

Comissão Nacional de Energia Nuclear
CENTRO DE DESENVOLVIMENTO DA TECNOLOGIA NUCLEAR
**Programa de Pós-Graduação em Ciência e Tecnologia das Radiações,
Minerais e Materiais**

**ESTUDO DE MICROESTRUTURAS MAGNÉTICAS POR
MICROSCOPIA DE FORÇA MAGNÉTICA**

Andreia Guedes Santiago Barbosa

Dissertação apresentada ao Curso de Pós-Graduação em Ciência e Tecnologia das Radiações, Minerais e Materiais, como requisito parcial à obtenção do Grau de Mestre

Área de concentração: Ciência e Tecnologia dos Materiais

Orientador: Maximiliano Delany Martins

Belo Horizonte
2010

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

“Estudo de Microestruturas Magnéticas por Microscopia de
Força Magnética”

Andreia Guedes Santiago Barbosa

**Dissertação apresentada como parte dos requisitos
para obtenção do grau de Mestre em Ciência e
Tecnologia das Radiações, Minerais e Materiais
2010**

A presente dissertação de mestrado, intitulada **“Estudo de microestruturas magnéticas por microscopia de força magnética”**, de autoria de **Andreia Guedes Santiago Barbosa**, foi defendida e aprovada em 30 de junho de 2010, pela Banca Examinadora abaixo assinada.

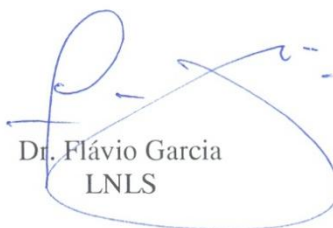
Belo Horizonte, 30 de junho de 2010



Prof. Dr. Maximiliano Delany Martins
CDTN - Orientador



Dr. Waldemar Augusto de Almeida Macedo
CDTN



Dr. Flávio Garcia
LNLS

Aos meus pais,
Benvindo e Amélia

AGRADECIMENTOS

Acima de tudo agradeço a Deus, fonte de toda sabedoria, pela presença constante proporcionando paz e força para superar os desafios.

Ao Professor Maximiliano Delany Martins, a quem admiro pela competência e disponibilidade, pela orientação, oportunidade de crescimento e pela confiança em mim depositada.

Ao Doutor Flávio Garcia pela colaboração que possibilitou a realização desse trabalho. Agradeço ainda a ajuda contínua, paciência, discussões enriquecedoras e estímulo.

Ao Professor Waldemar A. A. Macedo, Professor José Domingos e todo pessoal do grupo LFA-CDTN por sugestões que servirão para crescimento, aprendizado e incentivo à pesquisa.

Ao Alexander, Alexandre, Alysson, Éden, Jaqueline, Mário, Rafael, Reinaldo, Renan e Sofia pela força e otimismo contagiante além da amizade construída nesse período. Em especial agradeço a Jack pela paciência, apoio com as medidas AFM/MFM.

A Ângela que me ensinou lições e física e de vida.

Aos meus familiares que sempre me deram amor e a todos os meus amigos que sempre me apoiaram na busca pelo conhecimento.

Aos colegas do curso de pós-graduação e a Camilla que foi uma aliada fundamental.

Ao grupo do Instituto de física Gleb Wataghin pela disponibilização de sua estrutura; em especial a Fanny e o apoio nas mediadas PPMS e VSM.

A Rosana Zacarias Domingues e a Vanya Márcia Duarte Pasa, professoras do departamento de química da UFMG, que supervisionaram o estágio de docência com muita dedicação.

A todos profissionais do CDTN, direta ou indiretamente, contribuíram para a execução dessa Dissertação.

Que ninguém engane a si mesmo! Se algum de vocês pensa que é sábio conforme a sabedoria humana, então precisa se tornar louco para ser, de fato, sábio.

Então, o que poderão dizer os sábios e os instruídos? O que vão dizer os grandes oradores deste mundo? Deus tem mostrado que a sabedoria deste mundo é loucura.

Pois Deus, na sua sabedoria, não deixou que os seres humanos o conhecessem por meio da sabedoria deles. Pelo contrário, resolveu salvar aqueles que crêem e fez isso por meio da mensagem que anunciamos, a qual é chamada de louca.

Os judeus pedem milagres como prova, e os não-judeus procuram a sabedoria.

Mas nós anunciamos o Cristo crucificado, uma mensagem que para os judeus é ofensa e para os não-judeus é loucura.

Mas para aqueles que Deus tem chamado, Cristo é o poder de Deus e a sabedoria de Deus.

Pois aquilo que parece ser a loucura de Deus é mais sábio do que a sabedoria humana, e aquilo que parece ser a fraqueza de Deus é mais forte do que a força humana.

I Coríntios 3: 18, 1: 20 - 25

"Deus nos fez perfeitos e não escolhe os capacitados, capacita os escolhidos. Fazer ou não fazer algo só depende de nossa vontade e perseverança".

Albert Einstein

De longa data o estranho poder de atração e repulsão dos ímãs fascina o homem. Outro dia encontrei, na internet, um texto interessante sobre a palavra ímã:

“É a representação perfeita do objeto.

*O raro encontro do acento agudo com o til numa mesma palavra,
definindo as cargas opostas das vogais, agudo e grave, positivo e negativo, atração e repulsão.*

O m, no meio, é perfeitamente simétrico, ligação neutra, de carga anulada pelos extremos opostos.

Palavra curta, intensamente magnetizada.

*“Magnetismo”, por exemplo, é longa demais para concentrar qualquer magnetismo;
este dissipa-se entre tantas letras e microrrelações.*

“Ímã sintetiza um microscópico universo infinito, coerência e contradição.”

Poeta não identificado

RESUMO

A manipulação e o controle das propriedades magnéticas de materiais com pequenas dimensões tem atraído interesse crescente nos últimos anos. Para sistemas magnéticos micrométricos ou submicrométricos, diferentes configurações magnéticas são energeticamente acessíveis. Vórtices magnéticos merecem destaque entre essas configurações e figuram em um grande número de pesquisas tecnológicas que vão desde o armazenamento magnético (VMRAM) até a biofuncionalização de estruturas para o tratamento do câncer. Em uma configuração de vórtice magnético, a energia magnetostática é minimizada por uma configuração de caminho fechado no plano do filme e uma região central com magnetização perpendicular à superfície. A quiralidade (sentido de rotação da magnetização no plano) e a polarização (direção da magnetização na região central) são os dois principais parâmetros que caracterizam um vórtice magnético. Apesar do esforço recente, ainda não se alcançou um entendimento detalhado que permita a manipulação controlada dessas características. Um aspecto importante para a aplicação tecnológica das estruturas de vórtice magnético é a uniformidade e a reprodutibilidade do comportamento de inversão de magnetização da partícula. O tamanho do núcleo do vórtice e o valor da magnetização, fatores que dependem fortemente da anisotropia do sistema, são aspectos relevantes a serem considerados para que as aplicações destas estruturas magnéticas se tornem realidade.

Neste trabalho, arranjos regulares de discos multicamadas Co/Pt com diâmetro de 1 e 2 μm e *pemalloy* com diâmetro na faixa de 5 a 17 μm , ambos com espessura nanométrica, foram investigados por Microscopia de força magnética (MFM) e magnetometria (VSM e PPMS). Um dos objetivos foi investigar a correlação entre a anisotropia magnética nas multicamadas e o tamanho do núcleo do vórtice magnético. Os resultados obtidos demonstraram a presença de estados de vórtice magnético em algumas das amostras estudadas, em função do diâmetro do disco. Além disso, foram estudadas propriedades magnéticas da configuração de vórtices magnéticos desde a nucleação à aniquilação e efeitos de variação de dimensões de disco (diâmetro e espessura) e anisotropia magnética (multicamadas Co/Pt).

ABSTRACT

The manipulation and control of magnetic properties in size reduced materials have attracted a great interest in the last years. For micrometric or submicron magnetic structures different magnetic configurations are energetically accessible. Magnetic vortex noteworthy belongs to those configurations, and often represents the lowest energy configuration. Nowadays, it appears in a number of technological research ranging from the magnetic storage (VRAM) to the biofunctionalized microdisks for cancer treatment. In a magnetic vortex configuration, magnetostatic energy is minimized by in-plane closed flux domain structure and this curling magnetization turns out of the plane at the centre of the vortex structure. The chirality (direction of rotation of the in-plane magnetization) and polarization (up or down direction of the vortex core) are two topological features that characterize a magnetic vortex. In spite of the great effort on this matter, a controlled manipulation of magnetic vortex features was not reached. A critical aspect for the technological application of magnetic vortex structures is the uniformity and reproducibility of the reversal behavior of the particle magnetization. The vortex core size and the related value of its overall magnetization are also very relevant for the use of such magnetic structures. It is usually considered that the size of the vortex core depends on parameters such as anisotropy, thickness and diameter of the magnetic disk.

In this work, regular arrays of Co/Pt multilayers disks with diameter of 1 and 2 μm and permalloy disks with diameter in the range 5 -17 μm , both nanometer-thick, were investigated by Magnetic Force Microscopy (MFM) and magnetization measurements (VSM and PPMS). The results show the existence of magnetic vortex states for the samples, depending on the disk diameter. Furthermore, it was investigated the magnetic properties of the magnetic vortex, since the nucleation to annihilation, and the effect of variation of disk dimensions (diameter and thickness) and magnetic anisotropy (Co/Pt multilayers).

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO	11
1.1. OBJETIVOS	14
2. FUNDAMENTOS	15
2.1. INTRODUÇÃO AO MAGNETISMO	15
2.2. CLASSIFICAÇÃO DOS MATERIAIS MAGNÉTICOS	18
2.3. INTERAÇÃO DE TROCA	22
2.4. ANISOTROPIA MAGNÉTICA	22
2.5. ANISOTROPIA DE FORMA	23
2.6. ANISOTROPIA MAGNETOCRISTALINA	24
2.7. ANISOTROPIA MAGNETOELÁSTICA	25
2.8. ANISOTROPIA EM SISTEMAS DE MULTICAMADAS	26
2.9. ENERGIA MAGNETOSTÁTICA E FORMAÇÃO DE DOMÍNIOS	27
2.10. SISTEMAS PEQUENOS	28
2.11. VÓRTICES MAGNÉTICOS	30
2.12. CONTROLE DAS PROPRIEDADES DE UM SISTEMA DE VÓRTICES MAGNÉTICOS	35
3. METODOLOGIA	40
3.1. MICROSCOPIAS DE VARREDURA POR SONDA (SPM)	40
3.2. MICROSCOPIA DE FORÇA ATÔMICA (AFM)	41
3.3. MICROSCOPIA DE FORÇA MAGNÉTICA (MFM)	45
3.4. MAGNETÔMETRO DE AMOSTRA VIBRANTE (VSM) E SISTEMA DE MEDIDAS DE PROPRIEDADES FÍSICAS (PPMS)	53
4. RESULTADOS	56
4.1. DESCRIÇÃO DAS AMOSTRAS	56
4.2. SÉRIE A	58
4.3. SÉRIE F	63
4.4. RELAÇÃO ENTRE A ANISOTROPIA MAGNÉTICA E O DIÂMETRO DO NÚCLEO DO VÓRTICE	73
5. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	80
6. REFERÊNCIAS	83

1. INTRODUÇÃO

O magnetismo é um dos campos de estudo mais antigos e produtivos da Física da Matéria Condensada tanto teórica como experimental. Do ponto de vista da pesquisa básica, os fenômenos magnéticos representam uma aplicação complexa de Mecânica Quântica, Física Estatística e Eletromagnetismo. Por outro lado, os materiais magnéticos desempenham importante papel na tecnologia moderna. As suas aplicações se dão em um grande número de produtos e processos industriais nos mais variados setores que vão desde ímãs permanentes que são usados em fechaduras, motores elétricos, balanças eletrônicas, sensores de posição, etc., até componentes sofisticados usados na indústria de computadores e de sistemas de comunicação [1].

Um mercado milionário foi criado em torno dos materiais magnéticos. Uma das grandes motivações desse mercado é a gravação magnética. Na década de 50, uma unidade típica de armazenamento de informação em discos rígidos tinha capacidade de 5 MB armazenados em 50 discos de 24 polegadas [2]. A capacidade dos discos rígidos (HDs) evoluiu rapidamente como resultado de avanços científicos e tecnológicos que possibilitaram um grande aumento na quantidade de bits gravados por unidade de área. A descoberta, em 1988, do efeito da magnetorresistência gigante (GMR) modificou as cabeças de leitura [3]. Estas passaram a ter uma relação sinal/ruído aumentada significativamente, sendo muito mais sensíveis. Em 2000, com o uso da GMR, a capacidade dos discos rígidos evoluiu para aproximadamente 35 GB/in² [1]. Boa parte do desenvolvimento em gravação magnética é baseada nestes dispositivos e as mídias com magnetização no plano do filme já ultrapassaram a marca de 100GB/in² [4]. Filmes com anisotropia perpendicular já são utilizados em HDs com capacidade de até 3 TB [5]. Multicamadas magnéticas que exibem uma relevante anisotropia magnética perpendicular são grandes candidatos para aplicações nessas novas mídias [6]. As expectativas do mercado de armazenamento magnético são ainda mais otimistas, principalmente com a perspectiva de consolidação da *spintrônica*.

Porém, a redução das dimensões dos bits, responsável pelo progresso do aumento da densidade de gravação até hoje, não pode ser realizada indefinidamente. Partículas magnéticas muito pequenas se apresentam em configuração de monodomínio magnético, isso porque o custo em energia para a formação de domínios não reduz a energia magnetostática total. Neste caso, a magnetização total da partícula, resultante do somatório dos momentos magnéticos atômicos, se alinha com a direção do eixo fácil, em função das diferentes contribuições à

anisotropia magnética da partícula. Considerando um sistema com anisotropia uniaxial, a barreira em energia que separa as duas orientações possíveis da magnetização (paralela ou antiparalela ao eixo fácil) pode ser expressa por $E_B = KV$, onde K é a constante de anisotropia e V o volume da partícula. No caso de partículas nanométricas, a energia da barreira (KV) pode ser tão pequena que flutuações devidas à energia de agitação térmica do sistema podem induzir reversões na magnetização total da partícula, na ausência de um campo magnético externo. No caso limite, quando $KV < k_B T$ (onde $k_B \equiv$ constante de Boltzmann e $T \equiv$ temperatura), a magnetização flutua rapidamente e a média temporal da magnetização é nula, ou seja, a energia térmica seria suficiente para desestabilizar a ordem magnética. Isso significa que, ao reduzimos as dimensões dos bits até um certo volume crítico, a magnetização pode ser alterada facilmente por flutuações térmicas e, conseqüentemente, a mídia não seria capaz de reter informação. Esse limite físico é denominado limite do *superparamagnetismo*.

Um dos possíveis modos para melhorar a estabilidade térmica dos grãos é usar materiais que possuam uma maior energia de anisotropia. Pelo efeito conhecido como *exchange bias*, uma anisotropia unidirecional é produzida em um filme ferromagnético (FM) quando este é acoplado a um filme antiferromagnético (AF). O *exchange bias* foi descoberto por Meiklejohn e Bean, em 1956, quando estudavam partículas de Co embebidas em uma matriz de CoO [7]. Todavia, em materiais com alta constante de anisotropia é difícil inverter a magnetização do bit. Então a anisotropia deve ser ajustada para evitar o superparamagnetismo dos grãos e permitir a inversão da magnetização dos grãos pelo campo gerado pela cabeça de leitura (que é limitado). Isso indica a importância de materiais em que é possível ajustar a anisotropia, como os que serão discutidos neste trabalho.

Outros candidatos a futuras mídias de gravação de alta densidade são dispositivos de memórias de acesso aleatório utilizando vórtices magnéticos (VRAMs) [8]. Um vórtice magnético representa uma configuração comum para as estruturas com pequenas dimensões, nas quais é energeticamente desfavorável formar uma estrutura de domínios. Então, a minimização da energia magnetostática conduz a formação de uma estrutura onde a magnetização forma caminhos fechados, paralelos a superfície do filme, exceto no centro, onde a magnetização aponta para fora do plano. As estruturas de vórtices magnéticos possuem duas propriedades fundamentais: polarização e quiralidade. O sentido do momento magnético do núcleo (core) e o sentido de rotação dos momentos magnéticos do disco, respectivamente definem essas propriedades. Como esses estados são independentes, uma combinação entre polarização e quiralidade poderia ser utilizada para mídias magnéticas. O resultado, portanto,

é uma unidade de armazenamento de informação de 4 estados. Além disso, atualmente, sistemas de vórtices magnéticos figuram em um grande número de pesquisas tecnológicas chegando até ao tratamento do câncer [9]. Do ponto de vista de desenvolvimento da ciência fundamental, sistemas de vórtices magnéticos conduzirão a um maior entendimento do magnetismo em pequenas dimensões.

Para que as perspectivas de utilização tecnológica dos sistemas de vórtice magnético se tornem realidade alguns desafios precisam ser superados. Existe a necessidade de estudos que conduzam a um controle e ajuste de suas propriedades. Pesquisas indicam que as características do vórtice magnético dependem de parâmetros como energia de troca, espessura e diâmetro do disco magnético e energia de anisotropia [10]. No sentido de investigar como as dimensões do núcleo do vórtice poderiam ser modificadas, uma idéia bastante relevante é a utilização de multicamadas magnéticas de Co/Pd e Co/Pt. Nestas a anisotropia pode ser ajustada de perpendicular para planar, por exemplo, apenas modificando a espessura da camada de material magnético [11]. Assim, é proposto que, para maiores valores de anisotropia perpendicular em um sistema de vórtice, maiores diâmetros do núcleo do vórtice serão encontrados [12].

Nesse trabalho, estudamos as propriedades magnéticas em sistemas de arranjos regulares de microdiscos. A escolha das amostras se deve ao fato de que partículas com baixa anisotropia, forma circular e tamanho micrométrico serem exemplos de estruturas que podem formar sistemas de vórtices magnéticos [13]. Discos de permalloy de 5, 6,5 e 17 μm de diâmetro e 10 nm de espessura foram utilizados com o objetivo de investigar a existência de vórtices magnéticos em função do diâmetro dos discos. Outra finalidade do estudo destas amostras foi observar a resposta dos vórtices magnéticos à aplicação de um campo magnético externo no plano do disco. A fim de comprovar a influência da anisotropia na configuração magnética, discos compostos por multicamadas Co/Pt com diferentes espessuras da camada de Co (17,6 a 1,9 \AA) foram analisados nessa pesquisa. O efeito da redução da espessura da camada de Co (aumento da anisotropia perpendicular) foi relacionado a um acréscimo no diâmetro do núcleo do vórtice. Outra parte do estudo foi verificar se discos de 1 e 2 μm de diâmetro apresentariam o mesmo comportamento magnético.

A técnica principal no estudo das amostras foi a Microscopia de Força Magnética (MFM). A escolha da metodologia teve o objetivo de ampliar a rotina de análises magnéticas do Laboratório de Física Aplicada (LFA) do Centro de Desenvolvimento de Tecnologia Nuclear (CDTN). O equipamento, anteriormente usado para estudos topográficos de superfícies de filmes finos e outros materiais de tamanho reduzido, representa um importante

papel em estudos de diferença de fases magnéticas e estruturas de domínios, por exemplo. O MFM, derivado da Microscopia de Força Atômica, utiliza uma sonda revestida com material magnético que varre a amostra enquanto monitora a interação magnética entre a superfície e a sonda. Sendo aplicada com sucesso ao estudo de materiais magnéticos de tamanho reduzido, essa ferramenta possibilitou a visualização de vórtices magnéticos em discos de permalloy com 1 μm de diâmetro e 50 nm de espessura [14].

1.1. OBJETIVOS

Este trabalho tem como objetivo geral o estudo de propriedades magnéticas de arranjos regulares de discos de multicamadas de Co/Pt e *permalloy* com diâmetro na faixa de 2 a 20 μm e espessura de dezenas de nanômetros, utilizando Microscopia de força magnética (MFM) e magnetometria (VSM e PPMS).

