda o nível de Fermi para a banda de condução ou valência de acordo com a polaridade do dopante. Esse conceito pode ser aplicado em dispositivos para controlar o fluxo de cargas com um terminal chamado Gate. Para evitar dopagens indesejadas, estudos com dispositivos de grafeno são realizados sempre em ambientes controlados e o grafeno sobre alguma superfície plana não condutora [108].

O óxido de silício (SiO_2) é o material mais utilizado como substrato para grafeno em dispositivos. O mecanismo de Gate é baseado no efeito capacitivo induzido entre o grafeno e o substrato. A atração ou repulsão entre grafeno e substrato provoca ondulações que aprisionam cargas e dopam o grafeno. Isso altera o nível de Fermi conforme a orientação dos portadores inseridos via ação do campo elétrico. Quando é do tipo p os portadores majoritários são buracos e o nível de Fermi se encontra na banda de valência. Se o dopante é do tipo n os portadores são em sua maioria elétrons e o nível de Fermi é deslocado para a banda de condução. O grafeno natural possui uma dopagem do tipo p, ou seja, nível de Fermi deslocado para banda de valência. Os portadores no grafeno podem variar entre elétrons e buracos se o sentido do campo elétrico se inverter [109, 110]. A figura 3.7 a) ilustra o comportamento do nível de Fermi no grafeno em função dos dopantes.

A dopagem do grafeno é controlada com uma tensão externa aplicada entre um contato metálico isolado do grafeno com uma camada de SiO_2 . O campo elétrico induzido modula a corrente mudando a posição do nível de Fermi, alterando a condutividade (resistividade) no grafeno. A orientação da tensão de Gate (V_g) controla de forma reversível a concentração e tipo de portadores. Essa é uma maneira de controlar propriedades elétricas sem aumentar os defeitos no grafeno. Quando a tensão é negativa, elétrons são retirados do grafeno e o nível de Fermi é deslocado para banda de valência. O transporte é governado por buracos e a condutividade aumenta. Se a tensão aplicada é positiva, elétrons são adicionados e governam o transporte provocando um deslocamento do nível de Fermi para a banda de condução. Então é observado uma diminuição na condutividade [108, 111].

A densidade de portadores de cargas injetados pela ação do campo elétrico é proporcional

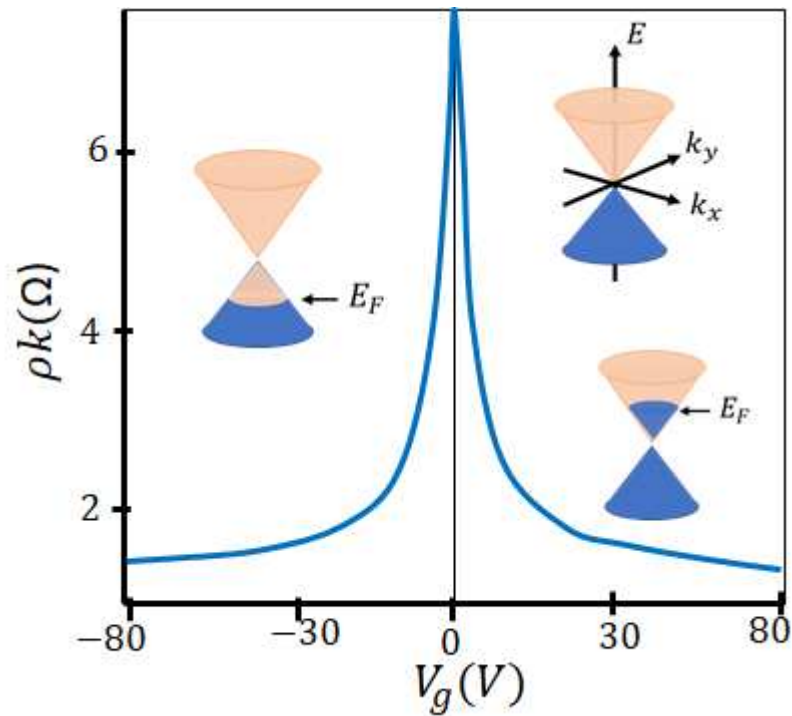


Figura 3.7: a) Ilustração da variação da resistividade em função da mudança do nível de Fermi [105].

a tensão aplicada no dispositivo. Para grafeno não dopado Jun Yan et al. mostraram que existe uma relação direta do nível de Fermi com a tensão aplicada na Gate através da equação 3.3,

$$E_f = hV_f\sqrt{\pi\alpha V_g} \quad (3.0)$$

Onde h é a constante de Planck, V_f a velocidade de Fermi, V_g a tensão de Gate e α constante relacionada as propriedades dielétricas e de permissividade do meio [112].

O grafeno possui um comportamento ambipolar, ou seja, a condução eletrônica pode ocorrer via buracos, ou elétrons, dependendo do potencial químico imposto no sistema. A velocidade dos portadores no grafeno e o nível de Fermi ajustável o torna material promissor para realizar a proposta do spin FET. A figura 3.5 b) ilustra um dispositivo baseado no Grafeno similar ao spin FET produzido neste trabalho. A construção aparentemente simples permite grande variedade de estudos do transporte de spin em grafeno e funcionamento de um spin FET. O uso de grafeno no transistor de efeito de campo vem sendo estudado há bastante tempo. Há vários trabalhos utilizando diferentes técnicas de produção, mas resultados satisfatórios estão aquém do esperado [90, 113, 114].

3.4 Microfabricação do SPIN-FET

O processo teve início com a deposição de 200nm de SiO_2 sobre uma bolacha de silício tipo p utilizando a técnica CVD (*chemical vapor deposition*). Posteriormente 100nm de Al_2O_3 foi depositado para evitar o contato da estrutura do dispositivo com o silício. Sobre o óxido foram crescidas camadas de Tântalo (Ta), Nitreto de cobre (CuN) e Permalloy utilizando a técnica magnetron sputtering. Metais empregados como contatos elétricos e pilares ferromagnéticos respectivamente. A espessura de cada material após o crescimento é mostrada na ilustração da figura 3.8 a). A primeira etapa de litografia óptica com laser de 450nm e fotorresiste (AZ1505) de 600nm de espessura é ilustrado na figura 3.8 b) e c).

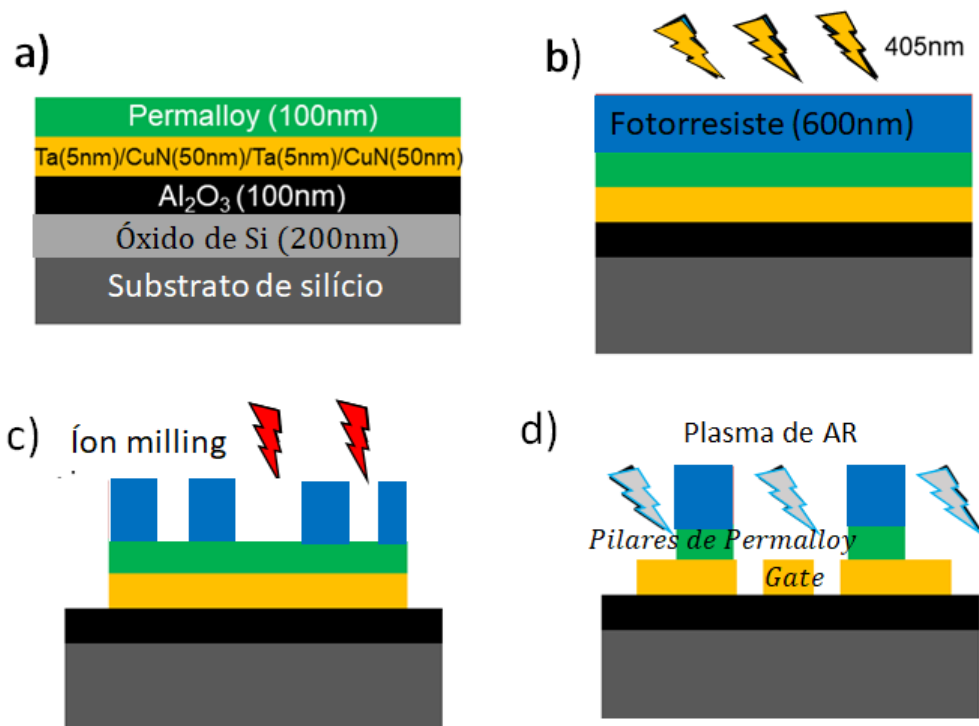


Figura 3.8: Ilustração das etapas iniciais da produção do Spin-FET, perfil lateral; a) Deposição dos metais b) Exposição do fotorresiste na primeira etapa de litografia, c) Remoção do fotorresiste após definição das estruturas com íon milling, d) Definição dos pilares de Permalloy e Gate sobre os contatos em uma segunda etapa de litografia metálicos.

Os contatos elétricos foram definidos com íon milling normal a superfície, seguido de uma seção com inclinação de 15° para promover a limpeza lateral das estruturas. Em seguida o fotorresiste foi removido por incidência de plasma (230W , $\text{O}_2 : \text{Ar}1 : 1, 0.6\text{mbar}$) por 780s. A segunda etapa de litografia similar a primeira foi realizada para definir os pilares de FeNi e o Gate. O processo garantiu um nível mais baixo dos contatos metálicos em relação aos pilares, como mostrado na ilustração da figura 3.8 d). Para tornar a superfície do dispositivo plana e uniforme fora utilizado um processo de desbaste iônico (planarização) na superfície do

dispositivo. O procedimento consistiu no depósito de 295nm de SiO_2 medidos por interferometria ótica. Posteriormente moagem iônica com Íon milling em um ângulo de 15° de inclinação em relação a horizontal foi executada. As estruturas mais elevadas são desbastadas com uma taxa maior, permitindo que para determinada espessura tenha uma superfície aproximadamente plana. Após cada seção de desbaste, as estruturas eram levadas ao perfilômetro para certificar-se da altura dos pilares. A figura 3.9 ilustra este procedimento de planarização e diminuição das estruturas dos pilares.

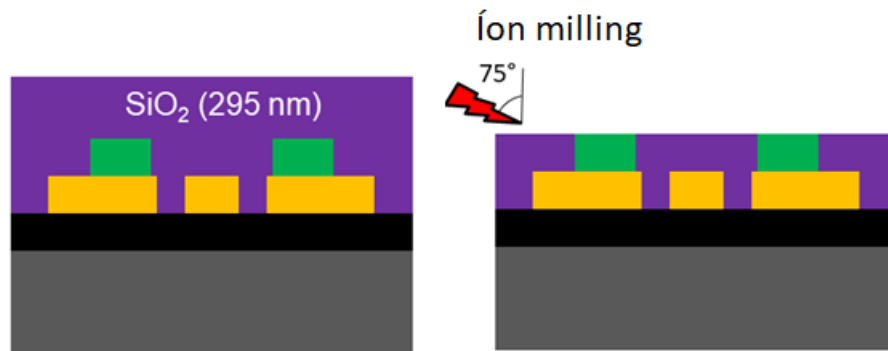


Figura 3.9: Ilustração do processo de planarização.

A etapa de planarização também foi acompanhada com caracterização por MEV e AFM. Na figura 3.10 a) é apresentada imagem de MEV antes da planarização. Os pilares e contatos foram definidas conforme a proposta, inclusive a análise de EDS confirmou os materiais componentes de cada estrutura. O perfil de AFM apresentado na figura 3.10 b) confirma a espessura de aproximadamente $100nm$ dos pilares sobre os contatos metálicos antes de iniciar o processo de planarização. Após a etapa de planarização as micrografias apresentadas na figura 3.10 c) mostram uma menor diferença de contraste entre as estruturas, isso infere que a altura relativa das estruturas tenha diminuído. Essa suposição é confirmada no perfil de AFM mostrado na figura 3.10 d). Verifica-se rugosidades da ordem de 10 nm , isso pode ser efeito de ponta e não necessariamente defeito na amostra, ou mesmo que as existam ainda assim a superfície pode ser tratada como aproximadamente plana.

Óxido de silício é depositado por toda extensão dos dispositivos no processo de planarização. Para expor os contatos elétricos, uma última etapa de litografia é realizada com parâmetros similares a primeira. Em seguida foi realizada moagem iônica com íon milling por 600s até que os contatos de nitreto de cobre fossem expostos.

