

Yuri da Silva Avila

**PREPARAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO MAGNETOELÉTRICA DE MULTICAMADAS
DE W/CoFeB**

Porto Alegre

2023

Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Instituto de Física

**PREPARAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO MAGNETOELÉTRICA DE MULTICAMADAS
DE W/CoFeB**

Yuri da Silva Avila

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao
Instituto de Física da Universidade Federal do
Rio Grande do Sul como requisito parcial para a
obtenção do título de Bacharel em Física.

Orientador: Prof. Dr. Milton André Tumelero

Porto Alegre

2023

Yuri da Silva Avila

PREPARAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO MAGNETOELÉTRICA DE MULTICAMADAS DE W/CoFeB/ Yuri da Silva Avila. – Porto Alegre, 2023-49 p.

Orientador: Prof. Dr. Milton André Tumelero

Trabalho de Conclusão de Curso – Universidade Federal do Rio Grande do Sul
Instituto de Física
, 2023.

1. Anisotropia magnética perpendicular. 2. Sputtering. 3. XRD. 4. RBS. 5. Multicamadas de W/CoFeB. 6. Tungstênio na fase beta. 7. Curvas de histeres.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer primeiramente à minha esposa Tatyana pelo companheirismo e imensurável confiança em mim, além de todo apoio e incentivo durante esta trajetória na graduação. Sem você essa jornada jamais teria sequer começado!

À minha mãe Cecília, pai Antônio e irmãs Diéssica e Joseila pela torcida e suporte desde sempre. Além dos cunhados Fernando e João pelas brincadeiras e disposição em sempre ajudar;

A todos os professores no decorrer do curso de bacharel em Física, em especial o professor Dr. Milton A. Tumelero por todos os ensinamentos teóricos, experimentais e do meio científico, além de toda paciência e dedicação;

Aos meus amigos de longa data Carlos Galaschi, Victor Cardoso e Vitor Munhoz pelas risadas para aliviar a tensão e em especial à minha cunhada querida Fernanda por todos os auxílios desde a época do vestibular;

Aos amigos que fiz na universidade durante o curso, em especial Rafael, Lucas e Júlio pelos momentos de descontração e também pelo conhecimento compartilhado.

Ao Laboratório de Propriedades Quânticas dos Sólidos do IF/UFRGS pela recepção de todos e espaço para o desenvolvimento deste trabalho;

Ao Laboratório de Magnetismo do IF/UFRGS por ceder o espaço para realizar as deposições no Sputtering e medidas no VSM.

Resumo

Este trabalho é focado no estudo experimental de anisotropia magnética em sistemas formados por heteroestruturas de multicamadas entre W/CoFeB. A investigação é feita através de: (i) medidas de caráter estrutural para identificarmos corretamente as características dimensionais, cristalográficas e de composição das amostras; (ii) medidas de magnetização de remanência angular e curvas de histeres para a caracterização magnética; (iii) medidas magnetoelétricas, onde foi possível identificar magnetorresistência em diversas amostras estudadas. Para tanto, as amostras foram depositadas via técnica de Sputtering utilizando máscaras de sombreamento e, posteriormente, passaram pela técnica de RBS e XRD para que fosse possível averiguação das características estruturais das amostras. Estes resultados nos mostram fortes evidências as camadas de W depositadas possuem uma fase metaestável chamada de β -W. Na sequência, medidas de histerese e magnetização de remanência angular foram realizadas no plano das amostras, mostrando que amostras com camadas ferromagnéticas de CoFeB abaixo de $\sim 1 \text{ nm}$ podem possuir anisotropia magnética perpendicular e, por fim, medidas magnetorresistivas mostraram que os sistemas estudados neste trabalho possuem magnetorresistência variando entre 0,1% e 0,3%.

Palavras chave: Anisotropia magnética perpendicular, Sputtering, XRD, RBS, Multicamadas de W/CoFeB, Tungstênio na fase beta, Curvas de histerese.

Abstract

This work focuses on the experimental study of magnetic anisotropy in systems formed by heterostructures of multilayers between W/CoFeB. The investigation is carried out through: (i) structural measurements to accurately identify the dimensional, crystallographic, and compositional characteristics of the samples; (ii) measurements of angular remanence magnetization and hysteresis curves for magnetic characterization; (iii) magneto-electric measurements, where it was possible to identify magnetoresistance in several studied samples. For this purpose, the samples were deposited using the Sputtering technique with shadow masks and subsequently subjected to RBS and XRD techniques to investigate the structural characteristics of the samples. These results show strong evidence that the W target used has a metastable phase called β -W. Subsequently, hysteresis and angular remanence magnetization measurements were performed in the plane of the samples, showing that samples with ferromagnetic CoFeB layers below ~ 1 nm may have perpendicular magnetic anisotropy. Finally, magnetoresistive measurements showed that the systems studied in this work have magnetoresistance varying between 0.1% and 0.3%

Keywords: Perpendicular magnetic anisotropy, Sputtering, XRD, RBS, W/CoFeB multilayers, Beta-phase tungsten, Hysteresis curves.

Lista de Figuras

Figura 1.1 – Empilhamento de filmes finos formando heteroestruturas de W/CoFeB (metais utilizados neste trabalho).	5
Figura 1.2 – Criação de domínios magnéticos em determinados sistemas onde as energias de troca e dipolar são minimizadas.	7
Figura 1.3 – Domínios magnéticos em um sólido ferromagnético. Em a) temos os domínios alinhados de maneira aleatória caracterizando um regime paramagnético e em b) os domínios ordenados, todos spins alinhados paralelamente, caracterizando um regime ferromagnético.	8
Figura 1.4 – DMI em (a) um material de forte acoplamento spin-órbita e (b) na interface entre um metal ferromagnético e um metal não magnético de forte acoplamento spin-órbita. [1]	11
Figura 1.5 – Textura de domínios do tipo labirinto coletada por MFM.[2]	12
Figura 1.6 – Mapa de texturas magnéticas formando: em (a) paredes de Néel no plano, em (b) paredes de domínio fora do plano. Adaptado de [3]	13
Figura 1.7 – Texturas magnéticas de spin formando padrões denominados de (a) Meron (b) Antiskyrmion (c) Antimeron.[4]	13
Figura 1.8 – Texturas magnéticas de spin formando padrões diferentes de bolhas: (a) bolhas do tipo I, sentido anti-horário (b) bolha do tipo II (c) bolha do tipo I com sentido horário.[5]	13
Figura 1.9 – Ilustração de uma textura de vórtice em estado planar simples.[6]	14
Figura 1.10–Duas das principais formas que os skyrmions se apresentam. Adaptado de [7]	15
Figura 1.11–Esquemática de uma memória do tipo Racetrack vertical. Adaptado de [8][9]	15
Figura 1.12–Representação esquemática da MRO.	16
Figura 1.13–Magnetorresistência em função do ângulo entre o vetor magnetização \vec{M} e densidade de corrente \vec{J} , onde o campo externo aplicado é constante e maior que o campo de saturação $\vec{H} > \vec{H}_s$. Adaptado de [10]	17
Figura 1.14–Representação gráfica característica da MRA. A linha cheia (pontilhada) corresponde ao campo aplicado ortogonalmente (longitudinalmente) à corrente na amostra. Adaptado de [11]	18

Figura 1.15–Representação esquemática de como é montado o sistema para medir o efeito Hall.	19
Figura 1.16–Esquemática de como ocorre o Efeito Hall Anômalo	20
Figura 2.1 – Esquemática interna da câmara a vácuo de um sistema de deposição por Sputtering. Na parte superior da imagem estão dispostos os tipos de fontes que podemos utilizar no processo. [12]	22
Figura 2.2 – Esquemática do processo utilizado para a técnica de RBS. [13]	23
Figura 2.3 – Lei de Bragg aplicada em dois planos sucessivos da rede cristalina. Adaptado de [14]	25
Figura 2.4 – Esquemática simplificada de um VSM. [15]	25
Figura 2.5 – Fotografia de uma das amostras preparadas, produzida por meio de um microscópio.	26
Figura 2.6 – Esquemática da localização dos contatos elétricos, dispostos no formato de uma barra Hall, para medição de resistência através do método de quatro pontas. Os índices subscritos em R_{xx} e R_{xy} correspondem respectivamente à direção da corrente e direção da queda de tensão.	27
Figura 3.1 – Amostras de (a) W, (b) CoFeB que passaram pela técnica de RBS separadamente. Na parte inferior são apresentadas as taxas de deposição de cada metal, sendo em (c) a taxa do W e (d) do CoFeB.	30
Figura 3.2 – Medidas de RBS das multicamadas juntamente com o ajuste simulado de acordo com os parâmetros selecionados.	32
Figura 3.3 – Difractogramas de Raio-X evidenciando a fase beta do W.	34
Figura 3.4 – Curvas de histerese das nove amostras preparadas. Em (a) estão dispostas as curvas referentes às amostras $W_{(3)}/CoFeB_{(1,0),(1,25),(1,5),(1,75),(2,0),(2,25)}$ e em (b) as curvas das referências $W_{(3)}/CoFeB_{(3,0),(4,5),(6,0)}$	35
Figura 3.5 – Comparação das curvas de histerese entre amostras de espessuras medidas com proximidade de CoFeB.	37
Figura 3.6 – Medidas de magnetização de remanência angular no plano das amostras. . .	38
Figura 3.7 – Medida em (a) de momento magnético por área em função da espessura de CoFeB e em (b) momento magnético por volume (magnetização de saturação) em função da proporção Fe/Co.	39
Figura 3.8 – Medidas de resistência elétrica em função da espessura de CoFeB.	39
Figura 3.9 – Medidas de magnetorresistência longitudinal.	40

Figura 3.10–Variação percentual da magnetorresistência em função: (a) da espessura do
CoFeB; (b) proporção Fe/Co. 41

Lista de Tabelas

Tabela 3.1 – Dados referentes às amostras de W e CoFeB fabricadas separadamente. . . .	30
Tabela 3.2 – Quantidade percentual de Fe, Co e B nos filmes finos de $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{30}\text{B}_{10}$	31
Tabela 3.3 – Dados referentes às amostras fabricadas em heteroestruturas $[(\text{W}/\text{CoFeB})_3/\text{W}]$	31
Tabela 3.4 – Dados referentes às amostras de referência em heteroestruturas $[\text{W}/\text{CoFeB}/\text{W}]$	32
Tabela 3.5 – Espessuras de W e CoFeB medidas nas multicamadas pela técnica de RBS. . . .	33
Tabela 3.6 – Espessuras de W e CoFeB medidas nas amostras de referência pela técnica de RBS.	33
Tabela 3.7 – Comparação entre as proporções das amostras de multicamadas e nominais do alvo de $\text{Co}_{30}\text{Fe}_{60}\text{B}_{10}$	33
Tabela 3.8 – Relação da magnetização de saturação de cada amostra em função da quantidade de CoFeB e proporção Fe/Co em cada amostra.	36

Lista de Abreviaturas e Siglas

AHE	Anomalous Hall Effect (Efeito Hall Anômalo)
ARM	Angular Remanent Magnetization (Magnetização de Remanência Angular)
DMI	Dzyaloshinskii–Moriya Interaction (Interação Dzyaloshinskii–Moriya)
FM	Ferromagnetic Metal (Metal Ferromagnético)
HM	Heavy Metal (Metal Pesado)
LAM	Laboratório de Magnetismo
LED	Light-Emitting Diode (Diodo Emissor de Luz)
MFM	Microscopia de Força Magnética
MOKE	Magneto-Optic Kerr Effect (Efeito Kerr Magneto-óptico)
MR	Magnetorresistência
MRA	Magnetorresistência Anisotrópica
MRAM	Magnetoresistive Random-Access Memory (Memória Magnetorresistiva de Acesso Aleatório)
MRO	Magnetorresistência Ordinária
OHE	Ordinary Hall Effect (Efeito Hall Ordinário)
PMA	Perpendicular Magnetic Anisotropy (Anisotropia Magnética Perpendicular)
PVD	Physical Deposition Vapour (Deposição Física por Vapor)
RBS	Rutherford Backscattering Spectrometry (Espectroscopia de Retroespalhamento de Rutherford)
SOC	Spin-Orbit Coupling (Acoplamento Spin-Órbita)
UFRGS	Universidade Federal do Rio Grande do Sul
VSM	Vibrating Sample Magnetometer (Magnetômetro de Amostra Vibrante)

XRD

X-Ray Diffraction (Difração de Raio-X)

Lista de Símbolos

A	Ampere (Unidade de medida de corrente elétrica)
Al	Elemento Alumínio
Ar	Elemento Argônio
Au	Elemento Ouro
B	Elemento Boro
Co	Elemento Cobalto
E_{DMI}	Energia da interação Dzyaloshinskii-Moriya
E_H	Campo de Hall
emu	Momento magnético
eV	Eletron-volt (Unidade de medida de energia)
\vec{F}	Força de Lorentz
Fe	Elemento Ferro
\vec{H}	Campo magnético
H	Energia de troca de Heisenberg
Ir	Elemento Irídio
J_x	Densidade de carga elétrica na direção x
\vec{M}	Magnetização
m	Metro (Unidade de medida de comprimento)
MgO	Óxido de Magnésio
Mn	Manganês
MR	Magnetorresistência

Nb	Elemento Nióbio
Nd	Elemento Neodímio
Ni	Elemento Níquel
Pd	Elemento Paládio
Pt	Elemento Platina
q	Carga elétrica
R	Resistência elétrica
R_0	Coefficiente de Hall
R_S	Coefficiente Hall anômalo
\vec{S}	Momento angular de spin
Si	Elemento Silício
SiO	Óxido de Silício
Ta	Elemento Tântalo
T_C	Temperatura de Curie
<i>Torr</i>	Torr (unidade de pressão)
\vec{v}	Velocidade dos portadores de carga
W	Elemento Tungstênio
α	Partícula alfa (Núcleo de Hélio)
β -W	Fase β do Tungstênio
λ	Comprimento de onda
μ_0	Permeabilidade magnética do vácuo
μV	Microvolt (Unidade de medida de tensão)
ρ_H	Resistividade Hall
χ	Suceptibilidade magnética

Sumário

	Introdução	1
1	Aspectos Teóricos	5
1.1	Filmes finos e heteroestruturas	5
1.2	Ferromagnetismo	6
1.3	Anisotropia Magnética	8
1.4	A interação Dzyaloshinskii-Moriya	11
1.5	Texturas Magnéticas	11
1.5.1	Skyrmions	14
1.6	Magnetorresistência e Efeito Hall	16
1.6.1	Magnetorresistência Ordinária	16
1.6.2	Magnetorresistência Anisotrópica	17
1.6.3	Efeito Hall Ordinário	18
1.6.4	Efeito Hall Anômalo	20
1.6.5	Magnetorresistência e Efeito Hall em sistemas com textura magnética	21
2	Técnicas Experimentais	22
2.1	Sistema de Sputtering	22
2.2	Espectroscopia de Retroespalhamento de Rutherford (RBS)	23
2.3	Difração de Raios-X (XRD)	24
2.4	Magnetômetro de Amostra Vibrante (VSM)	25
2.5	Transporte Elétrico	26
2.5.1	Estrutura das amostras e dos contatos	26
2.5.2	Método de quatro pontas	27
3	Resultados e Discussões	29
3.1	Preparação e Caracterização das Amostras	29
3.1.1	Calibração das Taxas de Deposição	29
3.1.2	Espessura e Composição das Multicamadas	31
3.1.3	Estrutura Cristalina	34
3.1.4	Estrutura Magnética	35
3.1.5	Medidas Magnetoelétricas	39
	Conclusões	42

Referências	43
--------------------------	----

Introdução

Nos últimos anos foram observados diversos novos fenômenos na área do nanomagnetismo, área essa que estuda propriedades magnéticas em objetos com dimensões de ordem nano e mesoscópica. Dentre esses fenômenos podemos destacar domínios e texturas magnéticas que surgem em superfícies e interfaces de filmes finos metálicos. Um exemplo importante são os skyrmions, que tratam-se de arranjos de spin topologicamente protegidos com tamanhos nanométricos, possuindo propriedades similares a uma partícula e que estão normalmente associados à interação Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) [16].

Esse tipo de textura magnética além de estar gerando bastante fascínio desde sua primeira detecção, tem também despertado o interesse na comunidade científica por apresentar propriedades bastante interessantes que podem ser aplicadas para a produção de tecnologias baseadas na spintrônica como, por exemplo, memórias magnéticas [17][18]. Para tanto, é necessário que se consiga primeiramente condições adequadas para a geração destes skyrmions.

Uma forma de estabilizar skyrmions (e outras texturas magnéticas) é a introdução da interação de DM ou DMI em camadas e heteroestruturas. Tal interação pode surgir na interface de heteroestruturas de filmes finos ferromagnéticos (FM) e metais pesados (HM) de forte acoplamento spin-órbita (SOC) empilhados em multicamadas na disposição (FM/HM), como por exemplo, em monocamadas de filmes ultrafinos de ferro (Fe) depositadas em substrato de Ir [19] e bicamadas de PdFe também sobre substrato de Ir [20]. Nestes sistemas discutidos acima ainda é usual o surgimento de anisotropia magnética perpendicular (PMA), isto é, sistemas (filmes finos) cujo eixo fácil de magnetização encontra-se perpendicularmente ao plano da amostra. Em geral, o surgimento de PMA favorece a existência de skyrmions estáveis em temperatura ambiente [21].

Um sistema que apresenta ambos os efeitos, texturas do tipo skyrmion e PMA, são as heteroestruturas formadas pelo empilhamento de camadas ultrafinas de cobalto (Co) e platina (Pt), com espessuras de cerca de 0,8 nm e 1,2 nm, respectivamente [22][23]. Nestas estruturas o alto acoplamento spin-órbita da platina favorece o surgimento de PMA. Ainda nestes sistemas,

skyrmions magnéticos podem ser induzidos utilizando fortes correntes elétricas polarizadas em spin [24][25]. Outras heteroestruturas que têm sido aplicadas para o mesmo fim são: multicamadas de Co/Pd [26], Co/Ni/Pt [27], MgO/CoFeB/Ta/W [28], Ir/Fe/Co/Pt [29], dentre outras. Todos os sistemas descritos acima podem apresentar efeitos de PMA e a presença de texturas de spin.

Por outro lado, um sistema do tipo FM/HM possível são as heteroestruturas cujo material HM é o tungstênio (W), que também é um metal com forte acoplamento spin-órbita, e estudos publicados detectaram PMA em camadas de CoFeB/W, embora o campo anisotrópico fora do plano seja de baixa magnitude [30]. Entretanto, ao que tudo indica, com o acréscimo de uma camada de óxido o campo anisotrópico perpendicular é consideravelmente aumentado [31][32]. No mais, não foram encontrados estudos que indiquem a detecção de texturas não triviais de spin nesses sistemas.

Quando falamos em aplicação tecnológica de texturas magnéticas, dois fatores fundamentais são: a criação e controle destes skyrmions. A detecção é relativamente simples, de modo que o fator determinante até o momento tem sido a criação de skyrmions em um dispositivo [1]. Para isso, tem sido utilizado correntes elétricas polarizadas em spin em eletrodos com diâmetros de dezenas de nanômetros, garantindo a existência de altas densidades de corrente elétrica, na ordem de $10^{(11\sim 12)} A/m^2$ [24][33]. Entretanto, essas altas densidades de corrente dificultam a implementação de tecnologias magnéticas.