Os objetivos específicos foram: i) investigar a estabilidade da configuração de vórtices magnéticos em função do diâmetro dos discos em arranjos regulares de discos de *permalloy*; ii) investigar o comportamento magnético destas microestruturas quando submetidas a campo magnético externo; iii) estudar o comportamento da configuração de vórtices magnéticos desde a nucleação à aniquilação e efeitos de variação de dimensões de disco (diâmetro e espessura) e anisotropia magnética (espessura das camadas) em arranjos regulares de discos de multicamadas de Co/Pt.

2. FUNDAMENTOS

A introdução teórica dessa dissertação foi baseada principalmente nos livros de B. D. Cullity [15], A. P. Guimarães [16], R.N. Faria [17], S. Blundell [18], C. Kittel [19] e J. A. C. Bland [20], sem a pretensão de ser um texto completo sobre magnetismo. A intenção é que os fundamentos propiciem ao leitor, com certo nível de conhecimento em física, compreender ou relembrar os principais tópicos necessários ao entendimento desse trabalho. Maiores informações sobre a história do magnetismo podem ser encontradas em J. Livingston [21].

2.1. INTRODUÇÃO AO MAGNETISMO

O magnetismo da matéria instiga a imaginação da humanidade há cerca de três mil anos. Essa fascinante história teve início com a descoberta de rochas que tinham a capacidade de atrair outro mineral, o ferro. Designadas primeiramente como pedras que tinham “almas” de origem divina receberam o nome de magnetitas em homenagem ao seu pastor descobridor (Magnes). Outros relatos relacionam o nome ao fato das pedras serem encontradas na região da Magnésia, província grega da Ásia Menor. Já nesta época surgiu a primeira grande aplicação tecnológica do magnetismo: a bússola, que foi fundamental na época dos grandes descobrimentos.

De início, a força magnética mistificada foi tratada de modo ingênuo e emocional, o que se estendeu até a Renascença. Platão tentou explicar os fenômenos magnéticos admitindo que a atração e a repulsão fossem devidas à “umidade” e à “secura” da magnetita. Aristóteles, no seu “Tratado sobre a Alma”, faz uma analogia entre a ação da alma, que geraria o movimento dos animais, e a ação do ímã, que gera o movimento de um pedaço de ferro. Já Lucrécio mencionou, no livro VI de seu Tratado-Poema “Da Natureza”, que os átomos do material magnético expulsariam o ar presente entre eles e o ferro de modo que este seria empurrado, pelo ar atrás dele, em direção à magnetita.

William Gilbert, médico inglês, estendeu as observações anteriores através de um estudo mais científico e menos místico dos fenômenos magnéticos. Em sua obra “Sobre o Magnetismo, Corpos magnéticos e o Grande Ímã Terra, 1600” demonstrou que a Terra era um grande ímã e que seu pólo norte era capaz de atrair o pólo sul de outro ímã.

Estudos do magnetismo à luz do método científico só seriam realizados posteriormente. No século XIX, Hans Christian Oersted deu início ao estudo sobre eletromagnetismo e James Clerk Maxwell completou-o ao elaborar as leis que regem esse fenômeno. O século XX foi marcado pelo surgimento da mecânica quântica possibilitando assim o entendimento moderno do magnetismo.

Um ímã permanente dividido ao meio não perde o magnetismo ou se torna um pólo isolado. Cada parte resultante se transforma em um novo ímã permanente, apresentando os respectivos pólos norte e sul em suas extremidades, representados por +/- ou N e S, respectivamente. Se dividirmos esse ímã em pedaços cada vez menores, chegaríamos a ímãs elementares, minúsculos, que ainda apresentariam as características do original. Ímãs elementares foram inicialmente denominados ímãs moleculares ou atômicos e, posteriormente, de dipolos magnéticos. Diferentemente das cargas elétricas, não existe um pólo magnético isolado. Portanto, o dipolo magnético (\vec{m}) é a menor unidade fundamental do magnetismo. Os momentos de dipolo são representados por vetores, como indicado na figura 1(a). Definimos momento de dipolo ou momento magnético imaginando um circuito infinitesimal de área dS atravessado por uma corrente I , tal que

$$d\vec{m} = IdS . \quad (2.1)$$

A formação de dipolos magnéticos nos materiais é devido ao movimento individual dos elétrons. O movimento orbital do elétron ao redor do núcleo gera um campo magnético e possui um momento magnético ao longo de seu eixo de rotação. Somado a contribuição orbital, existe a contribuição de spin. O spin foi inicialmente observado experimentalmente e depois explicado quando se considerou os efeitos relativísticos na função de onda de um sistema.

Um campo magnético pode ser criado por um ímã ou por uma corrente elétrica. O conceito de linhas de força foi introduzido pelo físico inglês M. Faraday, no século passado, com a finalidade de indicar a direção, sentido e módulo do campo magnético. A figura 1(b) é uma representação da distribuição do campo magnético para um circuito de corrente e para um ímã em barra.

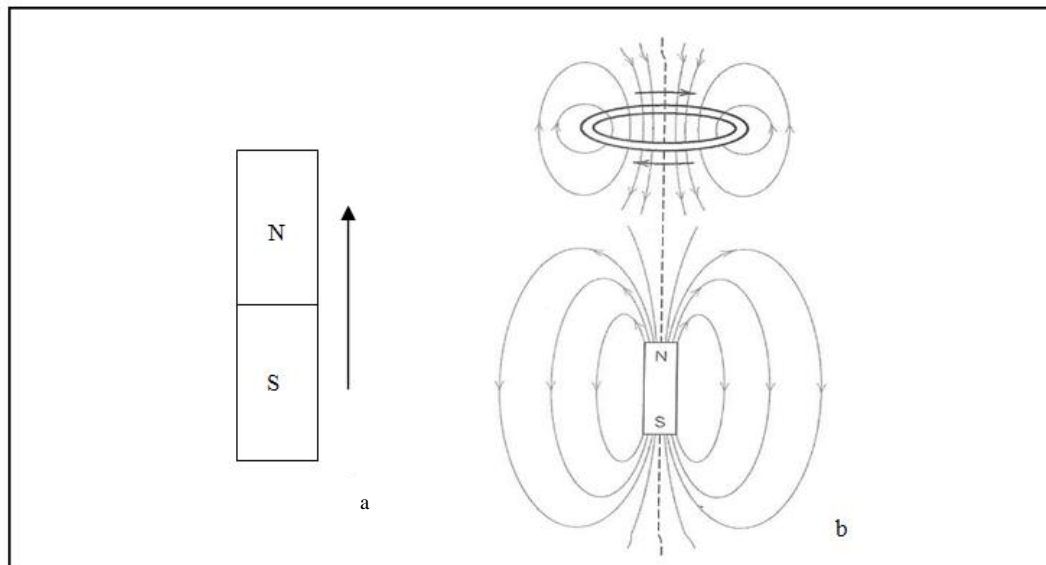


Figura 1 – Representação do momento magnético em um ímã permanente (a) e da distribuição do campo magnético em um circuito de corrente e outro de ímã em barra (b) [22].

A indução magnética B , ou densidade de fluxo magnético, é a grandeza física que descreve o efeito de um ímã ou corrente em sua vizinhança. A indução magnética é obtida da intensidade do campo magnético aplicado, sendo definida por

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad (2.2)$$

onde a constante μ é a permeabilidade magnética, propriedade específica do meio. Pode ser entendida como a medida, segundo a qual, B pode ser induzido em um material na presença de um campo externo.

Quando um material magnético é submetido a um campo magnético ele se torna magnetizado, ou seja, ocorre um alinhamento dos momentos magnéticos. A magnetização M é definida como o momento magnético total dividido pelo volume V

$$\vec{M} = \frac{1}{V} \sum_i (m_i) . \quad (2.3)$$

Portanto, a densidade de fluxo magnético está relacionada com a magnetização de um determinado material e com o campo externo

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}). \quad (2.4)$$

As unidades das grandezas que caracterizam o magnetismo costumam ser uma fonte de confusão. Isto porque existem 2 sistemas em uso comum: o sistema internacional (SI) e o sistema CGS. O SI apresenta inúmeras vantagens em relação aos demais sistemas sendo de uso corrente na maioria dos cursos acadêmicos e na maioria dos países do mundo. Porém, o sistema CGS (emu) torna as equações do eletromagnetismo mais simples que as equivalentes no SI, o que, provavelmente, é uma das razões para o uso deste sistema na grande maioria dos trabalhos e artigos sobre magnetismo. Além de ser um sistema de unidades mais tradicional, a diferença entre os sistemas é originada do tratamento utilizado quanto das definições. Por exemplo, a relação entre H e B no SI é $B = \mu_0(H + M)$ enquanto que no CGS, $B = H + 4\pi M$. A tabela 1 traz as unidades para H , B e M para ambos os sistemas e os fatores de conversão destas grandezas.

Tabela 1- Unidades de medidas para H , B e M no SI e CGS e conversão dessas unidades [17].

Grandeza	SI	CGS	Conversão
B	Tesla (T)	Gauss (G)	$10^{-4}\text{T} = 1\text{G}$
H	A/m	Oersted (Oe) {1 Oe= 1 G}	$1000/4\pi\text{Am}^{-1} = 1\text{Oe}$
M	A/m	ergs ($\text{G}^{-3}\text{cm}^{-3}$ ou emu cm^{-3})	$1000\text{Am}^{-1} = 1\text{emu cm}^{-3}$

2.2. CLASSIFICAÇÃO DOS MATERIAIS MAGNÉTICOS

MATERIAIS DIAMAGNÉTICOS

Todos os materiais apresentam algum efeito ao serem colocados em um campo magnético, ou seja, adquirem certa magnetização em menor ou maior grau. A susceptibilidade magnética é a grandeza que caracteriza um material magnético segundo sua resposta a um campo magnético aplicado. A relação entre a magnetização de um material e o campo magnético aplicado pode ser expressa por

$$\vec{M} = \chi \vec{H}, \quad (2.5)$$

onde χ é a susceptibilidade magnética.

Materiais diamagnéticos possuem um “magnetismo negativo”, isto porque, quando submetidos a um campo externo respondem com uma tendência de afastamento da região em que este campo é mais forte. Esses materiais possuem suscetibilidade muito pequena e negativa, independente da temperatura. A origem da suscetibilidade diamagnética, presente em todos os materiais e dominante nos materiais diamagnéticos, está no efeito de blindagem devido ao movimento dos elétrons. Exemplos de materiais diamagnéticos são o cobre, prata e o hélio.

MATERIAIS PARAMAGNÉTICOS

Paramagnetismo é a tendência de alinhamento dos dipolos magnéticos na direção de um campo magnético externo. Na ausência desse campo, os dipolos magnéticos não interagem uns com os outros e são orientados aleatoriamente, tendo como resultado um momento líquido nulo. Nos materiais paramagnéticos a magnetização é ainda fraca, isto porque a suscetibilidade destes materiais é pequena, mas positiva e seu inverso varia linearmente com a temperatura de acordo com a lei de Curie, onde C é uma constante que depende do material e T é a temperatura.

$$\chi = \frac{C}{T} \quad (2.6)$$

Podemos citar como exemplos desses materiais o alumínio, titânio, tungstênio e o sódio.

MATERIAIS FERROMAGNÉTICOS

Um alinhamento espontâneo dos spins é observado em alguns materiais chamados ferromagnéticos. Esse alinhamento é mantido mesmo na ausência de um campo magnético externo. A ordem magnética desaparece acima de certa temperatura, chamada temperatura de Curie (T_c). Exemplos são o ferro, cobalto e níquel.

Em 1907, o físico francês Pierre Weiss explicou a origem do ordenamento ferromagnético através da existência de um campo molecular que tende a alinhar os

momentos atômicos em uma mesma direção. O efeito do campo molecular é oposto à temperatura, que tende a desordenar os momentos atômicos. À medida que a temperatura aumenta a magnetização espontânea do material diminui até uma temperatura crítica T_c . Nela o material se comporta como um paramagneto, de acordo com a lei de Curie-Weiss

$$\chi = \frac{C}{T + \alpha} \quad (2.7)$$

onde α depende do material e para alguns materiais ferromagnéticos tem modulo equivalente a T_c .

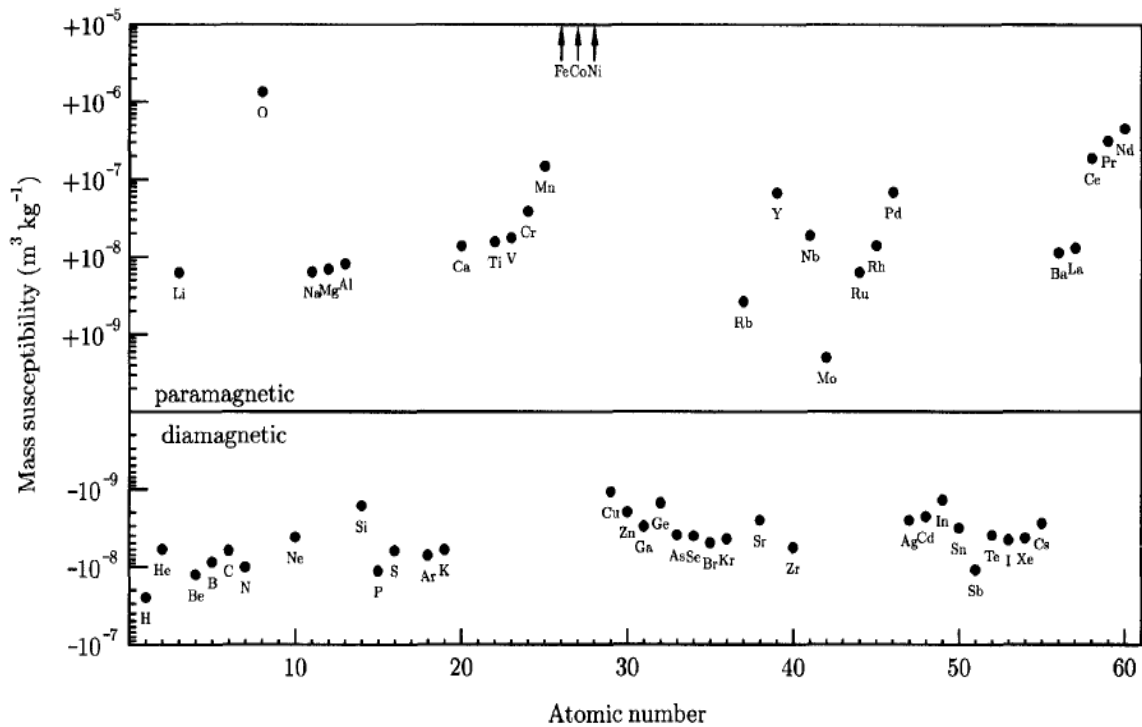


Figura 2 - Os valores das susceptibilidades magnéticas dos primeiros 60 elementos da tabela periódica e suas respectivas caracterizações. Os valores de χ são expressos em termos de susceptibilidade mássica ($\chi_g = \chi/\rho$) em função do número atômico [18].

A teoria de Curie-Weiss seria uma explicação satisfatória se todas as amostras de materiais ferromagnéticos existissem de forma magnetizada. Porém, algumas podem estar desmagnetizadas enquanto continuam tendo regiões que possuem uma magnetização espontânea diferente de zero. Essas regiões, nas quais predomina um só alinhamento magnético, são denominadas de domínios magnéticos e estão dispostos de modo a minimizar a energia total do sistema. Esse tópico será tratado com maiores detalhes na seção 2.9.

A variação típica da magnetização de um material em função de um campo magnético aplicado (\vec{H}) está representada na figura 3. Considerando que inicialmente o material não se encontra magnetizado, o valor da magnetização aumenta lentamente com o aumento do campo externo, finalmente atinge um máximo. O valor limite da magnetização é chamado de magnetização de saturação, M_s . Nesse processo, ocorre o alinhamento dos domínios na direção de H . Diminuindo-se, gradativamente, a intensidade do campo H , um efeito de histerese é produzido (atraso entre a magnetização e o campo magnético) onde M é defasada em relação à H . Em um campo nulo ainda existe uma magnetização residual chamada de remanência. O campo necessário para zerar a magnetização do material é o campo coercivo H_c e tem direção oposta ao campo inicialmente aplicado. Persistindo no aumento do campo, o material estará magneticamente saturado com valor igual a $-M_s$.

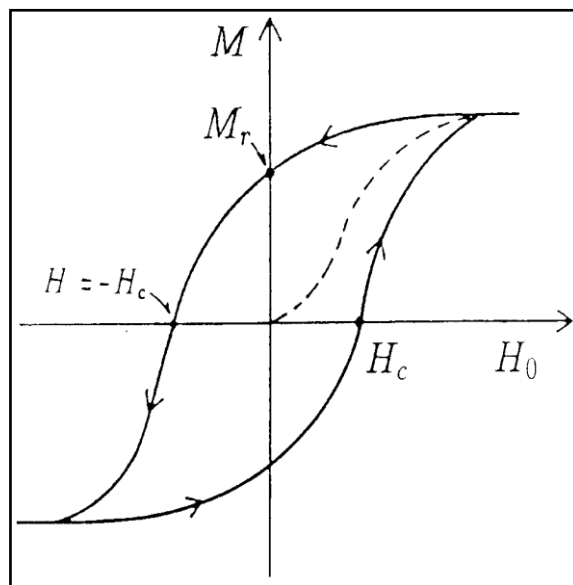


Figura 3 – Ciclo de histerese de um material ferromagnético

MATERIAIS ANTIFERROMAGNÉTICOS

Nos materiais antiferromagnéticos, os momentos magnéticos assumem orientações antiparalelas e, portanto, as substâncias com este comportamento apresentam um magnetismo externo nulo. Assim, a suscetibilidade nos materiais antiferromagnéticos é zero. O óxido de cálcio, óxido de níquel e o cromo são exemplos desses materiais.

MATERIAIS FERRIMAGNÉTICOS

Os materiais ferrimagnéticos possuem dois tipos diferentes de íons magnéticos que se orientam antiparalelamente. A resultante magnética não é nula porque os momentos magnéticos dos íons são distintos. As suscetibilidades para materiais ferrimagnéticos são pequenas e positivas. Um exemplo de material ferrimagnético é a magnetita.

2.3. INTERAÇÃO DE TROCA

A origem do ordenamento ferromagnético está na interação de troca entre momentos magnéticos eletrônicos dos átomos. Essa interação é de natureza eletrostática e é interpretada corretamente somente através da teoria quântica do magnetismo. A energia de troca pode ser descrita pelo Hamiltoniano de troca [17]

$$H_{troca} = -2 \sum_{i,j} (J_{ij} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j), \quad (2.8)$$

onde \mathbf{S}_i e \mathbf{S}_j referem-se aos momentos magnéticos de átomos localizados em sítios adjacentes. Esta interação é de curto alcance, então, o somatório é restrito aos primeiros vizinhos e J é chamado de integral de troca. O sinal da integral de troca, J , determina o tipo de acoplamento. Materiais ferromagnéticos apresentam $J > 0$, enquanto que para os materiais antiferromagnéticos, $J < 0$.

2.4. ANISOTROPIA MAGNÉTICA

Anisotropia magnética é a dependência da energia interna de um sistema com a direção de orientação da magnetização. Visto que o termo de interação de troca é isotrópico, a anisotropia magnética explica o fato de existirem direções nas quais é mais fácil magnetizar a amostra. Essas direções preferenciais são chamadas eixos de anisotropia, ou eixos de fácil magnetização. Fenomenologicamente, o campo necessário para saturar uma amostra dependerá do ângulo que este forma com o eixo de fácil magnetização (θ) e das constantes anisotrópicas (K) da magnetização da seguinte forma

$$E = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta + \dots \quad (2.9)$$

onde K_1 e K_2 são coeficientes obtidos experimentalmente. Para a maior parte dos sistemas magnéticos a consideração apenas do primeiro termo é, geralmente, suficiente visto que K_1 é muito maior do que K_2 . A(s) direção(ões) que minimiza(m) a energia de anisotropia define(m) o(s) eixo(s) fácil.