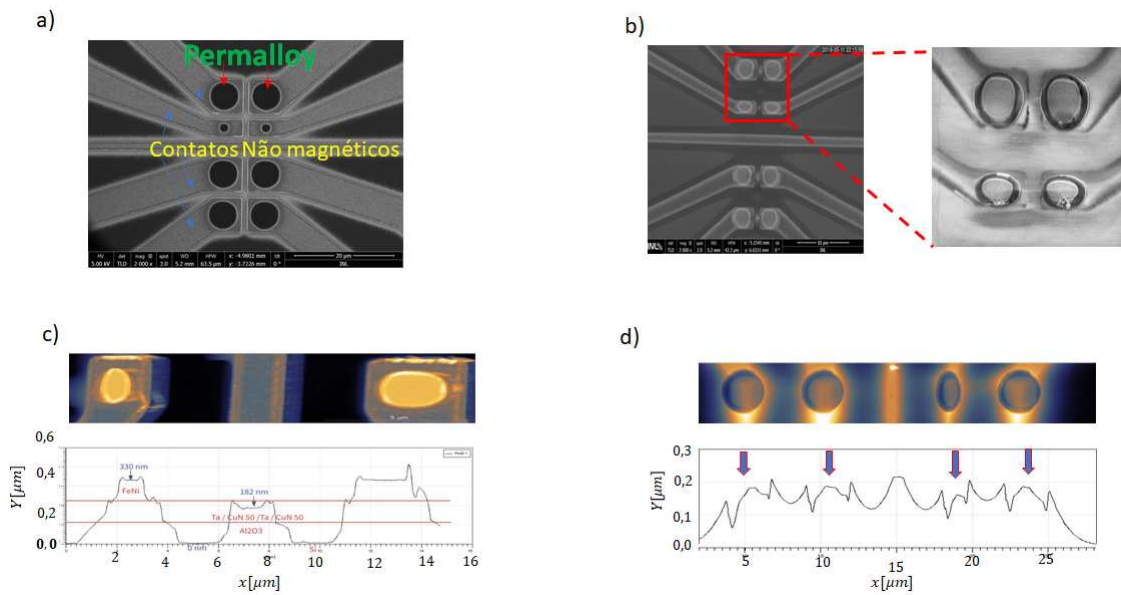


Figura 3.10: Imagens de MEV e micrografias de AFM respectivamente mostrando as estruturas durante o processo de produção; a) e b) Antes do processo de planarização; c) e d) Depois.

A injeção de spins de Permalloy em semicondutores é melhorada com a presença de barreira túnel entre os materiais. As barreiras túneis mais conhecidas são óxido de alumínio (Al_2O_3) e óxido de magnésio (MgO), com uma eficiência de até 70% para o primeiro e 200% para o segundo em temperatura ambiente [115, 116]. Neste trabalho, a opção óxido de alumínio teve relação com as características hidrofílicas do processo de transferência do grafeno, que ocorre em solução aquosa.

A barreira túnel de Al_2O_3 foi obtida com a técnica magneton sputtering, onde uma camada de $Al_{98.5}Si_1Cu_{0.5}$ de 1,4nm depositada sobre a estrutura e oxidada em plasma asher por 360s. A estrutura do dispositivo não passou por nenhum teste de condução durante o processo de fabricação, apenas caracterização física e morfológica. O grafeno utilizado no dispositivo foi crescido pela técnica CVD. O INL é bastante conhecido por produzir este material 2D de muita qualidade. O pesquisador C. Liao foi o responsável pelo crescimento e transferência [86, 117].

A última etapa do processo de fabricação foi a transferência do grafeno para as estruturas do dispositivo. No crescimento por CVD o grafeno cresce sobre uma lâmina de cobre devidamente limpa. A monocamada de grafeno cresce nos dois lados do cobre. Após uma análise rigorosa da pureza da estrutura, condutividade e medidas de número de camadas, polímero PMMA (poli metil-metacrilato) é depositado sobre uma das faces da lâmina para protegê-lo. O material da outra face é removido fazendo o uso de plasma de oxigênio. A lâmina de cobre é removida ao ser imersa em uma solução de persulfato de amônio $(NH_4)_2S_2O_8$ que não ataca o conjunto grafeno PMMA. Quando o cobre degrada por completo, a membrana de PMMA é transferida para um banho de água deionizada e depois pescada sobre os dispositivos [85]. Após o término da transferência o PMMA foi removido mergulhando os dispositivos em acetona $(CH_3(CO)CH_3)$

e em seguida lavado com álcool isopropílico (C_3H_7OH) e água deionizada. A figura 3.11 ilustra o processo de transferência do grafeno.

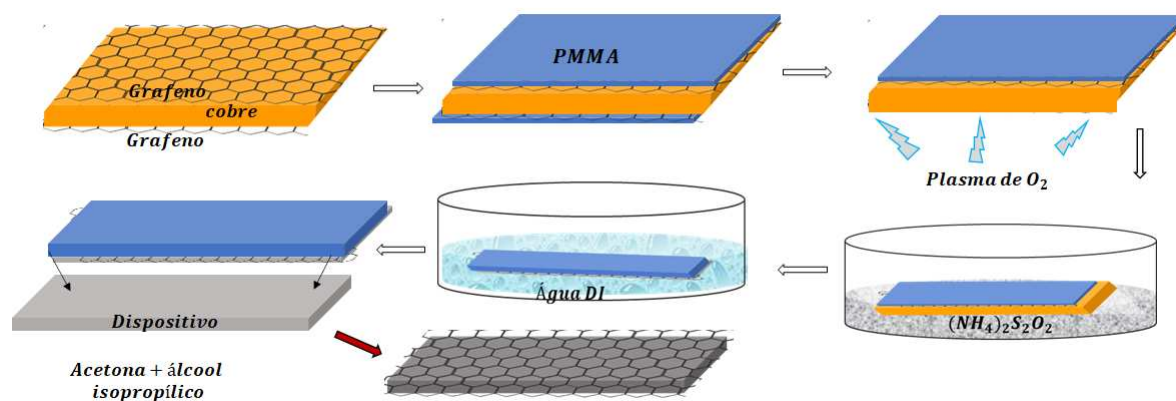


Figura 3.11: Ilustração do processo de transferência do grafeno.

Uma única folha de grafeno foi colocada sobre vários dispositivos contactando-os. Para separá-los e evitar o contato dos pilares com as vias (PADs), uma etapa de litografia ótica foi promovida seguida de exposição ao plasma de oxigênio para remover grafeno das partes indesejadas (separar os dispositivos). A análise de espectroscopia Raman atestou a qualidade do grafeno, a separação dos dispositivos e a eficiência do processo de transferência. Antes da separação foram realizados espectros em diversas regiões sobre as quais fora transferido grafeno. Todos os espectros apresentaram as bandas características do grafeno atestando o sucesso da transferência. Após a etapa de litografia e plasma de oxigênio (por 10 minutos) foram realizadas medidas tanto na região sobre os pilares, quanto em volta da região onde o grafeno havia sido removido. Espectros característicos de Raman foram obtidos sobre os pilares, mostrando que o processo não tão comum de litografia e desbaste com plasma de oxigênio sobre o grafeno havia sido bem sucedido. Na imagem 3.12 a) é mostrado uma fotografia obtida com microscópio óptico com destaque para regiões sobre os pilares onde análises foram realizadas. Os espectros de Raman é mostrado na figura 3.12 b).

Alguns dos espectros não apresentam a Banda D ou a apresenta em baixa intensidade na estrutura do grafeno. Tal observação é relacionada a defeitos ou dobras nas estruturas. O resultado mostra que a folha de grafeno não possui ondulações ou rugosidade. A banda G se apresentou em $1582cm^{-1}$, mostrando que o grafeno não possui nenhum tipo de contaminação química. A certeza de que o grafeno utilizado é uma monocamada foi obtida com a observação da banda G' em $2700cm^{-1}$ [96, 118]. Informações a respeito dos parâmetros e equipamentos utilizados nas etapas de produção podem ser obtidos no apêndice 1.

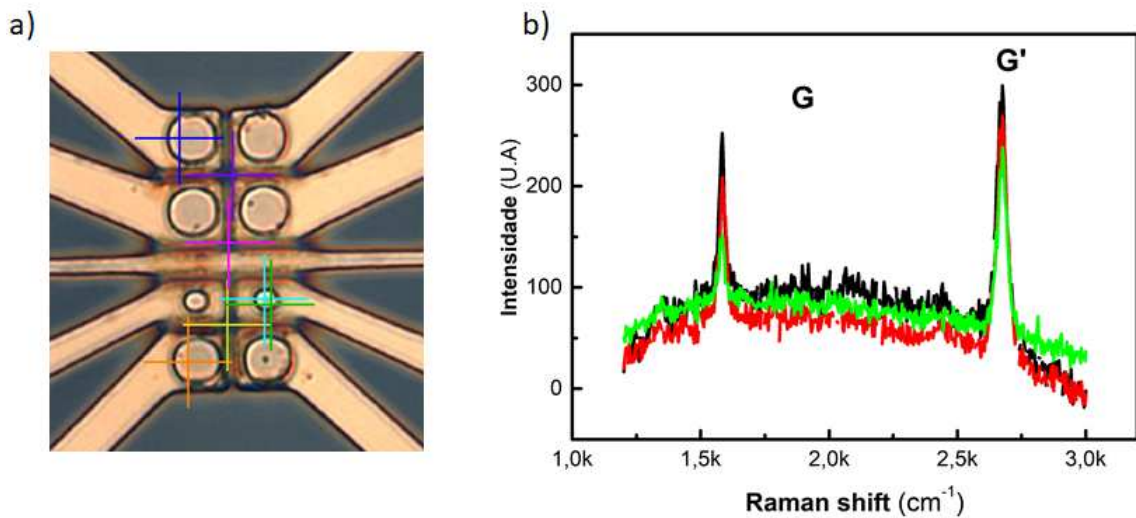


Figura 3.12: a) Imagem de microscópio óptico ilustrando as regiões em que foram realizadas as medidas de Ramam; b) Espectro de Ramam das diversas regiões do dispositivo.

A figura 3.13 mostra uma visão lateral dos spin-FET finalizado. Na ilustração é mostrado os contatos metálicos não magnéticos na cor amarela que são utilizados para aplicar e medir voltagem/corrente. Em verde é destacado os pilares de Permalloy. Estes contactam na parte inferior os contatos não magnéticos e na parte superior a barreira túnel de óxido de alumínio. Sobre o óxido de alumínio está o grafeno.

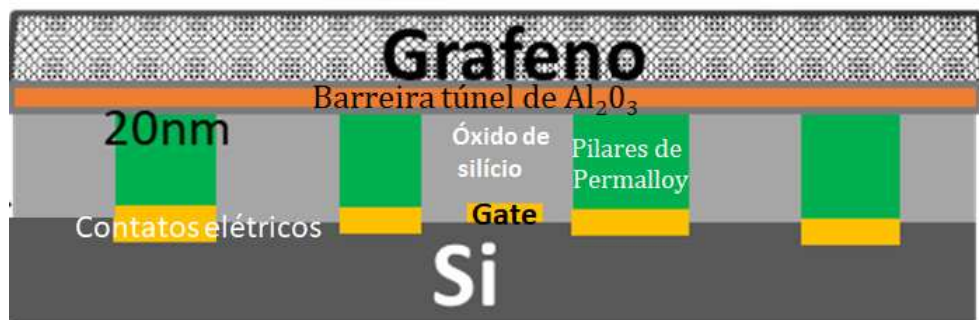


Figura 3.13: Visão lateral do transistor spintrônico de campo finalizado.

Após a fabricação dos dispositivos no INL, as caracterizações elétricas e magnéticas foram realizadas no Laboratório de Spintrônica e Nanomagnetismo *Lab Spin* do Departamento de Física da Universidade Federal de Viçosa (UFV). A produção do dispositivo foi desenvolvida pelo doutorando e acompanhado pelo pesquisador do INL Jérôme Borme com colaboração de C. Liao na etapa de transferência do grafeno. O processo de caracterização foi realizado sob orientação do professor Clodoaldo.

3.5 Resultados

Em uma única wafer de silício foram produzidos diversos dispositivos, o que mostra a escalabilidade do método de produção.