Uma situação alternativa que tem sido estudada pela comunidade científica e pelo Grupo de Materiais Quânticos do IF/UFRGS, que consiste em utilizar heteroestruturas de materiais ferromagnéticos e supercondutores fazendo uso dos vórtices magnéticos para a criação de skyrmions [34]. Em um primeiro trabalho publicado, utilizando uma heteroestrutura tipo Nb/Al₂O₃/Co, foi mostrado que os vórtices supercondutores podem ser impressos na camada ferromagnética, mas esta impressão ocorre apenas em baixas temperaturas. O motivo para a magnetização impressa ser pouco estável em altas temperaturas tem relação com a forte anisotropia magnética de forma das camadas ferromagnéticas, a qual cria um eixo fácil de magnetização no plano. Uma sugestão para melhorar a estabilidade das impressões é trocar a camada FM de Co por um sistema de heteroestrutura que apresente PMA ou texturas magnéticas com anisotropia fora do plano.

Uma opção interessante é utilizar multicamadas de Co/W ou CoFeB/W no lugar de filmes finos de Co, uma vez que a opção de W é mais viável economicamente que Pt ou Pd. No entanto, estudos anteriores mostram que o simples empilhamento de W/CoFeB gera efeitos fracos de PMA [30], mas a possibilidade de crescer camadas de W na fase beta tem renovado a possibilidade de usar W em heteroestruturas magnéticas, isso porque a fase beta do W tem acoplamento spin-

órbita ligeiramente maior que a fase alfa (usual) [35][36] e ainda apresenta supercondutividade em baixas temperaturas [37][38]. Um estudo recente demonstrou que bicamadas de W/CoFeB apresentam propriedades magnetoelétricas não convencionais, como uma magnetorresistência que não depende do ângulo entre a magnetização e a direção da corrente aplicada, mas sim, da orientação relativa entre a magnetização e a magnetorresistência Hall de spin. Esta última trata-se da direção em que ocorre o acúmulo dos portadores de carga de mesmo spin, causado pelo efeito Hall de spin [39].

Objetivo

Nesse contexto, o principal objetivo deste trabalho é investigar a preparação de heteroestruturas formadas pelo empilhamento de camadas de cobalto-ferro-boro (CoFeB) e tungstênio (W), buscando observar possíveis efeitos magnetoelétricos e de anisotropias magnéticas, uma vez que o W possui um forte acoplamento spin-órbita e o CoFeB é uma liga metálica ferromagnética.

De maneira mais específica, seguem os objetivos listados abaixo:

- I) Determinação das taxas de crescimento do W e do CoFeB;
- II) Preparação de amostras de heteroestruturas de filmes finos com diferentes espessuras de CoFeB;
- III) Medidas de magnetização para estudo das propriedades magnéticas;
- IV) Medidas de magnetorresistência para estudo das propriedades magnetoelétricas.

Metodologia

A preparação dos filmes foi realizada com a técnica de magnetron sputtering e deu-se em três momentos distintos, sendo fabricados três conjuntos de três amostras cada, totalizando nove amostras no trabalho, seis em multicamadas e três chamadas de referência. Os filmes foram crescidos sobre um substrato de $\text{SiO}_2(100\text{nm})/\text{Si}(100)$.

As amostras foram caracterizadas com a técnica de Espectrometria de Retroespalhamento de Rutherford (RBS) e Difração de Raio-X (XRD) com o objetivo de estimar as espessuras e, conseqüentemente, as taxa de deposição, além de suas respectivas estruturas cristalinas.

Para a caracterização magnética fez-se uso da técnica de Magnetômetro de Amostra Vibrante (VSM) a fim de obter a magnetização das amostras, realizando curvas de histerese e

curva de magnetização remanente angular. Para a caracterização elétrica das amostras, foram preparados seis contatos elétricos em cada filme na disposição de uma Barra Hall com o auxílio de máscaras de deposição e cola prata. Desta maneira, foi possível medir a resistência elétrica de cada amostra com distintos campos magnéticos aplicados.

Fechando essa parte introdutória, segue a maneira que este texto está dividido: no capítulo 1 fala-se brevemente sobre o conhecimento teórico necessário para compreensão do que é abordado neste trabalho de conclusão de curso; no capítulo 2 passamos por uma explicação breve das principais técnicas utilizadas, desde como as amostras foram preparadas até as técnicas de caracterização estrutural, elétrica e magnética; no capítulo 3 são expostos todos os dados e resultados obtidos e em seguida é discorrida uma discussão em cima desses resultados; por fim, nas conclusões, são expostas as considerações finais e perspectivas futuras da pesquisa.

Capítulo 1

Aspectos Teóricos

1.1 Filmes finos e heteroestruturas

Filmes finos são camadas de determinado material depositadas sobre um substrato, com espessuras ínfimas, variando desde alguns nanômetros ($10^{-9} m$) até alguns micrômetros ($10^{-6} m$). Essas camadas são utilizadas em uma variedade de aplicações como em dispositivos eletrônicos, células solares, sensores e outros. Existem diferentes técnicas para preparar filmes finos, como por exemplo: deposição por vapor químico e deposição por vapor físico (PVD). Entre as técnicas de PVD destacam-se: evaporação por feixe de elétrons; epitaxia por feixe molecular e pulverização catódica (ou Sputtering), sendo essa última a utilizada neste trabalho (ver seção 2.1). Cada técnica tem suas vantagens e desvantagens em termos de controle de espessura, recobrimento, uniformidade e pureza. [40]

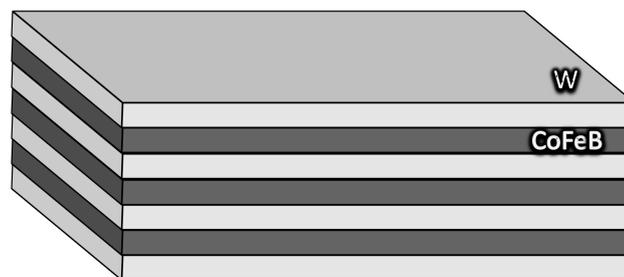


Figura 1.1 – Empilhamento de filmes finos formando heteroestruturas de W/CoFeB (metais utilizados neste trabalho).

Já as heteroestruturas consistem em finas camadas de diferentes materiais depositados sequencialmente, formando um empilhamento e apresentando diferentes propriedades físicas e químicas. Essas camadas são projetadas e fabricadas para terem interfaces bem definidas, com uma mudança abrupta na composição ou na estrutura cristalina entre elas, e isso pode levar a propriedades eletrônicas e magnéticas únicas as quais não poderiam ser encontradas em cada camada individualmente. Heteroestruturas são amplamente utilizadas em dispositivos eletrônicos, como diodos emissores de luz (LEDs), detectores de luz, transistores de efeito

de campo, dentre outros. Em um transistor de efeito de campo, por exemplo, uma camada de material semicondutor é depositada em cima de outra camada com uma largura de banda proibida menor, assim, o empilhamento destes semicondutores propicia a formação de um poço de potencial na interface que pode ser ou não ocupado com elétrons (usando um eletrodo externo) aumentando a condutividade elétrica da interface. Na figura 1.1 é mostrada uma ilustração do empilhamento de filmes finos formando as heteroestruturas utilizadas neste trabalho.

1.2 Ferromagnetismo

O ferromagnetismo é uma fase da matéria caracterizada pela presença de uma magnetização espontânea. Materiais que apresentam esta fase têm a propriedade de se tornarem magnéticos de forma permanente, ou seja, mesmo na ausência de um campo magnético externo eles possuem uma magnetização diferente de zero ($\vec{M} \neq 0$) [41]. Entre os principais materiais ferromagnéticos estão o ferro, níquel, cobalto, outras ligas metálicas e óxidos formados destes três principais elementos. Este fenômeno é complexo de tal modo que envolve diversos parâmetros, como a interação entre os elétrons, a estrutura cristalina e a temperatura e pressão do material.

A origem da fase ferromagnética é o ordenamento dos momentos magnéticos do material (momento de spin e orbitais) decorrentes de interações magnéticas de curto e/ou longo alcance chamadas de interações de troca. As interações de curto alcance são tais que ocorrem entre os spins em átomos adjacentes de um material ferromagnético, ou seja, entre primeiros vizinhos. Portanto, esse tipo de interação ocorre entre pares cuja energia de troca pode ser descrita por um Hamiltoniano de Heisenberg (equação 1.1) [42], que por sua vez é a generalização do Hamiltoniano efetivo de dois spins para o um sólido formado por N spins localizados em uma rede.

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (1.1)$$

O sinal negativo indica que a situação de menor energia, e portanto mais estável, é a que os momentos magnéticos de spin adjacentes \vec{S}_i e \vec{S}_j do material ficam alinhados paralelamente. J é a constante de troca, a qual trata-se de uma medida de magnitude da interação magnética entre os spins adjacentes. Sempre que $J > 0$ ocorre a fase ferromagnética, resultando em uma magnetização espontânea. Por outro lado, se $J < 0$ então o alinhamento de momentos de spins anti-paralelos é favorecido, caracterizando uma nova fase chamada de antiferromagnética [43].

Outra interação magnética importante é a dipolar magnética, a qual contribui para o ordenamento de longo alcance ferromagnético. Essa energia é diretamente proporcional ao

produto dos momentos magnéticos interatômicos e inversamente proporcional ao cubo da distância entre os mesmos, como descrito na equação 1.2. É interessante notarmos que a interação de troca é consideravelmente mais forte que a dipolar.

$$U \propto \frac{\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j}{r^3} \approx 10^{-4} \text{ eV} \quad (1.2)$$

Como a interação dipolar tende a tornar os momentos magnéticos anti-paralelos, o sistema tende a minimizar ambas as contribuições de energia, tanto a de troca quanto a dipolar, criando assim, domínios como ilustrado na figura 1.2.

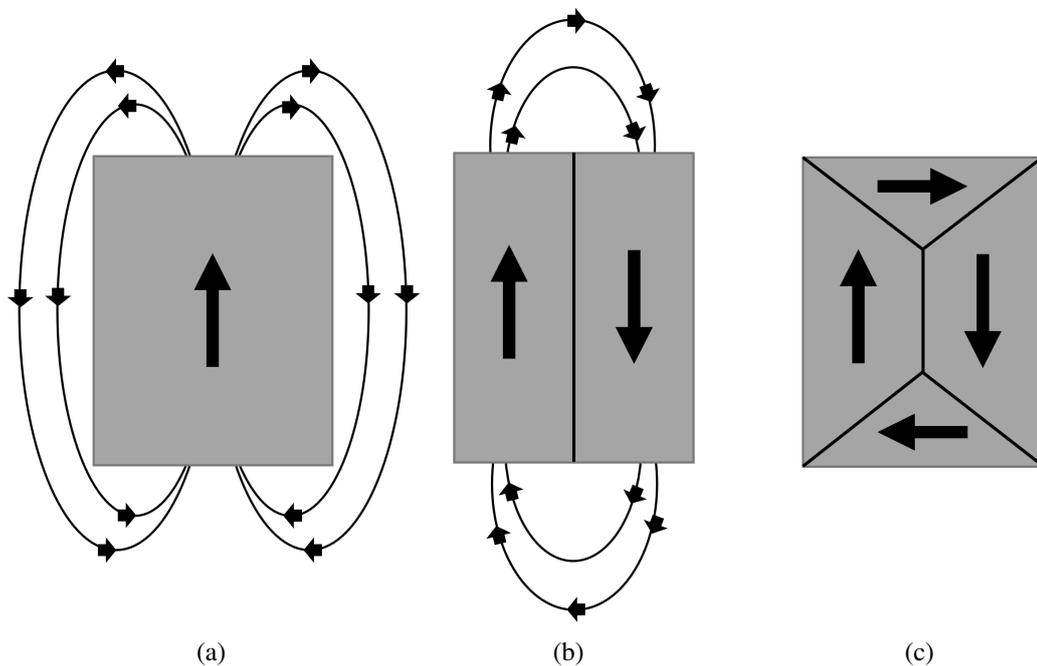


Figura 1.2 – Criação de domínios magnéticos em determinados sistemas onde as energias de troca e dipolar são minimizadas.

Os domínios magnéticos são regiões de tamanho finito e seus momentos magnéticos estão ordenados de forma ferromagnética, minimizando a energia de troca. Entretanto, esses domínios possuem vizinhos os quais, por sua vez, possuem a magnetização orientada em direções distintas, minimizando a energia dipolar [44]. A existência de domínios magnéticos é importante para entender fenômenos como a coercividade e a histerese magnética, que são propriedades chave de materiais ferromagnéticos utilizados em aplicações tecnológicas.

De acordo com a teoria de Curie-Weiss [43] a presença desses domínios afeta a susceptibilidade magnética (χ) do material, que é a medida da "facilidade" com que o material se magnetiza em resposta a um campo magnético externo. O ferromagnetismo é, também, influenciado pela temperatura do sistema, de modo que existe uma temperatura crítica conhecida como temperatura

de Curie (T_C), cujo valor é um máximo para que o material permaneça na fase ferromagnética, como mostrado na equação advinda da Lei de Curie-Weiss:

$$\chi = \frac{C}{T - T_C} \quad (1.3)$$

onde C é a constante de Curie característica do material e T é a temperatura efetiva do material. Notemos que de acordo com a equação 1.3 mostrada acima, a susceptibilidade magnética é inversamente proporcional à diferença de temperatura do sistema e de Curie. Para temperaturas $T < T_C$ o material possui um ordenamento magnético decorrente de campo molecular [45] que atua como se fosse um campo magnético externo, alinhando os momentos magnéticos. Se o material é aquecido a temperaturas $T > T_C$ então o campo molecular é dissipado e os momentos magnéticos do material ficam alinhados em direções aleatórias, devido à agitação térmica, induzindo uma magnetização líquida nula, de modo que o material assume um fase chamada de paramagnética. Notemos ainda que a equação 1.3 diverge para valores $T \approx T_C$, entretanto, o material continua ferromagnético para temperaturas ligeiramente menores que T_C .

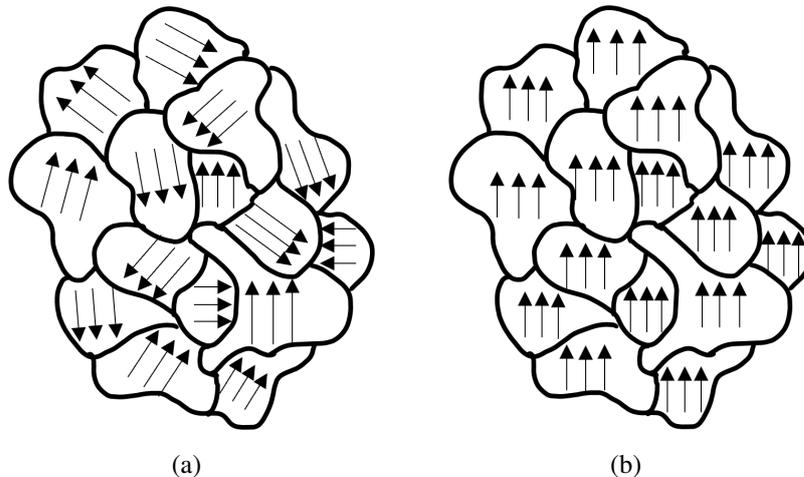


Figura 1.3 – Domínios magnéticos em um sólido ferromagnético. Em a) temos os domínios alinhados de maneira aleatória caracterizando um regime paramagnético e em b) os domínios ordenados, todos spins alinhados paralelamente, caracterizando um regime ferromagnético.

1.3 Anisotropia Magnética

Anisotropia é um fenômeno que surge em corpos cujas propriedades físicas diferem em função da direção em que medimos tais propriedades. Assim, no magnetismo, existe um fenômeno que chamamos de anisotropia magnética, o qual ocorre em certos materiais magnéticos quando há uma direção preferida de magnetização. Existem vários tipos de anisotropias

magnéticas, cada uma com suas próprias características e mecanismos subjacentes, das quais pode-se destacar:

- i. Anisotropia magnetostática: também conhecida como anisotropia magnética de forma. Este tipo de anisotropia ocorre em materiais magnéticos devido à sua geometria, ou seja, ela surge quando a energia de interação magnética depende da direção da magnetização em relação à forma do material. Esta anisotropia ocorre devido à minimização de energia magnetostática do sistema [40] e, de modo geral, é causada por dois efeitos: o de forma e o de superfície. O efeito de forma ocorre quando a geometria do material impõe uma direção preferencial para a magnetização de corrente das interações dipolares. Já o efeito de superfície ocorre quando a presença de superfícies ou interfaces do material afeta a direção preferencial da magnetização. Além do mais, a magnitude e a direção da anisotropia magnetostática dependem crucialmente não só da geometria do material em questão, mas também das suas propriedades magnéticas e, assim, alguns tipos de materiais magnéticos como: filmes finos; nanopartículas; anéis; cilindros e fios possuem este tipo de anisotropia bastante evidenciada, de modo que são utilizados para diversas aplicações incluindo: sensores magnéticos, discos rígidos, dispositivos de geração de energia, etc. Portanto, a compreensão da anisotropia magnética de forma é fundamental para o desenvolvimento e modelagem de novos materiais magnéticos com propriedades ajustáveis para aplicações tecnológicas [46].
- ii. Anisotropia magnetocristalina: Este tipo de anisotropia magnética ocorre em materiais magnéticos devido à sua estrutura cristalina. Ela surge quando a energia de interação magnética depende da direção da magnetização em relação aos eixos cristalográficos do material. A magnetocristalina pode ser classificada em dois tipos principais: uniaxial e cúbica. Na uniaxial a energia de interação magnética é mínima quando a magnetização está ao longo de um eixo cristalográfico preferencial, chamado de eixo de fácil de magnetização. Já na cúbica, existem três eixos cristalográficos equivalentes, logo, a energia é mínima quando a magnetização está ao longo de qualquer um desses eixos e, portanto, todos os três são eixos fáceis de magnetização. A anisotropia magnética magnetocristalina sofre influencia de três fatores: simetria da rede cristalina; interações eletrônicas e tensões e deformações internas do material. Ela é um fenômeno importante em diversos materiais magnéticos, incluindo ligas de FePt, CoPt, NdFeB e outros. A técnica de deposição por

pulverização magnética (sistema de sputtering, ver secção 2.1) é comumente usada para produzir filmes finos com anisotropia magnética magnetocristalina controlável [23].

- iii. Anisotropia induzida: Esta anisotropia magnética ocorre em materiais magnéticos devido à aplicação de um campo magnético externo. Isto é, quando um determinado material magnético é exposto a um forte campo externo, o eixo fácil de magnetização acaba sendo revertido e alinhando-se à direção do campo. A anisotropia induzida pode ser temporária ou permanente dependendo do material e da intensidade do campo magnético aplicado [47]. Existem casos em que a anisotropia induzida pode ser revertida quando há aplicação de um campo magnético no sentido oposto. Por outro lado, nos casos em que a intensidade do campo aplicado é muito alta, a anisotropia é permanente e pode ser utilizada para a criação de ímãs. Algumas das técnicas para induzir a anisotropia magnética incluem: aplicação de um campo magnético externo, deformação mecânica do material e deposição de filmes finos em substratos com diferentes estruturas cristalinas. Por fim, alguns materiais como ligas de FePt e NiFe exibem anisotropia magnética induzida, onde a magnitude e direção dependem da orientação do campo externo aplicado e das propriedades magnéticas do material. [48][46]

Existem ainda outros tipos de anisotropias magnéticas, entre elas a anisotropia perpendicular. Trata-se de um tipo específico de anisotropia magnética que ocorre em filmes finos magnéticos ou heteroestruturas. A anisotropia magnética perpendicular (PMA) ocorre quando o eixo fácil de magnetização está alinhado paralelamente ao eixo normal à superfície do material. Esta anisotropia tem um efeito naturalmente competitivo com a anisotropia de forma. A PMA é causada pela interação entre os momentos magnéticos de uma camada magnética, próximos a uma interface, cuja mediação é dada por elétrons de um metal pesado não magnético, que apresentam forte acoplamento spin-órbita.