No eixo de difícil magnetização, o campo de saturação é máximo. Ao acrescentar a anisotropia à teoria dos domínios magnéticos de Weiss, vemos que, cada domínio está magnetizado, porém a direção de magnetização varia de domínio para domínio, resultando em uma magnetização total nula. Em geral, as principais contribuições para a anisotropia magnética são relacionadas à simetria da rede cristalográfica e forma do material. A contribuição da simetria da rede cristalográfica é chamada de anisotropia magnetocristalina. Outra fonte de anisotropia magnética é o estresse mecânico na estrutura gerando um termo de “magnetostricção”.

Do ponto de vista tecnológico, a anisotropia magnética é uma das propriedades mais importantes dos materiais magnéticos. Por exemplo, matérias de média anisotropia são utilizados como meios de gravação, enquanto que, materiais de baixa anisotropia são utilizados em cabeçotes de gravação magnética.

2.5. ANISOTROPIA DE FORMA

A anisotropia de um sistema depende de sua forma e de suas dimensões. Essa dependência tem origem no campo desmagnetizante. No interior do material magnético, os momentos magnéticos individuais se compensam. Porém na superfície isso não acontece. Essa descontinuidade da magnetização ocasiona a formação de pólos descompensados nestas regiões. As linhas de força que passam no interior do material formam um campo desmagnetizante H_d , com intensidade proporcional ao valor da magnetização M , mas sentido oposto. A magnitude do campo desmagnetizante pode ser representada por:

$$H_d = N_d M . \quad (2.10)$$

Onde N_d é uma constante adimensional chamada de fator de desmagnetização e depende da forma e direção de magnetização do material.

Quanto menor for o campo desmagnetizante, mais fácil será magnetizar um material. A figura 4 é uma representação de um elipsóide magnetizado ao longo de seu eixo maior (a) ou menor (b). As setas representam o vetor do campo desmagnetizante. Nota-se um menor campo desmagnetizando no elipsóide magnetizado ao longo de seu eixo maior, pois, nesta situação apresenta um menor número de pólos descompensados na superfície.

Para amostras onde a anisotropia de forma é dominante, a direção de fácil magnetização será aquela de maior dimensão. Em filmes finos, por exemplo, a anisotropia de forma induz um eixo planar de anisotropia, pois $N_d = 0$ na região paralela ao plano do filme.

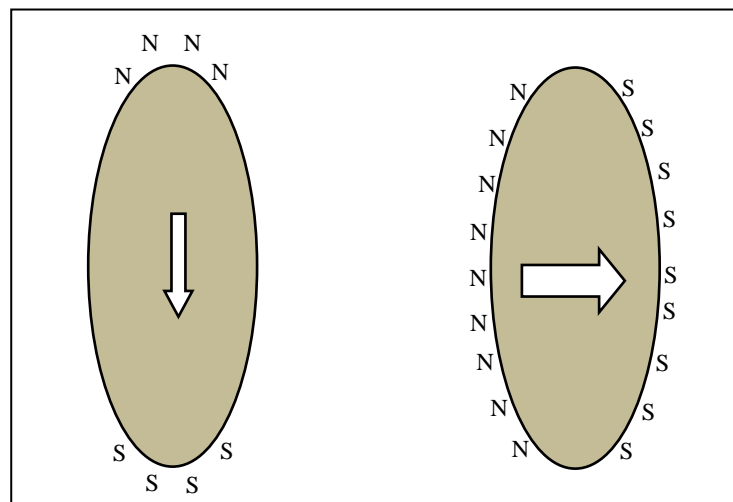


Figura 4 – Representação de um elipsóide magnetizado ao longo de seu eixo maior (a) e menor (b). As setas representam o vetor do campo desmagnetizante.

2.6. ANISOTROPIA MAGNETOCRISTALINA

A anisotropia magnetocristalina é uma propriedade intrínseca dos materiais magnéticos que se origina na interação “spin-órbita”. Como a maioria das funções de onda atômica dos íons magnéticos não é esférica (d nos metais de transição e f nas terras raras), estas procuram orientar-se de acordo com os eixos de simetria da rede cristalina. Conseqüentemente, existem eixos preferenciais ao longo dos quais os momentos magnéticos se alinham (fácil) e outras direções em que há um maior custo em energia para que os momentos magnéticos atômicos apontem (difícil). As curvas de magnetização da magnetita demonstram que, dependendo da orientação cristalográfica da amostra no campo magnético, a

amostra atinge a saturação em diferentes campos (figura 5). A diferença de energia entre o eixo fácil e o difícil define a anisotropia magnetocristalina.

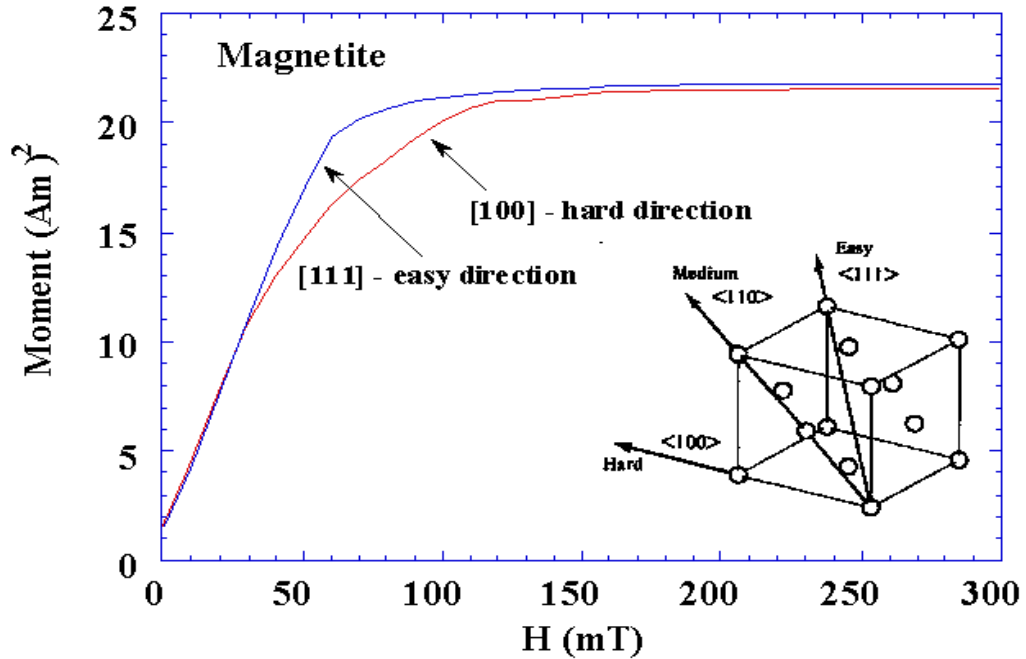


Figura 5 - Curvas de magnetização da magnetita para as direções de fácil e difícil magnetização. Dependendo da orientação cristalográfica da amostra no campo magnético, a amostra atinge a saturação em diferentes campos magnéticos [23].

2.7. ANISOTROPIA MAGNETOELÁSTICA

Tensões na rede cristalina produzem mudanças na anisotropia de um material. Podemos citar duas fontes de tensões. A primeira se refere ao fenômeno da magnetostricção que sugere que um material pode ter mudadas as suas dimensões na presença de um campo externo. A outra fonte existe em amostras do tipo multicamadas, nas quais a quebra de simetria na interface provoca outro acoplamento “spin-órbita”. As tensões, dependendo da direção, podem favorecer uma anisotropia planar ou perpendicular. A esse efeito chamamos anisotropia magnetoelástica sendo modelado por equações fenomenológicas tais como a equação 2.9.

2.8. ANISOTROPIA EM SISTEMAS DE MULTICAMADAS

Uma maneira de expressar a anisotropia total de um sistema é considerar a anisotropia efetiva de um sistema, K_{ef} , que inclui todas as fontes de anisotropia. Em alguns casos é interessante distinguir as contribuições de interface ou superfície (K_s , por unidade de área) e de volume (K_v , por unidade de volume). Elas são fenomenologicamente separadas:

$$K_{ef} = K_v + \frac{2K_s}{t}, \quad (2.11)$$

onde t é a espessura da camada. O fator 2 leva em conta o fato de que existem 2 interfaces. Como a contribuição de interface aumenta com o inverso da espessura, filmes finos formados por camadas menos espessas induzem uma magnetização perpendicular. Já filmes com uma espessura maior favorecem a contribuição de volume (ligada à anisotropia de forma) que reflete em uma magnetização planar. Por convenção, $K_{ef} > 0$ expressa uma anisotropia perpendicular enquanto $K_{ef} < 0$ denota uma anisotropia planar (desde que $K_s > 0$ e $K_v < 0$).

Os efeitos anisotrópicos de interface vem sendo estudados em multicamadas de Co/Pt (Pd). Experimentos, como os Nakajima et al [24] de dicroísmo circular magnético de raios-X (XMCD) em multicamadas Co/Pt, confirmam que um aumento anisotrópico do momento orbital, m_{orb} , do Co relacionado à hibridização Co 3d-Pt 5d ocorre restrito às interfaces. Esse aumento do m_{orb} do Co na direção perpendicular origina um acoplamento spin-órbita que determina uma forte anisotropia magnética perpendicular. Um efeito de indução de momento orbital na Pt também favorece, de forma menos expressiva, uma anisotropia perpendicular em multicamadas Co/Pt. A figura 6 apresenta resultados obtidos em multicamadas Co/Pd [25], que apresentam um comportamento semelhante a multicamadas Co/Pt.

A discussão acima caracteriza uma importante propriedade desses sistemas que é a possibilidade de variação de uma anisotropia magnética perpendicular para planar simplesmente variando a espessura de Co nas multicamadas, parâmetro controlado durante o processo de produção da multicamada.

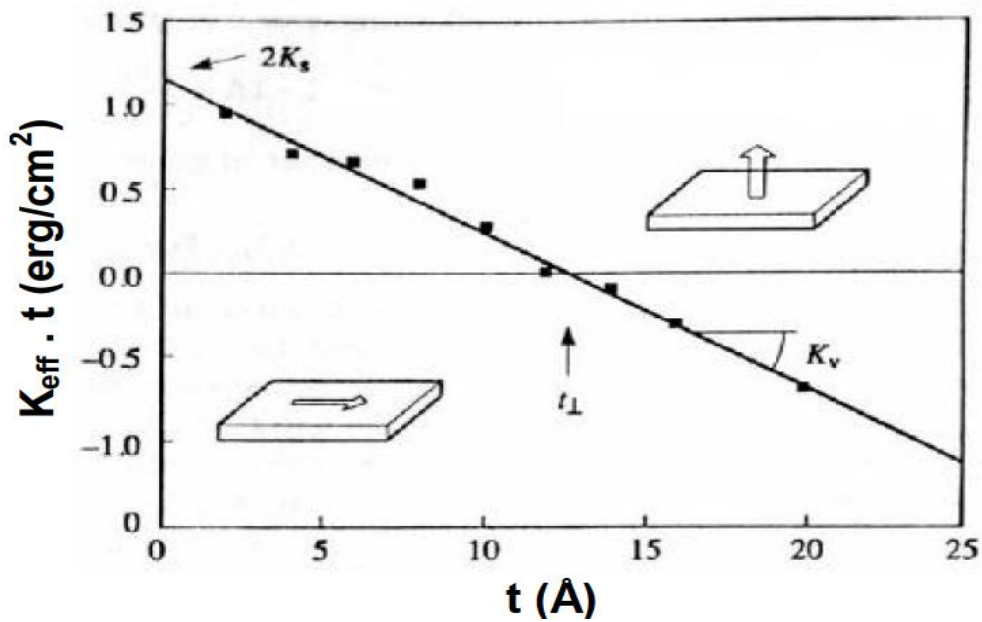


Figura 6 – Anisotropia magnética efetiva por unidade de área em função da espessura da camada de Co para um sistema Co/Pd [25].

2.9. ENERGIA MAGNETOSTÁTICA E FORMAÇÃO DE DOMÍNIOS

Na ausência de um campo externo aplicado, o único campo magnético que atua em um material ferromagnético é o campo de desmagnetização. A energia associada a esse campo é chamada de energia magnetostática ou interação dipolar, dada pela equação 2.12, onde a integral é calculada em todo o espaço [16].

$$E_d = \frac{\mu_0}{2} \int \overline{H_d}^2 dV. \quad (2.12)$$

Analisando a equação 2.12, percebemos que, para que um material ferromagnético alcance uma energia mínima, é necessário que ocorra uma minimização do campo gerado pelos pólos magnéticos. A figura 7 é uma demonstração qualitativa dessa situação em um sistema que apresenta anisotropia uniaxial. Se o material está uniformemente magnetizado (monodomínio), um grande número de linhas de campo pode ser visualizada (figura 7 a). Porém se ele for dividido em domínios, o número de linhas de campo diminui com o inverso do número de domínios (figura 7 b-c) até chegar a uma situação ótima em que não existem linhas de campo saindo do material (figura 7 d). Portanto, um material ferromagnético,

sempre que suas dimensões permitirem, se apresentará dividido em domínios com diferentes orientações do vetor magnetização, de forma a atingir uma situação de menor energia.

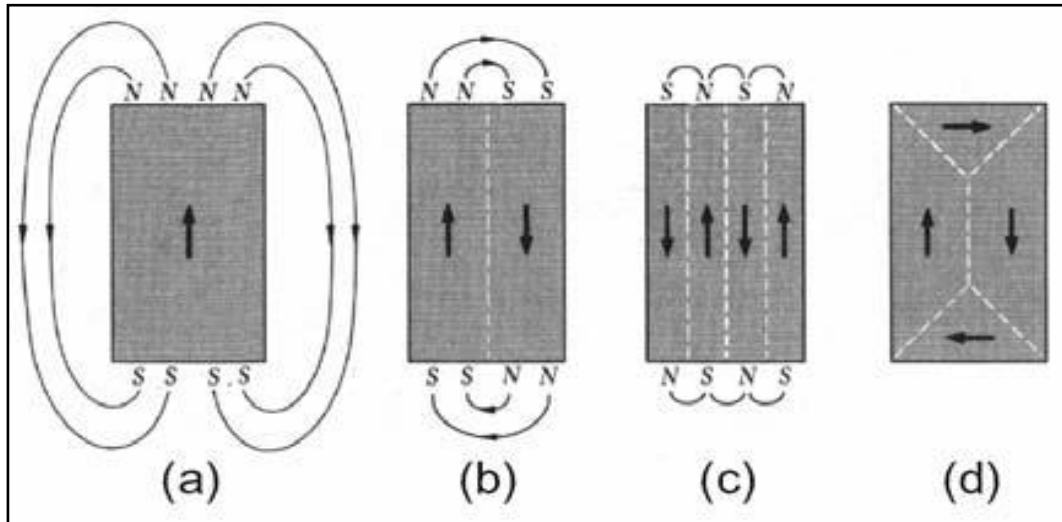


Figura 7 – Representação das linhas de campo em um ímã com magnetização uniforme (a), com dois (b), quatro (c)(d). [26]

As linhas pontilhadas da figura 7 representam uma região onde o vetor magnetização não muda abruptamente, chamada de parede de domínio. A mudança ocorre de forma gradual de modo a minimizar o custo em energia de troca. A largura da parede de domínios é definida pela competição entre a energia de anisotropia e a energia de troca sendo diretamente proporcional \sqrt{J} e inversamente proporcional a \sqrt{K} (K é uma constante relacionada à energia de anisotropia) [16].

A energia de anisotropia tende a reduzir a largura da parede porque, nessa região, o vetor magnetização não está orientado em nenhuma direção preferencial. Então, quanto maior a energia de anisotropia, menor será a largura da parede de domínio.

2.10. SISTEMAS PEQUENOS

Consideraremos agora sistemas de pequena dimensão, ou seja, cuja dimensão é comparável as do domínio ou à largura da parede de domínio do material (micrométricas e submicrométricas). Por considerações energéticas, a subdivisão em domínios para minimização da energia magnetostática não prossegue indefinidamente. Abaixo de um tamanho crítico, o custo em energia de troca necessário para a formação de uma parede de

domínio é superior a correspondente redução da energia magnetostática. Conseqüentemente, o sistema se apresenta com todos os momentos magnéticos alinhados na mesma direção, ou seja, em uma configuração chamada de monodomínio magnético. Tal tamanho crítico depende de uma série de fatores tais como magnetização de saturação (M_s) e energia de anisotropia e de modo geral pode ser expresso por [27]

$$d_{cr} = \frac{72\sqrt{AK_a}}{\mu_0 M_s^2} \quad (2.13)$$

onde K_a é a constante de anisotropia uniaxial.

Prosseguindo na diminuição do tamanho da partícula, esta se torna superparamagnética. Uma partícula superparamagnética se comporta na presença de um campo externo como se fosse um paramagneto com um momento magnético total resultante da soma dos momentos elementares das partículas. Nestas partículas, flutuações térmicas com o tempo induzem inversões aleatórias na magnetização. O tempo de inversão da magnetização é chamado de tempo de relaxação de Neel (τ_N), e pode ser expresso por (típico de um processo termicamente ativado de Arrhenius)

$$\tau_N = \tau_0 e^{\frac{KV}{k_B T}} \quad (2.14)$$

onde τ_0 é um pré-fator, característico de cada material (com valor típico na faixa de $10^{-9} - 10^{-10}$ s), V é o volume da partícula, T a temperatura e k_B a constante de Boltzmann.

Logo, para a manutenção da estabilidade magnética é necessário que a influência da energia térmica seja menor do que a contribuição da anisotropia, que retêm a magnetização, ou seja,

$$k_B T < KV . \quad (2.15)$$

O fenômeno do superparamagnetismo impõe um limite inferior na densidade de gravação em mídias magnéticas devido ao tamanho da partícula usadas para armazenar uma unidade de informação (bit). Atualmente um dos grandes desafios é vencer a barreira desse limite para utilização de partículas com forte anisotropia magnética com dimensões cada vez menores.

2.11. VÓRTICES MAGNÉTICOS

Quando a anisotropia de um sistema é baixa, a energia de troca domina sobre anisotropia magnética no processo de formação das paredes de domínio. Assim, a largura das paredes será grande. Se a dimensão do sistema é aproximadamente igual à largura da parede (dimensões micrométricas ou submicrométricas), diferentes configurações magnéticas são energeticamente acessíveis (fortemente dependente da forma do sistema) [28]. Vórtices magnéticos (*curling spin configuration*) merecem destaque entre essas configurações. Em uma configuração de vórtice magnético a energia magnetostática é minimizada por uma configuração de caminho fechado no plano do filme e uma região central com magnetização perpendicular ao filme. Uma boa visualização da formação de um vórtice é dada pela estrutura de Landau (figura 8 (a)). Esta estrutura possui magnetização não uniforme na forma de vórtice com quatro paredes de Néel se encontrando ao centro (ou seja, a magnetização se mantém no plano do filme).

O ângulo entre as direções dos momentos vizinhos aumenta com a aproximação do centro do vórtice. Uma situação de momentos em direção antiparalela (e conseqüente grande densidade de energia de troca) é evitada com o giro dos momentos para fora do plano no centro do vórtice, formando uma região com magnetização perpendicular. O sentido de rotação da magnetização no plano é denominado quiralidade (horário ou anti-horário) enquanto a direção da magnetização na região central é chamado de polarização (apontando para fora ou para dentro do plano do vórtice). Embora a estrutura de vórtice tenha sido predita teoricamente há muito tempo, evidências experimentais de sua existência não são de longa data. O advento da nanotecnologia possibilitou a primeira observação experimental dessas estruturas em discos de permalloy [14]. A figura 8(b) mostra a primeira observação dessas estruturas obtida por microscopia de força magnética. Os núcleos dos vórtices são visualizados pelo maior e menor contraste no centro do disco. Na figura 8(c) estão representados quatro possíveis estados de um vórtice magnético, resultantes da combinação de quiralidade e polaridade [29].