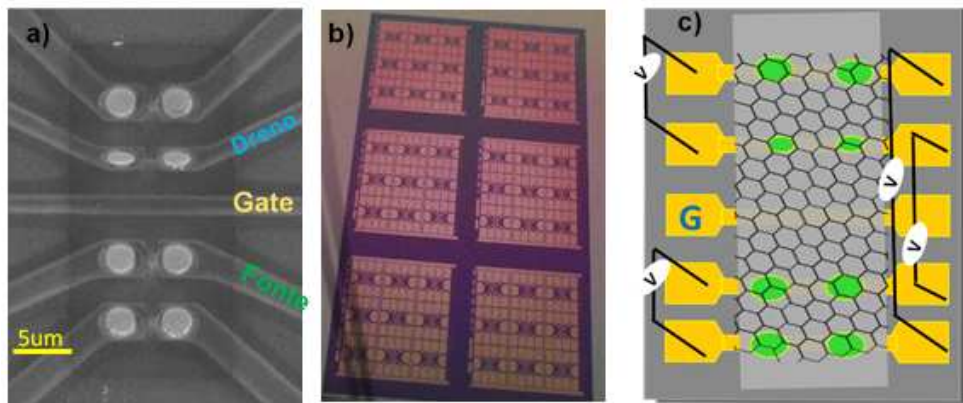


Figura 3.14: a) Imagem de MEV do dispositivo final; b) Amostragem dos vários dispositivos produzidos neste trabalho sobre uma única bolacha de silício; c) Ilustração da configuração estrutural de um dispositivo já configurado com o sistema de medidas TMR.

A figura 3.14 a) apresenta imagem de MEV de um dispositivo após finalizado o processo de fabricação. Os três terminais fonte, dreno e Gate observados da maneira que foram propostos mostra o sucesso da fabricação. A parte retangular destacada em uma tonalidade mais escura na imagem ilustra a folha de grafeno sobre os pilares de Permalloy. Os diferentes diâmetros dos pilares têm por objetivo facilitar a injeção de spin e garantir coercividades diferentes. Na figura 3.14 b) é mostrada a série de dispositivos produzidos simultaneamente. A opção de estruturas diferentes em alguns dispositivos foi com objetivo de estudar a configuração mais eficiente. A ilustração de um dispositivo com as conexões de medidas de TMR é mostrada na figura 3.14 c). Todos os dispositivos foram produzidos com 8 pilares de material ferromagnético. O contato da Gate é localizado na parte central do dispositivo, destacado pela letra *G*.

3.5.1 Caracterização das barreiras tuneis

A qualidade dos contatos elétricos *Grafeno/Al₂O₃/Py* e os testes de condução elétrica dos dispositivos foram realizados com medidas de curvas de corrente *versus* tensão (*I vs. V*).

A figura 3.15 mostra características não lineares dos contatos de injeção e detecção de spins no dispositivo. O comportamento é observado devido as diferenças de resistências proporcionadas pelos diâmetros diferentes do injetor de portadores e do detector. A resistência de barreira túnel é proporcional a área de contato. A curva apresentada na figura 3.15 a) foi obtida entre a fonte e o dreno. O diâmetro maior da fonte garante uma resistência maior. O comportamento de barreira túnel eficiente é conferida com o diferencial da corrente e retorna um comportamento

parabólico, o que pode ser observado em destaque na figura. A simetria entre as parábolas indica capacidades iguais de injeção e detecção de portadores. A curva mostrada na figura 3.15 b) corresponde a uma medida entre a fonte e o Gate. O platô de aproximadamente 10V observado é característico de uma grande resistência, indicando o intervalo de voltagem que pode ser aplicado sem que haja efeito em paralelo, como injeção ou fuga de portadores através do Gate.

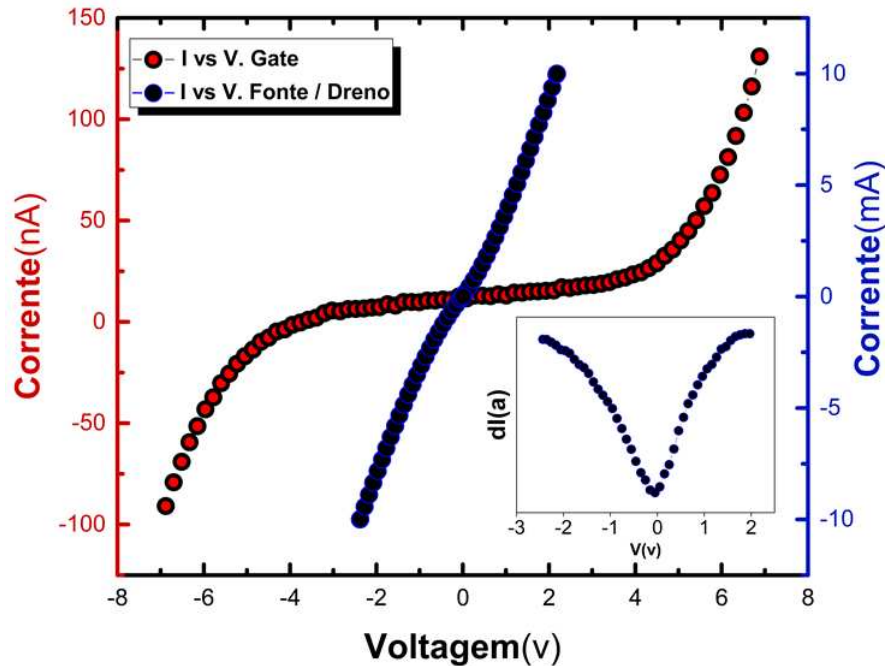


Figura 3.15: Curvas *I versus V* nos contatos; a) Fonte e dreno; b) Fonte e Gate.

3.5.2 Magnetorresistência Túnel Local e Não local e em diferentes Temperaturas

Medidas de magnetorresistência túnel local e não local foram obtidas em temperaturas entre 15K e 300K para estudar o transporte de correntes pura de spins e de spins polarizados. Todas as medidas foram obtidas com amostra em ambiente controlado ($P = 3.10^{-3} \text{ torr}$). Foram utilizadas medidas de 4 pontas para minimizar o efeito de resistência dos contatos.

Na figura 3.16 são mostrados resultados das medidas de TMR locais e não locais em diferentes temperaturas. Medidas locais detectam sinais tanto de spins quanto de portadores, enquanto medidas não locais apenas sinais de spins. As curvas mostradas na figura 3.16 a) correspondem à medidas Não Locais (NL). São bastante similares mostrando uma uniformidade de injeção detecção de spins polarizados. Nessa configuração TMR medida em diferentes temperaturas não apresentaram grandes variações, mostrando que o transporte de spins não sofre perturbações.

Na configuração Local, portadores de cargas e rotações percorrem o mesmo caminho entre os contatos. As medidas mostradas na figura 3.16 b) indicam boa relação injeção detecção de

spins. Quando comparadas as medidas não locais, apresentam uma queda de magnetorresistência em temperatura ambiente. O efeito possivelmente tem relação com protuberâncias que ocorrem no grafeno.

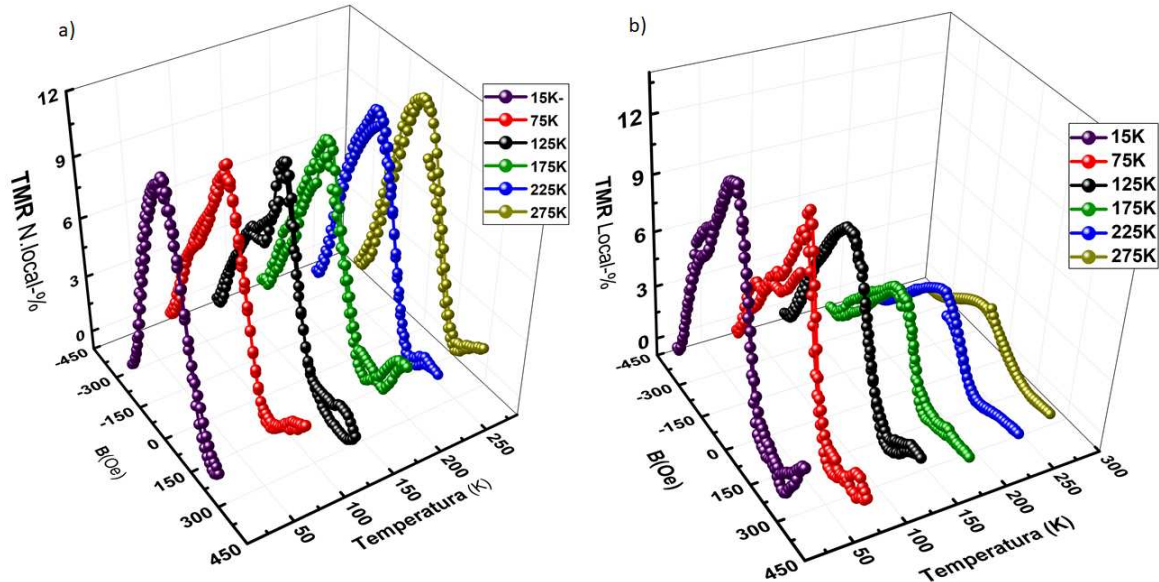


Figura 3.16: Medidas de magnetorresistência túnel em função da temperatura na configuração; a) Não local; b) local.

A queda na TMR comparando as figuras 3.16 a) e b) está relacionada com a interação elétron-fonôn. Na geometria local, a presença de corrente de carga entre o injetor e o detector produz um grande sinal de fundo dependente dos espalhamentos de elétrons com os fônons gerados. Os espalhamentos sucessivos diminuem o caminho livre de elétrons, afetando o comprimento de difusão do spin no grafeno resultando em valores menores de magnetorresistências.

A geometria não local se beneficia de uma razão sinal ruído mais alta devido a ausência de fluxo de cargas entre injetor e detector. A corrente pura de spin gerada entre os contatos centrais é muito menos suscetível à dispersão de fônons. De fato, os dados apresentados na Figura 3.16a) mostram que, em temperaturas mais baixas, onde o espalhamento de fônons é baixo, a magnetorresistência medida para a corrente de spin e corrente de carga polarizada em spins (TMR Não-local) têm a mesma magnitude.

A resistência em função da temperatura também foi obtida na configuração Local. A figura 3.17 mostra aumento da resistência com aumento da temperatura. Esta é mais uma evidencia de como a manifestação de fônons em temperatura maiores interfere no transporte eletrônico no grafeno.

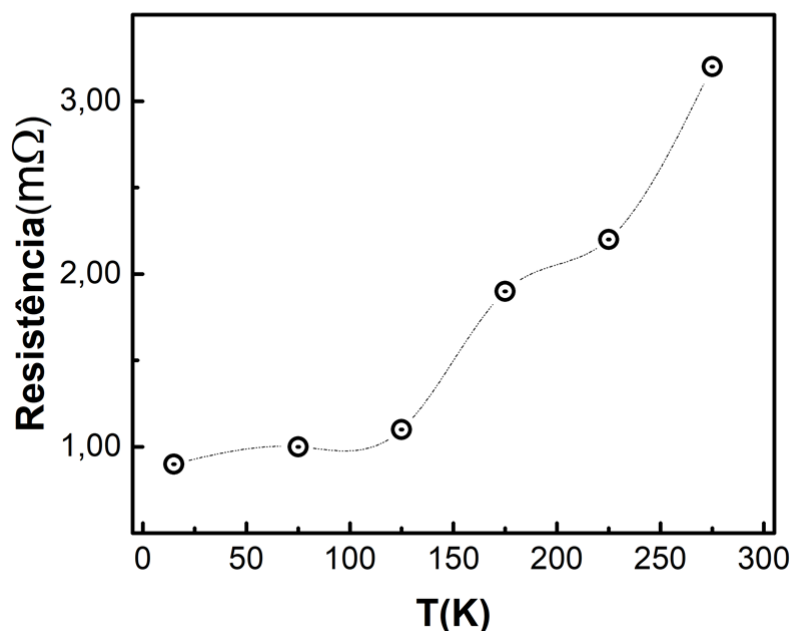


Figura 3.17: Resistência em função da temperatura medida na configuração local.

3.5.3 Controle de correntes de spins e corrente polarizada em spins com mecanismo de Gate

O dispositivo do tipo SPIN-FET inovador atende a proposta inicial de Datta e Das e permite o controle da corrente de spins para gerar os estados ON-OFF. A operação deve ser reversível e escalável. Serão apresentados nesta seção, resultados de controle de corrente pura e polarizada de spins em temperatura ambiente e baixa temperatura usando um Gate. Uma ilustração do setup das medidas com Gate aplicado é ilustrado na figura 3.18.