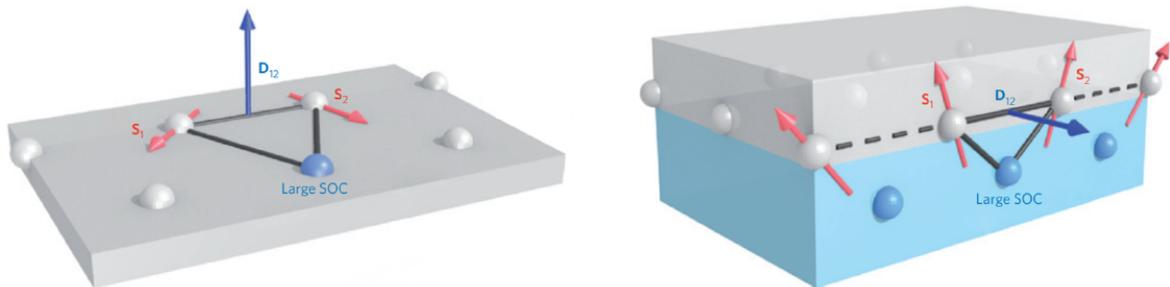
A PMA é importante principalmente para aplicações tecnológicas para armazenamento de dados, como discos rígidos e memórias MRAM, onde a orientação da magnetização perpendicular é usada para codificar informações em espaços menores. Outra aplicação importante é em dispositivos magnéticos de baixa potência, como osciladores magnéticos, onde a magnetização perpendicular pode ser usada para reduzir a dissipação de energia. Por fim, alguns sistemas que exibem a PMA incluem heteroestruturas de Fe/Pt [48], Co/Pt [23], Co/Pd [49], e Co/Ni [50].

1.4 A interação Dzyaloshinskii-Moriya

A interação Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) [51][52] ocorre entre dois momentos magnéticos de spins, decorrentes do acoplamento spin-órbita presente no sistema e pode ser descrita pela equação 1.4. Além disso, esta interação é antissimétrica em relação à comutação dos momentos magnéticos, o que significa que ela só existe na ausência de simetria de inversão espacial, isto é, essencialmente em superfícies e interfaces.

$$E_{DMI} = -\vec{D}_{ij} \cdot (\vec{S}_i \times \vec{S}_j) \quad (1.4)$$

O surgimento da DMI é mais pronunciado em interfaces entre um metal ferromagnético e um metal não magnético com forte acoplamento spin-órbita, uma vez que o acoplamento spin-órbita é uma interação relativística, que não é invariante sob transformações de inversão espacial e, como resultado, a DMI leva a uma quebra da simetria espelhada em materiais magnéticos.



(a) Surgimento da DMI na superfície de um metal.

(b) DMI surgindo na interface entre dois metais.

Figura 1.4 – DMI em (a) um material de forte acoplamento spin-órbita e (b) na interface entre um metal ferromagnético e um metal não magnético de forte acoplamento spin-órbita. [1]

Essa interação é importante porque ela pode afetar as propriedades magnéticas dos materiais em que ela ocorre, como por exemplo, a DMI pode levar à formação de texturas magnéticas como os skyrmions (ver secção 1.5.1), que são estruturas topológicas em forma de redemoinhos ou vórtice. Estes skyrmions possuem propriedades muito interessantes e promissoras para aplicações em dispositivos tipo memórias. Além do mais, ela também pode afetar as propriedades de transporte eletrônico em materiais magnéticos podendo levar, dentre outras, à anomalia Hall de spin [53].

1.5 Texturas Magnéticas

Texturas magnéticas são padrões de orientação e distribuição de magnetização que se formam em materiais magnéticos. Esses padrões podem ser observados em escalas micro

e nanoscópicas, surgindo como resultado de interações entre as propriedades magnéticas e estruturais do material. Um bom exemplo é o estudo realizado em multicamadas de Pt/Co/W, no qual é possível visualizar texturas de domínios magnéticos. Este sistema chamou a atenção dos autores, se destacando de outros similares, por apresentar camadas magneticamente inativas nas interfaces Co/W e, conseqüentemente, o acoplamento entre as camadas neste sistema é majoritariamente magnetostático [53].

A magnetização em um metal magnético, por sua vez, é uma grandeza vetorial que representa a orientação e intensidade do momento magnético em cada ponto do material. A forma como a magnetização é distribuída pode ter um papel crucial nas propriedades físicas do material, como coercividade, permeabilidade magnética, anisotropia magnética, entre outras [54]. Uma textura magnética pode ser caracterizada, ainda, por um conjunto de vetores que descrevem a orientação da magnetização em diferentes partes do material. Esses vetores podem ser mapeados por meio de técnicas de microscopia magnética, como a microscopia de força magnética (MFM) e microscopia de Kerr (MOKE - Magneto-optical Kerr Effect).

Existem diversos tipos de texturas magnéticas que ocorrem em materiais ferromagnéticos, as quais podemos destacar:

- i. Texturas de domínio: São padrões onde surgem regiões com diferentes direções de magnetização, chamadas de domínios magnéticos, que se organizam de forma a minimizar a energia total do sistema [42]. Alguns exemplos de texturas de domínio incluem as texturas de domínio cruzado, domínio reto e domínio labirinto, este último ilustrado na figura 1.5.

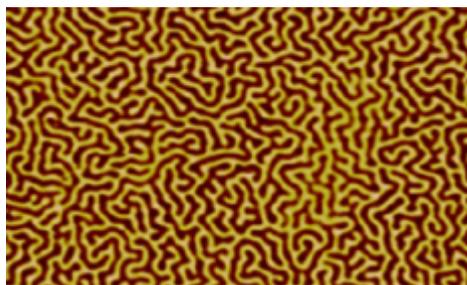


Figura 1.5 – Textura de domínios do tipo labirinto coletada por MFM.[2]

- ii. Texturas de paredes magnéticas: Este tipo de textura ocorre em materiais com alta anisotropia magnética, como filmes finos ou nanopartículas magnéticas. Nesses materiais, a magnetização pode se dividir em regiões (domínios) com direções de magnetização opostas, separadas por paredes magnéticas. Tais paredes podem apresentar diferentes

formas e estruturas, como paredes de Bloch e de Néel [55]. Abaixo a figura 1.6 ilustra dois exemplos de paredes de domínio formando texturas magnéticas.

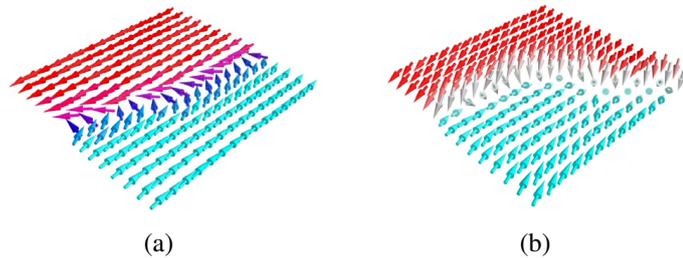


Figura 1.6 – Mapa de texturas magnéticas formando: em (a) paredes de Néel no plano, em (b) paredes de domínio fora do plano. Adaptado de [3]

iii. Texturas de spin: São padrões de orientação do momento de spin que surgem em sistemas magnéticos com baixa dimensionalidade, como nanofios magnéticos. Nessas estruturas, a magnetização pode não ser bem definida, mas a orientação do spin do elétron pode apresentar padrões bem definidos, como no caso espiral. É interessante salientar que existem diversas texturas de spin que são classificadas como diferentes estruturas, como bolhas, vórtices e skyrmions. A figura 1.7 abaixo mostra tipos específicos de texturas de spin não triviais denominadas de antiskyrmion, meron e antimeron.

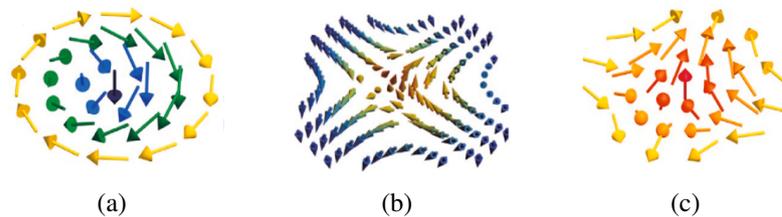


Figura 1.7 – Texturas magnéticas de spin formando padrões denominados de (a) Meron (b) Antiskyrmion (c) Antimeron.[4]

iv. Textura de bolhas: São texturas magnéticas de spin que ocorrem em sistemas com fraca anisotropia magnética. Elas têm um centro onde a direção da magnetização é oposta à

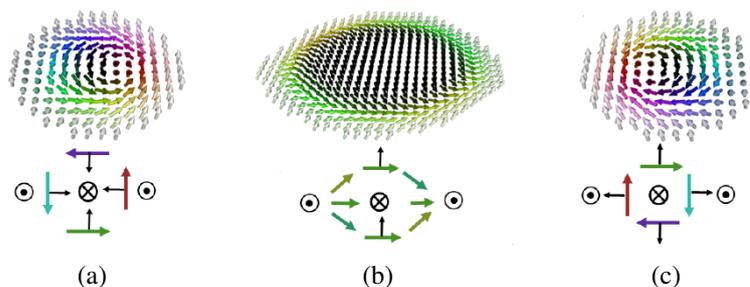


Figura 1.8 – Texturas magnéticas de spin formando padrões diferentes de bolhas: (a) bolhas do tipo I, sentido anti-horário (b) bolha do tipo II (c) bolha do tipo I com sentido horário.[5]

direção do domínio vizinho e, em torno desse centro, a direção da magnetização muda gradualmente até se alinhar com o domínio vizinho. A figura 1.8 demonstra de forma bastante ilustrativa os padrões de bolhas.

- v. Texturas de vórtice: Os vórtices magnéticos surgem em sistemas com simetria circular, como discos magnéticos ou anéis magnéticos. Nessas estruturas, a magnetização pode se organizar em torno de um centro de vórtice, com uma direção de magnetização que gira no sentido horário ou anti-horário. Existem diferentes tipos de texturas desse tipo, como vórtice múltiplo, antivórtice e vórtice simples, sendo este último ilustrado na figura 1.9

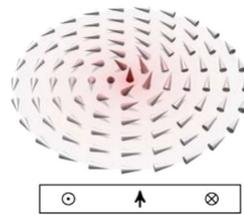


Figura 1.9 – Ilustração de uma textura de vórtice em estado planar simples.[6]

Outro tipo de textura com forte interesse científico e tecnológico são os chamados skyrmions magnéticos, que ocorrem em filmes finos e materiais com forte anisotropia magnética. Estes skyrmions possuem propriedades muito interessantes que serão descritas na subsecção 1.5.1 a seguir.

1.5.1 Skyrmions

Os skyrmions foram propostos em meados dos anos 1960 pelo físico britânico Tony Skyrme como uma partícula hipotética. No magnetismo, no final dos anos 80, foram propostos vórtices magnéticos termodinamicamente estáveis [56], hoje esses vórtices são domínios magnéticos batizados de skyrmions magnéticos, sendo observados pela primeira vez no ano de 2009 no ferromagneto MnSi [57][58][59]. Desde então, estas estruturas magnéticas foram detectadas em outros sistemas ferromagnéticos [60], em sistemas antiferromagnéticos [61] e multiferroicos [62]. Estas texturas magnéticas apresentam-se, em geral, de duas formas: skyrmions de Bloch e skyrmions de Néel (ver figura 1.5.1), caracterizados de acordo com a orientação da DMI, mas em ambos os casos a orientação dos momentos de spin nas bordas é oposta à orientação do centro, formando uma estrutura espiralada com os momentos, rotacionando gradualmente ao longo da direção radial. A diferença fundamental entre eles é que nos skyrmions de Bloch os

spins rotacionam em um plano tangente, logo, perpendicular à direção radial, enquanto que nos skyrmions de Néel os spins rotacionam no próprio plano radial.

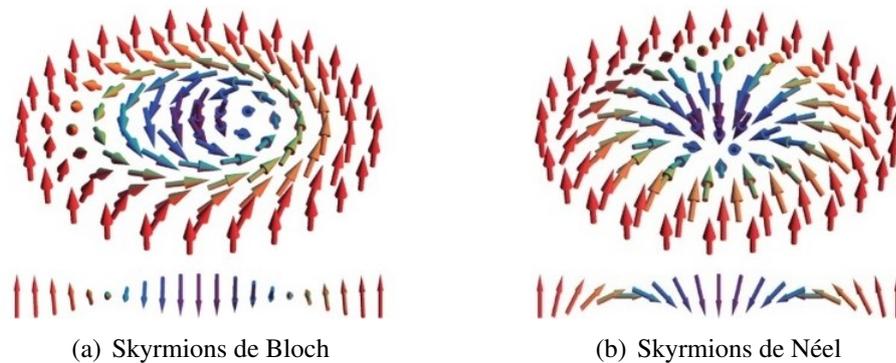


Figura 1.10 – Duas das principais formas que os skyrmions se apresentam. Adaptado de [7]

Na física do estado sólido os skyrmions magnéticos são vistos como objetos de estudo com alto potencial para aplicação tecnológica, especialmente para a spintrônica, uma vez que possuem uma espécie de proteção topológica, garantindo-lhes uma forte estabilidade contra perturbações. Também são relativamente estáveis quando comparados, por exemplo, com vórtices ou bolhas magnéticas [16] apesar de terem dimensões bastante pequenas. A proteção topológica

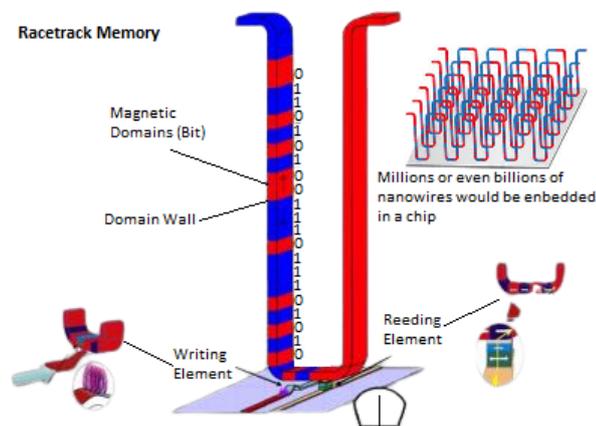


Figura 1.11 – Esquematização de uma memória do tipo Racetrack vertical. Adaptado de [8][9]

dos skyrmions os tornam promissoras na aplicação tecnológica de armazenamento de dados, como por exemplo em memórias do tipo Racetrack (fig. 1.11), uma vez que eles podem codificar informações [17]. Nesse tipo de memória o skyrmion seria como um bit percorrendo uma pista de corrida com alta eficiência energética, se compararmos com memórias bolha, uma vez que são necessárias baixas correntes para que ocorra seu deslocamento [18].

1.6 Magnetorresistência e Efeito Hall

Nesta secção serão descritos, de maneira breve, os conceitos de efeito Hall ordinário e anômalo, Magnetorresistência ordinária e anisotrópica e, por fim, quais suas aplicações em sistemas que apresentam texturas magnéticas.

1.6.1 Magnetorresistência Ordinária

A magnetorresistência ordinária (MRO) é um fenômeno físico no qual a resistência elétrica de um material é alterada quando há aplicação de um campo magnético externo. A MRO ocorre devido à deflexão dos elétrons submetidos a um campo magnético externo. Devido ao surgimento da força de Lorentz descrita pela equação 1.5 há um aumento de espalhamentos gerados pelo desvio da trajetória dos elétrons, logo, é observado um decréscimo na densidade de corrente que flui no material, gerando, portanto, um aumento na resistividade elétrica. Assim, pode-se tratar a MRO como a mudança percentual na resistência elétrica de um dado material quando um campo magnético é aplicado perpendicularmente à direção da corrente elétrica que flui através dele, como ilustrado na figura (1.12)

$$\vec{F} = \mu_0 q (\vec{v} \times \vec{H}) \quad (1.5)$$

onde μ_0 é a permeabilidade magnética do vácuo, q é a carga elétrica, \vec{v} é a velocidade dos elétrons e \vec{H} é o campo magnético uniforme aplicado.

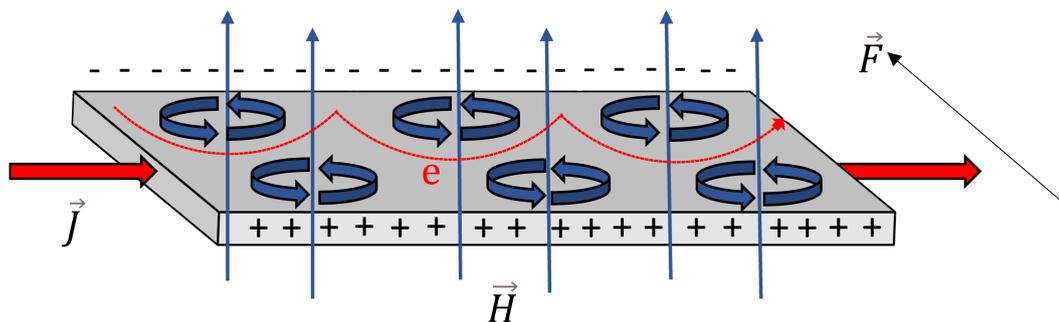


Figura 1.12 – Representação esquemática da MRO.

Esse fenômeno foi inicialmente observado em materiais ferromagnéticos como Fe, Ni e Co, uma vez que esses materiais apresentam uma alta MRO, entretanto, também são suscetíveis à histerese magnética, logo, a resistência elétrica não retorna imediatamente ao seu valor original quando o campo magnético é removido. Posteriormente, foi descoberto que outros materiais como os semicondutores e os metais não ferromagnéticos também apresentam MRO, embora

em menor grau e, portanto, a MRO pode aparecer em diversos materiais, independentemente de serem ou não magnéticos.

Por fim, define-se a magnitude da magnetorresistência de modo que podemos escrever

$$MR = \frac{R(H) - R(H = 0)}{R(H = 0)} = \frac{\Delta R}{R} \quad (1.6)$$

sendo $R(H)$ a resistência do material quando aplicado um determinado campo magnético externo H . Outro fator importante é que a MRO deve apresentar um comportamento bastante característico com o campo externo, seguindo uma relação parabólica, como mostrado abaixo:

$$MR \propto H^2 \quad (1.7)$$

1.6.2 Magnetorresistência Anisotrópica

A magnetorresistência anisotrópica (MRA) também é um fenômeno físico que ocorre em certos materiais quando são expostos a um campo magnético externo. Diferentemente da MRO, a MRA é caracterizada por uma variação da resistência elétrica em materiais que apresentem uma magnetização espontânea, isto é, em materiais ferromagnéticos. A intensidade da MRA depende do ângulo entre a direção líquida da corrente elétrica e a direção da magnetização do material, como indicado na 1.13.

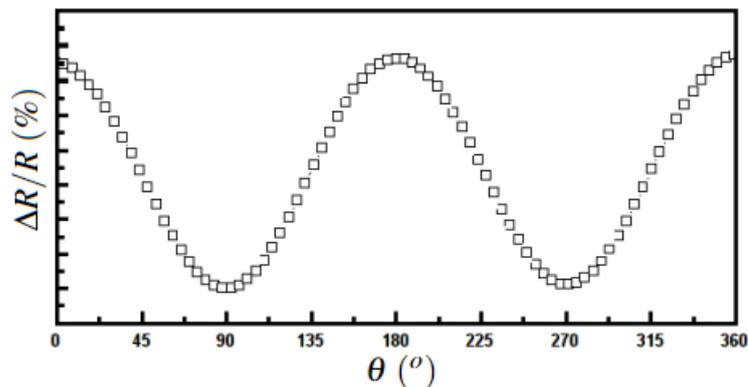


Figura 1.13 – Magnetorresistência em função do ângulo entre o vetor magnetização \vec{M} e densidade de corrente \vec{J} , onde o campo externo aplicado é constante e maior que o campo de saturação $\vec{H} > \vec{H}_s$. Adaptado de [10]

Uma forma de detectar a MRA é aplicar uma corrente elétrica e um campo magnético em direções fixas e variar a intensidade do campo magnético. Quando o campo magnético é aplicado paralelamente à corrente elétrica, o efeito observado é conhecido como magnetorresistência anisotrópica longitudinal. Aqui, quando o campo assume os valores dos campos coercivos, e a magnetização do material começa a rotacionar, observa-se uma redução da resistividade

elétrica. Existe outra configuração chamada de magnetorresistência anisotrópica transversal, na qual trata-se da aplicação do campo magnético externo perpendicular à corrente elétrica, mas ambos (corrente e campo) no plano da amostra. Neste caso, quando o campo induz uma rotação da magnetização é observado um aumento da resistividade elétrica. A figura 1.14 mostra o comportamento característico da variação da resistência do material em questão em função do campo magnético externo aplicado.