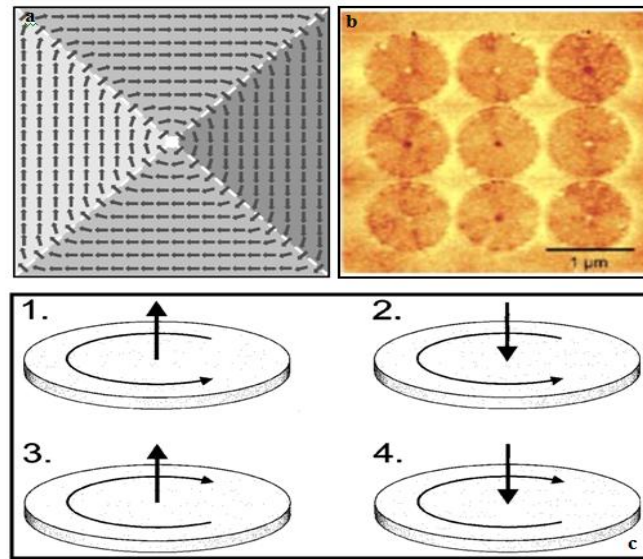


Figura 8 - Estrutura de domínios de Landau apresentando um vórtice de magnetização ao centro (a), primeira observação dessas estruturas por MFM (discos de permalloy com 1 μm de diâmetro e 50nm de espessura) (b) [14]. Estados resultantes da combinação de quiralidade e polaridade em um sistema de vórtice (c) [29].

A figura 9 apresenta o cálculo em escala de cinza (a) e um perfil em linha (b) da região central de um disco de Cobalto com 30 nm de espessura e 10 μm de diâmetro [30]. Nota-se que a magnetização na direção perpendicular ao plano do disco (m_z) aumenta gradativamente com a proximidade do centro do disco e a magnetização contrária na base do núcleo. Na base do núcleo existe uma pequena magnetização no sentido contrário à sua polarização. Isso é devido ao próprio campo dipolar gerado pelo próprio núcleo.

A aplicação de um campo externo no plano da amostra tem o efeito de quebrar a simetria dessa estrutura. Isso porque a quantidade de momentos que possuem orientação que coincide com o campo aplicado tende a aumentar empurrando o núcleo do vórtice na direção perpendicular ao campo aplicado. Na borda do vórtice o núcleo é aniquilado e a saturação é atingida (formação de um único domínio com magnetização no plano). Uma redução no campo promove a nucleação do núcleo do vórtice, a um campo menor do que o campo de saturação, resultando em uma curva de magnetização com lóbulos nas extremidades e uma região central sem histerese (referente ao movimento reversível do núcleo). Esse processo de magnetização pode ser visualizado com auxílio das simulações micromagnéticas para um disco de permalloy com dimensões submicrométricas, apresentada graficamente na figura 10 [31]. Os pontos simulados estão representados no ciclo de magnetização: (a) monodomínio planar alinhado ao campo externo aplicado, (b) Ponto de nucleação do núcleo do vórtice na

borda do disco, (c) vórtice simétrico em campo zero, (d) núcleo do vórtice deslocado pelo campo externo e (e) inverso de (a).

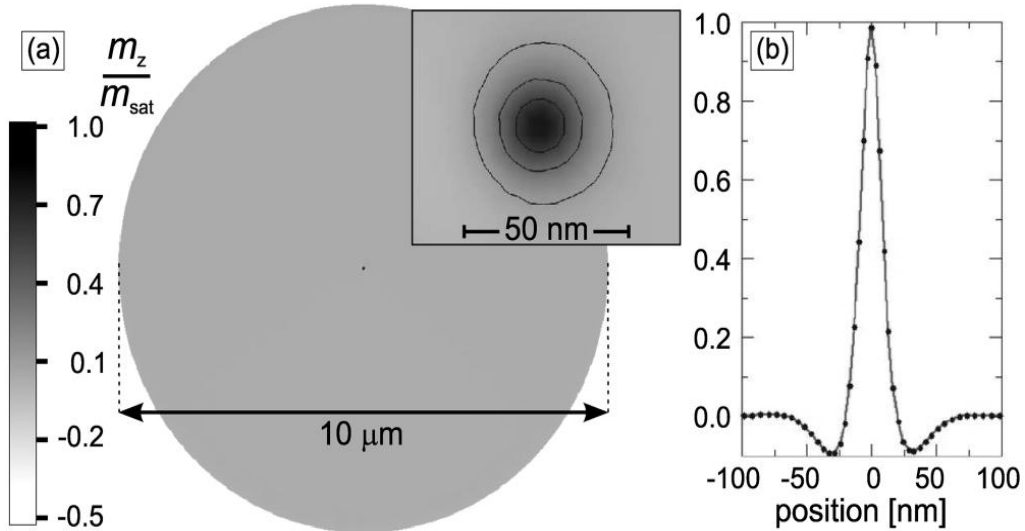


Figura 9 – Resultado do cálculo para a magnetização em um disco de Co de 30 nm de espessura e $10 \mu\text{m}$ de diâmetro. Em (a) a representação gráfica (em escala de cinza) da magnetização. Em (b) percebe-se a magnetização na base do vórtice (contrária a polarização) [30].

Estudos em nanoestruturas de Cobalto revelaram que o campo para nucleação e aniquilação da estrutura de vórtice magnético é influenciado pela espessura da nanoestrutura. Em geral, o campo de nucleação é deslocado para valores maiores enquanto que o campo de aniquilação torna-se menor [32, 29]. Isso é observado como um maior estreitamento no centro do ciclo de histerese.

Vórtices magnéticos em discos de permalloy são amplamente estudados para verificar a estabilidade das estruturas e processos de reversão de magnetização. Outras configurações mais complexas também foram visualizadas [33] como domínios em espiral, anéis concêntricos, domínio em forma de S, como na figura 11.

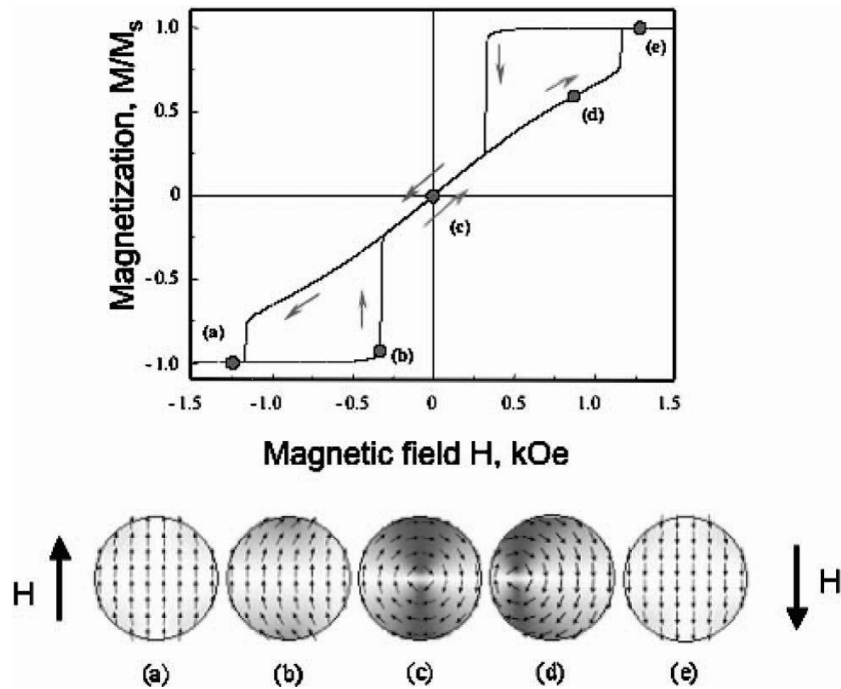


Figura 10 – Representação do ciclo de histerese de uma estrutura de vórtice magnético e simulações micromagnéticas destacando posições ao longo do ciclo. (a) Monodomínio planar alinhado ao campo externo aplicado, (b) Ponto de nucleação do núcleo do vórtice na borda do disco, (c) vórtice simétrico em campo zero, (d) núcleo do vórtice deslocado pelo campo externo e (e) configuração de monodomínio magnético [31].

Por MFM também podemos visualizar vórtices como um pequeno contraste se existirem discos que não estão em estado de menor energia (monodomínio) ou se um campo magnético externo for aplicado no plano da amostra, como na figura 12, onde um campo de 650 Oe foi aplicado em nanodiscos de permalloy, levando todos os discos a um estado de monodomínio (a). Após a redução no valor do campo para 145 Oe, vórtices começaram a ser visualizados (b) [34].

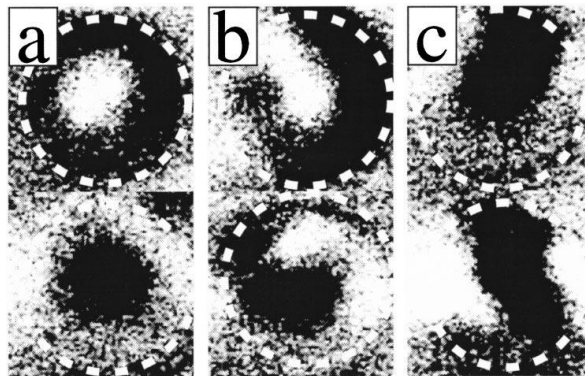


Figura 11 – Imagens MFM para discos de Py com $0,75\mu\text{m}$ de diâmetro. Estão apresentados anéis concêntricos (a), estruturas espirais (b) e domínios em forma de S (c) [33].

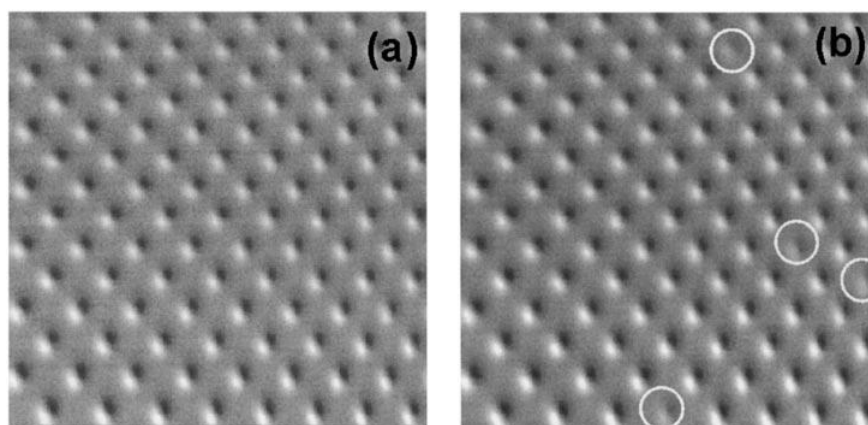


Figura 12 – Imagens MFM de nanodiscos de permalloy após a aplicação de um campo magnético de 650 Oe (a) e 145 Oe (b). Reduzindo o campo, vórtices magnéticos podem ser observados como um fraco contraste [34].

Do ponto de vista de desenvolvimento da ciência fundamental, sistemas de vórtices magnéticos conduziram a um maior entendimento do magnetismo em pequenas dimensões. Além disso, atualmente, sistemas de vórtices magnéticos figuram em um grande número de pesquisas tecnológicas chegando até ao tratamento do câncer [9]. Resumidamente, microdiscos que possuem uma estrutura de vórtice magnético são introduzidos na região afetada pelo câncer. Quando um campo magnético externo é aplicado, é criada uma oscilação na estrutura de vórtice, que é transmitida como força mecânica para a célula. Como as células cancerosas são menos resistentes, ocorre indução seletiva apoptose.

Com relação ao armazenamento de informação, uma perspectiva é a utilização da polarização do vórtice como um bit de gravação. Ser um estado estável, resultante da minimização da energia magnetostática, coloca os vórtices magnéticos em vantagem em relação a mídias tradicionais que possuem os estados magnéticos metaestáveis, além disso, os campos dipolares gerados por vórtices são fracos e não influenciam estruturas vizinhas. O sentido de rotação também poderia ser usado para armazenamento de informação, bem como uma combinação entre polarização e quiralidade, gerando neste caso uma unidade de armazenamento de informação de 4 estados [35, 36].

A estabilidade dos vórtices magnéticos é excelente para o armazenamento de dados ao mesmo tempo em que traz um problema para gravação: a grande quantidade de energia para fazer com que cada vórtice altere seu estado de "0" para "1" e vice-versa. Novas pesquisas indicam que a solução está na metodologia de reversão dinâmica do núcleo do vórtice, que utiliza trezentas vezes menos energia do que era necessário até agora. Um pulso de energia é utilizado para gerar um campo magnético a determinado ângulo do

vórtice, de forma que toda a estrutura seja forçada a executar um movimento conjunto de movimentação de spin. O resultado é um par vórtice-antivórtice. O antivórtice cancela o vórtice original, restando apenas um vórtice com a polarização reversa [37]. A cada dia surgem novas idéias e perspectivas de trabalho com vórtices magnéticos. Podemos descrevê-los, então, como uma dos mais atraentes e promissoras estruturas magnéticas da atualidade.

2.12. CONTROLE DAS PROPRIEDADES DE UM SISTEMA DE VÓRTICES MAGNÉTICOS

O entendimento da estabilidade dos vórtices magnéticos, da dinâmica de reversão da magnetização, assim como a possibilidade de poder sintonizar as características específicas é um ponto crucial para o desenvolvimento de novas aplicações para estes promissores sistemas. Um exemplo de uma propriedade difícil de controlar e fortemente dependente da anisotropia magnética do sistema é o tamanho do núcleo de um vórtice [10].

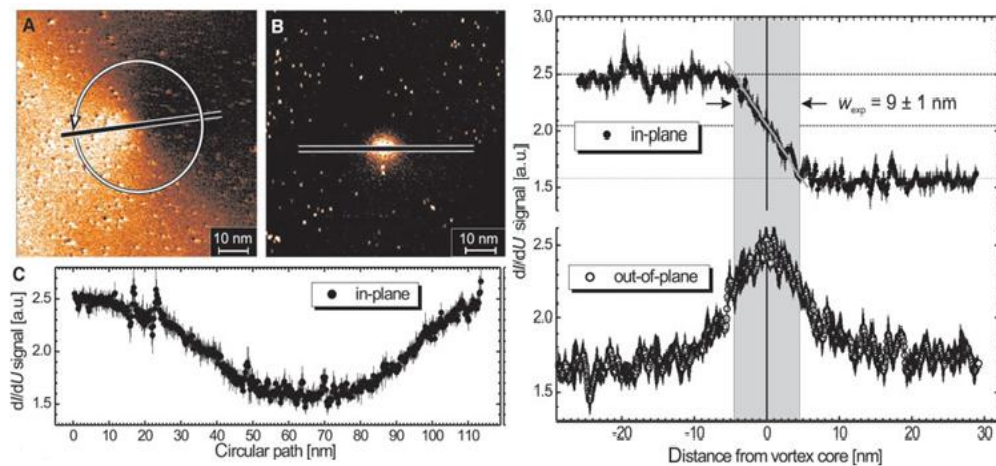


Figura 13 - imagem de um vórtice magnético obtida por SP- STM. Em (a), visualiza-se a componente da magnetização no plano. Em (b), a componente perpendicular da magnetização é vista como a área de contraste claro. Em (c) e (d) são mostrados os sinais ao longo das linhas traçadas em (a) e (b) [40].

Experimentos, como por exemplo, Microscopia de Varredura por Tunelamento com resolução em spin (SP-STM) [38,39] foram realizados a fim de descobrir o valor do diâmetro do núcleo do vórtice magnético. Os resultados indicaram esse valor como sendo de cerca de 10 nm [40]. A figura 13 mostra uma imagem de vórtice magnético obtida por SP- STM (*spin*

polarization scanning tunneling microscopy). A magnetização em torno da região do núcleo do vórtice (no plano) é visível na parte (a) da figura 13, enquanto que a componente perpendicular da magnetização no núcleo do vórtice é identificada como a área de contraste claro na parte (b) [40].

Em filmes finos (espessura $\rightarrow 0$), o raio do núcleo de um vórtice é dado aproximadamente por [40]:

$$r = \sqrt{\frac{J}{K_d}} \quad (2.16)$$

onde J corresponde a energia de troca e K_d é a densidade de energia magnetostática ($k_d = \mu_0 M_s^2/2$).

Como discutido na seção 2.4.4, a anisotropia efetiva pode ser fenomenologicamente separada em uma contribuição de volume e outra de interface

$$K_{ef} = K_v + \frac{2K_s}{t} \quad (2.17)$$

Por essa expressão, pode-se perceber que uma variação na espessura das camadas gera uma modificação na anisotropia efetiva das multicamadas Co/Pt. Isso porque a contribuição de superfície é maior em camadas menos espessas, levando a uma anisotropia perpendicular. Esse fato é de grande importância nas propriedades de vórtices magnéticos, refletindo diretamente no núcleo do vórtice. Garcia et al [41] propuseram a utilização do procedimento de Jubert et al. [42] para demonstrar a dependência do diâmetro do núcleo de um vórtice com a anisotropia, dada por

$$2r = 2\sqrt{\frac{J}{K_d - K_z}} \quad (2.18)$$

onde K_d é o termo de anisotropia de forma e K_z o de anisotropia perpendicular.

Considerando que K_d e K_z são, respectivamente, equivalentes a contribuição de volume e de interface da anisotropia (equação 2.17), esse modelo implica que o tamanho do núcleo do vórtice é uma função da anisotropia efetiva do sistema.

Alterando de forma controlada a espessura da camada de cobalto nas multicamadas de Co/Pt modificamos o diâmetro do núcleo do vórtice, como indicado na expressão 2.22.

$$d_{nv} = 2 \sqrt{\frac{2J}{\left(K_v^{Co} + \frac{2K_s^{Co/Pt}}{t_{Co}}\right)}} \quad (2.22)$$

Simulações micromagnéticas revelaram uma boa concordância com o modelo para discos com diâmetro de 0.25, 0.5, 0.75, 1 e 2 μm . A figura 14 mostra que o diâmetro do núcleo do vórtice aumenta com o acréscimo da anisotropia perpendicular, passando por domínios concêntricos e chegando a um único domínio de orientação perpendicular. No entanto, não se observou uma significativa diferença no diâmetro do núcleo dos vórtices para diferentes diâmetros de disco.

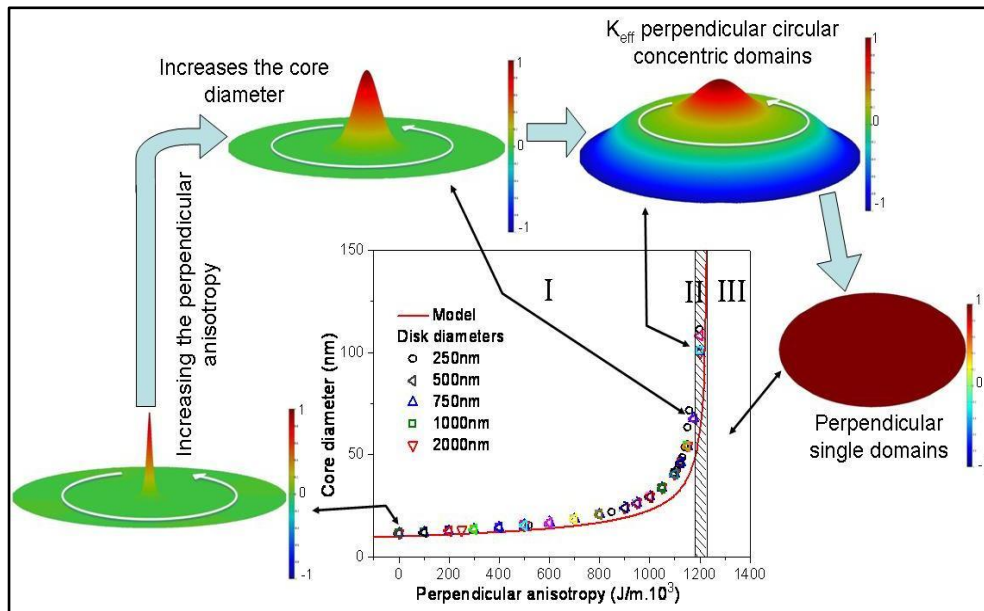


Figura 14 - Simulação da configuração de spin para multicamadas Co/Pt em função da anisotropia perpendicular e diâmetro do disco [41].