Para gerar os estados ON-OFF, potencial externo é aplicado entre o eletrodo do gate e o substrato, posicionado entre a fonte e o dreno. Campo elétrico é gerado entre o grafeno e o substrato. O grafeno pode ter seu nível de Fermi mudado, ou devido a indução de cargas pode desenvolver pequenas dobras. Os estados ON são produzidos quando o potencial externo é desligado então informação é detectada no dreno. Sob ação do potencial externo que muda a densidade de portadores e altera o comprimento de difusão, menos informação de spin chega ao dreno. Os estados OFF então são gerados. Nessa situação a magnetorresistência medida na configuração não local possui sinal muito menor ou as vezes irrisório. Esta seção trata de resultados inovadores e pioneiros no controle de correntes polarizadas em spins à temperatura ambiente e baixa temperatura.

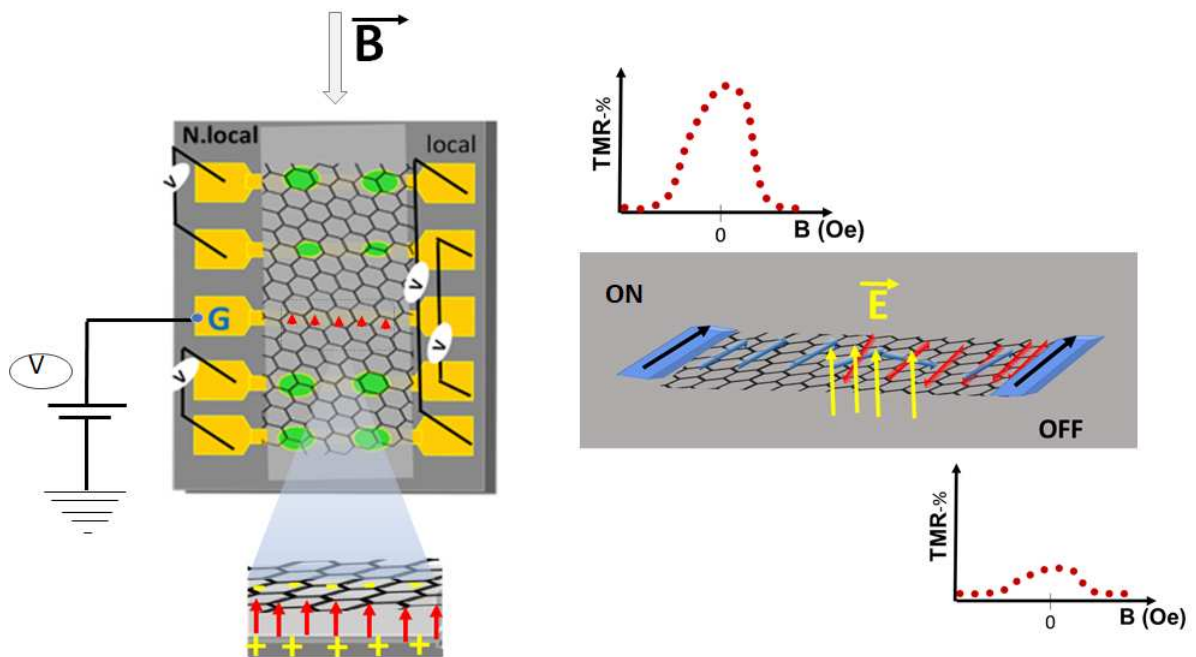


Figura 3.18: Ilustração mostrando o setup experimental do mecanismo de Gate no dispositivo para gerar os estados ON-OFF.

A tentativa de controlar corrente de spins ou polarizada em spins foi realizada variando o potencial externo aplicado no Gate. Na figura 3.19 a) é apresentada medidas a 15K de TMR local em função do potencial aplicado. Há uma queda na TMR de $\approx 12\%$ para menos de 2% quando se aplica um potencial de 0,5V, mostrando grande diminuição do sinal no dreno. Já na figura 3.19 b) é mostrado o comportamento das medidas não local sob ação do potencial externo. A queda na TMR é menos acentuada, 12% para 4% com potencial aplicado de 3V. Os contatos de Permalloy de geometria circular com poucos nanômetros de diâmetro, levantam possibilidade de formação de vórtices. A parte mais suave da curva condiz com translação de vórtice em função do campo e a parte onde ha uma queda mais aguda da curva de TMR com a aniquilação [119].

Comparando as medição mostradas na figura 3.19 nota-se controle da corrente tanto de spins puros quanto portadores polarizados em spins. A proposta de Data e Das foi baseada no efeito Rashba, que surgiria da interação spin órbita no canal. No entanto essa interação é muito fraca no grafeno. O controle da orientação de spin pode estar ocorrendo devido ao aumento da concentração do portador de buraco/elétron devido à alterações do nível de Fermi provocado pela tensão de Gate. Contudo correntes puras de spins não são tão sensíveis a variações do nível de Fermi no grafeno. A diminuição do comprimento de difusão deve-se a mudança no tempo de relaxação. O grafeno epitaxial sob tensão externa pode conter pequenas ondulações provenientes do substrato que provocam interação dos orbitais p_z com orbitais p_x e p_y da banda σ [84] [89, 120].

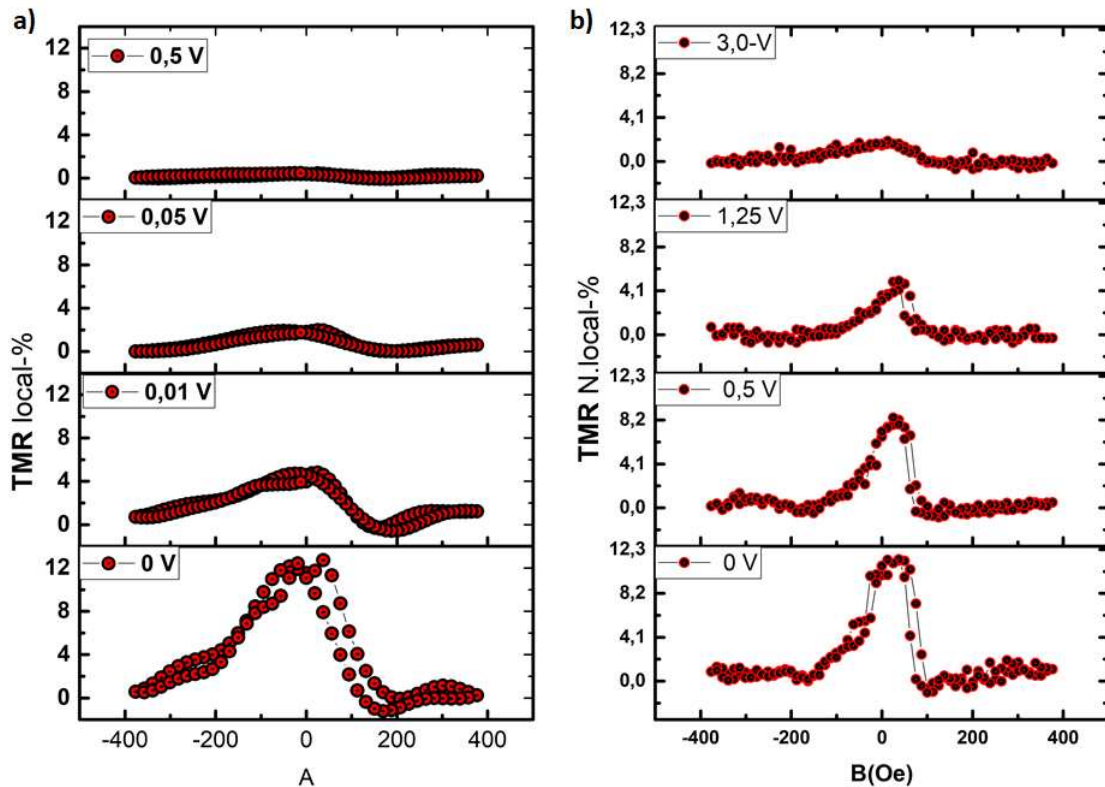


Figura 3.19: Medidas de magnetorresistência Túnel a 15K aplicando potencial na Gate nas configurações: a) Local; b) Não local.

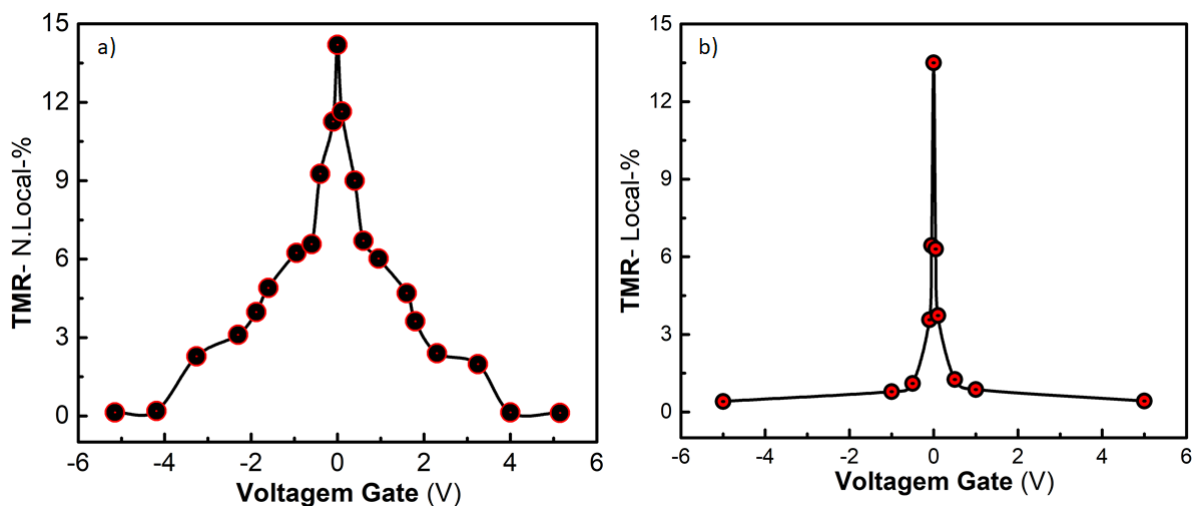


Figura 3.20: Queda da TMR em função do potencial aplicado no Gate na configuração; a) Não local; b) local.

A queda das TMRs *versus* potencial aplicado no gate é mostrado na figura 3.20. Nas duas configurações nota-se um controle da acumulação de spin, sendo mais eficaz na corrente pola-

rizada de spins medida pela configuração local. A figura 3.20 a) mostra que os estados OFF são alcançados de forma mais atenuada exigindo uma maior tensão externa. A interação entre os orbitais p_z com orbitais p_x e p_y é mais sensível quando o grafeno sente campos elétricos mais intensos. Já a queda mais acentuada de TMR local com potencial de gate mostrado na figura 3.20 b) tem relação com mudança do nível de Fermi que é muito sensível a qualquer potencial externo aplicado. Comparando os dois comportamentos, o decaimento de sinal efetivo nas medições locais pode ser explicado por uma combinação de efeitos. Efeito Rashba devido às ondulações do grafeno, com diminuição do caminho livre médio dos elétrons e, conseqüentemente, mistura de spin, devido ao aumento da concentração de portadores e mudança de nível Fermi sob tensão externa. Essa redução acentuada no sinal magnetoresistivo local é desejável para dispositivos rápidos e de baixo consumo de energia.

Estudou-se também o comportamento para medidas locais em função do potencial externo aplicado em temperatura ambiente. A figura 3.21 mostra medidas nessa configuração a 300K. Na figura 3.21 a) é mostrado curvas de TMR em função dos diversos potenciais externos aplicados. Mesmo quando nenhum potencial é aplicado nota-se que o valor de TMR é menor concordando com a figura 3.16 b). Sob ação de potencial de Gate a TMR diminui de $\approx 7\%$ para 2% . Esse resultado é menos eficiente se comparado ao medido em baixas temperaturas. A interação elétron-fônons diminui a sensibilidade dos portadores aos efeitos gerados pelo potencial de gate no grafeno.