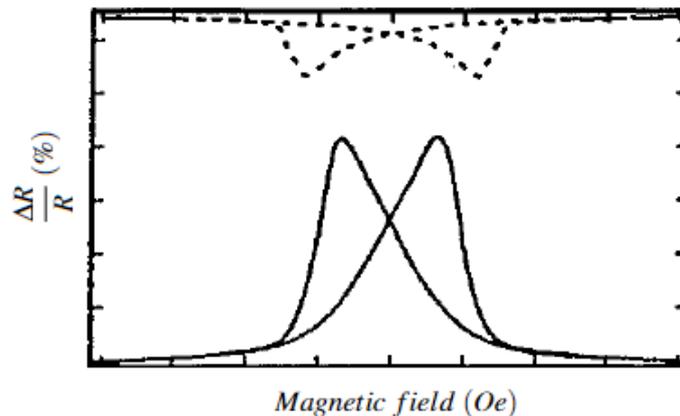


Figura 1.14 – Representação gráfica característica da MRA. A linha cheia (pontilhada) corresponde ao campo aplicado ortogonalmente (longitudinalmente) à corrente na amostra. Adaptado de [11]

Vale ressaltar que a origem microscópica da MRA é o espalhamento eletrônico seletivo em spin causado pela hibridizações s-d em materiais ferromagnéticos e, tal hibridização é fortemente dependente da intensidade do acoplamento spin-órbita.

1.6.3 Efeito Hall Ordinário

O efeito Hall ou efeito Hall ordinário (OHE) é um fenômeno físico descoberto por Edwin Hall em 1879, que ocorre em materiais condutores quando há uma corrente elétrica aplicada perpendicularmente a um campo magnético externo. Como consequência do campo aplicado perpendicularmente, os portadores de carga são polarizados e sofrem um desvio para as extremidades laterais da amostra, transversal à corrente aplicada. Esse desvio acaba gerando um acúmulo dos portadores de carga nessas extremidades induzindo um campo elétrico na direção transversal à corrente elétrica, denominado campo de Hall, dado por:

$$E_H = R_0 J_x \mu_0 H \quad (1.8)$$

onde $R_0 = \frac{1}{nq}$ é o coeficiente de Hall, que por sua vez está atrelado à densidade n dos portadores de carga $q = \pm e$ e J_x é a densidade de corrente na direção x . Por conta disso, é possível medir

uma diferença de potencial, chamada de tensão de Hall, paralelamente à direção do campo induzido E_H . Portanto, como ilustrado na figura 1.15, a corrente aplicada na amostra, o campo magnético externo e a tensão de Hall são simultaneamente perpendiculares entre si. Além disso, a partir da equação 1.8 define-se da resistividade Hall dada por:

$$\rho_H = R_0 \mu_0 H \quad (1.9)$$

A tensão de Hall é diretamente proporcional ao campo magnético externo, à corrente elétrica aplicada e à densidade de carga dos portadores de carga no material condutor. Esta tensão é medida inserindo pelo menos dois contatos elétricos nas extremidades laterais da amostra, transversalmente à corrente aplicada. Estes contatos, por sua vez, são posicionados com uma distância conhecida, de modo que a tensão Hall é medida como a diferença de potencial elétrico entre esses dois contatos.

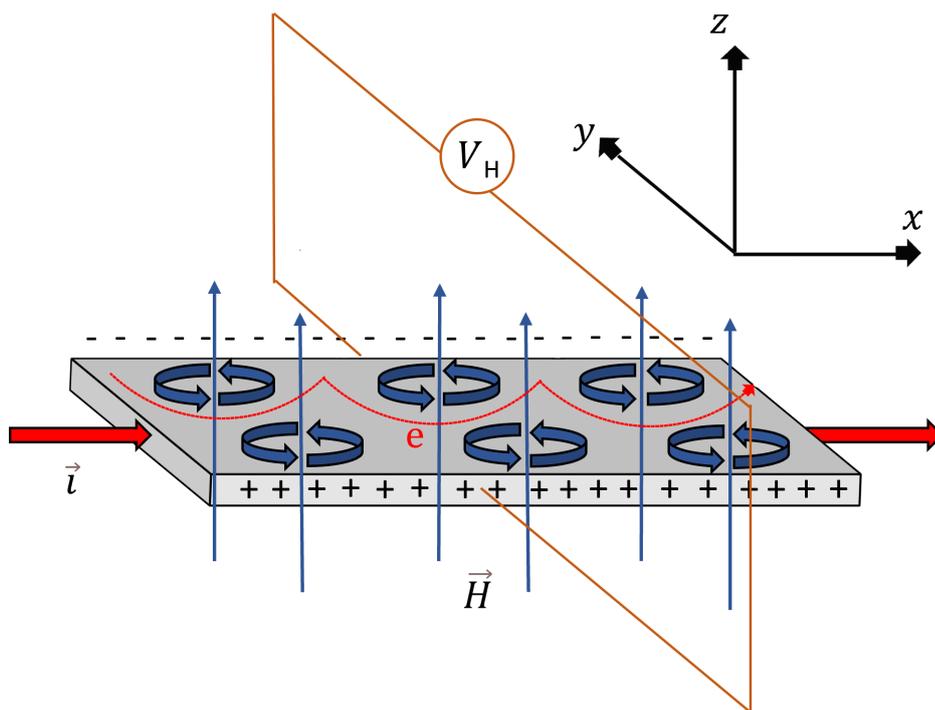


Figura 1.15 – Representação esquemática de como é montado o sistema para medir o efeito Hall.

É interessante notarmos ainda que a polaridade da tensão de Hall depende do tipo de portador de carga: se o material é um semiconductor tipo n, com elétrons como portadores de carga, a tensão de Hall será negativa, enquanto que se o material é um semiconductor tipo p, com buracos como portadores de carga, a tensão de Hall será positiva. Essas informações são importantes para entender as propriedades elétricas e magnéticas dos materiais e assim projetar e fabricar dispositivos eletrônicos baseados no efeito Hall, como por exemplo: sensores de campo magnético, medidores de corrente e velocímetros.

1.6.4 Efeito Hall Anômalo

Em materiais ferromagnéticos observa-se um comportamento diferente no efeito Hall, chamado de Efeito Hall Anômalo (AHE, do inglês Anomalous Hall Effect). No AHE, a tensão de Hall não é diretamente proporcional ao campo magnético externo, pois esta tensão tem uma contribuição adicional que não pode ser explicada pela teoria clássica de condução elétrica, e decorre da presença de uma magnetização espontânea. A origem do AHE está relacionada à

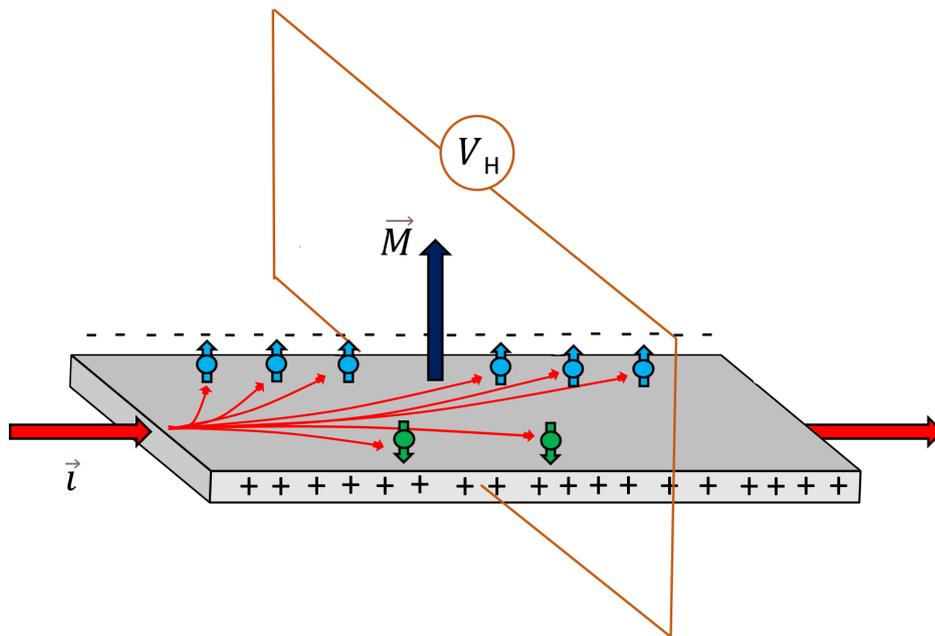


Figura 1.16 – Esquemática de como ocorre o Efeito Hall Anômalo

presença do acoplamento spin-órbita (fig 1.16) que introduz novos mecanismos de espalhamento de carga seletivos em spin. Como consequência, elétrons com um tipo de spin são preferencialmente espalhados para uma borda do sistema, enquanto elétrons com outra projeção de spin são espalhados para a borda oposta, gerando acúmulos de spin nas extremidades. No caso específico do AHE, como as quantidades de elétrons com spin up e down são assimétricas, o acúmulo de spin é acompanhado de um acúmulo de carga e, portanto, gera uma tensão Hall anômala. A resistividade Hall pode ser descrita pela equação 1.10

$$\rho_H = \mu_0(R_0H + R_sM) \quad (1.10)$$

onde o segundo termo da expressão é denominado de efeito Hall anômalo ou extraordinário, o qual está atrelado ao coeficiente Hall anômalo R_s e à magnitude da magnetização do sistema M . O AHE é uma área de pesquisa ativa na física e é um exemplo de como as propriedades elétricas e magnéticas dos materiais estão intimamente ligadas.

1.6.5 Magnetorresistência e Efeito Hall em sistemas com textura magnética

Como vimos anteriormente, a aplicação de um campo magnético externo em um determinado material, quando este é submetido a uma corrente elétrica, pode fazer com que sua resistência elétrica seja alterada, onde a magnitude dessa mudança varia em função da orientação do campo externo. Logo, a MRA pode ser útil em sistemas com texturas, uma vez que ela é sensível à presença de anisotropias e pode, assim, ser utilizada para mapear as regiões do material com diferentes orientações magnéticas e eventualmente detectar uma possível distribuição de texturas que possa existir em tais regiões. O efeito Hall também pode ser utilizado para medir a magnitude e a orientação dos campos magnéticos em materiais, sendo sensível à presença de campos magnéticos locais que podem ser gerados por texturas magnéticas em diferentes regiões do material, possibilitando a observação de texturas.

Um bom exemplo da utilidade de tais medidas magnetoelétricas é o estudo [34], onde os autores perceberam ruídos tanto nas medidas de resistividade Hall em função do campo externo quanto nas medidas de magnetorresistência para os iguais intervalos de campo e temperatura. Eles atribuem tais oscilações nas medidas a picos de tensão induzidos sucessivamente, os quais são gerados pela penetração abrupta dos dendritos de fluxo magnético, podendo transportar cerca de 100 texturas de vórtices. Segundo os autores, essa seria uma quantidade de vórtices magnéticos capaz de gerar picos de tensão de $1 \mu V$, sendo facilmente detectáveis.

Capítulo 2

Técnicas Experimentais

Neste capítulo será feita uma breve abordagem sobre as técnicas experimentais utilizadas neste trabalho, desde a fabricação até a caracterização dos filmes finos.

2.1 Sistema de Sputtering

Esta é uma técnica utilizada para a fabricação de filmes finos baseada no processo de deposição por vapor físico. Nesta técnica, o vapor físico de um material é gerado em um alvo e é arremessado (em uma espécie de pulverização) sobre um substrato formando o filme fino. O processo de geração do vapor é através de desbastamento por plasma. Para isso, a deposição ocorre em uma atmosfera controlada de um gás inerte, permitindo a geração de plasma. Os

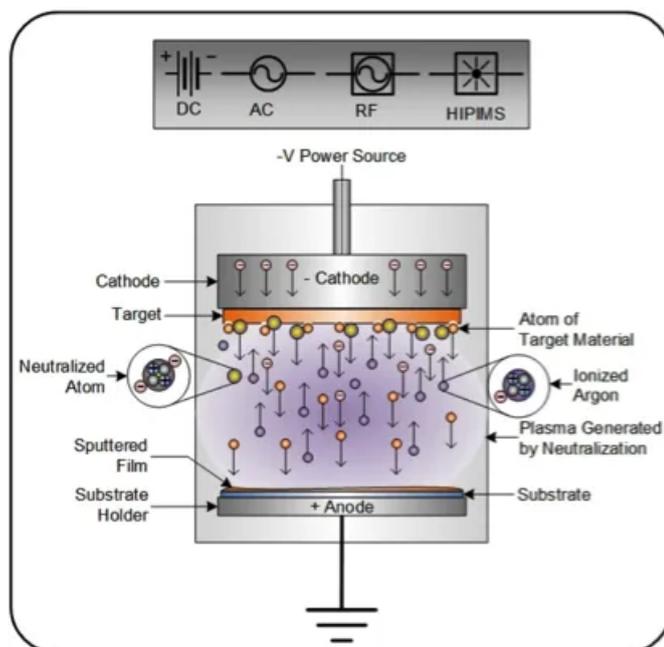


Figura 2.1 – Esquemática interna da câmara a vácuo de um sistema de deposição por Sputtering. Na parte superior da imagem estão dispostos os tipos de fontes que podemos utilizar no processo. [12]

íons positivos desse gás inerte, em geral argônio, devido a um campo elétrico são atraídos até o alvo com velocidades suficientemente altas, de modo que a transferência de momento para

os átomos do alvo é alta o suficiente para que esses átomos sejam ejetados e pulverizados no substrato formando o filme fino. Para um melhor entendimento do processo, a imagem na Figura 2.1 ilustra de forma simplificada o processo que é realizado dentro da câmara.

Na realização deste trabalho utilizou-se um Sputtering cuja câmara dispõe de até seis canhões simultâneos (fixos) e cinco porta amostras (móveis), além de um shutter (mecanismo que é localizado entre os canhões e os porta amostras, com o intuito de bloquear a deposição de determinado material quando há mais de um canhão ligado simultaneamente). Essa câmara é evacuada através de duas bombas de vácuo: uma mecânica e uma difusora, conectadas em série, permitindo atingir uma pressão de base na ordem de $10^{-7} Torr$. A câmara possui um controle de movimento automático dos porta amostras e shutter, assim, é possível programar a velocidade de rotação dos porta amostras e controlar o tempo de deposição de cada material na fabricação das heteroestruturas, garantindo maior precisão da espessura dos filmes.

2.2 Espectroscopia de Retroespalhamento de Rutherford (RBS)

A espectroscopia de retroespalhamento de Rutherford - RBS (Rutherford Backscattering Spectroscopy) - é uma técnica bastante difundida e muito utilizada na caracterização física de filmes finos. Essa é uma técnica não destrutiva e baseia-se em um feixe de partículas α que bombardeiam a amostra, de modo que essas partículas eventualmente se chocam com os núcleos atômicos e são retroespalhadas.

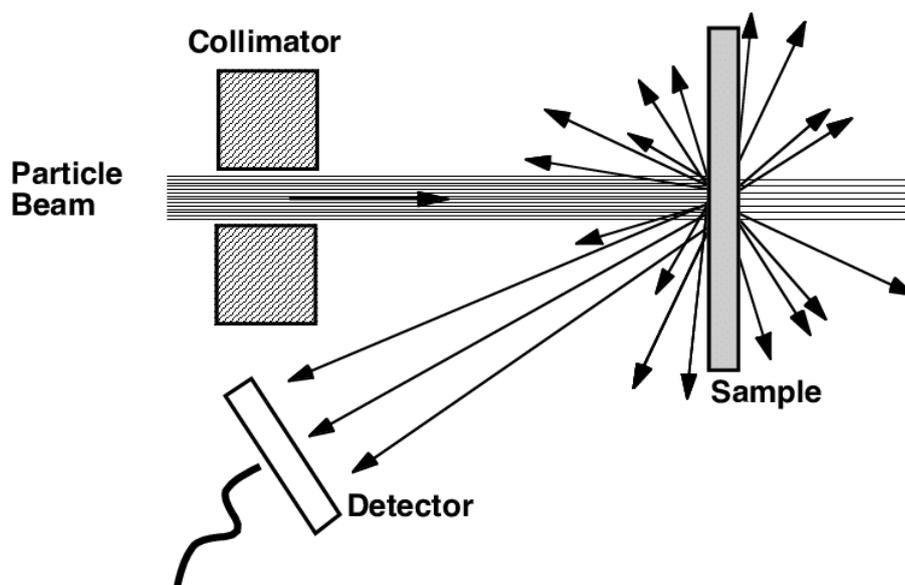


Figura 2.2 – Esquemática do processo utilizado para a técnica de RBS. [13]

A técnica consiste em medir a quantidade e a energia das partículas α que são espalhadas

num ângulo de aproximadamente 165° em relação à direção de incidência do feixe. Uma vez que o feixe é monoenergético e a energia de incidência é bem controlada, a medida da energia do feixe espalhado informa o quanto de energia as partículas perderam nas colisões elásticas e inelásticas, assim, é possível estimar a composição química e a espessura dos filmes. A figura 2.2 ilustra de forma simplificada como a técnica funciona.

As partículas α que chegam aos detectores têm sua energia medida e separada em canais. Em seguida, há um processador de multicanais que faz a contagem de partículas em cada canal gerando um espectro. É necessário realizar a calibração do equipamento usando algum padrão cuja composição química e espessura sejam previamente conhecidos. Essa calibração é necessária para determinar a energia referente a cada um dos canais de medida. Em geral se utiliza algum material pesado, como o ouro, para fins de calibração.

2.3 Difração de Raios-X (XRD)

A Difração de Raios-X (X-Ray Diffraction - XRD) é uma técnica não destrutiva de caracterização estrutural, onde pode-se extrair diversas informações de materiais, como por exemplo: estrutura cristalina, qualidade cristalográfica, texturas, deformações, desordem cristalina e tamanho dos grãos [63]. Como o próprio nome sugere, utiliza o fenômeno de difração de feixes monocromáticos, que são espalhados devido ao espaçamento (d_{hkl}) entre os planos da rede (fig 2.3), gerando um padrão de difração que é característico da estrutura cristalina. Pode-se entender esta técnica através da lei de Bragg, descrita na equação 2.1:

$$n\lambda = 2d_{hkl} \sin(\theta) \quad (2.1)$$

onde n é um número inteiro, λ é o comprimento de onda do feixe de raio-X, $2d_{hkl} \sin(\theta)$ é a diferença de caminho percorrido pelos feixes refletidos em diferentes planos cristalinos consecutivos, e θ é o ângulo de difração. A origem da Lei de Bragg pode ser melhor entendida observando a Figura 2.3.

Quando há interferência construtiva a diferença de caminho é um múltiplo inteiro do comprimento de onda do feixe, como mostrado na equação 2.1, neste caso observa-se um pico no padrão de raio-X. Conhecendo o comprimento de onda do feixe de raio-X, podemos determinar a distância entre os planos da rede e, assim, inferir os parâmetros de rede da amostra, dentre outras características estruturais mencionadas anteriormente.