A presença de vórtices em multicamadas do tipo $([\text{Co}_2/\text{Pt}_2]_6/\text{Pt}_6) \times 6$, prevista por simulações foi comprovada por difração circular (XMCD-PEEM) [41]. Todos os discos de 1 μm apresentam vórtices magnéticos. Já alguns discos de 2 μm não apresentaram. O que nos leva a pensar que os vórtices magnéticos são mais estáveis em discos de 1 μm . Nos discos de 2 μm existem, além de vórtices, configurações mais complexas (figura 15).

A técnica de XMCD-PEEM é sensível somente à componente de magnetização paralela a direção de propagação dos raios-X. Como o ângulo de incidência do feixe foi de aproximadamente 15°, o contraste representará a magnetização no plano, apontando na direção do feixe e na direção oposta. O núcleo não é visualizado devido à sua componente perpendicular.

Vórtices magnéticos também foram observados em discos de 1 e 2 μm em amostras com espessura da camada de Co de 1,6 nm. Porém em amostras com menor espessura da camada de Co (0.6 e 0.8 nm), as configurações não correspondem a um vórtice puro. A imagem XMCD-PEEM (figura 16) nos mostra um menor contraste e pode ser interpretada, com auxílio da simulação como contendo duas regiões: uma central de magnetização perpendicular para cima e outra de magnetização perpendicular para baixo. Entre as duas, existe uma grande região com magnetização no plano.

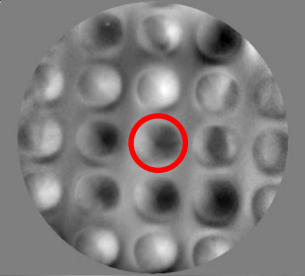
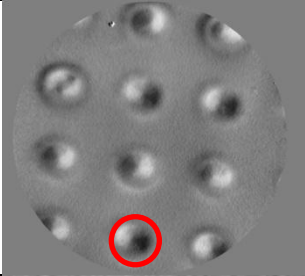

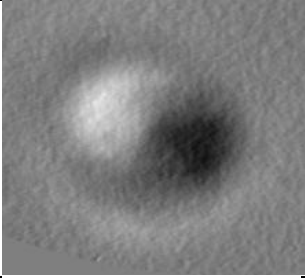
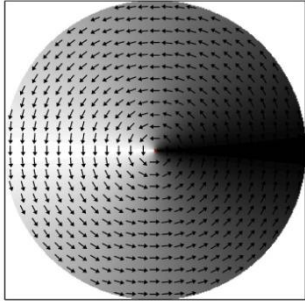
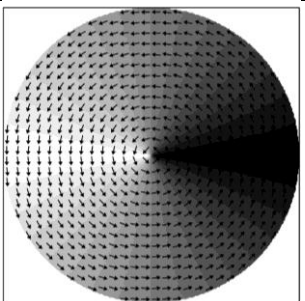
	Discos de 2 μm de diâmetro	1 μm disks diameters
Discos		
Foco		
Simulação		

Figura 15 – Medidas XMCD-PEEM para discos $([Co_2/Pt_2]_6/Pt_6) \times 6$ e simulações das configurações magnéticas dos discos [41].

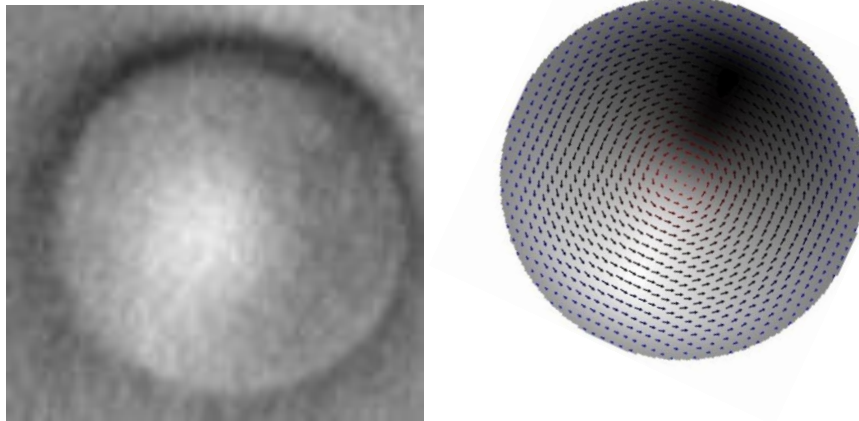


Figura 16 – Imagem XMCD-PEEM de um disco de 1 μm de diâmetro $[\text{Co}(0.6)/\text{Pt}(2)]_x6$ e simulação da configuração magnética do disco [41].

No que diz respeito à granularidade, multicamadas de Co/Pt e Co/Pd depositadas por sputtering dividem-se em grãos com estrutura colunar e tamanho típico de aproximadamente 6 nm. Isso pode ser observado na figura 17, onde multicamadas de Co/Pd foram depositadas em substrato de látex. O autor do trabalho sugeriu por uma análise da transformada de Fourier dessa imagem de alta resolução (HRTEM) que os grãos formam uma textura *fcc* [111], porém a análise não foi conclusiva. As camadas de Co aparecem na imagem como listras claras, enquanto as camadas de Pd aparecem como listras escuras [43].

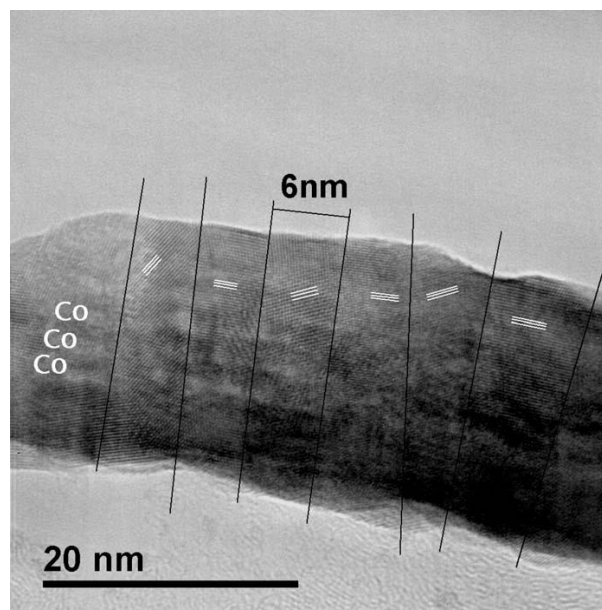


Figura 17 - Imagem de HRTEM de uma multicamada Co/Pd depositada em substrato de látex [43].

3. METODOLOGIA

Neste capítulo, faz-se uma apresentação sucinta das técnicas experimentais utilizadas para a caracterização magnética e estrutural de amostras de arranjos regulares de discos magnéticos com ênfase a Microscopia de Força Magnética.

3.1. MICROSCOPIAS DE VARREDURA POR SONDA (SPM)

A capacidade de controle, manipulação e rearranjo da matéria em escala atômica, sem violação das leis da natureza, foram os assuntos destacadas por Richard Phillips Feynman em sua palestra intitulada “Há muito espaço lá em baixo”. Feynman, na noite de 29 de dezembro de 1959, disse diante de uma platéia cética que os princípios da física não contradiziam a possibilidade de manipular a matéria átomo por átomo. Seria, portanto algo que teoricamente poderia ser feito.

Somente nos anos 80 as condições tecnológicas começaram a favorecer a realização do sonho de Feynman. Um dos feitos mais significativos para o desenvolvimento da nanotecnologia foi a invenção do Microscópio de Varredura por Tunelamento por Gerd Binnig e Heinrich Rohrer em 1981. A dificuldade técnica da construção deste instrumento e a importância de suas aplicações honraram aos seus inventores com o Nobel de Física em 1986 [44].

A Microscopia de Varredura por Tunelamento (STM) é uma técnica que monitora a corrente de tunelamento, entre uma sonda e uma amostra condutora. A corrente de tunelamento é um fenômeno quântico em que os elétrons, descritos por uma função de onda, tem uma probabilidade finita de entrar em uma região classicamente proibida. Conseqüentemente, podem atravessar (tunelar) uma barreira de potencial que separa duas regiões classicamente permitidas. Estabelecendo uma relação entre o valor da corrente e a distância sonda-amostra, é possível obter imagens topográficas a um nível atômico. Outra possibilidade do equipamento é a manipulação de átomos. Como experimento inicial [45], a IBM conseguiu escrever sua marca com átomos de xenônio em uma placa de níquel, em 1989.

O STM deu origem a uma família de técnicas de estudo da morfologia de superfícies e propriedades locais, coletivamente denominadas por Microscopia de Varredura por Sonda (SPM). São instrumentos compostos basicamente de uma sonda sensora, cerâmicas piezelétricas para posicionamento e varredura da sonda, circuitos de realimentação para

controlar a posição vertical da sonda e um computador para armazenar os dados e os converter em imagens por meio de *softwares* específicos. O principal princípio variante é o tipo de interação entre a sonda e a amostra. A Microscopia de Força Atômica (AFM) avaliará uma interação de van der Waals, a Microscopia de Força Magnética (MFM) mapeará a distribuição magnética da amostra. Existem ainda outras, como a Microscopia de Força Elétrica (EFM), Microscopia Ótica de varredura em Campo Próximo (SNON), etc [46].

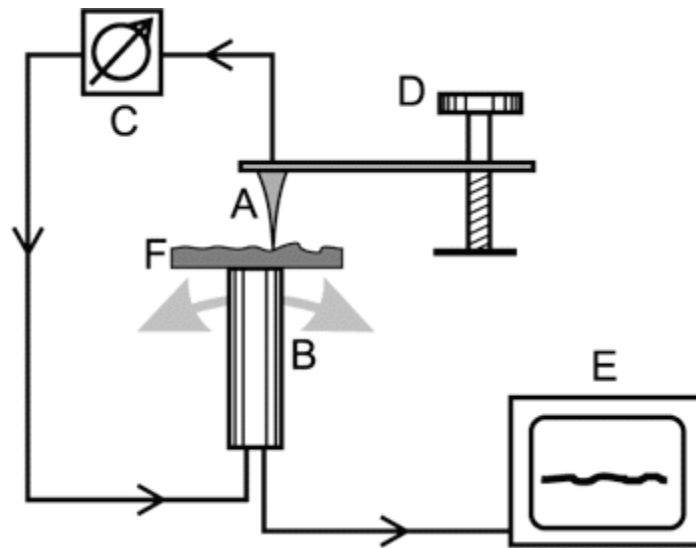


Figura 18: Desenho esquemático dos componentes comuns a todos os microscópios de varredura por sonda mecânica. A: sonda mecânica; B: posicionador piezoelétrico; C: mecanismo de monitoração da interação; D: sistema de posicionamento preliminar; E: computador [47].

3.2. MICROSCOPIA DE FORÇA ATÔMICA (AFM)

O AFM foi desenvolvido em 1986 a partir de uma modificação do microscópio de tunelamento e inspirado no perfilômetro *Stylus* (aparelho usado para medir rugosidade em escala microscópica) por Gerd Binnig, Calvin F. Quate e Christopher Herber [47]. O princípio de trabalho do AFM é a monitoração da força de interação local entre os átomos na extremidade da sonda e na superfície da amostra. Qualitativamente podemos explicar a natureza dessas forças de curto alcance como as interações de van der Waals. A energia potencial devida à interação do tipo van der Waals para dois átomos a uma distância r pode ser expressa com boa aproximação pela função do potencial de Lennard-Jones

$$U_{LD}(r) = U_0 \left\{ -2 \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 + \left(\frac{r_0}{r} \right)^{12} \right\}. \quad [3.1]$$

onde r_0 é a distância de equilíbrio entre os átomos e corresponde ao valor de energia mínimo da curva representada na figura 19 (uma representação qualitativa do potencial de Leonard-Jones) e U_0 , uma constante. O primeiro termo da soma representa a interação atrativa de longo alcance (basicamente interação dipolo-dipolo) enquanto que o segundo representa a interação repulsiva de curto alcance proveniente do princípio de exclusão de Pauli [48]. Primeiramente, a sonda, presa a uma haste flexível (*cantilever*) é atraída pela superfície. Esta atração aumenta até que a sonda aproxima-se muito da amostra. Nessa região os átomos de ambas estão tão próximos que seus orbitais eletrônicos começam a se repelir. A partir disso, as forças repulsivas acabam por dominar. A distância de separação entre a sonda e a amostra define os modos de operação da técnica. A operação na região atrativa (ou repulsiva) recebe o nome de modo não-contato (ou modo contato).

Outro modo de operação é o modo de semicontato ou contato intermitente. Neste modo, a sonda é colocada a vibrar de maneira que em parte do tempo posicione-se na região atrativa e outra parte na região repulsiva. Este novo modo de operação, também chamado de *tapping*, mais sensível do que o não contato e menos destrutivo do que o contato, é atualmente o mais utilizado.

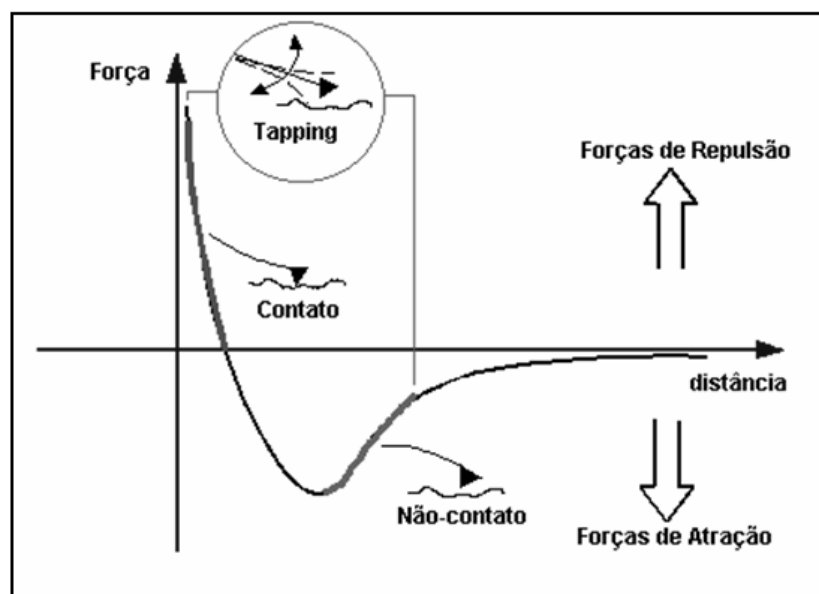


Figura 19 – Representação qualitativa do potencial de Leonard-Jones relacionado aos modos de operação do AFM [46].

A movimentação da sonda (varredura) sobre a amostra é feita de forma precisa, com resolução da ordem de frações de Angstroms, por “*scanners*” compostos por cerâmicas piezoelétricas. Usadas ultimamente em vários dispositivos tecnológicos, essas cerâmicas apresentam efeito piezoelétrico, ou seja, têm a característica de mudar suas dimensões quando sujeitas a um campo elétrico externo. Ao varrer a amostra nas direções paralelas ao plano da amostra (x e y), a força de interação entre a sonda e a amostra é determinada por uma deflexão no *cantilever*, dada pela lei de Hooke:

$$F = -kx, \quad [3.2]$$

onde x é o deslocamento do *cantilever* (direção z) e k a constante de mola do *cantilever*. As características do *cantilever*, tais como geometria, material utilizado em sua construção e frequência de ressonância, são fundamentais para o um bom desempenho no processo de obtenção de imagens [47].

Existem algumas diferentes maneiras de se detectar as deflexões do *cantilever* como a detecção por corrente de tunelamento ou por capacitância. Porém, a detecção ótica se destaca pela facilidade de operação e melhor custo-benefício. Neste caso, utiliza-se um feixe de laser incidindo no centro de um detector de quatro seções e refletindo sobre o *cantilever*. Movimentos de torção ou deflexão da haste durante a varredura são medidos (ou quantificados) pela diferença de sinal no detector.

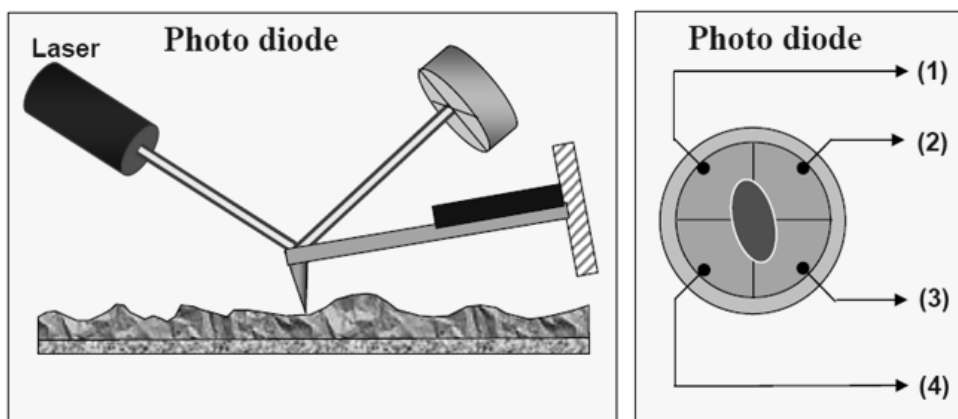


Figura 20 – Esquema do sistema ótico utilizado para detectar as deflexões na haste [48].

Nesse ponto vamos destacar os dois principais modos de operação do AFM. Primeiramente o modo contato, muito utilizado por sua alta sensibilidade. Em seguida

daremos destaque ao modo semicontato que proporciona alta resolução sem oferecer risco à integridade superficial da amostra. Portanto, a escolha do modo apropriado depende da aplicação específica que se deseja fazer.

AFM modo contato

As técnicas de contato não são utilizadas para amostras macias como materiais biológicos ou orgânicos, pois podem introduzir defeitos nas amostras. No modo contato o ápice da sonda está em contato direto com a superfície da amostra. A força de interação entre os átomos da sonda e da amostra é contrabalanceada por deflexões do *cantilever*. Para aumentar a sensibilidade, hastes utilizadas no modo contato possuem constantes de mola relativamente baixas. Os experimentos podem ser conduzidos a uma força constante ou distância constante. Em uma varredura a força constante, o sistema de realimentação mudará a distância entre a sonda e a amostra de forma a manter constante a força de interação entre os dois. Operando em distância constante, a sonda varre a amostra sem variação em Z enquanto é registrado um mapa de distribuição de força. Esse modo é frequentemente utilizado em amostras de baixa rugosidade.

AFM modo semicontato

O modo semicontato é uma alternativa para minimizar os efeitos da sonda sobre a amostra. Neste modo, a sonda é posta a vibrar por um vibrador piezoelétrico com uma frequência próxima a frequência de ressonância do *cantilever*. Durante a varredura, o sistema de realimentação mantém essa frequência constante enquanto ocorrerão variações na amplitude ou fase de oscilação do *cantilever*. Essas variações, proporcionais a força de interação entre a sonda e a amostra, são registradas e convertidas em uma imagem topográfica.

Há, ainda, o modo não contato, no qual a sonda é posta a varrer a amostra a uma distância definida pelo operador e não oscila durante a varredura. Esse modo é pouco utilizado por não oferecer uma boa sensibilidade e resolução.

3.3. MICROSCOPIA DE FORÇA MAGNÉTICA (MFM)

A técnica de Microscopia de Força Magnética (MFM) é derivada da Microscopia de Força Atômica. Utilizando uma sonda recoberta com um material ferromagnético, esta ferramenta possibilita, por exemplo, correlacionar a distribuição de domínios magnéticos com a morfologia da superfície de uma amostra magnética. Em geral, os microscópios AFM são preparados para operar no modo MFM, ligeiramente diferente dos modos usuais para AFM. Quando se utiliza uma sonda recoberta com um material magnético, o AFM torna-se sensível a magnetização na amostra. No entanto, outros tipos de sonda que detectam campos magnéticos podem ser usadas. Exemplos são sondas Hall microfabricadas, sensores magnetoresistivos e dispositivos de interferência quântica (SQUIDS). O primeiro experimento com a finalidade de detectar as forças de interação entre uma amostra ferromagnética e uma ponta que contém um momento magnético permanente foi realizado pouco depois da invenção do AFM pelos próprios inventores [49].