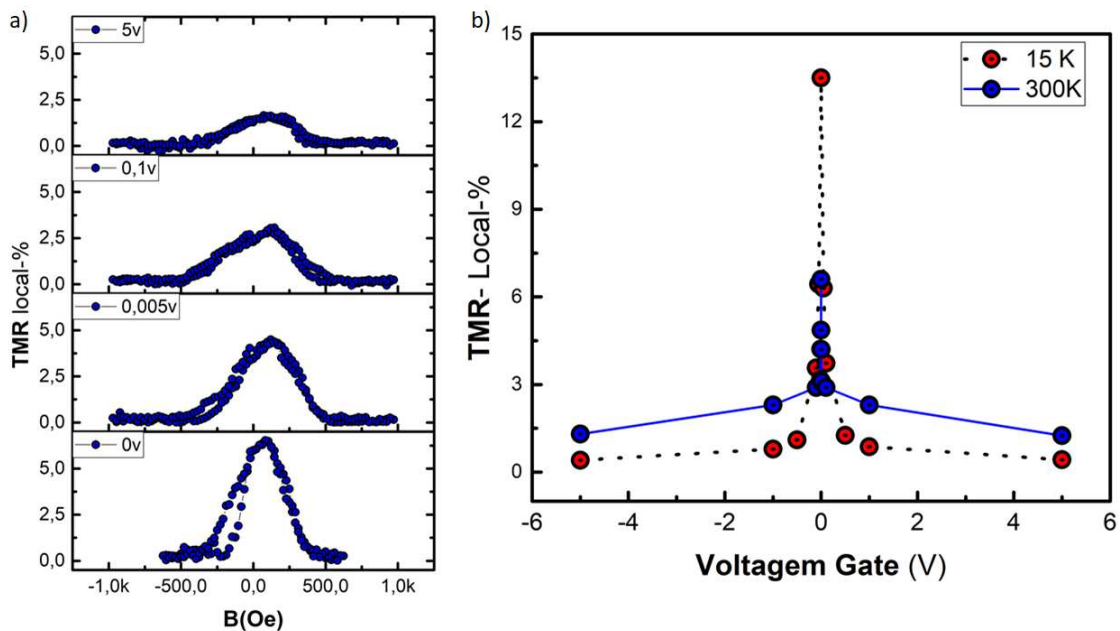


Figura 3.21: a) Medidas de TMR local a 300K aplicando potencial no Gate; b) Queda da TMR em função do potencial externo aplicado, um comparativo da medida em temperatura ambiente e baixa temperatura.

Comparação das quedas de TMR locais em função do Gate nas temperaturas de 300K e 15K é mostrada na figura 3.21 b). Nota se que em temperaturas mais altas a queda é mais abrupta que

pode ser explicada com aumento dos fonões gerados da interação dos orbitais p_z com orbitais p_x e p_y da banda σ . O Processo de chaveamento não é tão eficiente quanto em baixas temperaturas pois mesmo com 5V aplicados, TMR da ordem de 2% foi medida.

3.5.4 Cálculo do comprimento de difusão de spin no grafeno

O comprimento de difusão de spin no canal de grafeno foi estudado com dois métodos. O primeiro através de medidas de efeito Hanle. As curvas foram ajustadas com a equação 3.2.4 utilizando parâmetros conhecidos. O comprimento de difusão de spin no grafeno é obtido com um parâmetro ajustável. A segunda maneira é através medidas de TMR local em função da distância entre fonte e dreno. Há uma relação de decaimento exponencial entre intensidade da TMR e a distância entre os contatos como mostra a equação 3.5.4 [121]. A distância entre os contatos é representada pela letra d , e λ_{SD} o comprimento de difusão de spin no canal.

$$TMR \propto e^{\frac{-d}{\lambda_{SD}}} \quad (3.0)$$

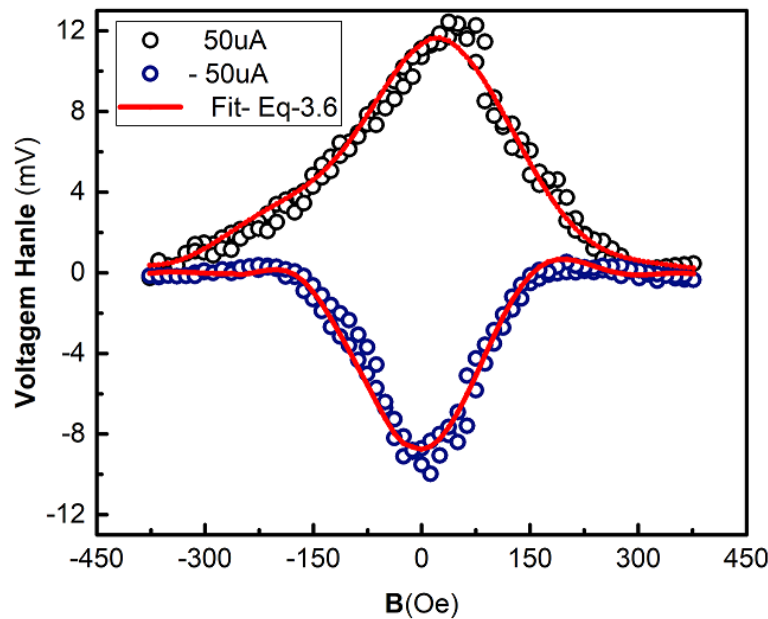


Figura 3.22: Medições de Hanle realizadas em configuração não local com injeção de spin em círculos pretos (corrente positiva) e detecção em círculos azuis (corrente negativa).

Através de medidas de efeito Hanle, o comprimento de difusão determina o tempo de spin flip e calcula o comprimento com velocidade de Fermi no grafeno. Nos dados apresentados na figura 3.22 é possível observar que a amplitude é grande e a curva mais ampla para corrente

positiva (extração de spin), em comparação com curva negativa (injeção de spin). Tal assimetria está relacionada ao acúmulo de spin devido à diferença de diâmetros dos contatos. Essa assimetria é proporcional à observada na curva *I versus V* da figura 3.14. Ajustando os dados da medida com a equação 3.2.4 para tempos de relaxação na ordem de $\tau = 0,5 - 1,1 ns$. Esses são tempos conhecidos para relaxação de spins em grafeno epitaxial. A constante de difusão de carga estimado é $D = 0,0103 - 0,0142 m^2 s^{-1}$.

O comprimento de difusão de spin estimado é uma ordem de magnitude menor do que o comprimento de difusão de carga. Comportamento semelhante também é observado em outros trabalhos. Usando a equação para comprimentos de difusão de spin, $\lambda_{SD} = \sqrt{D \cdot \tau}$, Obtém-se valores na faixa de $\lambda_{SD} = 2 - 4 \mu m$ para o comprimento do canal de $L = 7 \mu m$. O valor de $7 nm$ é um valor intermediário para as distâncias entre fonte e dreno dos dispositivos desenvolvidos neste trabalho.

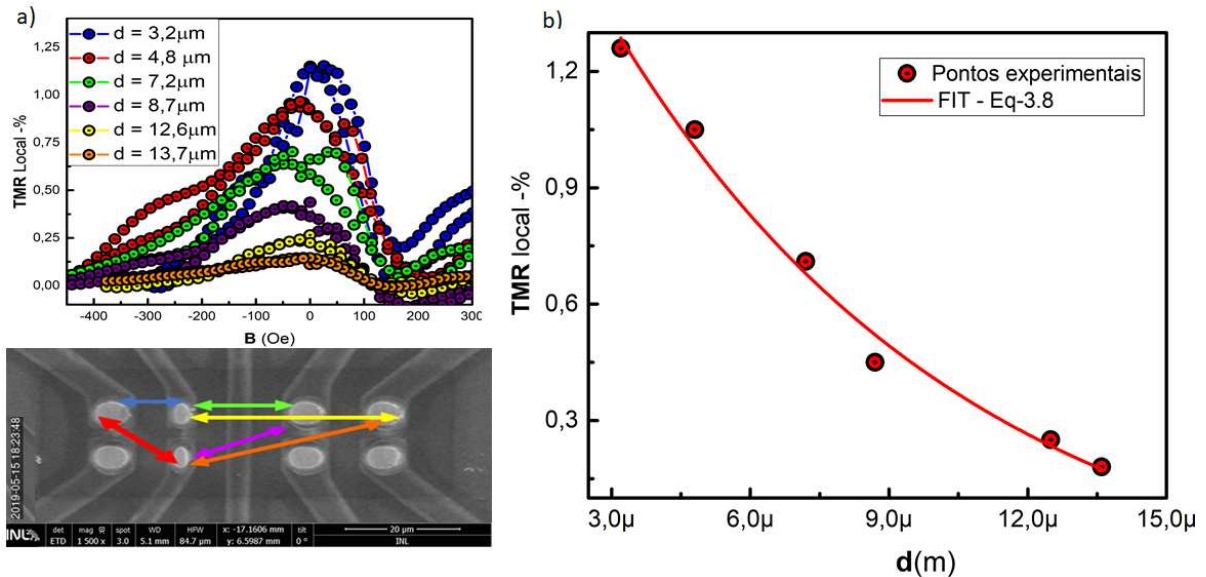


Figura 3.23: a) Medidas de TMR em função da distância entre os contatos; Distância entre os contatos ilustrada em uma imagem de MEV do dispositivo; b) Gráfico ilustrando o decaimento da TMR local em função da distância entre os contatos.

Medidas de TMR local em função da distância entre os contatos foram realizadas em temperatura ambiente. A figura 3.23 a) mostra resultados para medidas direta do comprimento de difusão de spin no canal de grafeno. Na figura é mostrada uma imagem de MEV com tamanho e forma dos pilares de Permalloy utilizados como fonte e dreno. Todas as medidas foram realizadas utilizando os contatos maiores como fonte e o menor como dreno. As setas indicadas nas diversas cores correspondem as curvas de TMR medidas nas respectivas distâncias. Nota-se que a TMR diminui com aumento da distância. A queda está relacionada espalhamentos e inversão de spin que ocorre ao longo do canal. Quanto maior a distância mais pronunciado são estes efeitos. Para distâncias maiores que o comprimento de difusão, algum sinal de TMR

ainda assim é medido, pois na medida local, spins e portadores de cargas percorrem o mesmo caminho.

O gráfico mostrado na figura 3.23 a) ilustra intensidade da TMR em função da distância d entre os contatos. Um ajuste baseado na equação 3.5.4 enquadra de maneira bastante precisa os diversos valores obtidos. Realizando um ajuste obedecendo a equação 3.5.4 um comprimento de difusão $\lambda_{SD} = 7,5\mu m$ é obtido. O resultado encontrado para o comprimento de difusão está na ordem de grandeza dos maiores valores experimentais já obtidos para comprimento de difusão de spin em grafeno epitaxial em temperatura ambiente [122].

Capítulo 4

Conclusões gerais

Esta tese de doutorado enfatizou sobre resultados inovadores alcançados com microfabricação de dispositivos spintrônicos. A produção e caracterização de transistor bipolar de base metálica abriu possibilidade do emprego da técnica de eletrodeposição para dispositivos funcionais. Em colaboração com o INL um transistor de efeito de campo com canal de grafeno em estrutura pioneira foi fabricado. Ligas de CuPy e CoTb produzidas com eletrodeposição foram caracterizadas. Somando ao fato de serem produzidos com uma técnica barata em condições ambientes, apresentaram características ímpares para aplicação em dispositivos. As propriedades estudadas abrem possibilidades de aplicações em transistores bipolares e dispositivos spintrônicos.

Em colaboração bilateral com o INL e utilizando o procedimento padrão de microfabricação em larga escala, um dispositivo do tipo Spin FET com canal de grafeno foi produzido. Os dispositivos apresentaram excelente injeção e extração de corrente polarizada em spin em baixa temperatura e temperatura ambiente. A resposta particular da corrente de spin pura e da corrente polarizada em spin em função da temperatura condiz com medidas de spins que não interagem com fônons. O controle das correntes polarizadas em spins e puras de spins com tensão externa aplicado ao Gate, mostrou-se eficiente para gerar os estados de comutação On-Off. O controle da corrente de cargas polarizadas em spins realizados em temperatura ambiente e baixa temperatura mostrou-se pioneiro. A tensão externa altera o nível de Fermi no grafeno diminuindo ou mesmo zerando o fluxo de portadores polarizados no dreno. Na temperatura de 15 K o controle foi mais eficiente, corroborando com os já citados acima. O comprimento de difusão de spin no grafeno foi determinado com medições Hanle e TMR local. Ambas apresentaram medidas de mesma ordem de grandeza com o valor de $7,5\mu m$ bem próximo dos já determinados experimentalmente em grafeno epitaxial. O diferencial para o sucesso do dispositivo foi o processo de fabricação com a última etapa sendo a transferência do material do canal. Os resultados aqui apresentados sugerem a viabilidade do Spin FET de três terminais em larga escala.