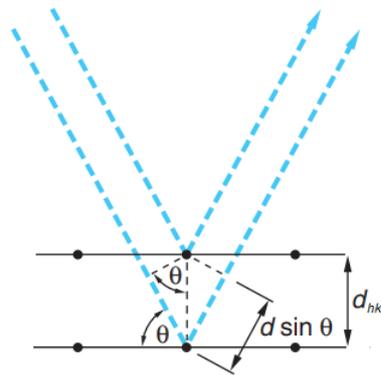


Figura 2.3 – Lei de Bragg aplicada em dois planos sucessivos da rede cristalina. Adaptado de [14]

2.4 Magnetômetro de Amostra Vibrante (VSM)

O Magnetômetro de Amostra Vibrante - VSM (Vibrating Sample Magnetometer) - é uma técnica de caracterização magnética de amostras que é amplamente utilizado devido a sua simplicidade de funcionamento [64].

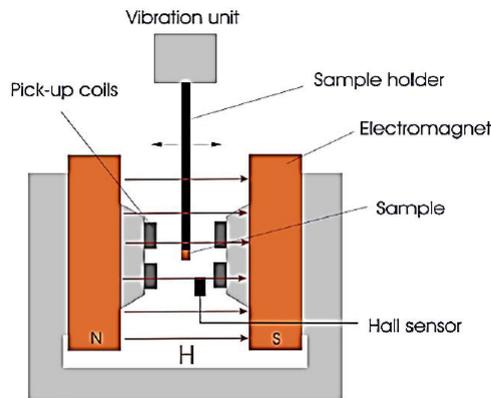


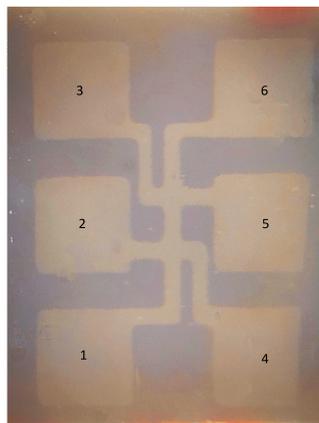
Figura 2.4 – Esquematização simplificada de um VSM. [15]

O aparelho funciona baseado em detectar a indução elétrica, em uma bobina metálica, causada pela vibração de uma amostra com certa magnetização. Uma amostra magnetizada gera um campo magnético interno, que ao vibrar gera uma variação temporal do fluxo magnético através da bobina, produzindo uma corrente elétrica e conseqüentemente uma tensão na bobina. A amostra fica inserida entre dois eletroímãs que permitem a aplicação de um campo magnético externo, que pode ser usado para magnetizar ou desmagnetizar uma amostra. A figura 2.4 ilustra, de maneira simplificada, a estrutura de um equipamento de VSM. Com este sistema é possível obter curvas de magnetização vs. campo magnético ($M \times H$) e curva de magnetização vs. ângulo de aplicação do campo magnético, permitindo estudar parâmetros como coercividade, magnetização remanente e anisotropias magnéticas.

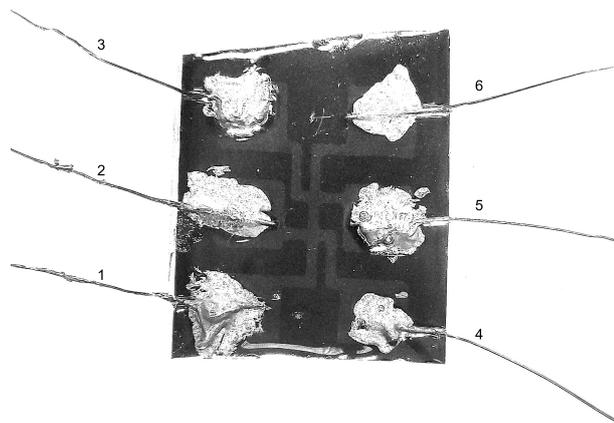
2.5 Transporte Elétrico

2.5.1 Estrutura das amostras e dos contatos

As amostras foram preparadas utilizando máscaras de sombreamento em seu processo de fabricação, permitindo um posicionamento preciso dos contatos elétricos. Isso garante medidas de efeito Hall e magnetorresistência com resultados mais reprodutíveis e com menos artifícios geométricos. A figura 2.5a mostra uma fotografia onde é possível observar a presença de uma linha de condução conectada a seis contatos elétricos. Os quadrados grandes são "pads" para que seja possível contactar as amostras com cola prata. Na figura 2.5b observa-se uma amostra já preparada com os contatos elétricos.



(a) Amostra antes de ser fixados os fios com cola prata.



(b) Amostra com os fios fixados com cola prata e com resina para melhor sustentação.

Figura 2.5 – Fotografia de uma das amostras preparadas, produzida por meio de um microscópio.

O processo de medida elétrica consiste em: aplicar uma corrente elétrica entre os contatos 1 e 6, medir uma diferença de potencial elétrico entre 2 e 3, que é decorrente da queda de tensão na amostra gerada pela sua resistência elétrica, e medir uma diferença de potencial elétrico entre 2 e 4, que é decorrente da presença de efeito Hall. Após os contatos serem realizados, toda a amostra era encapsulada com uma resina plástica para evitar degradação da amostra e dos contatos elétricos. As correntes elétricas e as medidas de tensão foram realizadas em bancadas de caracterizações elétricas preparadas no próprio laboratório de pesquisa.

Os processos de medidas estudados nas amostras, e que serão apresentadas neste trabalho são:

- Magnetorresistência: O plano da amostra é alinhado paralelamente ao campo magnético gerado por um eletroímã (para medir MRA no plano da amostra), em seguida os fios

conectados à fonte de corrente constante são ligados nos devidos contatos 1 e 6. O voltímetro é ligado aos contatos 2 e 3 ou 4 e 5. A medida de MRA é realizada na configuração definida como longitudinal, onde o campo magnético é paralelo com a direção da corrente elétrica.

- Efeito Hall: Nesse caso rotacionamos a haste para que o plano da amostra fique alinhado perpendicularmente com campo magnético externo, em seguida uma corrente constante é aplicada nos contatos 1 e 6. O voltímetro é ligado transversalmente à corrente aplicada na amostra, e portanto, aos contatos 2 e 4 ou 3 e 5. A configuração para medir o efeito Hall é tal que a corrente aplicada na amostra, o campo magnético externo e a diferença de potencial medida são simultaneamente perpendiculares entre si.

2.5.2 Método de quatro pontas

O método de quatro pontas é uma técnica de medição de resistência elétrica que utiliza quatro terminais de contato para minimizar os efeitos de resistências dos contatos elétricos. Essa técnica é particularmente útil em medições de baixas resistências elétricas, pois a resistência dos cabos de teste e dos terminais de contato pode afetar significativamente o resultado da medição. Para realizar a medição usando este método, quatro pontos de contato são colocados na superfície da amostra, com dois pontos de contato para a corrente elétrica e outros dois pontos de contato, independentes, para medir uma diferença de potencial, como ilustrado na figura 2.6.

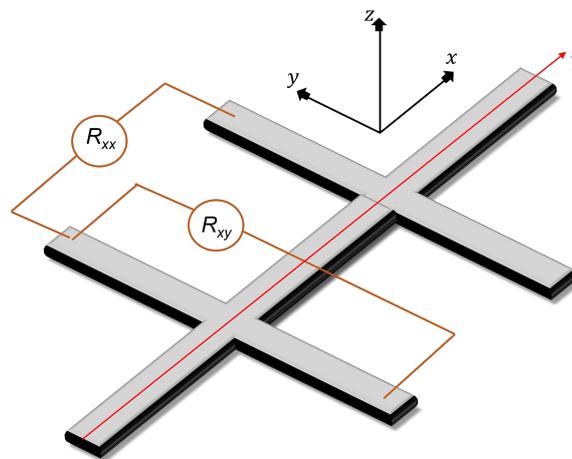


Figura 2.6 – Esquemática da localização dos contatos elétricos, dispostos no formato de uma barra Hall, para medição de resistência através do método de quatro pontas. Os índices subscritos em R_{xx} e R_{xy} correspondem respectivamente à direção da corrente e direção da queda de tensão.

Ao medir a queda de tensão na amostra, é importante garantir que os pontos de contato estejam bem posicionados (simetricamente), além disso, a corrente deve ser ajustada para um valor que não cause danos à amostra, mas que seja suficientemente grande para produzir uma queda de tensão detectável. Usando o método de quatro pontas, a resistência da amostra é calculada a partir da queda de tensão medida e da corrente conhecida através da relação pela lei de Ohm

$$R = \frac{V_{2,3}}{i_{1,6}} \quad (2.2)$$

onde $V_{2,3}$ é a queda de tensão transversal medida na amostra e $i_{1,6}$ a corrente elétrica aplicada longitudinalmente, ainda, os índices dessas grandezas estão de acordo com o mostrado na figura 2.5.

Capítulo 3

Resultados e Discussões

Este capítulo será destinado à apresentação e discussão dos resultados obtidos neste trabalho. Assim, este capítulo está dividido em cinco seções, (i) calibração das taxas de deposição, (ii) espessura e composição das multicamadas, (iii) estrutura cristalina, (iv) estrutura magnética e (v) medidas magnetoelétricas.

3.1 Preparação e Caracterização das Amostras

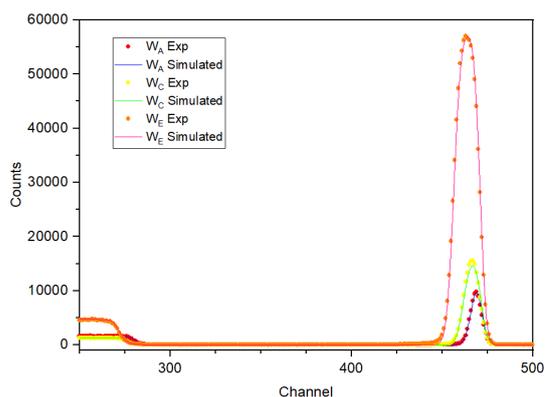
Para a preparação das heteroestruturas foi necessário, primeiramente, fabricar filmes finos dos materiais individualmente, buscando entender as condições e taxas de deposição.

3.1.1 Calibração das Taxas de Deposição

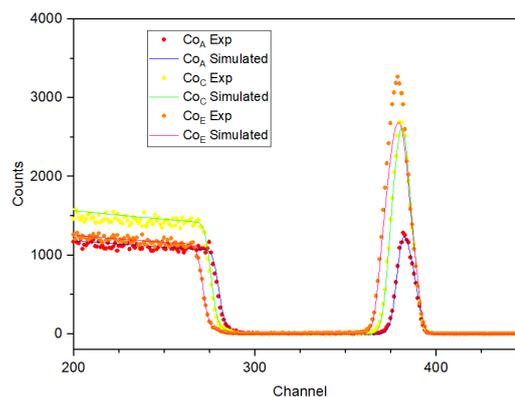
Foram fabricadas três amostras de cada componente da heteroestrutura, W e CoFeB, com diferentes tempos de deposição para cada amostra, com o intuito de estimar a taxa com que cada um desses metais são depositados. A tabela 3.1 mostra todos os dados relevantes sobre o processo de deposição, como potências e pressões. Vale salientar que para a estimativa dessas taxas fez-se uso da técnica de RBS que é discutida na seção 2.2. Com RBS foi possível inferir a espessura de cada filme por meio de uma simulação que ajusta os dados do espectro, como são mostrados nas Figuras 3.1a e b. Com o gráfico da espessura em função do tempo deposição, a taxa de deposição pode ser encontrada realizando um ajuste linear e obtendo o coeficiente angular, como mostrado na Figuras 3.1c e d. Todas as amostras foram preparadas sobre o mesmo substrato, $SiO_2(100nm)/Si(100)$, que previamente ao processo de fabricação das amostras passaram por um processo de limpeza com detergente, acetona e álcool isopropílico, sendo duplamente enxaguados com água destilada e secados com nitrogênio. O processo de limpeza dos substratos é importante para a remoção de qualquer tipo de impureza e poeiras, melhorando a aderência dos filmes finos. Os dados de RBS obtidos foram coletados no Laboratório de Implantação Iônica do IF/UFRGS e analisados através do software SIMNRA [65][66][67].

Tabela 3.1 – Dados referentes às amostras de W e CoFeB fabricadas separadamente.

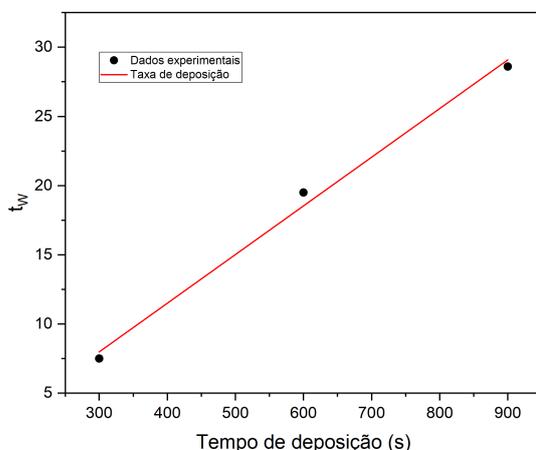
Alvo	Amostra	Pressão (Torr)		Potência (W)	Diferença de potencial (V)	Corrente (mA)	Espessura do filme (nm)	Deposição	
		Câmara	Gás Ar					Tempo (s)	Taxa (nm/s)
W	W _(A)	$2,00 \times 10^{-7}$	$2,00 \times 10^{-3}$	45,00	-	-	7,50	300,00	0.035
	W _(C)	$2,00 \times 10^{-7}$	$2,00 \times 10^{-3}$	45,00	-	-	19,50	600,00	
	W _(E)	$2,00 \times 10^{-7}$	$2,00 \times 10^{-3}$	45,00	-	-	28,60	900,00	
CoFeB	CoFeB _(A)	$1,20 \times 10^{-7}$	$1,50 \times 10^{-3}$	20,00	320,00	52,00	13,40	300,00	0.036
	CoFeB _(C)	$1,20 \times 10^{-7}$	$1,50 \times 10^{-3}$	20,00	320,00	52,00	24,50	595,00	
	CoFeB _(E)	$1,20 \times 10^{-7}$	$1,50 \times 10^{-3}$	20,00	320,00	52,00	35,10	900,00	



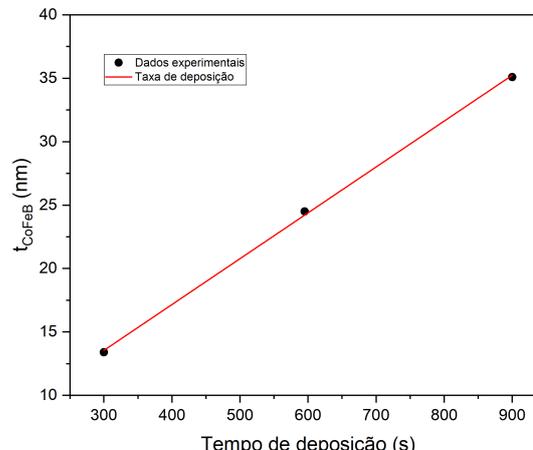
(a) Amostras de W



(b) Amostras de CoFeB



(c) Taxa de deposição do W



(d) Taxa de deposição do CoFeB

Figura 3.1 – Amostras de (a) W, (b) CoFeB que passaram pela técnica de RBS separadamente. Na parte inferior são apresentadas as taxas de deposição de cada metal, sendo em (c) a taxa do W e (d) do CoFeB.

Um dos parâmetros da amostra que se deseja obter com a técnica de RBS é a espessura do filme depositado, logo, diversos espectros foram simulados até encontrar um com bastante similaridade ao espectro medido. Dessa maneira foi possível averiguar a espessura dos filmes depositados em diferentes tempos, como consta na tabela 3.1.

Na tabela 3.2 é apresentada a concentração percentual de cada elemento nos filmes finos de CoFeB. É interessante observar que os resultados percentuais indicam que com o aumento do tempo de deposição a relação Fe/Co tende a diminuir nos filmes de CoFeB, logo, em camadas

Tabela 3.2 – Quantidade percentual de Fe, Co e B nos filmes finos de $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{30}\text{B}_{10}$.

Amostra	Fe	Co	B	Relação Fe/Co
$\text{CoFeB}_{(A)}$	0,58	0,32	0,10	1,81
$\text{CoFeB}_{(C)}$	0,56	0,34	0,10	1,65
$\text{CoFeB}_{(E)}$	0,60	0,40	0,00	1,50

mais espessas, a quantidade de Co aumenta em relação à quantidade de Fe. Como o processo de deposição das três amostras foi idêntico, exceto pelo tempo de deposição, acredita-se que estas variações possam ser decorrentes de não uniformidades no alvo de deposição de CoFeB .

3.1.2 Espessura e Composição das Multicamadas

As preparações das amostras com heteroestruturas foram realizadas utilizando os mesmos alvos de W e CoFeB , porém em dois conjuntos diferentes. A cada processo de deposição era possível preparar 3 amostras, assim, o primeiro conjunto de três amostras foi preparado com as pressões de base e trabalho, sendo: $6,00 \times 10^{-7} \text{ Torr}$ e $2,00 \times 10^{-3} \text{ Torr}$, respectivamente. Posteriormente, o segundo conjunto de três amostras foi preparado com pressões de $1,00 \times 10^{-6} \text{ Torr}$ e $1,70 \times 10^{-3} \text{ Torr}$ para as mesmas respectivas pressões. Foi utilizado Argônio como o gás inerte, inserido na câmara com fluxo de cerca de 100 sccm ($\text{cm}^3/\text{minuto}$). Foram preparadas seis amostras com o empilhamento disposto da forma $[(W(3 \text{ nm})/\text{CoFeB}(t_{\text{CoFeB}} \text{ nm})_3/W(3 \text{ nm}))]$ onde $t_{\text{CoFeB}} = 1,0; 1,25; 1,5; 1,75; 2,0; 2,25 \text{ nm}$, com as demais características listadas na tabela 3.3.

Tabela 3.3 – Dados referentes às amostras fabricadas em heteroestruturas $[(W/\text{CoFeB})_3/W]$.

Amostra	Pressão (Torr)		Potência (W)		Diferença de potencial (V)		Corrente (mA)		Espessura do filme (nm)		Tempo (s)	
	Câmara	Gás Ar	W	CoFeB	W	CoFeB	W	CoFeB	W	CoFeB	W	CoFeB
$W_{(3)}/\text{CoFeB}_{(1,0)}$	$6,00 \times 10^{-7}$	$2,00 \times 10^{-3}$	45,00	20,00	-	320,00	-	52,00	3,00	1,00	85,70	27,60
$W_{(3)}/\text{CoFeB}_{(1,25)}$	$1,00 \times 10^{-6}$	$1,70 \times 10^{-3}$	45,00	20,00	-	320,00	-	52,00	3,00	1,25	85,70	34,53
$W_{(3)}/\text{CoFeB}_{(1,5)}$	$6,00 \times 10^{-7}$	$2,00 \times 10^{-3}$	45,00	20,00	-	320,00	-	52,00	3,00	1,50	85,70	41,40
$W_{(3)}/\text{CoFeB}_{(1,75)}$	$1,00 \times 10^{-6}$	$1,70 \times 10^{-3}$	45,00	20,00	-	320,00	-	52,00	3,00	1,75	85,70	48,34
$W_{(3)}/\text{CoFeB}_{(2,0)}$	$6,00 \times 10^{-7}$	$2,00 \times 10^{-3}$	45,00	20,00	-	320,00	-	52,00	3,00	2,00	85,70	55,25
$W_{(3)}/\text{CoFeB}_{(2,25)}$	$1,00 \times 10^{-6}$	$1,70 \times 10^{-3}$	45,00	20,00	-	320,00	-	52,00	3,00	2,25	85,70	62,15

Foram também preparadas três amostras de referência, com o empilhamento de W e CoFeB na disposição $(W(3 \text{ nm})/\text{CoFeB}(t_{\text{CoFeB}} \text{ nm})/W(3 \text{ nm}))$, sendo: $t_{\text{CoFeB}} = 3,0; 4,5; 6,0 \text{ nm}$. Se notarmos, isso se trata de espessuras de CoFeB referentes à soma de todas as camadas desse metal nas amostras $W_{(3)}/\text{CoFeB}_{(1,0)}$, $W_{(3)}/\text{CoFeB}_{(1,5)}$ e $W_{(3)}/\text{CoFeB}_{(2,0)}$. Essas amostras são importantes para separar os efeitos decorrentes do volume do material ferromagnético dos efeitos decorrentes da interfaces introduzidas pelo empilhamento com W. Segue abaixo a tabela 3.4 com os dados referentes à deposição das três amostras de referência.