Várias aplicações relevantes do MFM podem ser citadas. Mídias de armazenamento magnético e cabeças de gravação, bem como estruturas de domínio magnético tem sido investigadas com uma resolução espacial de até 50 nm [50]. Desenvolvimentos mais recentes incluem investigação da dinâmica de magnetização através do estudo de transferência de energia entre o *cantilever* e uma amostra magnética, medidas a baixa temperatura para investigar vórtices magnéticos, supercondutores e materiais magnetoresistivos além da obtenção de ciclos de histerese. Entre essas aplicações, a caracterização de estruturas magnéticas de baixa dimensionalidade tem atraído muita atenção e são atualmente estudadas tanto do ponto de vista da ciência fundamental quanto para suas potenciais aplicações em sistemas de armazenamento de dados de alta densidade e dispositivos spintrônicos.

No processo de obtenção de imagens magnéticas no MFM, é necessário separar o sinal magnético de outros tipos de interação entre a sonda e a amostra. Designamos por método de duas passagens (*tapping/lift mode*) a metodologia que utiliza os diferentes alcances das forças para estabelecer essa separação. A uma distância entre a sonda e a amostra menor que de 10 nm predominam as forças de van der Waals enquanto que acima de aproximadamente 10 nm de distância a influência da força magnética é dominante [51]. Durante a análise de uma amostra magnética, a superfície da amostra sofre uma primeira varredura para a determinação do perfil topográfico, tipicamente utilizando um modo de semicontato (*tapping mode*). Em seguida a sonda é elevada a uma distância z constante, definida pelo operador para realizar

uma nova varredura sobre a mesma região da amostra (figura 21). Então, a interação magnética sonda-amostra será detectada. O resultado é a obtenção das imagens topográfica e magnética simultaneamente. Como exemplo, incluímos as imagens da figura 22, obtidas no Labnano/CDTN, de um fragmento de disco rígido (a) e de aço inoxidável AISI 444 (b). As imagens topográficas mostram superfícies planas com algumas partículas de contaminação e riscos de polimento. Nas imagens magnéticas é possível observar a um padrão de domínios.

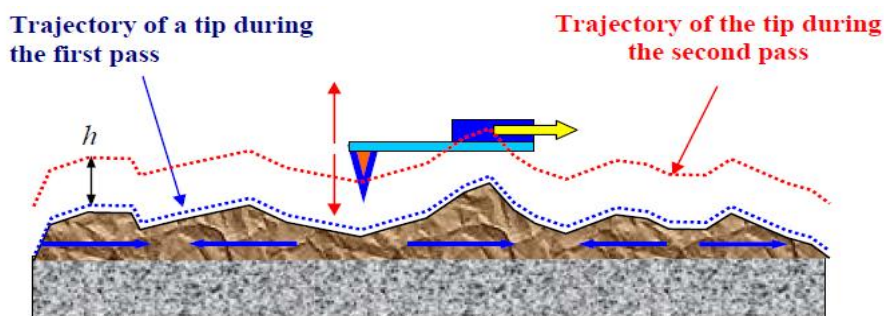


Figura 21 – Ilustração do método de duas passagens (*tapping/lift mode*) [48].

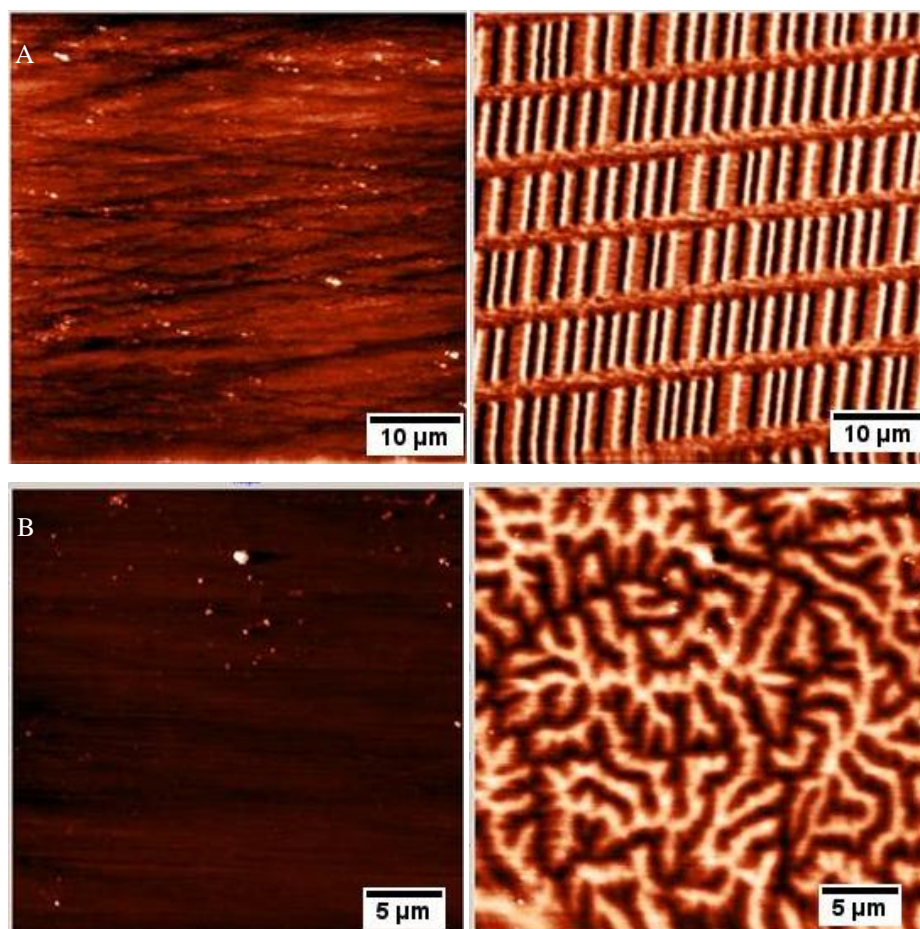


Figura 22 – Imagens topográficas (esquerda) e magnéticas (direita) de disco rígido (a – varredura de $50 \times 50 \mu\text{m}^2$) e aço inoxidável AISI 444 (b- varredura de $30 \times 30 \mu\text{m}^2$).

Uma descrição completa da interação da sonda magnética no MFM com a magnetização na superfície de uma amostra é um procedimento muito complexo. No entanto, para um cálculo aproximado vamos considerar a sonda MFM como um dipolo magnético unitário, descrito pelo momento magnético \vec{m} . A energia potencial de um momento magnético \vec{m} em um campo \vec{H} é dada por

$$w = -(\vec{m} \cdot \vec{H}) \quad (3.3)$$

Logo, a força magnética atuando no momento \vec{m} devida a interação com o campo \vec{H} é

$$\vec{f} = -grad(w) = \vec{\nabla}(\vec{m} \cdot \vec{H}), \quad (3.4)$$

e o torque \vec{N} , dado por

$$\vec{N} = [\vec{m} \times \vec{H}] \quad (3.5)$$

Em um campo magnético uniforme a força \vec{f} é zero e o dipolo é afetado apenas pelo torque que atua alinhando-o com o campo \vec{H} . No caso de um campo não uniforme, o dipolo é atraído na direção de maior intensidade do campo magnético \vec{H} .

Geralmente, o momento magnético da sonda MFM pode ser expresso como uma sobreposição de dipolos da seguinte forma

$$\vec{M}(\vec{r})dV \quad (3.6)$$

onde \vec{M} é a magnetização específica da cobertura da ponta e dV é o elemento de volume da camada de cobertura, como mostrado na figura 23.

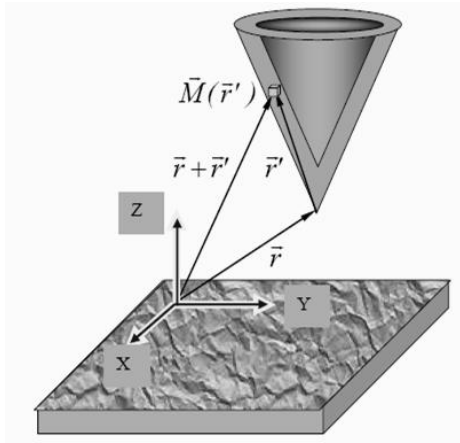


Figura 23 – Interação entre a ponta e o campo magnético da amostra. [48].

A energia total devido à interação sonda-amostra é obtida pela integração ao longo da camada magnética da ponta.

$$W_c = - \int_{w_c} \vec{M}(r') \cdot \vec{H}(\vec{r} + \vec{r}') dV'. \quad (3.7)$$

A força de interação da sonda com o campo magnético na amostra é

$$F = -grad(W_c) = \int_{V_c} \vec{\nabla}(\vec{M} \cdot \vec{H}) dV'. \quad (3.8)$$

Finalmente, a componente Z da força de interação é dada por

$$F_z = - \frac{\partial W_c}{\partial z} = \int_{w_c} \left(M_x \frac{\partial H_x}{\partial z} + M_y \frac{\partial H_y}{\partial z} + M_z \frac{\partial H_z}{\partial z} \right) dV'. \quad (3.9)$$

MFEM modo estático (DC MFEM)

O MFEM modo estático (DC MFEM) utiliza o método de duas passagens que consiste em uma primeira varredura obtendo uma imagem topográfica no modo contato ou semicontato e uma segunda varredura, seguindo a topografia obtida com a sonda elevada a uma altura (Δz) suficiente para assegurar que as forças de *van der Waals* sejam desprezíveis se comparadas as

forças de interação magnética. Então o valor da flexão do *cantilever* (não vibrante), devido a não homogeneidade das forças magnéticas, é detectado pelo sistema ótico e registrado em função da posição x, y da sonda, mapeando a distribuição da força de interação magnética sonda-amostra (a segunda varredura é semelhante ao modo de contato).

MFM modo dinâmico (AC MFM)

O MFM modo dinâmico (AC MFM) possibilita uma maior sensibilidade, se comparado ao modo estático. O método *two-pass* também é utilizado na técnica dinâmica. Durante a primeira varredura, no modo semicontato ou contato, é feita a determinação da topografia, assim como no modo estático. O diferencial do modo AC está na segunda varredura. Em uma segunda varredura a ponta é levantada a uma altura h, constante definida pelo operador, acima daquela da primeira varredura. Com a ajuda de um vibrador piezoelétrico, oscilações no *cantilever* são estabelecidas com uma frequência ω próxima à frequência de ressonância do *cantilever*. A presença de um gradiente de força resulta em mudança na frequência de ressonância na fase do *cantilever*. Essa mudança na ressonância fornece informação sobre a distribuição de magnetização da superfície da amostra, gerando a gravação da imagem MFM.

O gradiente de força F'_z , no caso de interação magnética é [48]

$$F'_z = \frac{\partial F_z}{\partial z} = \int_{V_p} \vec{M}(\vec{r}') \frac{\partial^2}{\partial z'^2} \vec{H}(\vec{r} + \vec{r}') dV' = \int_{V_p} \left(M_x \frac{\partial^2 H_x}{\partial z'^2} + M_y \frac{\partial^2 H_y}{\partial z'^2} + M_z \frac{\partial^2 H_z}{\partial z'^2} \right) dV' \quad (3.10)$$

A amplitude e a fase de oscilação do *cantilever* podem ser aproximadas como, considerando que F'_z não varia muito ao longo da superfície [48],

$$A(F'_z) = A(F'_{z0}) + A'_{F'_z}(F'_z) \Big|_{F'_z} \Delta F'_z, \quad (3.11)$$

$$\phi(F'_z) = \phi(F'_{z0}) + \phi'_{F'_z}(F'_z) \Big|_{F'_z} \Delta F'_z. \quad (3.10)$$

Então as mudanças na amplitude de oscilação e fase, devido a variações no gradiente de força, são

$$\Delta A = A(F_z') - A(F_{z0}') = A'_{F_z'}(F_z') \Big|_{F_z'} \Delta F_z', \quad (3.12)$$

$$\Delta \phi = \phi(F_z') - \phi(F_{z0}') = \phi'_{F_z'}(F_z') \Big|_{F_z'} \Delta F_z'. \quad (3.13)$$

Magnetização da Sonda

Análises experimentais demonstraram que diferentes direções de magnetização da sonda influenciam no resultado da obtenção de contraste das imagens MFM [52]. A figura 24 demonstra os contrastes obtidos assim como o perfil MFM em linha para uma mídia de gravação longitudinal medidos com a sonda magnetizada paralelamente e perpendicularmente ao seu eixo principal (eixo z). Com a sonda perpendicularmente magnetizada, o perfil MFM tem o seu máximo nas paredes de domínio. Diferentemente, uma sonda magnetizada paralelamente resulta em um perfil MFM praticamente zero nas paredes de domínio e máximo acima das paredes de domínio. A maioria das referências descrevendo trabalhos utilizando a técnica de MFM cita uma magnetização da sonda paralelamente ao eixo z, movendo a sonda paralelamente ao eixo z próximo a um forte campo magnético. Porém, em alguns casos, quando existe a necessidade de melhorar o contraste em padrões longitudinais, a magnetização prévia da sonda pode ser dispensada ou esta pode acontecer perpendicularmente ao eixo z [53].

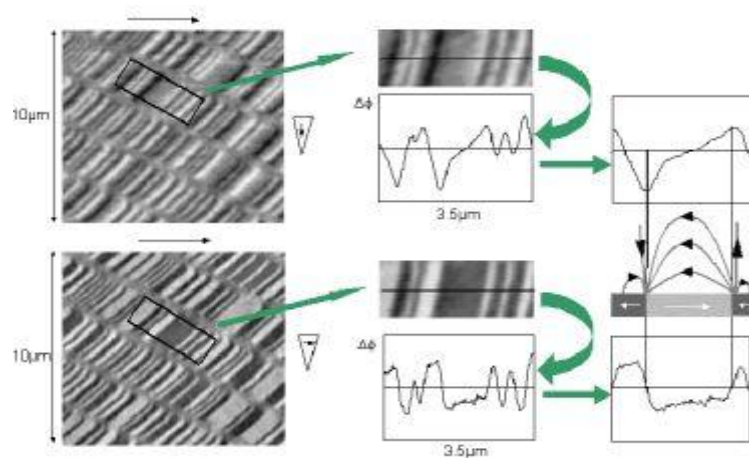


Figura 24 – Contraste magnético e perfil em linha MFM para uma sonda magnetizada perpendicular e paralelamente ao seu eixo z de uma mídia de gravação longitudinal [52].

Interpretação de imagens

A interpretação de uma imagem MFM deve ser feita tendo em mente os campos magnéticos provenientes da superfície da amostra. Uma representação do campo de mídias de gravação longitudinal (a) e perpendicular (d) é mostrado na figura 25. Estão presentes, também, nessa figura esquemas de força e gradiente de força e imagens MFM para ambas as mídias. Durante a obtenção da imagem, a sonda, perpendicularmente magnetizada, será influenciada pela componente perpendicular dos campos magnéticos. Porém em uma mídia longitudinal o contraste se formará devido à presença das interfaces, onde existe uma descontinuidade na magnetização (gerada pela divergência de sentidos do vetor magnetização). Na mídia perpendicular, cada gravação terá um vetor de magnetização paralelo ou antiparalelo ao da sonda e o contraste indicará esses diferentes sentidos. Essa situação está representada na figura 26 para ilhas de $\text{Co}_{70}\text{Cr}_{18}\text{Pt}_{12}$ (a) assim como o campo que amostra em uma estrutura de vórtice magnético (b).

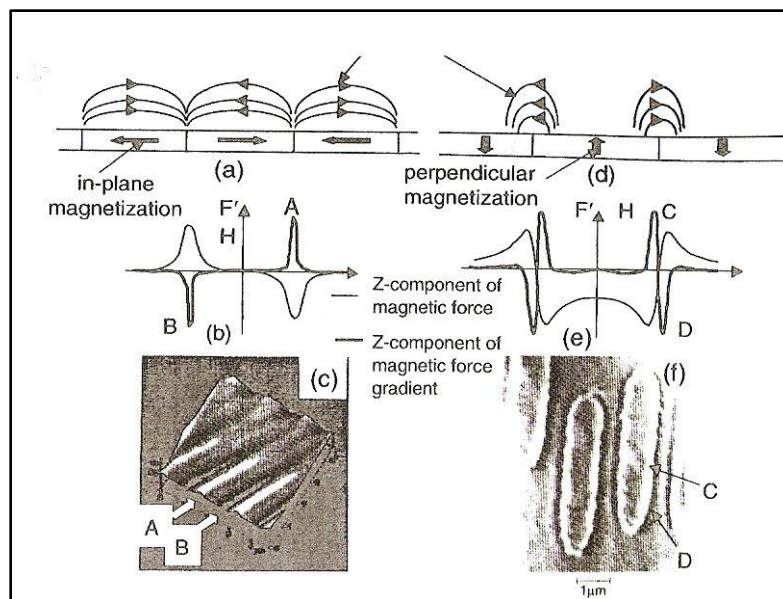


Figura 25 – Diagrama esquemático da componente Z do gradiente de força. (a) – (c) Correspondem a uma gravação magnética no plano e (d) – (f) gravação magnética perpendicular. (a), (d): modelos das gravações; (b), (e): esquema teórico de força e gradiente de força e (c) e (f): imagens MFM do padrão de bits [54].

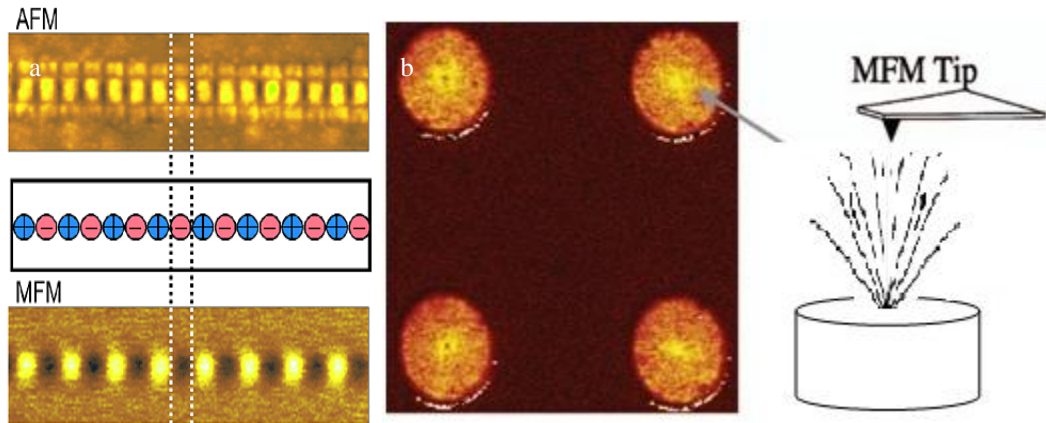


Figura 26 – Gravação perpendicular um ilhas de $\text{Co}_{70}\text{Cr}_{18}\text{Pt}_{12}$ (a) [55], imagem magnética de estruturas de vórtices magnéticos [31] e representação da sonda e do gradiente de campo magnético da amostra.

Aplicação de campo externo

Existe a possibilidade de aplicação de campo magnético externo durante a execução das medidas. O equipamento pode ser acoplado com um sistema de bobinas para essa finalidade como na figura 27. No Brasil, existem dois equipamentos deste tipo, um localizado no LABNANO/CDTN e outro, instalado mais recentemente, no CBPF. Porém, na montagem do CDTN está disponível somente a bobina para aplicação de campo magnético no plano da amostra.