O transistor bipolar tipo n com base de Permalloy e emissor de ZnO foi produzido inteira-

mente com eletrodeposição. A técnica se mostrou vantajosa em relação as demais uma vez que a qualidade é similar, mas a implementação e uso é mais simples. As interfaces apresentaram barreiras Schottky com 0,57eV para interface ZnO/Py e 0,58eV para Py/Si que atesta o ZnO como emissor. O emprego de metal magnético na base e o controle da espessura do material abriram possibilidade para estudo inédito de utilizar o dispositivo tanto no modo amplificação quanto no modo sensor magnético. A polarização de spins de elétrons quentes injetados através da base em temperatura ambiente foi aumentada em uma ordem de magnitude em comparação com a polarização do elétron difuso na base, obtidos por medidas magnetorresistivas. Baseado no relatado acima, o dispositivo proposto é um bom candidato a ser aplicado em sensores magnéticos.

As propriedades reveladas na caracterização da liga de cobre Permalloy levanta possibilidade para aplicação em dispositivos com sensibilidade magnética e de temperatura. A eletrodeposição possibilita controlar com muita eficiência a quantidade de cobre nas estruturas do Permalloy. As amostras estudadas apresentaram queda da magnetização e aumento da coercividade proporcionais a quantidade de cobre. Medidas de Raio-X revelaram mudanças na estrutura cristalina da fase FCC para a BCC quando a quantidade de cobre aumenta de 7% e 61%. A caracterização da magnetização em função da temperatura com técnica MOKE mostrou uma diminuição da temperatura de Curie de $\approx 750K$ para $350K$. Esse resultado inédito para temperatura de Curie associado as medidas de DRX concordam com resultados encontrados que atestam queda da temperatura de Curie na fase BCC do Py. Magnetização e temperatura de Curie ajustáveis com a concentração de cobre pode conferir aos dispositivos sensibilidade em variadas intensidades de campo magnético e temperatura.

A liga de cobalto térbio apresentou flexibilidade da magnetização no plano e perpendicular ao plano dependendo da composição. A eletrodeposição mostrou-se uma técnica aliada visto que os parâmetros podem ser controlados de maneira simples. Medidas de DRX revelaram que a composição de térbio acima dos 35% possui característica de material amorfo. A concentração 25% de térbio está próxima da de compensação, para medidas de susceptibilidade e magnetorresistência fora do plano. As amostras apresentaram ainda boa saturação e maiores coercividades se contrapondo aos mesmos resultados das medidas no plano. A anisotropia fora do plano permite produzir sensores de tamanhos reduzidos sem efeitos paralelos como por exemplo formação de vórtices. Os resultados trazem ainda possibilidades de aplicação em dispositivos que utilizam o mecanismo de torque de spin-orbita, comutação óptica e maior integração em MRAMs.

Capítulo 5

Perpectivas gerais

Como o método de produção se mostrou eficiente, fica como perspectiva reproduzir a metodologia de fabricação do Spin-FET com outros tamanhos de contatos magnéticos. Investigar a possibilidade de emprego do MgO na junção túnel. Obter medidas de comprimento de difusão do grafeno em baixas temperaturas e tentar controlar a corrente pura de spins em temperatura ambiente, garantindo assim um dispositivo 100% spintrônico.

Atualmente, diversos materiais estão sendo explorados em pesquisas de candidatos a materiais de canais de Spin-FET. O objetivo são os de maiores comprimentos de difusão de spins e outros mecanismos de respostas a tensão externa de Gate. Como perspectiva dessa suposição fica estudo de materiais 2Ds, por exemplo, nitreto de boro hexagonal (h-BN). Nessa perspectiva se encaixa, o trabalho já iniciado em colaboração a universidade de Bristol (ING). A proposta consiste em desenvolver um dispositivo do tipo FET baseado em Gate eletroquímico e isolante topológico. O material a ser explorado é o Telureto de bismuto (Bi_2Te_3).

Trabalhos com eletrodeposição, são deixados aqui como perceptivas para desenvolvimento de um transistor spintrônico baseado em válvula Py/CuPy/Py. Pelas propriedades apresentadas pala liga de CuPy, abre-se a possibilidade de produzir um dispositivo spintrônico com sensibilidade de temperatura. Mesmo com o sucesso obtido com TMB fabricado nesta tese, ainda está em aberto medidas de sensibilidade magnética na configuração emissor comum.

Produzir TBM tipo p com base de permalloy e emissor de CuO. Finalizar o trabalho já iniciado, que visa produzir um transistor com base de válvula de spin de Co/Cu e emissor de ZnO. As medidas iniciais obtidas são bastantes promissoras.

Finalizar os estudos já iniciados com estados topológicos em gelos de spins macroscópicos. Já está em andamento o trabalho com rede retangular. há perceptivas de estudar as topologias em outras configurações de redes.

Realizar estudos experimentais de formação e transporte de Skírmions em filmes finos compensados de CoTb.

Capítulo 6

Apêndice A

Os equipamentos e parâmetros utilizados podem ser obtidos na run sheet utilizada na produção do Spin-FET e disponibilizada a seguir.

			
Sample stack	200 mm Si/SiO2 NO ETCH / 3Cr/30 Au/20 Ta / 100 NiFe / 1,4 Al		
Wafer	NLTJ2		
Process	Graphene spin injection		
Step	Tool	Conditions	
Al2O3 Deposition	Timaris FTM	Al2O3 100nm	
MTJ Deposition	Timaris MTM	NO ETCH / 3Cr/30 Au/ 20 Ta /100 NiFe /1,4nm Al/vacuum break	
1st. Lithography [DWL] (Trenches for Nanocalc)	DWL	Cleaning recipe: TRACK#1: 7014 - Rinse with water STANDARD PROFILE RESIST MASK Vapor Prime: Recipe #4 Resit: AZ1505 (0.6 um) Coating Recipe: TRACK#1: 7001 - Coat AZ1505 600nm 8 inch Masks: Transistor_Graphene.dxf Map: Job: Design name: Transistor_Graphene_L1C L1C (Trenches) Energy=60%; FOCUS=70 xOffset=0 yOffset=0 Developing Recipe: Track#1: 0002 - 60sDevelop AZ1505 8 inch Developing Time: 60s	
Ion Milling (Trenches for Nanocalc)	Nordiko 7500	Recipe: # 3 (MTJ High Rate 130 deg) Gun : 385W; 60.0sccm Ar; +995V/ 3296V; +368mA/ -85mA Neut1 - [5.0 sccm; 180V; 438mA] Neut2 - OFF Table : 30 rpm ; 130 deg pan Stop point : Si	

Resist Strip	Wet Benches	plasma acher- procurar receita
2nd. Lithography [E-beam] (Nanopillars)	E-beam	Cleaning recipe: TRACK#1: 7014 - Rinse with water Pre-developing: Recipe 5033-10sDEV ARN75208 8inch OPT Vapor Prime:Recipe #4 Resist : AZ7520 1+1 Coating Recipe : 5008 200nm Coat ARN75201+1 8 inch 2750 Mask : Transistor_Graphene_L2E Developing Recipe: 5022 PEB+180s DEV for 200nm ARN7520
Ion Milling High Rate 130 pan	Nordiko 7500	Recipe # 3 (MTJ High Rate) Gun : 390W; 60.0sccm; +996V/ +368mA; -3258V/ -76mA Neut1 - [5 sccm; 160volts; 442mA] Neut2 - OFF Table : 30 rpm ; 130 deg pan Stop point : Ta
Ion Milling 165deg (side wall cleaning)	Nordiko 7500	Recipe # 4 (MTJ High Rate) Gun : 397W; 60.0sccm; +998V/ +374mA; -3314V/ -77mA Neut1 - [5.0 sccm; 152volts; 442mA] Neut2 - OFF Table : 30 rpm ; 165 deg pan
Resist Strip	Wet Benches	Acetone + Ultrasounds
3rd. Lithography [E-beam] (Bottom contact)	E-beam	Cleaning recipe: TRACK#1: 7014 - Rinse with water Pre-developing: Recipe 5033-10sDEV ARN75208 8inch OPT Vapor Prime:Recipe #4 Resist : AZ7520 1+1 Coating Recipe : 5008 200nm Coat ARN75201+1 8 inch 2750 Mask : Transistor_Graphene_L2E Developing Recipe: 5022 PEB+180s DEV for 200nm ARN7520
Ion Milling 130 deg (Bottom contact definition)	Nordiko 7500	Recipe # 3 (MTJ High Rate 130 deg) Gun : 396W; 59.9 sccm; +996V/+368mA; -3250V/-83mA Neut1 - [5.0 sccm; 186volt; 445mA] Neut2 - [OFF] Table : 30 rpm ; 130 deg pan Stop point : SiO2 below bottom contact
Resist Strip	Wet Benches	Acetone + Ultrasounds

(Bottom contact)		Pre-developing: Recipe 5033-10sDEV ARN75208 8inch GFT Vapor Prime:Recipe #4 Resist : AZ7520 1+1 Coating Recipe : 5008 200nm Coat ARN75201+1 8 inch 2750 Mask : Transistor_Graphene_L2E Developing Recipe: 5022 PEB+180s DEV for 200nm ARN7520
Insulation Oxide Deposition (400 nm SiO ₂)	SPTS PE-CDV	Wafer Code (for reference) : S011827 Recipe : HF SiO₂ - 400nm Time : 8min28.906s Pressure : 900mTorr Gas : 1420 sccm N₂O + 39sccm N₂ HF : 30W Chuck temp : 300C
Ion Beam Planarization (Planarize and back-etch SiO ₂ until establishing electrical contact with the pillar)	Nordiko 7500	Recipe # 5 (MTJ High Rate) Gun : 392W; 0W; 59.9sccm; +996V/ +370mA; -3298V/-85mA Neut1 - [5.0 sccm; 168volts; 445mA] Neut2 - OFF Table : 30 rpm ; 170 deg pan Stop point : CuN on top of pillar Look the top pillar in SEM
Insulation Oxide Deposition (400 nm SiO ₂)	SPTS PE-CDV	Wafer Code (for reference) : S011865 Recipe : HF SiO₂ - 400nm Time : 8min28.906s Pressure : 900mTorr Gas : 1420 sccm N₂O + 39sccm N₂ HF : 30W Chuck temp : 300C
Ion Beam Planarization (Planarize and back-etch SiO ₂ until establishing electrical contact with the pillar)	Nordiko 7500	Recipe # 5 (MTJ High Rate) Gun : 392W; 0W; 60.0sccm; +996V/ +372mA; -3266V/-84mA Neut1 - [5.0 sccm; 187volts; 454mA] Neut2 - OFF Table : 30 rpm ; 170 deg pan Stop point : CuN on top of pillar Look the top pillar in SEM

6th. Lithography [E-beam] (definition of the deposition area of Al)The end	E-beam	Cleaning recipe: TRACK#1: 7014 - Rinse with water Pre-developing: Recipe 5033-10sDEV ARN75208 8inch GFT Vapor Prime:Recipe #4 Resist : AZ7520 1+1 Coating Recipe : 5008 200nm Coat ARN75201+1 8 inch 2750 Mask : Transistor_Graphene_L3E Developing Recipe: 5022 PEB+180s DEV for 200nm ARN7520
Al ₂ O ₃ Deposition	TimarisFTM	Al ₂ O ₃ 1,4nm
7th. Lithography (Graphene)	DWL	STANDARD PROFILE RESIST MASK Vapor Prime : Recipe #4 Resist : AZ1505 (1.035 um) Coating Recipe : TRACK#1: 4001 or 4002 DWL Masks: Map: Job: Design name: Transistor_Graphene_L6D Mark L2 Right: xoffSet=-1850 yOffSet=-3249.35 Energy=50%; FOCUS=50 CD Bias: x= -600, y= -600 Laser Wavelength used (nm): 405nm Developing Recipe : Track #1: 0996 Developing Time : 30s
Etch graphene	Plasma Asher	Recipe 250
Resist Strip	Wet Benches	Acetone + Ethyl acetate
The end		