Tabela 3.4 – Dados referentes às amostras de referência em heteroestruturas $[W/CoFeB/W]$.

Amostra	Pressão (Torr)		Potência (W)		Diferença de potencial (V)		Corrente (mA)		Espessura do filme (nm)		Tempo (s)	
	Câmara	Gás Ar	W	CoFeB	W	CoFeB	W	CoFeB	W	CoFeB	W	CoFeB
$W_{(3)}/CoFeB_{(3,0)}$	$7,50 \times 10^{-7}$	$1,60 \times 10^{-3}$	45,00	20,00	-	320,00	-	52,00	3,00	3,00	85,70	82,87
$W_{(3)}/CoFeB_{(4,5)}$	$7,50 \times 10^{-7}$	$1,60 \times 10^{-3}$	45,00	20,00	-	320,00	-	52,00	3,00	4,50	85,70	124,31
$W_{(3)}/CoFeB_{(6,0)}$	$7,50 \times 10^{-7}$	$1,60 \times 10^{-3}$	45,00	20,00	-	320,00	-	52,00	3,00	6,00	85,70	165,75

As nove heteroestruturas, 3 referências e 6 amostras, foram submetidas à análise de RBS cuja figura 3.2 mostra as curvas medidas e simuladas no software SIMNRA. Em todas as curvas podemos ver o mesmo padrão, onde três regiões bem definidas aparecem, sendo elas: uma elevação correspondente ao substrato de Si, no canto esquerdo de cada imagem; um pico pequeno na parte central que identifica a presença das camadas de CoFeB; um pico de maior amplitude na direita que diz respeito a presença de W.

É interessante notarmos que muito embora sempre haja uma grande diferença entre os picos do W e do CoFeB, notoriamente podemos ver que há um aumento na quantidade de CoFeB em cada amostra.

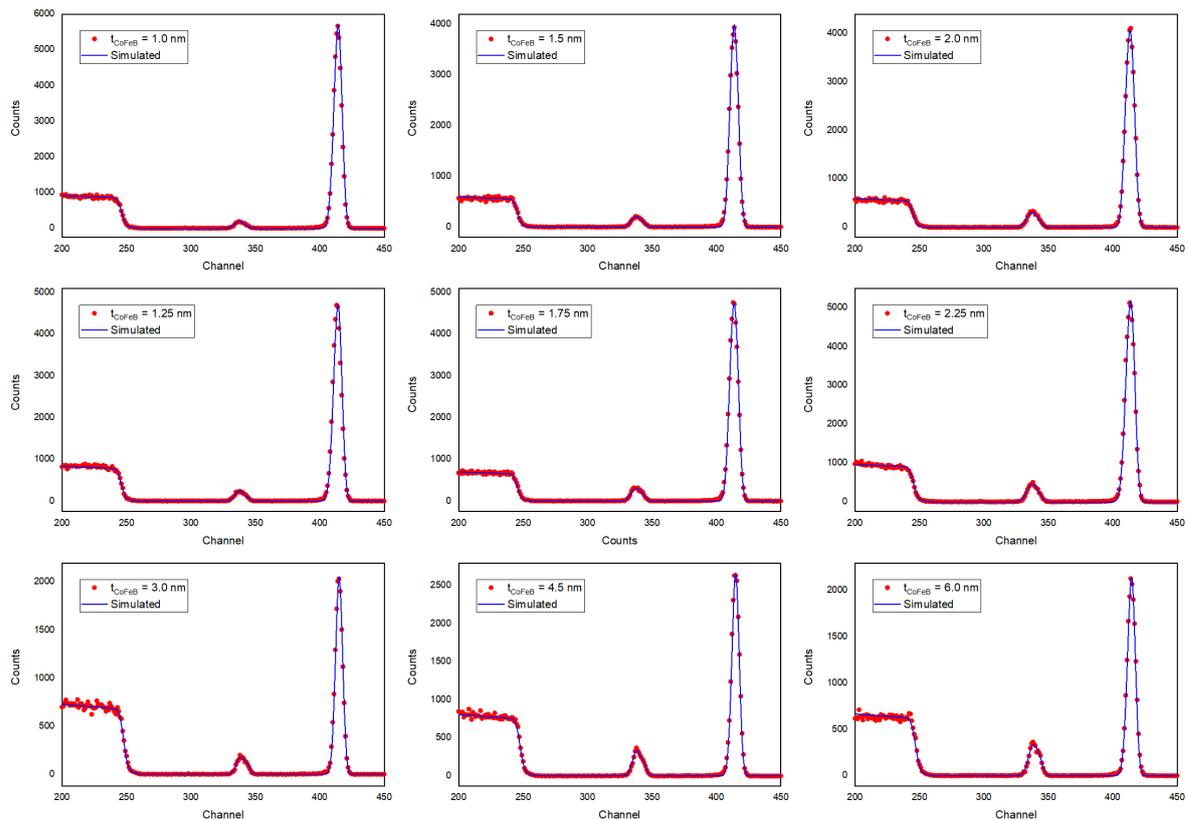


Figura 3.2 – Medidas de RBS das multicamadas juntamente com o ajuste simulado de acordo com os parâmetros selecionados.

Ainda com a simulação, foi possível também estimar as espessuras de W e de CoFeB em cada amostra, cujos resultados são apresentados na tabela 3.5 (amostras em multicamadas) e 3.6

(amostras de referência, onde uma única camada de CoFeB foi sanduichada entre camadas de W). Nestas tabelas estão listadas as espessuras nominais, de acordo com as taxas de calibração, as espessuras medidas com RBS e as espessuras totais (nominais e medidas) que são a soma das espessuras de W e CoFeB nas amostras. É importante ressaltar que os valores na tabela 3.5 foram obtidos simulando uma única camada de $(W)_x/(CoFeB)_y$, e separando em espessuras equivalentes para cada camada a partir dos valores determinados de x e y e considerando as respectivas densidades de massa volumétrica.

Tabela 3.5 – Espessuras de W e CoFeB medidas nas multicamadas pela técnica de RBS.

Amostra	Espessura (nm)						Total $\frac{Med}{Nom}$
	Nominal			Medida			
	W	CoFeB	Total	W_x	$CoFeB_y$	Total	
$W_{(3)}/CoFeB_{(1,0)}$	12,00	3,00	15,00	9,54	2,18	11,72	0,78
$W_{(3)}/CoFeB_{(1,25)}$	12,00	3,75	15,75	8,79	2,93	11,72	0,74
$W_{(3)}/CoFeB_{(1,5)}$	12,00	4,50	16,50	10,50	4,04	14,54	0,88
$W_{(3)}/CoFeB_{(1,75)}$	12,00	5,75	17,75	10,88	5,23	16,11	0,91
$W_{(3)}/CoFeB_{(2,0)}$	12,00	6,00	18,00	11,44	6,38	17,82	0,99
$W_{(3)}/CoFeB_{(2,25)}$	12,00	6,75	18,75	8,79	5,52	14,31	0,76

Tabela 3.6 – Espessuras de W e CoFeB medidas nas amostras de referência pela técnica de RBS.

Amostra	Espessura (nm)						Total $\frac{Med}{Nom}$
	Nominal			Medida			
	W	CoFeB	Total	W_x	$CoFeB_y$	Total	
$W_{(3)}/CoFeB_{(3,0)}$	6,00	3,00	9,00	3,76	2,58	6,34	0,70
$W_{(3)}/CoFeB_{(4,5)}$	6,00	4,50	10,50	4,49	4,23	8,72	0,83
$W_{(3)}/CoFeB_{(6,0)}$	6,00	6,00	12,00	4,72	5,70	10,42	0,87

Outro fator importante é que a relação entre Co e Fe não é constante nas amostras preparadas, como pode ser observado na tabela 3.7. Estes valores são, em geral, inferiores em relação aos valores esperados do alvo de deposição: de 4% a 15% menores. Para estas heteroestruturas, a relação entre Fe/Co não parece possuir uma dependência com a espessura dos filmes ou com o conjunto de deposição, o que pode ser um indicativo de que as diferentes relações Fe/Co encontradas possam ser decorrentes de não uniformidades no alvo de deposição.

Tabela 3.7 – Comparação entre as proporções das amostras de multicamadas e nominais do alvo de $Co_{30}Fe_{60}B_{10}$.

Amostra	Componentes da amostra (%)				Relação Fe/Co		Relação $\frac{(Fe/Co)_{Med}}{(Fe/Co)_{Alvo}}$
	W	Co	Fe	B	Medida	Alvo	
$W_{(3)}/CoFeB_{(1,0)}$	46,00	5,00	9,50	39,50	1,90	2,00	0,95
$W_{(3)}/CoFeB_{(1,25)}$	37,00	6,00	11,00	46,00	1,83		0,92
$W_{(3)}/CoFeB_{(1,5)}$	51,00	10,00	17,00	22,00	1,70		0,85
$W_{(3)}/CoFeB_{(1,75)}$	59,00	14,00	25,00	2,00	1,79		0,89
$W_{(3)}/CoFeB_{(2,0)}$	56,00	15,00	28,00	1,00	1,87		0,93
$W_{(3)}/CoFeB_{(2,25)}$	37,00	11,00	21,00	30,50	1,91		0,95
$W_{(3)}/CoFeB_{(3,0)}$	18,00	6,00	11,00	65,00	1,83		0,92
$W_{(3)}/CoFeB_{(4,5)}$	27,00	12,00	23,00	38,00	1,92		0,96
$W_{(3)}/CoFeB_{(6,0)}$	24,00	14,00	25,00	37,50	1,79		0,89

3.1.3 Estrutura Cristalina

A partir de medidas com difração de raio-x, realizadas no modo de incidência rasante com ângulo de incidência de $1,0^\circ$, foi possível analisar a estrutura cristalina das camadas depositadas neste trabalho. Os difratogramas são apresentados na Figura 3.3.

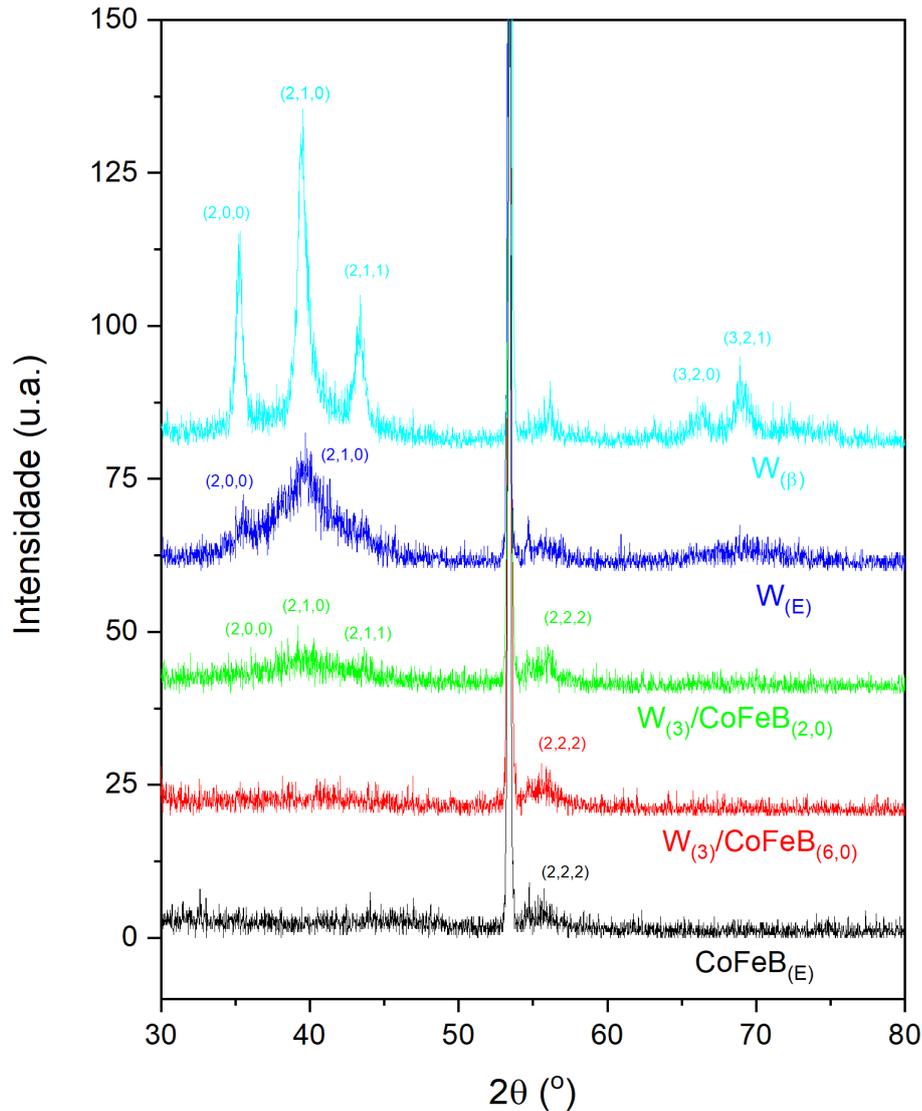


Figura 3.3 – Difratogramas de Raio-X evidenciando a fase beta do W.

No gráfico da Figura 3.3 é apresentado o difratograma de uma amostra identificada como W_β , em ciano, que é um filme fino de tungstênio de cerca de 80 nm utilizada em um trabalho anterior onde se buscava estudar propriedades supercondutoras da fase beta do W. Esse difratograma mostra claramente a posição dos picos de difração desta fase beta, localizados em (200), (210) e (211). A fase beta do tungstênio (β -W) é uma fase metaestável que possui um acoplamento spin-órbita ligeiramente maior que a fase α , podendo ainda apresentar o efeito Hall de spin [68]. Na figura 3.3 em azul é apresentado o difratograma de uma camada pura de W,

com cerca de 30 nm, depositada nas mesmas condições que as heteroestruturas. Notemos que a camada de W possui os mesmos picos que a amostra W_β , e portanto, indicando a presença da fase beta. A curva em preto apresenta o padrão de difração para uma camada pura de CoFeB de aproximadamente 35 nm, onde vemos surgir um padrão de picos entre 54° e 58° que poderia estar relacionado a uma possível fase ortorrômbica para o composto $Co_{40}Fe_{40}B_{20}$, com grupo espacial Fmmm [69]. Entretanto, não é possível confirmar a presença de fases cristalinas nesta camada de CoFeB. Na amostra com multicamadas de W/CoFeB, em verde, pode-se identificar os picos da fase beta do tungstênio, além de também ser observado o mesmo padrão encontrado para o CoFeB, entre 54° e 58° . Por fim, para a amostra de referência preparada com 6 nm de CoFeB sanduichado por camadas de 3 nm de W, o difratograma que pode ser observado na curva vermelha da Figura 3.3 não apresenta os picos da fase beta do W, o que pode estar relacionado as espessuras muito pequenos da camada, mas o padrão do CoFeB permanece observável na referência.

3.1.4 Estrutura Magnética

As medidas de magnetização das amostras foram feitas com um equipamento de VSM do Laboratório de Magnetismo (LAM) do instituto de física da UFRGS. Através dele, primeiramente foram feitas medidas de magnetização em função do campo magnético (curvas de histerese) para observar o comportamento das amostras sob efeito de campo e como as diferentes configurações de multicamadas podem interferir nesse comportamento. A figura 3.4a mostra as curvas de histerese das amostras de heteroestruturas e a Figura 3.4b das amostras de referência.

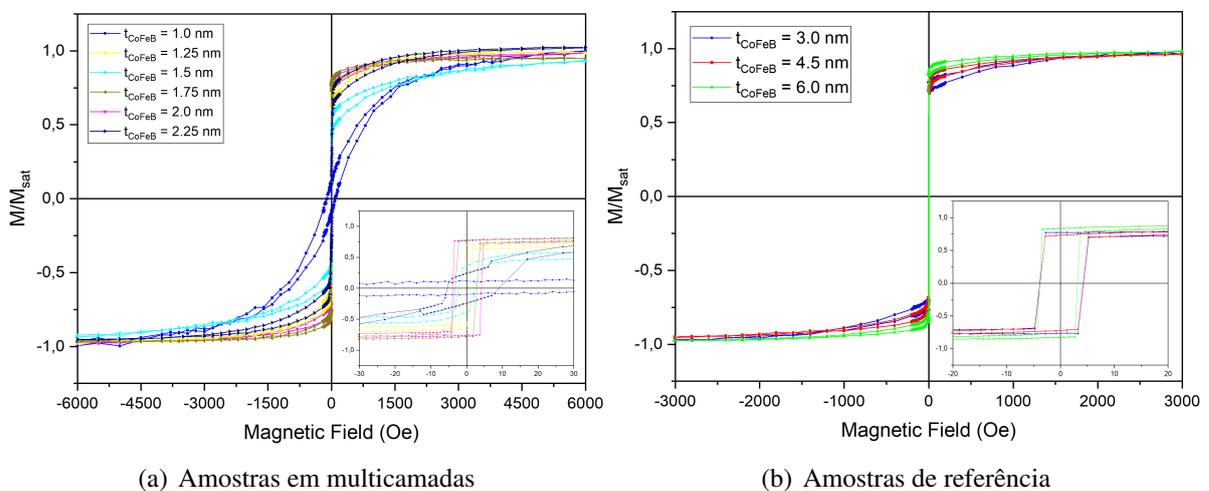


Figura 3.4 – Curvas de histerese das nove amostras preparadas. Em (a) estão dispostas as curvas referentes às amostras $W_{(3)}/CoFeB_{(1,0),(1,25),(1,5),(1,75),(2,0),(2,25)}$ e em (b) as curvas das referências $W_{(3)}/CoFeB_{(3,0),(4,5),(6,0)}$.

Podemos notar na figura 3.4a que a amostra $W_{(3)}/CoFeB_{(1,0)}$ possui um campo coercivo bastante alto em relação as demais amostras, além de que possui uma magnetização remanente baixa, logo, é uma amostra, ao que tudo indica, mais difícil de ser magnetizada e retém muito pouca magnetização quando o campo externo é removido. Pode-se atrelar esse comportamento à pequena espessura do CoFeB na amostra. A amostra $W_{(3)}/CoFeB_{(1,25)}$ se mostra interessante pois podemos ver que ela possui uma magnetização remanente maior e coercividade menor que a amostra $W_{(3)}/CoFeB_{(1,5)}$, mesmo essa última tendo uma espessura total de CoFeB maior. Podemos num primeiro momento justificar esse comportamento devido a proporção Fe/Co delas, uma vez que a $W_{(3)}/CoFeB_{(1,25)}$ tem maior teor de Fe.

Ainda, na Figura 3.4b, as curvas de histerese das amostras de referência, cujo comportamento é bastante sistemático, mostram a magnetização remanente aumentando ao passo que a espessura da camada ferromagnética também aumenta.