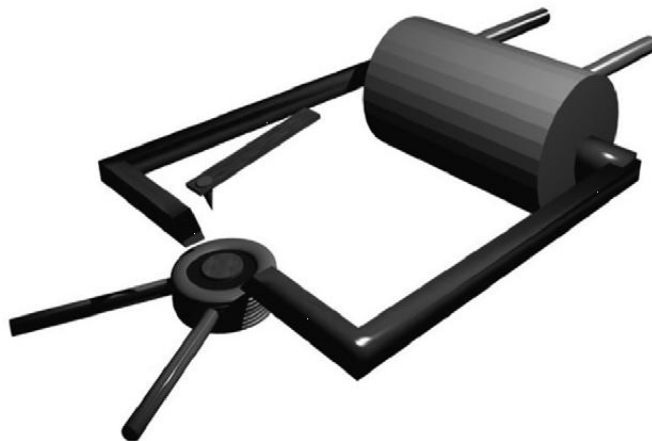


Figura 27 – Esquema do sistema de bobinas para aplicação de campo magnético no plano e fora do plano da amostra [56].

3.4. MAGNETÔMETRO DE AMOSTRA VIBRANTE (VSM) E SISTEMA DE MEDIDAS DE PROPRIEDADES FÍSICAS (PPMS)

De um modo geral, um magnetômetro é formado por um conjunto de equipamentos usados para medir o momento magnético de uma amostra para determinado valor de campo magnético aplicado. São componentes básicos de um magnetômetro uma fonte de corrente, um eletroímã, um sensor magnético e um sistema para movimentação da amostra.

O funcionamento básico de um magnetômetro pode ser descrito da seguinte forma: a fonte fornece uma corrente elétrica para as bobinas do eletroímã que geram um campo magnético na região onde se encontra a amostra. A amostra é magnetizada e por sua vez produz um campo induzido que é lido pelo sensor. Através deste campo induzido e de um modelo teórico, obtemos o momento magnético da amostra para cada valor de campo aplicado [57].

Os magnetômetros existentes exploram vários conceitos físicos, a maioria baseada na conexão entre os fenômenos elétricos e magnéticos. Baseado no princípio de indução de Faraday-Lenz, o magnetômetro de amostra vibrante (VSM), desenvolvido no final da década de 50 por S. Foner, é atualmente um dos magnetômetros mais utilizados em laboratórios de pesquisa por seu bom desempenho, baixo custo e simplicidade de funcionamento [58].

Um diagrama do VSM é apresentado na figura 28. A amostra é fixada na extremidade de uma haste. A outra extremidade da haste é encaixada em um motor que põe a amostra a vibrar, a uma frequência f , próxima a um jogo de bobinas sensoras. A vibração acontece na presença de um campo magnético externo que pode ser aplicado tanto na direção transversal quanto na longitudinal à direção de vibração. Pelo princípio de indução de Faraday-Lenz será induzida uma fem (força eletromotriz) nas bobinas de detecção, relacionada com o momento magnético da amostra segundo a equação [58]

$$E = \sigma GA2\pi f \cos(2\pi ft) , \quad (3.14)$$

onde σ é o momento magnético da amostra, A é a amplitude de oscilação da amostra e G é um fator que depende da geometria utilizada para o posicionamento das bobinas sensoras.

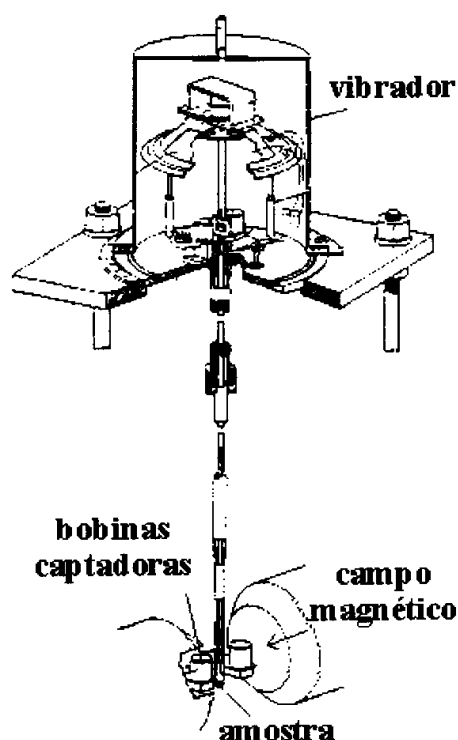


Figura 28 – Diagrama de um magnetômetro de amostra vibrante [58].

O PPMS é um sistema integrado de medidas, onde é possível a investigação de várias propriedades físicas como, por exemplo, medidas de magnetização, calor específico ou resistividade em função da temperatura ou campo magnético. O equipamento possui um cilindro com diâmetro interno de aproximadamente 7,7 mm, onde é colocado um flange com a amostra. Bobinas geram ao longo do cilindro os campos magnéticos necessários para as medidas. A figura 29 apresenta uma ilustração da haste e do conjunto de bobinas, além de uma representação do posicionamento da amostra no interior do equipamento no momento das medidas. A técnica da medida de magnetização é obtida, resumidamente, pelo seguinte processo: a amostra, magnetizada, é submetida a um movimento oscilatório, paralelo ao eixo do cilindro. As bobinas coletoras, montadas junto ao cilindro, induzem uma força eletromotriz produzida pelo movimento da amostra (lei de Faraday). Esse sinal induzido é proporcional ao momento magnético associado à amostra (variação do fluxo magnético) e à velocidade da amostra durante esse movimento. Portanto, a resposta magnética da amostra para cada valor de campo é obtida se a velocidade de movimentação da amostra for conhecida, juntamente com o sinal induzido.

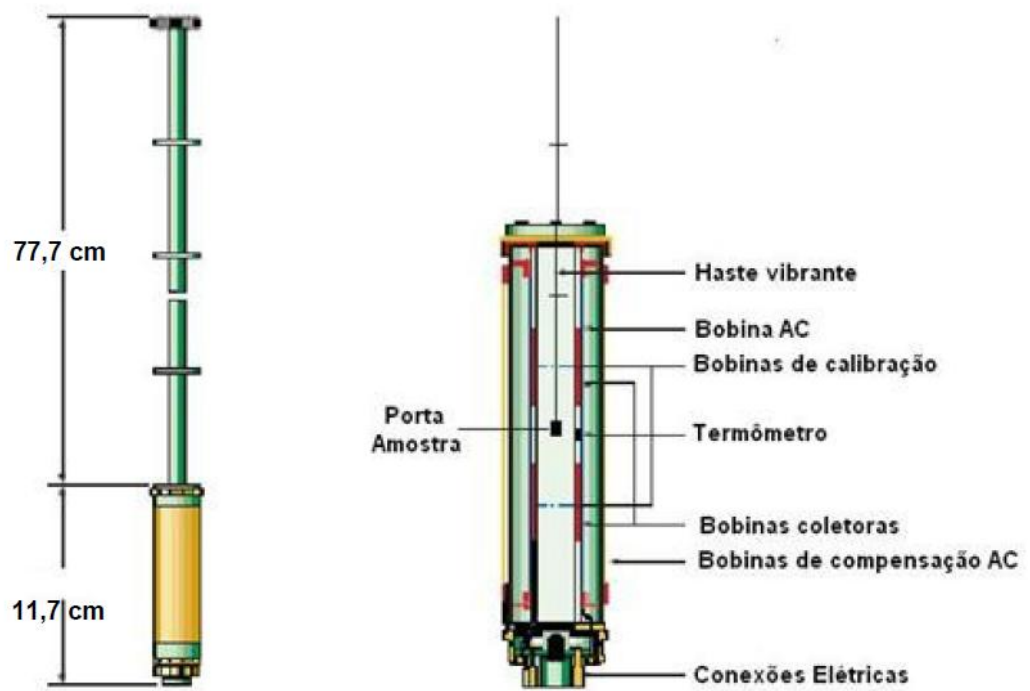


Figura 29 - Ilustração da haste do PPMS e do conjunto de bobinas. Representação do posicionamento da amostra no interior do equipamento, no momento das medidas [59].

4. RESULTADOS

4.1. DESCRIÇÃO DAS AMOSTRAS

Essa pesquisa é fruto de um trabalho em colaboração do LabNano/CDTN e o pesquisador Flávio Garcia/LNLS. É, portanto, parte integrante de um trabalho que abrange outras técnicas de estudo de vórtices magnéticos em multicamadas Co/Pt, tais como MOKE, microscopia eletrônica de fotoemissão (PEEM) e simulações micromagnéticas utilizando o código OOMMF [60].

As amostras utilizadas neste trabalho foram fabricadas na forma de arranjos periódicos de discos (com diâmetro na faixa de 0,25 a 15 μm e separação de 2 a 15 μm de centro a centro) por litografia de feixe de elétrons. Nesta técnica, uma superfície do substrato é recoberta com um filme (“*resist*”) fotosensível. O feixe eletrônico transfere o padrão que se deseja imprimir à amostra, sensibilizando seletivamente o “*resist*”. Em seguida, as regiões sensibilizadas (ou não sensibilizadas) são removidas deixando o padrão impresso na amostra. As estruturas são então preparadas por algum método de deposição (resistiva, “*sputtering*”, eletroquímica, etc.). No nosso caso, as multicamadas foram depositadas por “*sputtering*”. Após a deposição, o *resist* é totalmente retirado no processo conhecido como *lift-off* e o resultado é o um padrão de discos com o material depositado.

Designamos por série A as amostras de arranjos regulares de discos de permalloy com 10nm de espessura. O diferencial entre as amostras é o diâmetro dos discos. Apresentamos aqui os resultados obtidos nas amostras A1, A2 e A5 com diâmetros de disco 6,5, 5 e 17 μm , respectivamente. As amostras A3, A4 e A6 são réplicas das anteriores (tabela 2).

As amostras da série F correspondem às multicamadas $[(\text{Co}_x\text{Pt}_{20})]/\text{Pt}_{60}$ depositadas sobre substrato de Si/SiO₂. A estrutura é repetida seis vezes e o subscrito indica a espessura nominal da camada em Angstrom (Å). A espessura nominal da camada de Co (x), em cada amostra é indicada na tabela 3. Todas as amostras possuem regiões de arranjos regulares de discos com diâmetros de 2, 1, 0,5 e 0,25 μm e separação de 4 μm de centro a centro. O arranjo dessas regiões está representado na figura 30. Restringimo-nos aos estudos das regiões de 1 e 2 μm de diâmetro deixando como perspectiva a análise das outras regiões.

As medidas de magnetização em função do campo magnético aplicado, para a série A, foram obtidas em um VSM Quantum Design e para a série F foram feitas em um sistema de

medidas do tipo PPMS Quantum Design, ambos do grupo de Supercondutividade e Magnetismo, no Instituto de Física Gleb Wataghin/Unicamp, em Campinas/SP.

Tabela 2 - Espessura da camada de Co nas amostras da série F.

Nome da amostra	Diâmetro dos discos (μm)
A1	6,5
A2	5
A3	17
A4	6,5
A5	5
A6	17

Tabela 3 - Espessura da camada de Co nas amostras da série F.

Nome da amostra	Espessura de Co (\AA)
F1	17,6
F3	15,6
F4	13,7
F5	11,7
F6	9,8
F7	7,8
F9	3,9
F10	1,9

Os estudos utilizando a técnica de microscopia de força magnética foram desenvolvidos em um equipamento de microscopia de varredura por sonda “NTEGRA Aura MFM” (NTM-DT Co), no LabNano/CDTN. As medidas foram feitas utilizando *cantilevers* NTM-DT Co 01, com cobertura de 30 nm de Co/Cr e frequência de ressonância entre 115-190 Hz. Em todas as imagens MFM incluídas neste trabalho adotamos a convenção de apresentar à esquerda, imagens topográficas e à direita, imagens magnéticas.

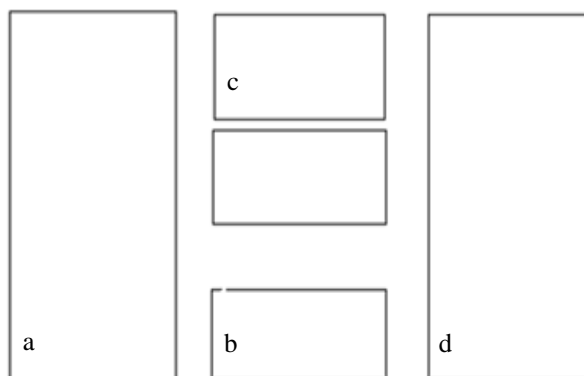


Figura 30 – Posicionamento das regiões de diferentes diâmetros nas amostras da série F: a, b, c, d correspondem, às regiões com arranjos regulares de discos com diâmetro de 2, 1, 0,5 e 0,25 μm , respectivamente.

4.2. SÉRIE A

Vórtices magnéticos semelhantes aos da literatura [13, 33] foram observados nas amostras A1 e A2 (6,5 e 5 μm de diâmetro, respectivamente). Na figura 31 podemos observar os núcleos dos vórtices em contraste escuro. O aro ao redor do disco não apresenta nenhuma característica magnética, sendo apenas um artefato da topografia.

A figura 32 mostra uma imagem MFM de vórtices magnéticos obtidos da amostra A2 (5 μm de diâmetro). Um perfil de linha traçado longitudinalmente aos discos mostra o comportamento do sinal magnético observado.

Para essas amostras não foram observados núcleos com polaridade oposta, formando o que é conhecido como tabuleiro de xadrez. Curvas de magnetização versus campo magnético aplicado para ambas as amostras foram obtidas para um campo magnético aplicado no plano (em preto) e perpendicular ao plano (em vermelho). Podemos perceber que para o campo aplicado no plano, uma magnetização de saturação em torno de $1,5 \times 10^{-4}$ emu é atingida com um campo de aproximadamente 40 G. Esse baixo campo de saturação é característico de um eixo fácil de magnetização. Para um campo aplicado perpendicularmente à superfície dos discos, até cerca de 75 G, a amostra ainda não atingiu a saturação (figura 33). Concluímos que a amostra tem anisotropia planar apresentando evidência da presença de vórtices magnéticos pela presença de lóbulos nas extremidades e um maior estreitamento no cento do ciclo de histerese.

A amostra A5 (17 μm de diâmetro de discos) não apresentou configuração de vórtices magnéticos, como podemos perceber na figura 34. Pode-se considerar que as dimensões dos discos permitiram a divisão da estrutura magnética em multidomínios. O contraste desse padrão de domínios pode ser visualizado, com clareza, na imagem devido aos fracos campos dipolares gerados pela amostra. Além disso, o ciclo de histerese (figura 35) para essa amostra não apresentou evidência da existência dessas estruturas. Esse resultado também foi encontrado na referência [61] que observou estruturas de vórtice em discos de até 8 μm . No entanto, um limite superior de diâmetro de discos para existência dessas estruturas ainda não foi definido de forma sistemática. Uma menor magnetização de saturação ($5,0 \times 10^{-5}$ emu) é devida às menores dimensões da amostra e menor recobrimento da área pelo filme. O resultado das medidas de magnetização mostrou que esta amostra apresenta anisotropia no plano.

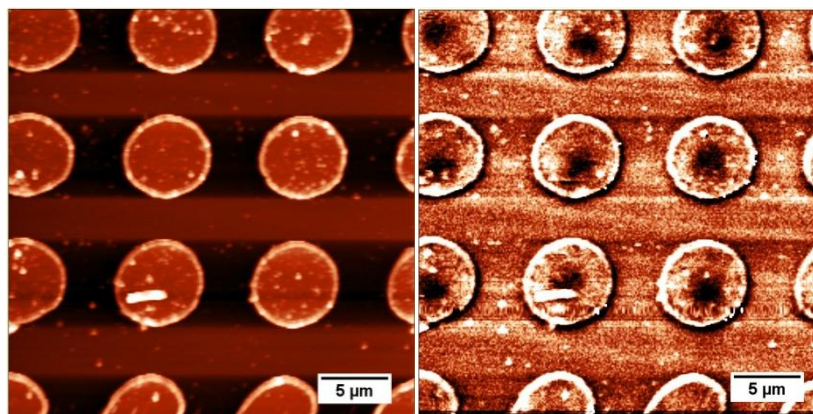


Figura 31 – Imagem MFM da amostra A1 (6,5 μm de diâmetro de discos). O núcleo do vórtice é visto como contraste escuro no centro do disco. Varredura de 30 x 30 μm^2 .

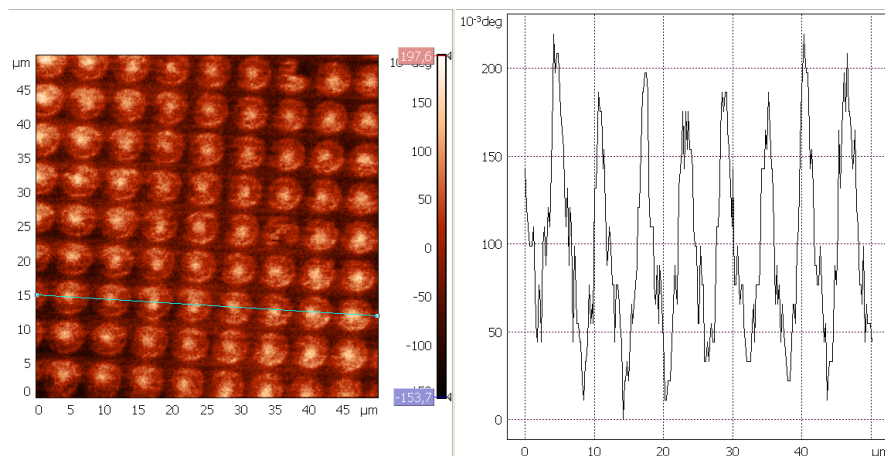


Figura 32 – Imagem MFM da amostra A2 e perfil de uma linha de varredura demonstrando o contraste crescente do núcleo do vórtice. Varredura de 50 x 50 μm^2 .

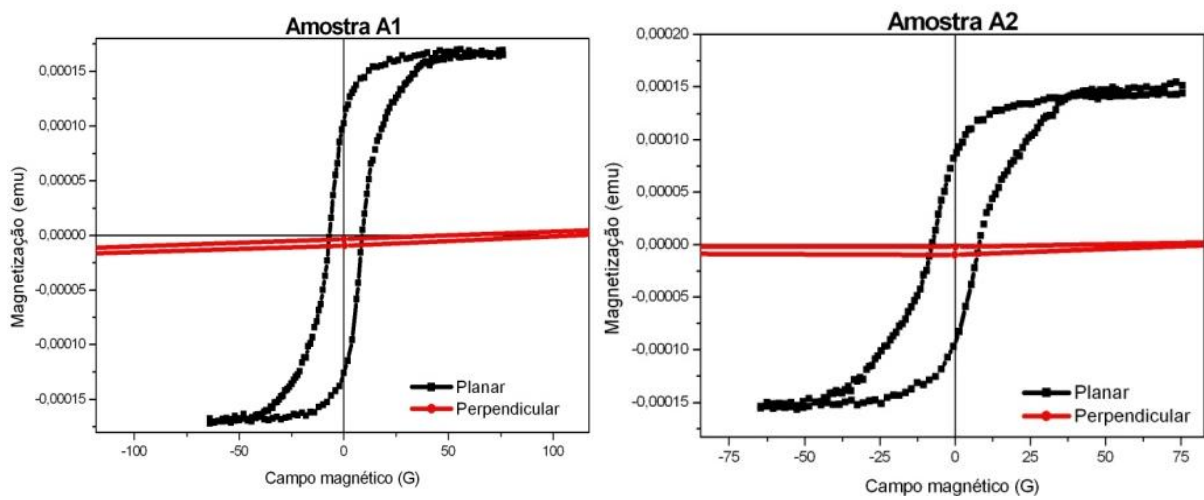


Figura 33 – Ciclos de histerese das amostras A1 e A2.