Referências Bibliográficas

- 1 FEYNMAN, R. P. There's plenty of room at the bottom. *California Institute of Technology, Engineering and Science magazine*, 1960.
- 2 BARDEEN, J. Semiconductor research leading to the point contact transistor. *Great Solid State Physicists Of The 20th Century*, p. 234–260, 2003.
- 3 KISH, L. B. End of moore's law: thermal (noise) death of integration in micro and nano electronics. *Physics Letters A*, Elsevier, v. 305, n. 3-4, p. 144–149, 2002.
- 4 GRÜNBERG, P. A. From spinwaves to giant magnetoresistance (gmr) and beyond. *Nobel Lectures In Physics (2006-2010)*, World Scientific, v. 3, p. 166, 2014.
- 5 FERT, A. Nobel lecture: Origin, development, and future of spintronics. *Reviews of modern physics*, APS, v. 80, n. 4, p. 1517, 2008.
- 6 MONSMA, D.; VLUTTERS, R.; LODDER, J. Room temperature-operating spin-valve transistors formed by vacuum bonding. *Science*, American Association for the Advancement of Science, v. 281, n. 5375, p. 407–409, 1998.
- 7 ZEKRY, A. The evolution of the microelectronic bipolar junction transistor. In: IEEE. *The First Egyptian Workshop on Advancements of Electronic Devices, 2002.(EWAED)*. [S.l.], 2002. p. 2–16.
- 8 CROWELL, C.; SZE, S. Current transport in metal-semiconductor barriers. *Solid-state electronics*, Elsevier, v. 9, n. 11-12, p. 1035–1048, 1966.
- 9 MOUCHOT, J.; GERARD, P.; RODMACQ, B. Magnetoresistive sensors based on ni/sub 81/fe/sub 19//ag multilayers. *IEEE transactions on magnetics*, IEEE, v. 29, n. 6, p. 2732–2734, 1993.
- 10 KANG, S. *et al.* Magnetic and magnetoresistive properties related to microstructure in cu75–fe5–ni20 alloys. *Journal of Physics D: Applied Physics*, IOP Publishing, v. 43, n. 41, p. 415001, 2010.
- 11 BERGEARD, N. *et al.* Ultrafast angular momentum transfer in multisublattice ferrimagnets. *Nature communications*, Nature Publishing Group, v. 5, n. 1, p. 1–7, 2014.
- 12 DATTA, S.; DAS, B. Electronic analog of the electro-optic modulator. *Applied Physics Letters*, American Institute of Physics, v. 56, n. 7, p. 665–667, 1990.

-
- 13 HALL, K. C.; FLATTE, M. E. Performance of a spin-based insulated gate field effect transistor. *Applied Physics Letters*, American Institute of Physics, v. 88, n. 16, p. 162503, 2006.
- 14 DERY, H. *et al.* Spin-based logic in semiconductors for reconfigurable large-scale circuits. *Nature*, Nature Publishing Group, v. 447, n. 7144, p. 573–576, 2007.
- 15 BEHIN-AEIN, B. *et al.* Proposal for an all-spin logic device with built-in memory. *Nature nanotechnology*, Nature Publishing Group, v. 5, n. 4, p. 266–270, 2010.
- 16 ROUKES, M. L. Electronics in a spin. *Nature*, Nature Publishing Group, v. 411, n. 6839, p. 747–748, 2001.
- 17 ÇANKAYA, G.; UCAR, N. Schottky barrier height dependence on the metal work function for p-type si schottky diodes. *Zeitschrift für Naturforschung A*, De Gruyter, v. 59, n. 11, p. 795–798, 2004.
- 18 MONSMA, D. *et al.* Perpendicular hot electron spin-valve effect in a new magnetic field sensor: The spin-valve transistor. *Physical Review Letters*, APS, v. 74, n. 26, p. 5260, 1995.
- 19 GOODMAN, A. M.; PERKINS, D. M. Metal-semiconductor barrier-height measurement by the differential capacitance method—degenerate one-carrier system. *Journal of Applied Physics*, American Institute of Physics, v. 35, n. 11, p. 3351–3353, 1964.
- 20 ZHAO, L. *et al.* Bottom-up-fabricated oxide-metal-semiconductor spin-valve transistor. *IEEE electron device letters*, IEEE, v. 29, n. 8, p. 892–894, 2008.
- 21 SZE, S.; CROWELL, C. Ballistic mean-free path measurements of hot electrons in metal films. *Measurement Techniques for Thin Films*, Electronics Division and Dielectrics and Insulation Division . . . , p. 254, 1967.
- 22 DELATORRE, R. *et al.* p-type metal-base transistor. *Applied physics letters*, American Institute of Physics, v. 88, n. 23, p. 233504, 2006.
- 23 DELATORRE, R. G. *et al.* Electrodeposited p-type magnetic metal-base transistor. *Journal of applied physics*, American Institute of Physics, v. 99, n. 8, p. 08H704, 2006.
- 24 RHODERICK, E. H. Metal-semiconductor contacts. *IEE Proceedings I-Solid-State and Electron Devices*, IET, v. 129, n. 1, p. 1, 1982.
- 25 PETER, L. *Advances in electrochemical science and engineering.: Vol. 3 Heinz Gerischer and Charles W. Tobias (Eds.), VCH, Weinheim, 1994, ISBN 3 527 29002 8, pp. 331,£ 77.00, DM. 188.00.* [S.l.]: Elsevier, 1994.
- 26 PASA, A. A.; MUNFORD, M. L. Electrodeposition. In: *Encyclopedia of Chemical Processing (Online)*. [S.l.]: CRC Press, 2005. p. 821–832.
- 27 PACHECO, W. F. *et al.* Voltametrias: Uma breve revisão sobre os conceitos. *Revista Virtual de Química*, v. 5, n. 4, p. 516–537, 2013.
- 28 KLAUSS, P. *et al.* Estudo da obtenção de imagens no microscópio eletrônico de varredura e espectros na microanálise por energia dispersiva. 2003.

-
- 29 ASHCROFT, N. W.; MERMIN, N. D. *Física do estado sólido*. [S.l.]: Cengage Learning, 2011.
- 30 O'HANDLEY, R. C. *Modern magnetic materials: principles and applications*. [S.l.]: Wiley, 2000.
- 31 NIKOLO, M. Superconductivity: A guide to alternating current susceptibility measurements and alternating current susceptometer design. *American Journal of Physics*, American Association of Physics Teachers, v. 63, n. 1, p. 57–65, 1995.
- 32 GONCALVES, R. S. *et al.* Estudo da interação magnética em válvulas de spin e gelos de spin artificiais unidirecionais para aplicação em efeito de proximidade supercondutora. Universidade Federal de Viçosa, 2019.
- 33 CHEN, J. *et al.* Deposition of permalloy films by filtered cathodic vacuum arc. *Thin Solid Films*, Elsevier, v. 443, n. 1-2, p. 115–119, 2003.
- 34 KUBO, E. *et al.* Effect of magnetic field on permeability of electroplated permalloy for microdevices. *Japanese Journal of Applied Physics*, IOP Publishing, v. 49, n. 4S, p. 04DB17, 2010.
- 35 SINGH, J. *et al.* Investigation of structural and magnetic properties of ni, nife and nife2o4 thin films. *Journal of magnetism and magnetic materials*, Elsevier, v. 324, n. 6, p. 999–1005, 2012.
- 36 HIRAO, T. *et al.* Novel top-gate zinc oxide thin-film transistors (zno tfts) for amlcds. *Journal of the Society for Information Display*, Wiley Online Library, v. 15, n. 1, p. 17–22, 2007.
- 37 KUMAR, M.; SASIKUMAR, C. Electrodeposition of nanostructured zno thin film: a review. *Am. J. Mater. Sci. Eng*, v. 2, n. 2, p. 18–23, 2014.
- 38 FUTSUHARA, M.; YOSHIOKA, K.; TAKAI, O. Structural, electrical and optical properties of zinc nitride thin films prepared by reactive rf magnetron sputtering. *Thin Solid Films*, Elsevier, v. 322, n. 1-2, p. 274–281, 1998.
- 39 SPADA, E. *et al.* Thin films of fexni1- x electroplated on silicon (1 0 0). *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier, v. 272, p. E891–E892, 2004.
- 40 ARAUJO, C. I. L. d. *et al.* Magnetorresistência em ligas ferro-níquel eletrodepositadas sobre silício tipo-n. Florianópolis, SC, 2007.
- 41 REZENDE, N. P. Preparação e caracterização de nanocompósitos de nanotubos de carbono revestidos com nanopartículas de óxido de zinco. Universidade Federal de Viçosa, 2015.
- 42 YU, H. *et al.* Effect of nano-porosity on high gain permeable metal-base transistors. *Advanced Functional Materials*, Wiley Online Library, v. 24, n. 38, p. 6056–6065, 2014.
- 43 ARAUJO, C. D. *et al.* Spin-polarized current in permalloy clusters electrodeposited on silicon: two-dimensional giant magnetoresistance. *Applied Physics Letters*, American Institute of Physics, v. 92, n. 22, p. 222101, 2008.

-
- 44 KRYDER, M. *et al.* Magnetic properties and domain structures in narrow nife stripes. *IEEE Transactions on Magnetics*, IEEE, v. 16, n. 1, p. 99–103, 1980.
- 45 KIKUCHI, S.; ITO, S. Properties of hard magnetic cu-ni-fe alloys. *IEEE Transactions on Magnetics*, IEEE, v. 8, n. 3, p. 344–346, 1972.
- 46 ZHANG, P. *et al.* Dendritic core-shell nickel-iron-copper metal/metal oxide electrode for efficient electrocatalytic water oxidation. *Nature communications*, Nature Publishing Group, v. 9, n. 1, p. 1–10, 2018.
- 47 TIMMERWILKE, J. *et al.* Using magnetic permeability bits to store information. *Journal of Physics D: Applied Physics*, IOP Publishing, v. 48, n. 40, p. 405002, 2015.
- 48 PETRIE, J. *et al.* A non-erasable magnetic memory based on the magnetic permeability. *Journal of magnetism and magnetic materials*, Elsevier, v. 361, p. 262–266, 2014.
- 49 MAYER, L. Curie-point writing on magnetic films. *Journal of Applied Physics*, American Institute of Physics, v. 29, n. 6, p. 1003–1003, 1958.
- 50 HECKER, M. *et al.* Thermal stability and degradation mechanism of nife/cu giant magnetoresistance multilayer systems. *Journal of applied physics*, American Institute of Physics, v. 91, n. 10, p. 7203–7205, 2002.
- 51 JOFFE, I.; GAUNT, P. Magnetic hardening and phase segregation in cunife and cunico alloys. *Journal of Physics D: Applied Physics*, IOP Publishing, v. 4, n. 4, p. 586, 1971.
- 52 KHAN, S. A. *et al.* Enhancement of curie temperature (t_c) and magnetization of fe-ni invar alloy through cu substitution and with he⁺ 2 ion irradiation. *Journal of Electronic Materials*, Springer, v. 45, n. 4, p. 2258–2265, 2016.
- 53 WILLIAMS, E. Magnetic properties of copper-nickel alloys. *Physical Review*, APS, v. 38, n. 4, p. 828, 1931.
- 54 YU, P. *et al.* Curie temperatures of fcc and bcc nickel and permalloy: Supercell and green's function methods. *Physical Review B*, APS, v. 77, n. 5, p. 054431, 2008.
- 55 BUTLER, E. P.; THOMAS, G. Structure and properties of spinodally decomposed cu-ni-fe alloys. *Acta metallurgica*, Elsevier, v. 18, n. 3, p. 347–365, 1970.
- 56 ALDRED, A. *et al.* Magnetic-moment distributions in ferromagnetic ni-cu alloys. *Physical Review B*, APS, v. 7, n. 1, p. 218, 1973.
- 57 LESLIE-PELECKY, D. L.; RIEKE, R. D. Magnetic properties of nanostructured materials. *Chemistry of materials*, ACS Publications, v. 8, n. 8, p. 1770–1783, 1996.
- 58 RUSHBROOKE, G.; WOOD, P. J. On the curie points and high temperature susceptibilities of heisenberg model ferromagnetics. *Molecular Physics*, Taylor & Francis, v. 1, n. 3, p. 257–283, 1958.
- 59 MOHN, P.; WOHLFARTH, E. The curie temperature of the ferromagnetic transition metals and their compounds. *Journal of Physics F: Metal Physics*, IOP Publishing, v. 17, n. 12, p. 2421, 1987.