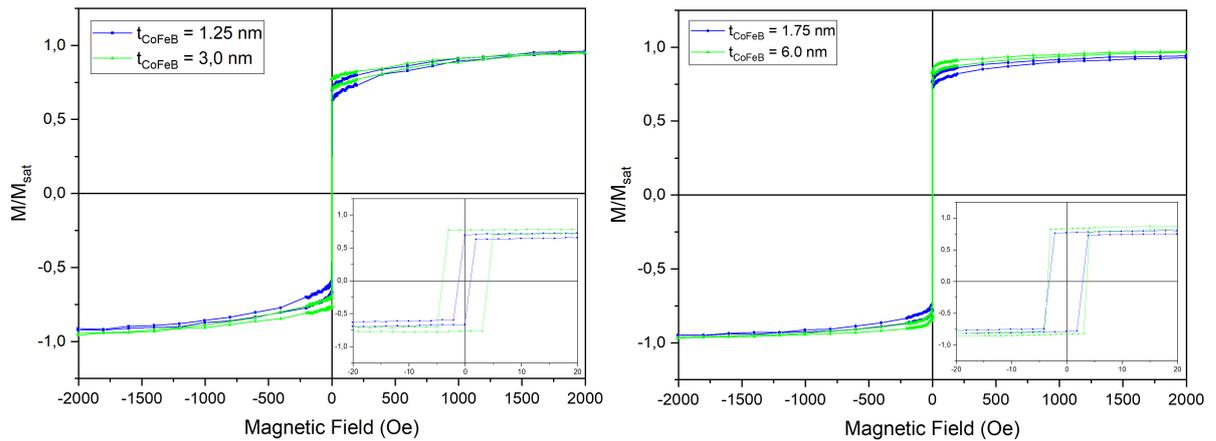
Tabela 3.8 – Relação da magnetização de saturação de cada amostra em função da quantidade de CoFeB e proporção Fe/Co em cada amostra.

Amostra	Espessura CoFeB (nm)	Proporção Fe/Co	emu/cm ³
$W_{(3)}/CoFeB_{(1,0)}$	2,18	1,90	803,14
$W_{(3)}/CoFeB_{(1,25)}$	2,93	1,83	1317,01
$W_{(3)}/CoFeB_{(1,5)}$	4,04	1,70	1692,48
$W_{(3)}/CoFeB_{(1,75)}$	5,23	1,79	1062,38
$W_{(3)}/CoFeB_{(2,0)}$	6,38	1,87	1301,38
$W_{(3)}/CoFeB_{(2,25)}$	5,52	1,91	2017,71
$W_{(3)}/CoFeB_{(3,0)}$	2,58	1,83	1722,69
$W_{(3)}/CoFeB_{(4,5)}$	4,23	1,92	1665,82
$W_{(3)}/CoFeB_{(6,0)}$	5,70	1,79	1887,51

Para uma melhor análise da espessura da componente ferromagnética, da proporção Fe/Co e da magnetização de saturação de cada uma das amostras, podemos consultar a tabela 3.8. Baseando-se nos valores contidos nesta tabela, foram criados gráficos comparativos entre o comportamento magnético das amostras com heteroestruturas e referências, com espessuras próximas de CoFeB, como mostrado na figura 3.5. Em (a) compara-se as amostras $W_{(3)}/CoFeB_{(1,25)}$ (azul) e $W_{(3)}/CoFeB_{(3,0)}$ (verde), que mostra que a introdução de camadas de W pouco altera a magnetização remanente, mas fortemente altera a coercividade das camadas.

Na Figura 3.5b compara-se as curvas referentes às amostras $W_{(3)}/CoFeB_{(1,75)}$ (azul) e $W_{(3)}/CoFeB_{(6,0)}$ (verde), cujas camadas de CoFeB possuem respectivamente espessuras totais de 5,23 e 5,70 nm e relação Fe/Co de 1,79 para ambas. Neste caso a única diferença entre as curvas é uma pequena redução na magnetização de remanência.

Além dos loops de histerese, também foram realizadas medidas de magnetização de remanência angular (ARM). Nesta medida, um campo externo é aplicado no plano das camadas



(a) Amostras com $t_{\text{CoFeB}} = 1,25$ e $3,0$ nm(nominais) (b) Amostras com $t_{\text{CoFeB}} = 1,75$ e $6,0$ nm(nominais)

Figura 3.5 – Comparação das curvas de histerese entre amostras de espessuras medidas com proximidade de CoFeB.

com uma alta intensidade, neste caso, 20 kOe mantido por 2s e depois removido, a magnetização remanente é então medida. Após realizada a medida, a amostra é rotacionada e o procedimento é realizado novamente. Esta análise permite estudar ou identificar se a amostra possui alguma anisotropia magnética no plano. Notemos que devido à simetria não é necessário que a amostra rotacione completamente, bastam medidas em 180° para que possamos capturar detalhes das anisotropias na amostra. A figura 3.6 mostra as curvas de ARM também medidas no VSM do LAM/UFRGS. Todas as curvas estão normalizadas de 0 a 1 e foram deslocadas verticalmente no gráfico para garantir uma melhor visualização dos dados.

As medidas indicam que há uma direção preferencial de magnetização, um eixo fácil, no plano destas amostras, comportamento típico de um sistema com domínios uniaxiais. O máximo da magnetização remanente indica a direção do eixo fácil, neste caso alinhado em 0° . Esta anisotropia surge decorrente da presença de linhas de campo magnético durante a deposição das amostras, linhas estas, possivelmente remanescentes do canhão de deposição de sputtering. Esta anisotropia, entretanto, desaparece para a amostra $\text{W}_{(3)}/\text{CoFeB}_{(1,0)}$. A ausência de um eixo fácil no plano e o alto campo magnético necessário para saturar a magnetização, Figura 3.5a, podem ser indicativos de um alinhamento da magnetização fora do plano.

A Figura 3.7a apresenta o momento magnético por área em função da espessura do CoFeB, para as amostras preparadas neste trabalho. As amostras foram divididas nos três conjuntos de acordo com o processo de deposição. As linhas contínuas apresentam ajustes lineares dos conjuntos. É notório que há um crescimento do momento magnético areal em função da espessura do CoFeB para todos os conjuntos, entretanto, os pontos não seguem bem um comportamento linear esperado. Isso se deve ao fato de que junto com o aumento da espessura

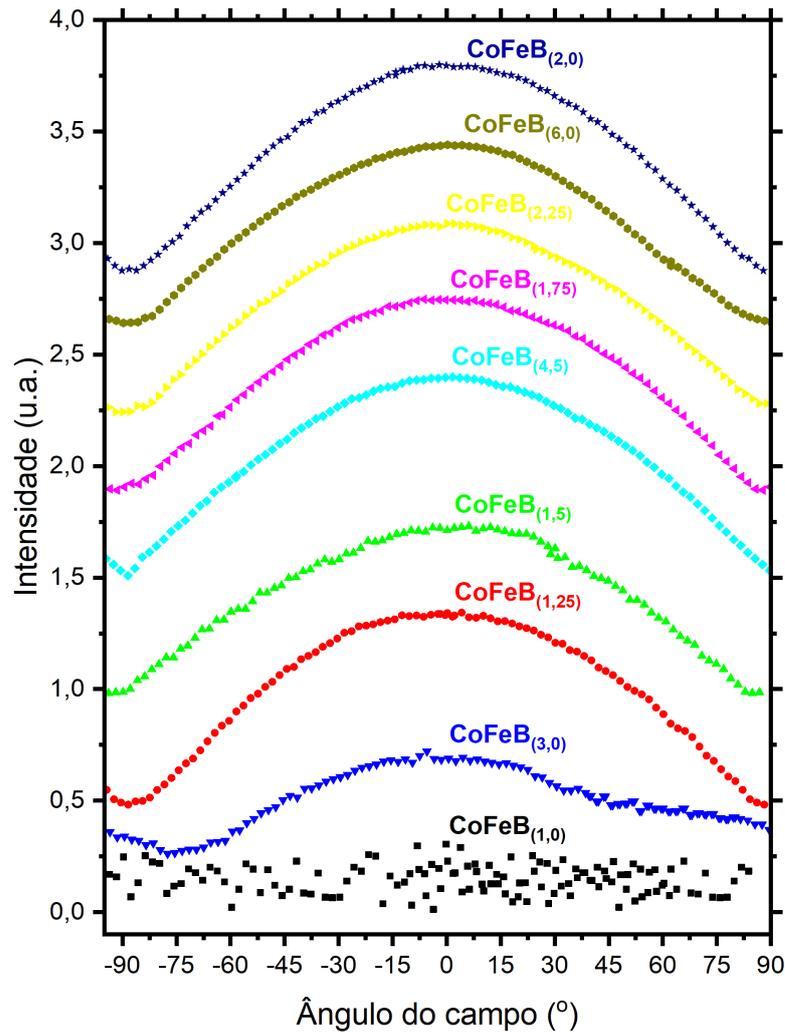


Figura 3.6 – Medidas de magnetização de remanência angular no plano das amostras.

dos filmes, a composição de Fe e Co também foram alteradas, modificando a magnetização das camadas.

Na Figura 3.7b foi explorada a relação da magnetização de saturação em função da proporção Fe/Co nas amostras. Pode-se ver claramente que não há um comportamento sistemático entre os diferentes conjuntos de amostras. Para as amostras do conjunto de referência, curva em vermelho, o aumento da relação Fe/Co leva a uma pequena redução da magnetização das amostras. Já para as amostras do primeiro conjunto de heteroestruturas, com espessuras de CoFeB de 1, 1,5 e 2,0 nm, a magnetização também diminuiu com o aumento da relação Fe/Co, mas de uma forma mais brusca. Já o terceiro conjunto de heteroestruturas, com espessuras de CoFeB de 1,25, 1,75 e 2,25 nm o comportamento é ligeiramente contrário ao dos outros conjuntos. Isso indica que a alteração da estequiometria dos filmes não pode explicar unicamente as variações nas magnetizações observadas nestas amostras.

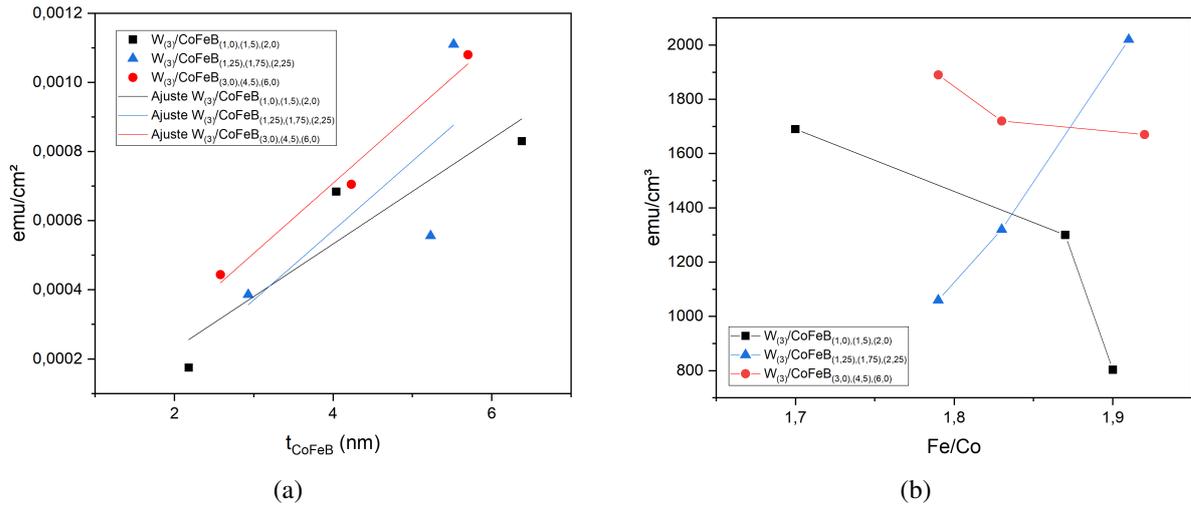


Figura 3.7 – Medida em (a) de momento magnético por área em função da espessura de CoFeB e em (b) momento magnético por volume (magnetização de saturação) em função da proporção Fe/Co.

3.1.5 Medidas Magnetoelétricas

A seguir, serão apresentadas as medidas de magnetorresistência das amostras, entretanto, não serão apresentadas as medidas de efeito Hall devido às limitações de equipamento, pois não foi possível aplicar um campo magnético alto o suficiente para observar o efeito Hall anômalo.

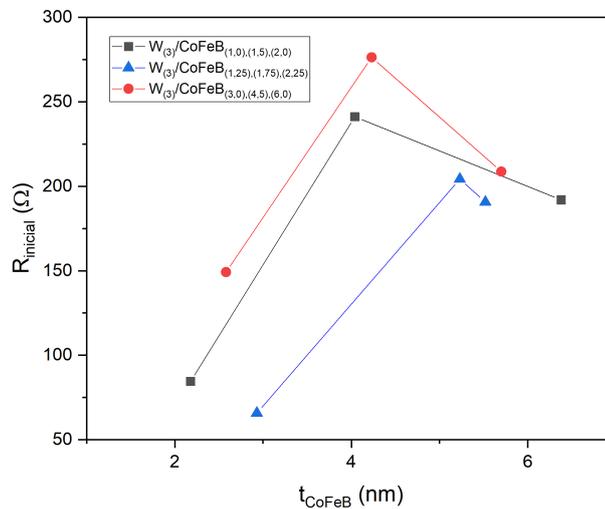


Figura 3.8 – Medidas de resistência elétrica em função da espessura de CoFeB.

As medidas de resistividade elétrica foram todas realizadas em temperatura ambiente e, seus respectivos comportamentos em função do aumento da espessura de CoFeB, estão apresentados na figura 3.8. Observa-se que com o aumento da espessura do CoFeB ocorre um aumento da resistividade elétrica das amostras, e, além disso, o valor medido da resistividade é maior que o valor esperado para os metais independentes, o que é usual em filmes finos. O aumento da resistividade elétrica não está relacionada somente com o aumento da espessura

de CoFeB, tampouco com o empilhamento em multicamadas de W, pois vemos este aumento resistivo ocorrer nas amostras de referência (vermelho), as quais têm as menores espessuras totais. Além do mais, pode estar diretamente relacionado com alterações na estrutura cristalina dos filmes de CoFeB.

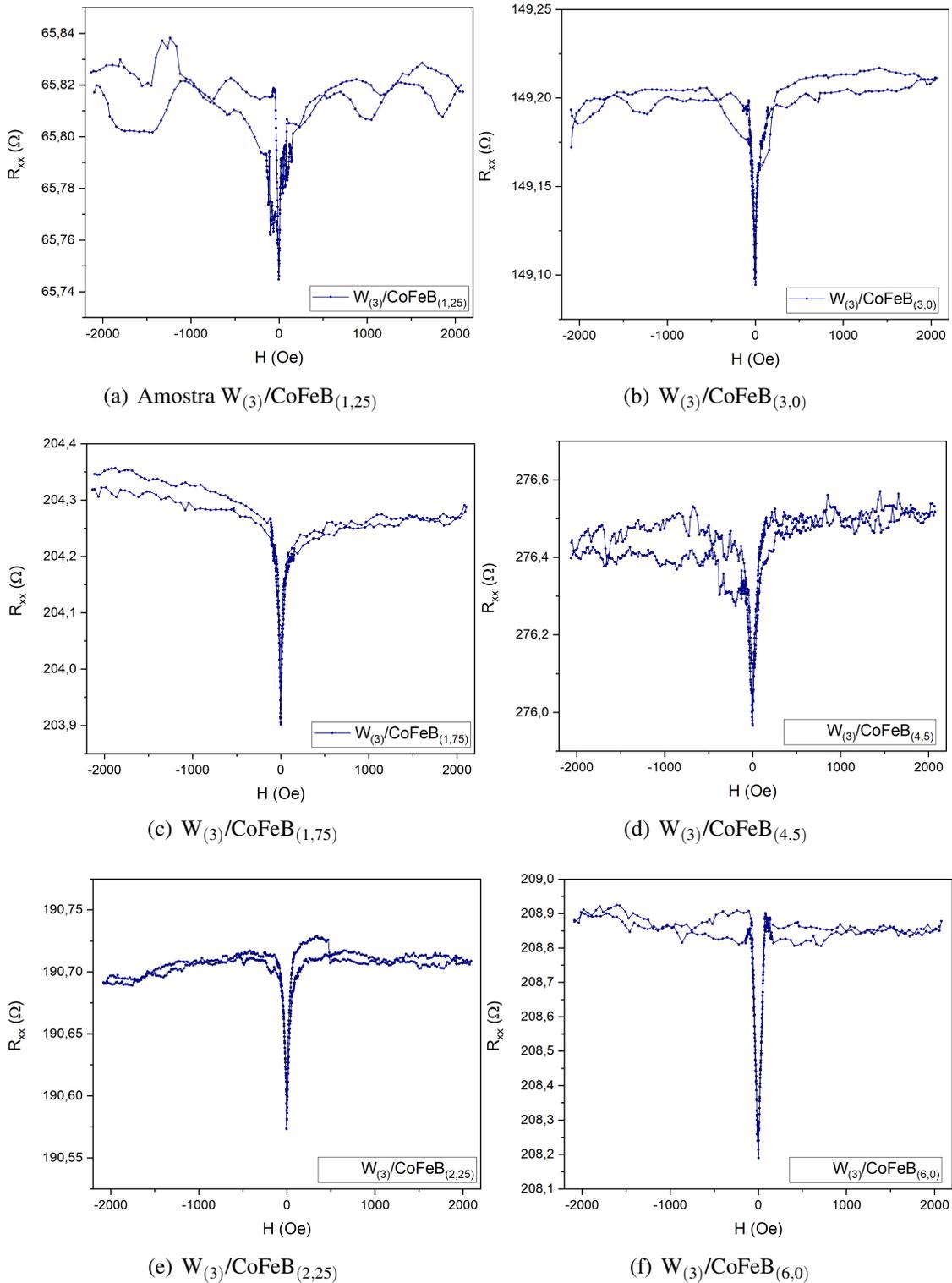


Figura 3.9 – Medidas de magnetorresistência longitudinal.

Na Figura 3.9 são apresentadas as medidas de magnetorresistência longitudinal das amostras de heteroestruturas e referências. Para as amostras do primeiro conjunto de deposição, $W_{(3)}/\text{CoFeB}_{(1,0)}$, $W_{(3)}/\text{CoFeB}_{(1,5)}$ e $W_{(3)}/\text{CoFeB}_{(2,0)}$ os dados apresentaram muito ruído, o que prejudicou de forma bastante significativa a análise das medidas, estes dados não serão apresentados aqui. Na Figura há seis gráficos, na coluna da esquerda os dados para as amostras de heteroestruturas: $W_{(3)}/\text{CoFeB}_{(1,25)}$, $W_{(3)}/\text{CoFeB}_{(1,75)}$ e $W_{(3)}/\text{CoFeB}_{(2,25)}$ e na coluna da direita para as amostras de referência. A presença de picos com redução da resistência elétrica é característico de MRA. Para a realização das medidas foram utilizadas correntes elétricas da ordem de 0,5 a 1 mA.

Pode-se relacionar a MR medida com as espessuras das camadas ferromagnéticas das amostras, esta análise é apresentada na Figura 3.10a, onde a curva em azul diz respeito ao conjunto de amostras com heteroestruturas e em vermelho as amostras de referência. A curva em vermelho possui um comportamento esperado, com a MR reduzindo conforme a espessura de CoFeB aumenta, entretanto, a curva azul não segue o mesmo comportamento. Na Figura 3.10b é apresentada a MR como função da relação entre Fe/Co e, neste caso, fica evidente que a MR pode ser diretamente correlacionada com tal proporção. O aumento da fração de Fe nas amostras parece reduzir a magnetorresistência, o que pode ser entendido em termos do acoplamento spin-órbita, que é mais intenso no Co que no Fe.

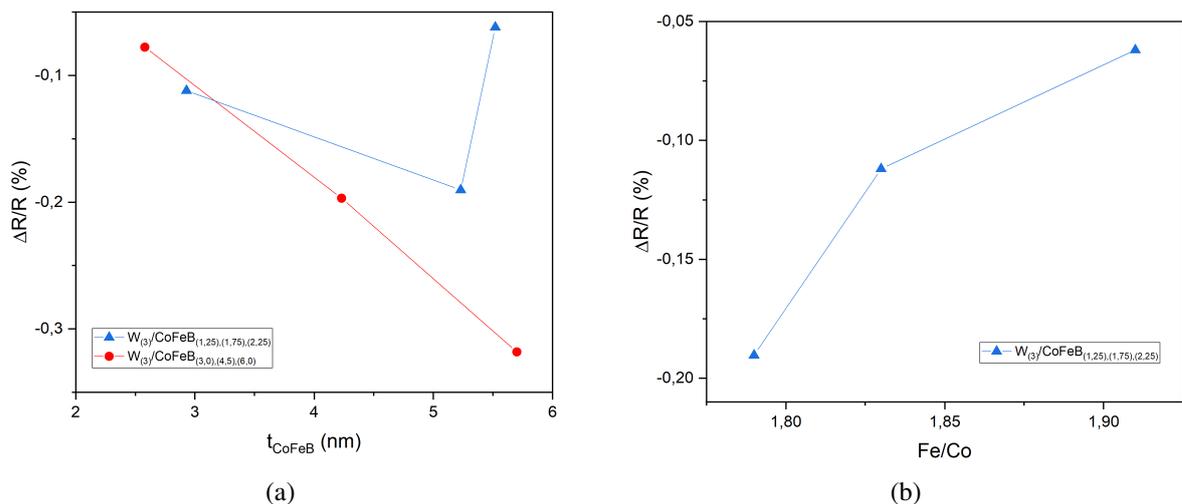


Figura 3.10 – Variação percentual da magnetorresistência em função: (a) da espessura do CoFeB; (b) proporção Fe/Co.

Conclusões

O principal objetivo deste trabalho foi a preparação e o estudo de heteroestruturas formadas pelo empilhamento de camadas de CoFeB e W, buscando observar possíveis anisotropias e/ou texturas magnéticas, utilizando medidas de magnetização e magnetorresistência. As estruturas preparadas apresentam camadas de W com estrutura cristalina cúbica de corpo centrado chamada de fase beta (β -W), uma fase metaestável que favorece o aumento do acoplamento spin-órbita.

Através das medidas de RBS, podemos perceber que a deposição das camadas de CoFeB têm espessuras menores que as calibradas e não apresentam a razão esperada de Fe/Co com relação ao alvo utilizado na deposição. Foi observado ainda que as propriedades magnéticas e elétricas dependem tanto da espessura quanto da composição, o que dificultou a interpretação dos resultados.

Na caracterização magnética foi possível identificar, através de curvas de histerese, que a amostra cuja camada ferromagnética é a mais fina dentre as demais, ($W_{(3)}/CoFeB_{(1,0)}$), apresenta uma coercividade muito maior, enquanto sua magnetização remanente é consideravelmente mais baixa em relação às outras, caracterizando um possível plano difícil de magnetizar, corroborando com o que é mostrado nos gráficos de ARM.

Foram feitas medidas de magnetorresistência variando entre 0,1% e 0,3%, onde a variação percentual do efeito magnetorresistivo das amostras de referência apresentou um comportamento usual em função da espessura de CoFeB, enquanto as amostras em multicamadas: $W_{(3)}/CoFeB_{(1,25)}$; $W_{(3)}/CoFeB_{(1,75)}$ e $W_{(3)}/CoFeB_{(2,25)}$, mostraram uma possível dependência não só da espessura de CoFeB, mas também da composição Fe/Co. Não foi possível entretanto, observar o fenômeno de MR nas amostras em heteroestruturas $W_{(3)}/CoFeB_{(1,00)}$, $W_{(3)}/CoFeB_{(1,50)}$ e $W_{(3)}/CoFeB_{(2,00)}$.

Por fim, é interessante a realização de estudos mais detalhados, diminuindo cada vez mais os intervalos entre espessuras de diferentes amostras, para que seja possível mapear e identificar anisotropias no tipo de sistema estudado nesse trabalho.

Referências

- [1] S. Luo and L. You, “Skyrmion devices for memory and logic applications,” *APL Materials*, vol. 9, no. 5, p. 050901, (2021).
- [2] K. Chesnel, A. S. Westover, C. Richards, B. Newbold, M. Healey, L. Hindman, B. Dodson, K. Cardon, D. Montealegre, J. Metzner, T. Schneider, B. Böhm, F. Samad, L. Fallarino, and O. Hellwig, “Morphological stripe-bubble transition in remanent magnetic domain patterns of Co/Pt multilayer films and its dependence on Co thickness,” *Phys. Rev. B*, vol. 98, p. 224404, (2018).
- [3] G. Chen, S. P. Kang, C. Ophus, A. T. N’Diaye, H. Y. Kwon, R. T. Qiu, C. Won, K. Liu, Y. Wu, and A. K. Schmid, “Out-of-plane chiral domain wall spin-structures in ultrathin in-plane magnets,” vol. 8, no. 15302, (2017).
- [4] X. Yu, “Magnetic imaging of various topological spin textures and their dynamics,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 539, p. 168332, (2021).
- [5] D. Chakrabartty, S. Jamaluddin, S. Manna, and A. Nayak, “Uncovering the skyrmion bubble magnetic states in centrosymmetric kagome magnet Mn_4Ga_2Sn ,” (2021).
- [6] R. Streubel, L. Han, M.-Y. Im, F. Kronast, U. K. Röbber, F. Radu, R. Abrudan, G. Lin, O. G. Schmidt, P. Fischer, and D. Makarov, “Manipulating topological states by imprinting non-collinear spin textures,” *Scientific Reports*, vol. 5, no. 8787, (2015).
- [7] I. Kézsmárki, S. Bordács, P. Milde, *et al.*, “Néel-type skyrmion lattice with confined orientation in the polar magnetic semiconductor GaV_4S_8 ,” *Nature Mater* **14**, 1116–1122 (2015).
- [8] “Eureka!,” Racetrack Memory. (2010).
Disponível em: (<https://www.eurekaalert.org/news-releases/573972>).
Acesso em: 07 fev. 2023.

- [9] “Mepits,” Emerging Memory Technologies. (2014).
Disponível em:
(<https://www.mepits.com/tutorial/261/vlsi/emerging-memory-technologies>).
Acesso em: 07 fev. 2023.
- [10] T. J. A. MORI, *Crescimento de filmes finos de Ni₈₁Fe₁₉ para aplicações envolvendo magnetorresistência anisotrópica*. Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal de Santa Maria, Santa Maria, 118p. (2011).
- [11] B. Heinrich and J. Bland, *Ultrathin Magnetic Structures II - Measurement Techniques and Novel Magnetic Properties*. Springer, (2005).
- [12] M. Hughes, “Semicore,” What is Sputtering? Magnetron Sputtering?. 2014.
Disponível em: <https://www.semicore.com/what-is-sputtering>.
Acesso em: 16 jan. 2023.
- [13] R. Kötz, *Rutherford Backscattering Spectroscopy of Electrode Surfaces*, pp. 439–448. (1990).
- [14] P. A. Tipler and R. A. Llewellyn, *Modern Physics*. W. H. Freeman and Company, pag. 135 (2008).
- [15] M. Rafique, *Study of the Magnetoelectric Properties of Multiferroic Thin Films and Composites for Device Applications*. PhD Thesis In Physics at COMSATS Institute of Information Technology Islamabad-Pakistan, (2014).
- [16] A. Fert, V. Cros, and J. Sampaio, “Skyrmions on the track,” *Nature Nanotechnology*, vol. 8, no. 3, pp. 152–156, (2013).
- [17] R. Tomasello, E. Martinez, R. Zivieri, L. Torres, M. Carpentieri, and G. Finocchio, “A strategy for the design of skyrmion racetrack memories,” *Scientific Reports*, vol. 4, no. 6784, (2014).
- [18] W. Koshibae, Y. Kaneko, J. Iwasaki, M. Kawasaki, Y. Tokura, and N. Nagaosa, “Memory functions of magnetic skyrmions,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 54, no. 053001, (2015).

- [19] S. Heinze, K. von Bergmann, M. Menzel, J. Brede, A. Kubetzka, R. Wiesendanger, G. Bihlmayer, and S. Blügel, “Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions,” *Nature Physics*, vol. 7, no. 9, pp. 713–718, (2011).
- [20] N. Romming, C. Hanneken, M. Menzel, J. E. Bickel, B. Wolter, K. von Bergmann, A. Kubetzka, and R. Wiesendanger, “Writing and deleting single magnetic skyrmions,” *Science*, vol. 341, no. 6146, pp. 636–639, (2013).
- [21] W. Jiang, W. Zhang, G. Yu, M. B. Jungfleisch, P. Upadhyaya, H. Somaily, J. E. Pearson, Y. Tserkovnyak, K. L. Wang, O. Heinonen, S. G. E. te Velthuis, and A. Hoffmann, “Mobile néel skyrmions at room temperature: status and future,” *AIP Advances*, vol. 6, no. 5, p. 055602, (2016).
- [22] J. A. Brock and E. E. Fullerton, “Skyrmion stabilization at the domain morphology transition in ferromagnet/heavy metal heterostructures with low exchange stiffness,” *Advanced Materials Interfaces*, vol. 9, no. 6, p. 2101708, 2022.
- [23] S. Qiu, T. Harumoto, Y. Nakamura, and J. Shi, “Magneto-transport properties of perpendicular magnetization CoPt/VO₂ bilayer films grown on glass substrate,” *Surface and Coatings Technology*, vol. 436, p. 128312, (2022).
- [24] J. Sampaio, V. Cros, S. Rohart, A. Thiaville, and A. Fert, “Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures,” *Nature Nanotechnology*, vol. 8, no. 11, pp. 839–844, (2013).
- [25] C. Marrows and K. Zeissler, “Perspective on skyrmion spintronics,” *Applied Physics Letters*, vol. 119, no. 25, p. 250502, (2021).
- [26] S. D. Pollard, J. A. Garlow, J. Yu, Z. Wang, Y. Zhu, and H. Yang, “Observation of stable néel skyrmions in cobalt/palladium multilayers with lorentz transmission electron microscopy,” *Nature communications*, vol. 8, no. 1, p. 14761, (2017).
- [27] J. A. Brock, S. A. Montoya, M.-Y. Im, and E. E. Fullerton, “Energy-efficient generation of skyrmion phases in co/ni/pt-based multilayers using joule heating,” *Phys. Rev. Mater.*, vol. 4, p. 104409, (2020).
- [28] R. Iguchi, S. Kasai, K. Koshikawa, N. Chinone, S. Suzuki, and K.-i. Uchida, “Thermoelectric microscopy of magnetic skyrmions,” *Scientific Reports*, vol. 9, no. 18443, (2019).

- [29] A. Soumyanarayanan, M. Raju, A. Gonzalez Oyarce, A. K. Tan, M.-Y. Im, A. P. Petrović, P. Ho, K. Khoo, M. Tran, C. Gan, *et al.*, “Tunable room-temperature magnetic skyrmions in Ir/Fe/Co/Pt multilayers,” *Nature materials*, vol. 16, no. 9, pp. 898–904, (2017).
- [30] B. Cui, C. Song, G. Wang, Y. Wang, F. Zeng, and F. Pan, “Perpendicular magnetic anisotropy in cofeb/x (x= mgo, ta, w, ti, and pt) multilayers,” *Journal of alloys and compounds*, vol. 559, pp. 112–115, (2013).
- [31] S. Jaiswal, K. Lee, J. Langer, B. Ocker, M. Kläui, and G. Jakob, “Tuning of interfacial perpendicular magnetic anisotropy and domain structures in magnetic thin film multilayers,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 52, no. 29, p. 295002, (2019).
- [32] K.-M. Lee, J. W. Choi, J. Sok, and B.-C. Min, “Temperature dependence of the interfacial magnetic anisotropy in w/cofeb/mgo,” *AIP Advances*, vol. 7, no. 6, p. 065107, (2017).
- [33] W. Jiang, G. Chen, K. Liu, J. Zang, S. G. Te Velthuis, and A. Hoffmann, “Skyrmions in magnetic multilayers,” *Physics Reports*, vol. 704, pp. 1–49, (2017).
- [34] R. F. Lopes, D. d. Carmo, F. Colauto, W. A. Ortiz, A. De Andrade, T. H. Johansen, E. Baggio-Saitovitch, and P. Pureur, “Spin texture on top of flux avalanches in Nb/Al₂O₃/Co thin film heterostructures,” *Journal of Applied Physics*, vol. 121, no. 1, p. 013905, (2017).
- [35] J.-S. Lee, J. Cho, and C.-Y. You, “Growth and characterization of α and β -phase tungsten films on various substrates,” *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, vol. 34, no. 2, p. 021502, (2016).
- [36] K. K. V. Sethu, S. Ghosh, S. Couet, J. Swerts, B. Sorée, J. De Boeck, G. S. Kar, and K. Garello, “Optimization of tungsten β -phase window for spin-orbit-torque magnetic random-access memory,” *Physical Review Applied*, vol. 16, no. 6, p. 064009, (2021).
- [37] S. Basavaiah and S. Pollack, “Superconductivity in β -tungsten films,” *Journal of Applied Physics*, vol. 39, no. 12, pp. 5548–5556, 1968.
- [38] J. A. Hofer and N. Haberkorn, “Superconductivity in nanocrystalline tungsten thin films growth by sputtering in a nitrogen-argon mixture,” *Thin Solid Films*, vol. 685, pp. 117–122, 2019.

- [39] S. Cho, S.-h. C. Baek, K.-D. Lee, Y. Jo, and B.-G. Park, "Large spin hall magnetoresistance and its correlation to the spin-orbit torque in w/cofeb/mgo structures," *Scientific reports*, vol. 5, no. 1, pp. 1–9, (2015).
- [40] P. Pureur Neto, *Magnetismo e Supercondutividade*. Porto Alegre, Instituto de Física - UFRGS, (2007).
- [41] H. M. Nussenzveig, *Curso de Física Básica*, vol. 3: Eletromagnetismo. Blucher, Ed. 2, (2015).
- [42] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Física do Estado Sólido*. Cengage Learning, (2011).
- [43] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*. John Wiley & Sons, Inc., (2005).
- [44] S. Blundell, *Magnetism in Condensed Matter*. Oxford University Press Inc., New York, (2001).
- [45] K. D. Machado, *Eletromagnetismo*, vol. 2. Todapalavra, (2020).
- [46] Q. Lu, R. Huang, L. Wang, Z. Wu, C. Li, Q. Luo, S. Zuo, J. Li, D. Peng, G. Han, and P. Yan, "Thermal annealing and magnetic anisotropy of NiFe thin films on n+-si for spintronic device applications," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 394, pp. 253–259, (2015).
- [47] J. M. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge University Press, (2010).
- [48] M. Jaafar, R. Sanz, J. McCord, J. Jensen, R. Schäfer, M. Vázquez, and A. Asenjo, "Pattern-induced magnetic anisotropy in FePt thin films by ion irradiation," *Phys. Rev. B*, vol. 83, p. 094422, (2011).
- [49] B. Tudu, K. Tian, and A. Tiwari, "Effect of composition and thickness on the perpendicular magnetic anisotropy of (Co/Pd) multilayers," *Sensors*, vol. 17, no. 12, p. 2743, (2017).
- [50] M. Arora, R. Hübner, D. Suess, B. Heinrich, and E. Girt, "Origin of perpendicular magnetic anisotropy in Co/Ni multilayers," *Physical Review B*, vol. 96, (2017).
- [51] I. Dzyaloshinsky, "A thermodynamic theory of "weak"ferromagnetism of antiferromagnetics," *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 4, no. 4, pp. 241–255, (1958).

- [52] T. Moriya, “Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism,” *Phys. Rev.*, vol. 120, pp. 91–98, (1960).
- [53] A. Mourkas, A. Markou, P. Swekis, and I. Panagiotopoulos, “Topological hall effect in Pt/Co/W multilayers with different anisotropies,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 530, no. 4, p. 167937, (2021).
- [54] B. D. Cullity and C. D. Graham, *Introduction to Magnetic Materials*. John Wiley Sons, Inc., Ed. 2, (2009).
- [55] D. Jiles, *Introduction to Magnetism and Magnetic Materials*. Chapman and Hall, (1991).
- [56] A. N. Bogdanov and D. A. Yablonskii, “Thermodynamically stable “vortices” in magnetically ordered crystals. the mixed state of magnets,” *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, vol. 68, no. 1, pp. 101–103, (1989).
- [57] S. Mühlbauer, B. Binz, F. Jonietz, C. Pfleiderer, A. Rosch, A. Neubauer, R. Georgii, and P. Böni, “Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet,” *Science*, vol. 323, no. 5916, pp. 915–919, (2009).
- [58] A. Neubauer, C. Pfleiderer, B. Binz, A. Rosch, R. Ritz, P. G. Niklowitz, and P. Böni, “Topological Hall Effect in the *a* Phase of MnSi,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 186602, (2009).
- [59] C. Pappas, E. Lelièvre-Berna, P. Falus, P. M. Bentley, E. Moskvin, S. Grigoriev, P. Fouquet, and B. Farago, “Chiral Paramagnetic Skyrmion-like Phase in MnSi,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 197202, (2009).
- [60] W. Münzer, A. Neubauer, T. Adams, S. Mühlbauer, C. Franz, F. Jonietz, R. Georgii, P. Böni, B. Pedersen, M. Schmidt, A. Rosch, and C. Pfleiderer, “Skyrmion lattice in the doped semiconductor $Fe_{1-x}Co_xSi$,” *Phys. Rev. B*, vol. 81, p. 041203, (2010).
- [61] I. Raičević, D. Popović, C. Panagopoulos, L. Benfatto, M. B. Silva Neto, E. S. Choi, and T. Sasagawa, “Skyrmions in a Doped Antiferromagnet,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, p. 227206, Jun (2011).
- [62] S. Seki, X. Yu, S. Ishiwataz, and Y. Tokura, “Observation of Skyrmions in a Multiferroic Material,” *Science*, vol. 336, no. 6078, pp. 198–202, (2009).

- [63] A. A. Bunaciu, E. G. Udriștioiu, and H. Y. Aboul-Enein, “X-ray diffraction: instrumentation and applications,” *Critical reviews in analytical chemistry*, vol. 45, no. 4, pp. 289–299, (2015).
- [64] L. C. Sampaio, F. Garcia, G. R. C. Cernicchiaro, and A. Y. Takeuchi, “Técnicas de magnetometria,” *Revista Brasileira de Ensino de Física*, vol. 22, no. 3, pp. 406–410, (2000).
- [65] M. Mayer, “Simnra, a simulation program for the analysis of nra, rbs and erda,” in *AIP conference proceedings*, vol. 475, pp. 541–544, American Institute of Physics, 1999.
- [66] M. Mayer, “Ion beam analysis of rough thin films,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, vol. 194, no. 2, pp. 177–186, 2002.
- [67] D. M. M. M.-P.-I. für Plasmaphysik Boltzmannstr. 2, “SIMNRA,” SIMNRA - Software for simulation of RBS, ERDA, NRA, MEIS and PIGE. (2021).
Disponível em: (www.simnra.com) or (<https://mam.home.ipp.mpg.de/>).
Acesso em: 11 dez. 2022.
- [68] C.-F. Pai, L. Liu, Y. Li, H. W. Tseng, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, “Spin transfer torque devices utilizing the giant spin hall effect of tungsten,” *Applied Physics Letters*, vol. 101, no. 12, p. 122404, (2012).
- [69] “Materials project,” The Materials Project. (2022).
Disponível em: (<https://materialsproject.org/>).
Acesso em: 19 mar. 2023.
- [70] K. Wasa and S. Hayakawa, *Handbook of Sputter Deposition Technology*. Noyes Publications, (1992).
- [71] D. K. Schroder, *Semiconductor Material and Device Characterization*. John Wiley & Sons, Inc., (2006).
- [72] W.-K. Chu, J. W. Mayer, and M.-A. Nicolet, *Backscattering Spectrometry*. Academic Press, (1978).