-
- 60 KURU, H.; KOCKAR, H.; ALPER, M. Electrodeposited nifecu/cu multilayers: effect of fe ion concentration on properties. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier, v. 373, p. 135–139, 2015.
- 61 KOCKAR, H.; ALPER, M.; TOPCU, H. Effect of potentiostatic waveforms on properties of electrodeposited nife alloy films. *The European Physical Journal B-Condensed Matter and Complex Systems*, Springer, v. 42, n. 4, p. 497–501, 2004.
- 62 RADU, F. *et al.* Perpendicular exchange bias in ferrimagnetic spin valves. *Nature communications*, Nature Publishing Group, v. 3, n. 1, p. 1–7, 2012.
- 63 MA, Q. *et al.* Artificially engineered heusler ferrimagnetic superlattice exhibiting perpendicular magnetic anisotropy. *Scientific reports*, Nature Publishing Group, v. 5, n. 1, p. 1–6, 2015.
- 64 FINLEY, J.; LIU, L. Spin-orbit-torque efficiency in compensated ferrimagnetic cobalt-terbium alloys. *Physical Review Applied*, APS, v. 6, n. 5, p. 054001, 2016.
- 65 FINLEY, J.; LIU, L. Spintronics with compensated ferrimagnets. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing LLC, v. 116, n. 11, p. 110501, 2020.
- 66 CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D. *Introduction to magnetic materials*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2011.
- 67 SAVOINI, M. *et al.* Highly efficient all-optical switching of magnetization in gdfeco microstructures by interference-enhanced absorption of light. *Physical Review B*, APS, v. 86, n. 14, p. 140404, 2012.
- 68 CARETTA, L. *et al.* Fast current-driven domain walls and small skyrmions in a compensated ferrimagnet. *Nature nanotechnology*, Nature Publishing Group, v. 13, n. 12, p. 1154–1160, 2018.
- 69 PHAM, T. H. *et al.* Thermal contribution to the spin-orbit torque in metallic-ferrimagnetic systems. *Physical Review Applied*, APS, v. 9, n. 6, p. 064032, 2018.
- 70 MISHRA, R. *et al.* Anomalous current-induced spin torques in ferrimagnets near compensation. *Physical Review Letters*, APS, v. 118, n. 16, p. 167201, 2017.
- 71 TOLLEY, R. *et al.* Generation and manipulation of domain walls using a thermal gradient in a ferrimagnetic tbco wire. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing LLC, v. 106, n. 24, p. 242403, 2015.
- 72 MISHRA, R.; PODLAHA, E. Coupled partial current density behavior of cobalt–terbium alloy codeposition. *Journal of The Electrochemical Society*, IOP Publishing, v. 153, n. 6, p. C422, 2006.
- 73 MISHRA, R.; PODLAHA, E. Template electrodeposition of cobalt–gadolinium alloys. *Electrochemical and Solid State Letters*, IOP Publishing, v. 9, n. 12, p. C199, 2006.

-
- 74 KIM, T. *et al.* Microstructures and magnetic properties of amorphous $\text{tb}_x\text{co}_{1-x}$ films deposited by facing target magnetron-sputtering system with divergent magnetic field. *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena*, American Vacuum Society, v. 28, n. 1, p. 110–115, 2010.
- 75 UKLEEV, V. *et al.* Imprinted magnetic anisotropy and zigzag domain structure of amorphous tbco films. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, Springer, v. 28, n. 12, p. 3571–3577, 2015.
- 76 NIKITIN, S.; ANDREENKO, A.; DAMIANOVA, R. Magnetic properties and anisotropy of amorphous tb-co alloys. *IEEE transactions on magnetics*, v. 24, n. 2, p. 1987–1991, 1988.
- 77 LU, J. *et al.* Spintronics technology: past, present and future. *International Materials Reviews*, Taylor & Francis, v. 61, n. 7, p. 456–472, 2016.
- 78 SCHMIDT, G. *et al.* Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor. *Physical Review B*, APS, v. 62, n. 8, p. R4790, 2000.
- 79 MESERVEY, R.; TEDROW, P. Spin-polarized electron tunneling. *Physics reports*, North-Holland, v. 238, n. 4, p. 173–243, 1994.
- 80 HEER, W. A. D. *et al.* Large area and structured epitaxial graphene produced by confinement controlled sublimation of silicon carbide. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, National Acad Sciences, v. 108, n. 41, p. 16900–16905, 2011.
- 81 JÓZSA, C. *et al.* Linear scaling between momentum and spin scattering in graphene. *Physical Review B*, APS, v. 80, n. 24, p. 241403, 2009.
- 82 HAN, W.; OTANI, Y.; MAEKAWA, S. Quantum materials for spin and charge conversion. *npj Quantum Materials*, Nature Publishing Group, v. 3, n. 1, p. 1–16, 2018.
- 83 HAN, W. *et al.* Tunneling spin injection into single layer graphene. *Physical review letters*, APS, v. 105, n. 16, p. 167202, 2010.
- 84 HUERTAS-HERNANDO, D.; GUINEA, F.; BRATAAS, A. Spin-orbit coupling in curved graphene, fullerenes, nanotubes, and nanotube caps. *Physical Review B*, APS, v. 74, n. 15, p. 155426, 2006.
- 85 CHEN, M. *et al.* Advances in transferring chemical vapour deposition graphene: a review. *Materials Horizons*, Royal Society of Chemistry, v. 4, n. 6, p. 1054–1063, 2017.
- 86 LIAO, C.-D. Toward controllable growth of millimeter-size cvd graphene single crystals and its application in 2d van der waals heterostructure based photodetector.
- 87 TOMBROS, N. *et al.* Electronic spin transport and spin precession in single graphene layers at room temperature. *nature*, Nature Publishing Group, v. 448, n. 7153, p. 571–574, 2007.

-
- 88 HAN, W. *et al.* Spin transport and relaxation in graphene. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier, v. 324, n. 4, p. 369–381, 2012.
- 89 PESIN, D.; MACDONALD, A. H. Spintronics and pseudospintronics in graphene and topological insulators. *Nature materials*, Nature Publishing Group, v. 11, n. 5, p. 409–416, 2012.
- 90 FARMER, D. B.; LIN, Y.-M.; AVOURIS, P. Graphene field-effect transistors with self-aligned gates. *Applied Physics Letters*, American Institute of Physics, v. 97, n. 1, p. 013103, 2010.
- 91 GRÜNBERG, P. A. *From spinwaves to giant magnetoresistance (GMR) and beyond*. [S.l.]: December, 2007. v. 82007.
- 92 RASHBA, E. Theory of electrical spin injection: Tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem. *Physical Review B*, APS, v. 62, n. 24, p. R16267, 2000.
- 93 FERT, A.; JAFFRES, H. Conditions for efficient spin injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor. *Physical Review B*, APS, v. 64, n. 18, p. 184420, 2001.
- 94 SCHMIDT, G. Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor schmidt, g.; ferrand, d.; molenkamp, lw; filip, at; wees, bj van.
- 95 MOODERA, J. S. *et al.* Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions. *Physical review letters*, APS, v. 74, n. 16, p. 3273, 1995.
- 96 FERRARI, A. C.; BASKO, D. M. Raman spectroscopy as a versatile tool for studying the properties of graphene. *Nature nanotechnology*, Nature Publishing Group, v. 8, n. 4, p. 235–246, 2013.
- 97 COEY, J. M. *Magnetism and magnetic materials*. [S.l.]: Cambridge university press, 2010.
- 98 JEDEMA, F. *et al.* Spin injection and spin accumulation in all-metal mesoscopic spin valves. *Physical Review B*, APS, v. 67, n. 8, p. 085319, 2003.
- 99 JÓZSA, C. *et al.* Electronic spin drift in graphene field-effect transistors. *Physical review letters*, APS, v. 100, n. 23, p. 236603, 2008.
- 100 CZESCHKA, F. D. *Spin currents in metallic nanostructures*. Tese (Doutorado) — Technische Universität München, 2011.
- 101 SENEOR, P. *et al.* Spintronics with graphene. *arXiv preprint arXiv:1411.3477*, 2014.
- 102 KIMURA, T.; OTANI, Y.; HAMRLE, J. Enhancement of spin accumulation in a nonmagnetic layer by reducing junction size. *Physical Review B*, APS, v. 73, n. 13, p. 132405, 2006.
- 103 HANLE, W. Über magnetische beeinflussung der polarisation der resonanzfluoreszenz. *Zeitschrift für Physik*, Springer, v. 30, n. 1, p. 93–105, 1924.

-
- 104 HAN, W. *et al.* Spin transport in graphite and graphene spin valves. In: INTERNATIONAL SOCIETY FOR OPTICS AND PHOTONICS. *Spintronics II*. [S.l.], 2009. v. 7398, p. 739819.
- 105 NETO, A. H. C. Selected topics in graphene physics. In: *Modern Theories of Many-Particle Systems in Condensed Matter Physics*. [S.l.]: Springer, 2012. p. 117–144.
- 106 GHAREKHANLOU, B.; KHORASANI, S. An overview of tight-binding method for two-dimensional carbon structures. *Graphene Prop. Synth. Appl*, p. 1–37, 2011.
- 107 NETO, A. H. C. *et al.* The electronic properties of graphene. *RvMP*, v. 81, n. 1, p. 109–162, 2009.
- 108 GEIM, A. K. Graphene: status and prospects. *science*, American Association for the Advancement of Science, v. 324, n. 5934, p. 1530–1534, 2009.
- 109 LEVESQUE, P. L. *et al.* Probing charge transfer at surfaces using graphene transistors. *Nano letters*, ACS Publications, v. 11, n. 1, p. 132–137, 2011.
- 110 SCHEDIN, F. *et al.* Detection of individual gas molecules adsorbed on graphene. *Nature materials*, Nature Publishing Group, v. 6, n. 9, p. 652–655, 2007.
- 111 GEIM, A. K.; NOVOSELOV, K. S. The rise of graphene. In: *Nanoscience and technology: a collection of reviews from nature journals*. [S.l.]: World Scientific, 2010. p. 11–19.
- 112 YAN, J. *et al.* Electric field effect tuning of electron-phonon coupling in graphene. *Physical review letters*, APS, v. 98, n. 16, p. 166802, 2007.
- 113 MERIC, I. *et al.* Current saturation in zero-bandgap, top-gated graphene field-effect transistors. *Nature nanotechnology*, Nature Publishing Group, v. 3, n. 11, p. 654–659, 2008.
- 114 TIAN, J. *et al.* Ambipolar graphene field effect transistors by local metal side gates. *Applied Physics Letters*, American Institute of Physics, v. 96, n. 26, p. 263110, 2010.
- 115 MIYAZAKI, T.; TEZUKA, N. Giant magnetic tunneling effect in fe/al2o3/fe junction. *Journal of magnetism and magnetic materials*, Elsevier, v. 139, n. 3, p. L231–L234, 1995.
- 116 PARKIN, S. S. *et al.* Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with mgo (100) tunnel barriers. *Nature materials*, Nature Publishing Group, v. 3, n. 12, p. 862–867, 2004.
- 117 REYNOLDS, J. G. Solubilities in aqueous nitrate solutions that appear to reverse the law of mass action. *Physical Chemistry Chemical Physics*, Royal Society of Chemistry, 2021.
- 118 CASIRAGHI, C. *et al.* Raman fingerprint of charged impurities in graphene. *Applied Physics Letters*, American Institute of Physics, v. 91, n. 23, p. 233108, 2007.
- 119 ARAUJO, C. D. *et al.* Magnetic vortex crystal formation in the antidot complement of square artificial spin ice. *Applied Physics Letters*, American Institute of Physics, v. 104, n. 9, p. 092402, 2014.

- 120 DANKERT, A.; DASH, S. P. Electrical gate control of spin current in van der waals heterostructures at room temperature. *Nature communications*, Nature Publishing Group, v. 8, n. 1, p. 1–6, 2017.
- 121 JÓZSA, C. *et al.* Electronic spin drift in graphene field-effect transistors. *Physical review letters*, APS, v. 100, n. 23, p. 236603, 2008.
- 122 KAMALAKAR, M. V. *et al.* Long distance spin communication in chemical vapour deposited graphene. *Nature Communications*, Nature Publishing Group, v. 6, n. 1, p. 1–8, 2015.