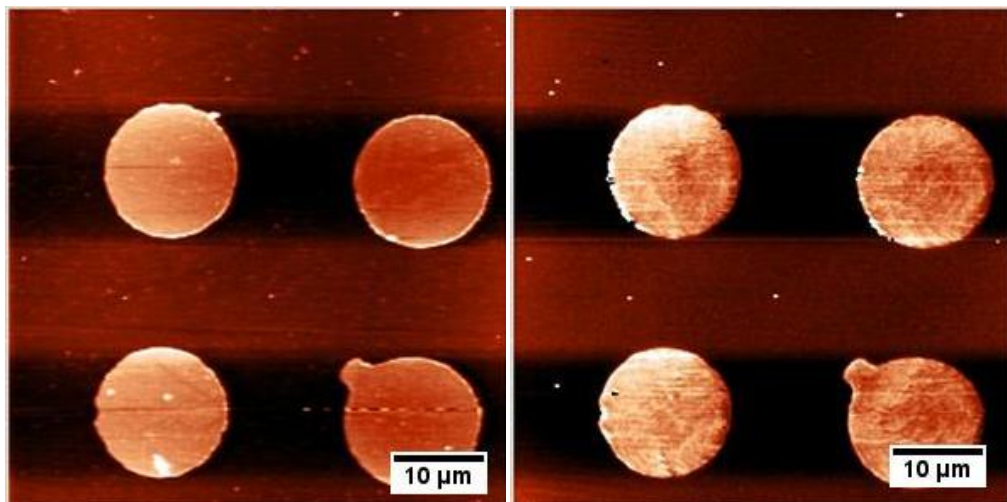


Figura 34 – Imagem MFM da amostra A5. Varredura de $60 \times 60 \mu\text{m}^2$.

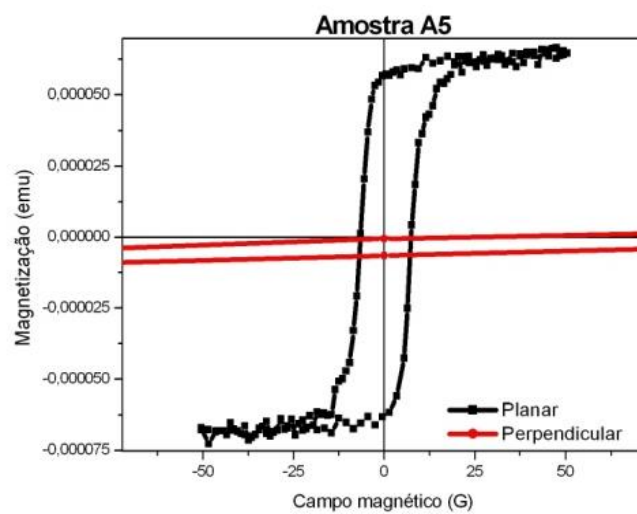


Figura 35 – Ciclo de histerese da amostra A5.

A figura 36 mostra uma sequência de imagens MFM em função do campo aplicado no plano da amostra A2. Estas imagens mostram o efeito de um campo magnético externo na estrutura de vórtice magnético. Com um campo nulo, o núcleo se encontra no centro do vórtice, em uma posição de equilíbrio. O núcleo foi deslocado em uma direção perpendicular ao campo aplicado quando este era de um valor de 10 G. Uma saturação no plano da amostra é apresentada a um campo de 60 G. A curva de histerese para essa amostra nos indica que um campo menor (40 G) é suficiente para saturar a magnetização no plano da amostra.

As imagens MFM das amostras da série A demonstraram que as estruturas de vórtices magnéticos são tão estáveis para discos de permalloy com diâmetros de 5 e 6,5 μm de diâmetro quanto para discos de dimensões nanométricas observados na literatura [14, 29, 32, 53], mas não existem em diâmetros maiores (17 μm).

É importante ressaltar que o que observamos pela técnica de MFM é a interação da sonda magnética (considerada, por aproximação, como um dipolo magnético) e o campo magnético (gradiente) local na superfície da amostra. Assim, as dimensões do núcleo, observado como o contraste claro ou escuro no centro do disco na imagem MFM, não correspondem à dimensão física real, estimada em 10nm segundo as medidas de SP-STM [39,40]. O perfil de linha traçado longitudinalmente ao plano dos discos demonstra que o contraste não é homogêneo, mas se torna mais forte com a aproximação do centro do núcleo. A técnica de MFM, por ser sensível à componente perpendicular do campo magnético da amostra, não fornece informação sobre a quiralidade dos vórtices magnéticos.

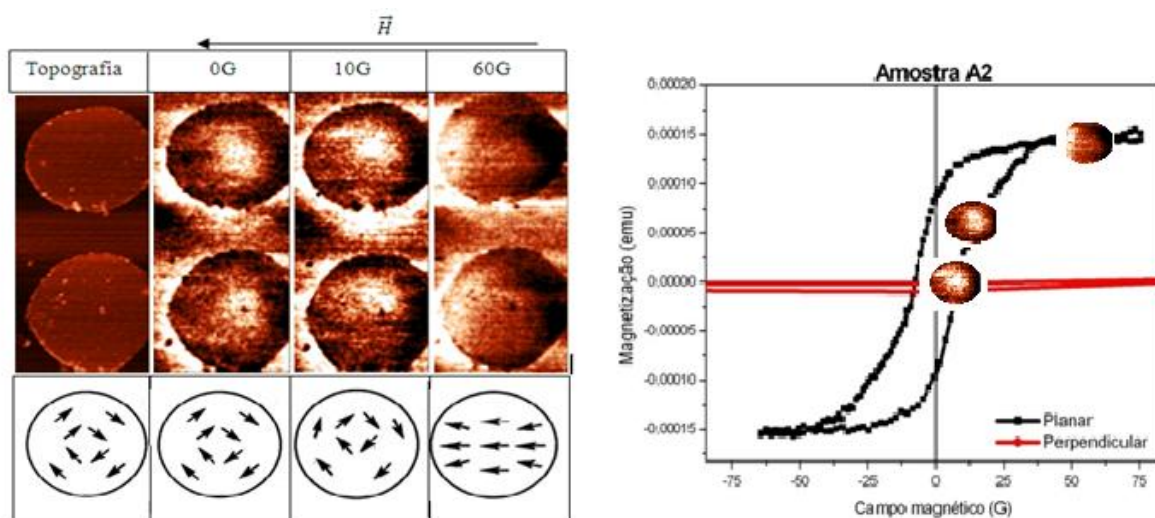


Figura 36 – Imagens MFM da amostra A2, representações da resposta de um vórtice magnético a aplicação de um campo externo e localização das estruturas no ciclo de histerese da amostra.

O fato de não terem sido obtidas imagens com estruturas de vórtices com diferentes polaridades pode indicar que o processo de desmagnetização não foi eficiente para eliminar o efeito de um campo magnético aplicado perpendicularmente ao plano e que alinhou os núcleos dos vórtices.

A análise das amostras da série A por MFM é uma comprovação experimental do bom desempenho da técnica no estudo de microestruturas magnéticas. Além da visualização das estruturas de vórtices, com a aplicação de um campo magnético no plano da amostra fornecem informações sobre os ciclos de histerese obtidos por VSM. Porém, a obtenção de informação quantitativa tais como, a determinação exata das dimensões do núcleo é ainda limitada uma vez que a resolução espacial típica do MFM, atualmente de aproximadamente, nm, é superior (50 nm) a dimensão esperada para o núcleo de um vórtice magnético [62].

INFLUÊNCIA DA DISTÂNCIA DE ELEVAÇÃO DA SONDA NA SEGUNDA VARREDURA

O MFM utiliza o método de duas passagens (*tapping/lift mode*) para obter, simultaneamente, imagens topográfica e magnética. A superfície da amostra sofre uma primeira varredura no modo de semicontato (*tapping mode*) a uma distância entre a sonda e a amostra menor que de 10 nm para detectar o perfil topográfico. Em seguida a sonda é elevada a uma distância z definida pelo operador para realizar uma nova varredura sobre a mesma região da amostra. Então, a interação magnética sonda-amostra será detectada. Esta distância z de elevação da sonda, que será mantida constante durante a segunda varredura denomina-se *lift* ou ΔZ . A um ΔZ maior, as linhas de campo provenientes da amostra (e “sentidas” pela sonda) estão mais dispersas. Isso pode resultar em uma visualização de núcleos de vórtices com maiores dimensões, se comparadas com um ΔZ menor. Com objetivo de verificar qual a influência nas dimensões do núcleo acarretadas pela variação no ΔZ , adquirimos duas imagens do mesmo disco. Os resultados estão apresentados na figura 37. Os ΔZ 's das imagens (a) e (b) são 30 e 80 nm, respectivamente. Para avaliar o tamanho do núcleo, traçamos um perfil em uma linha e em seguida, ajustamos uma gaussiana e calculamos sua largura em meia altura ((c) e (d)).

Conforme o resultado obtido, apresentado na figura 37, as dimensões observadas na imagem são realmente influenciadas pelo ΔZ . Porém, um aumento de 50 nm no ΔZ , teve como resultado um aumento de aproximadamente 0,5% no diâmetro do núcleo. O que nos leva a concluir que, durante a varredura, podemos efetuar pequenas modificações no ΔZ de

forma a obter um contraste mais favorável para a observação dos núcleos dos vórtices. Não levamos em consideração a variação no erro, pois é proveniente de ruídos durante a medida. De qualquer forma, para estabelecer uma comparação entre diâmetros, como faremos adiante com as amostras da série F, vamos fazer uso de imagens com um mesmo ΔZ ou no máximo com uma variação de 5 nm para assegurar o que os resultados não sofreram influência devida à variação deste parâmetro.

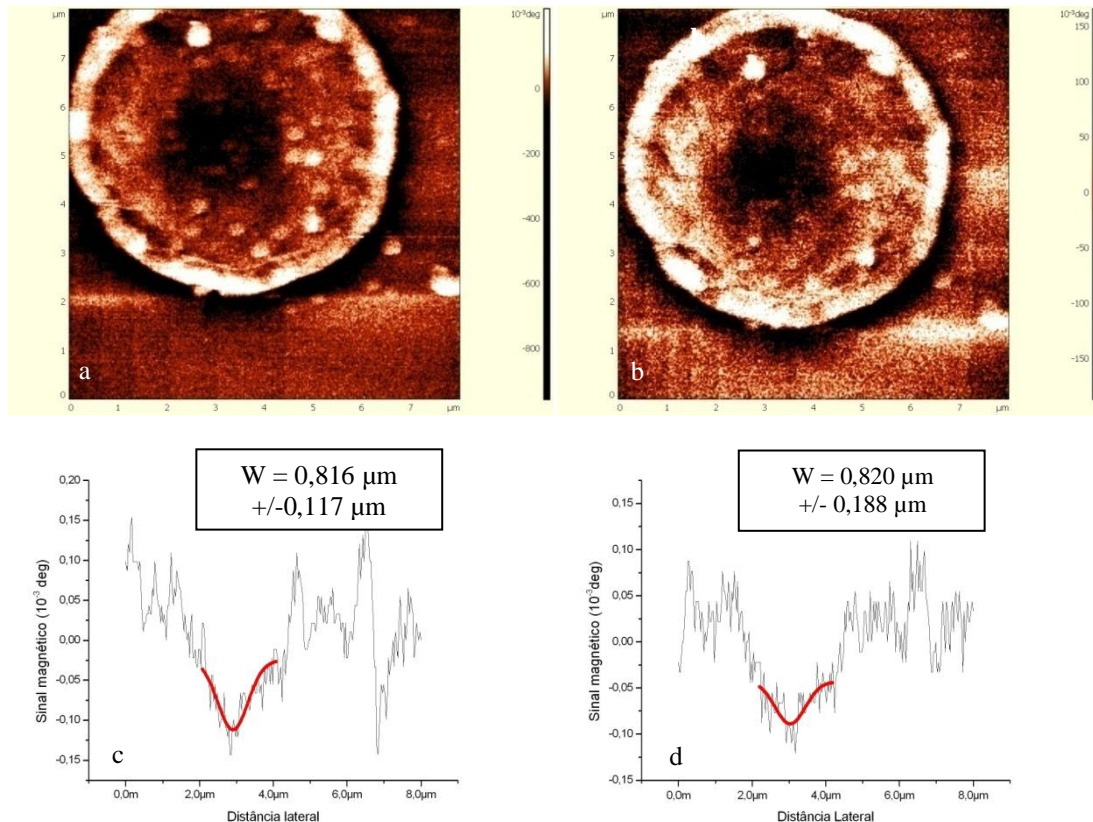


Figura 37 – Influência do ΔZ no diâmetro do núcleo do vórtice. Em (a) e (b) imagens com ΔZ de 30 e 80 nm, respectivamente. Perfis de varredura em uma linha e gaussianas para estimar o diâmetro do núcleo do vórtice. Varredura de 8 x 8 μm.

4.3. SÉRIE F

Nas primeiras medidas MFM obtidas nas amostras do grupo F (F1 a F5) foram observados vórtices magnéticos com um contraste de baixa intensidade (figura 38), conforme já observado em outros estudos [34]. Isso é explicado pela diminuição da amplitude do sinal MFM gerado pelo menor fluxo de linhas de campo em um vórtice magnético. A presença de monodomínios magnéticos demonstra que as amostras não estavam em um estado de

configuração magnética de menor energia. Como estas amostras já haviam sido submetidas a outras análises com campos magnéticos aplicados, um processo de desmagnetização foi necessário. Utilizamos a desmagnetização por rotação no qual a amostra é posta em um movimento de rotação na presença de um campo magnético externo decrescente, partindo de um campo suficiente para saturar a amostra no eixo difícil de magnetização até zero. A amostra é girada de tal forma que, ora é aplicado um campo paralelo ao plano da amostra e ora perpendicular.

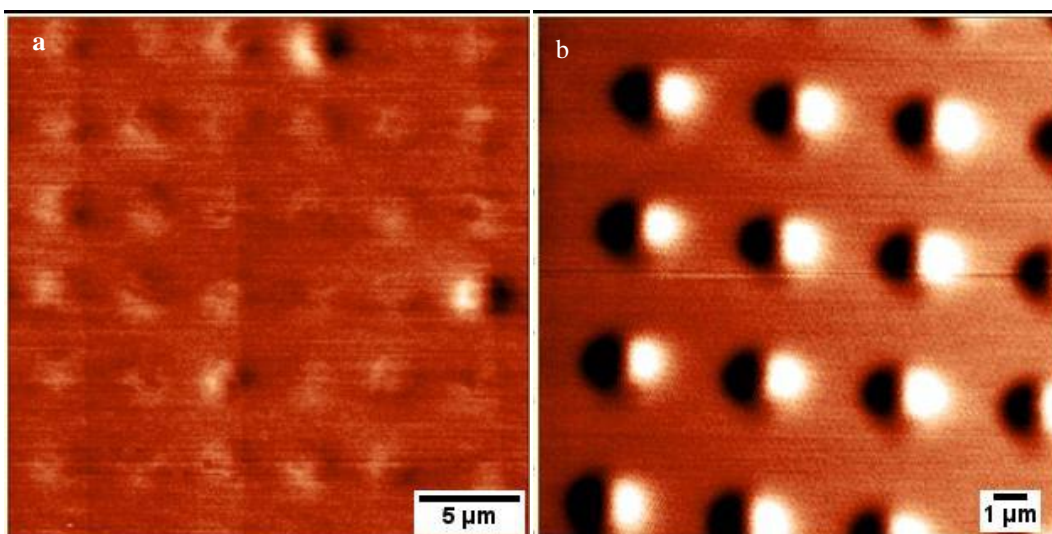


Figura 38 – Imagem magnéticas MFM antes da desmagnetização das amostras F1 (região de 2 μm) (a) e F5 (região de 1 μm) (b). Varreduras de 30 x 30 μm^2 e 15 x 15 μm^2 , respectivamente. A presença de monodomínios indica que a amostra não estava em seu estado de menor energia.

Após o procedimento de desmagnetização, foi possível observar estruturas de vórtices magnéticos para as amostras F1, F3, F4 e F5 (1,76 nm, 1,56 nm, 1,37 nm e 1,17 nm de Co, respectivamente) tanto para discos de 1 μm quanto para os de 2 μm de diâmetro (figura 40 e 41). Para as amostras F4 e F5, os resultados mostraram ainda estruturas mais complexas de magnetização.

Esse resultado concorda com as medidas obtidas por XMCD-PEEM, apresentadas na seção 2.6.2, e que mostram que, para amostras de espessuras de até 1,6 nm de Co, todos os discos de 1 μm apresentam vórtices magnéticos diferentemente de discos de 2 μm . Assim, podemos concluir que os vórtices magnéticos são mais estáveis em discos de 1 μm . Na amostra F5 foi possível visualizar núcleos de vórtices com polaridades opostas. Nessa amostra, os núcleos são visivelmente maiores do que nas amostras F1, F3 e F4. As imagens são mostradas na figura 43. Para auxiliar na compreensão dos resultados MFM, obtivemos

por PPMS, ciclos de magnetização (com campo aplicado paralelo ao plano da amostra). Não foi possível verificar se as multicamadas possuem um comportamento semelhante a estruturas nanométricas de Co (quanto maior a espessura da nanoestrutura um maior estreitamento no centro do ciclo de histerese gerado por uma diminuição no campo de aniquilação e aumento no campo de nucleação do vórtice magnético). Porém, como é impossível separar as contribuições de cada região de arranjos regulares de discos com diferentes diâmetros, os resultados não podem conduzir a informações mais aprofundadas sobre o estado magnético das amostras, apenas confirmando a presença de vórtices magnéticos, principalmente na amostra F5, com o estreitamento da curva ao centro. A figura 42 mostra os ciclos de histerese com o campo magnético externo aplicado no plano da amostra para todas as amostras da série F.

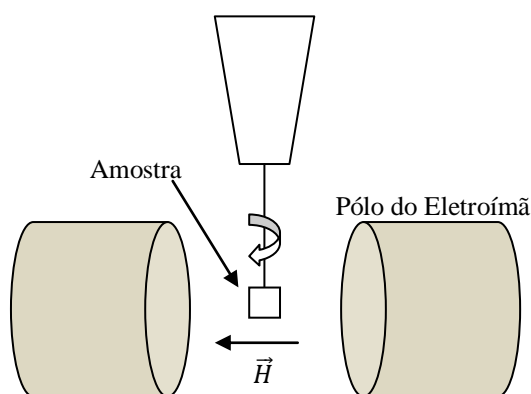


Figura 39 - Representação do sistema de desmagnetização das amostras.

Para a amostra F6 (0,98 nm de Co), poucos vórtices magnéticos, aparentemente deslocados do centro, foram observados em ambas as regiões. Isso sugere que deve existir uma espessura mínima para manutenção do equilíbrio do vórtice magnético. A situação é ainda mais complexa na amostra F7 (0,78 nm de Co) onde é possível perceber domínios em forma de semi-anéis. Essa configuração pode indicar o início da formação da configuração magnética observado na simulação da figura 14. Nesta configuração, existem duas regiões de magnetização perpendicular separadas por outra região de magnetização no plano. Esta hipótese poderia ser confirmada pela confecção de uma amostra com espessura de Co entre 7,8 e 9,8 Å. A amostra foi planejada porém, por problemas de fabricação, não pode fazer parte do conjunto de análises. Além disso, existe ainda a possibilidade das amostras apresentarem outras configurações como a de duplo anel ou domínios em espiral. As imagens das regiões

de 1 e 2 μm das amostras F6 e F7 são apresentadas na figura 43. A figura 44 é composta por imagens feitas após aplicação de um campo de 1000 G, no plano das amostras F6 e F7, na região de 2 μm , mostrando saturação no plano. O mesmo comportamento foi observado para a região de 1 μm .

Os resultados de MFM e curva de magnetização não mostraram evidência da formação de vórtices magnéticos para a amostra F9 (0,39 μm de Co - figura 45). A configuração magnética observada é semelhante à de um filme fino de Co/Pt que apresenta vários domínios formando uma espécie de padrão em labirinto, com magnetização perpendicular ao plano do filme. Na literatura, esses domínios têm de 1200 nm [63] a 60 nm [64] de largura, o que está de acordo com a imagem da amostra F9, onde os domínios têm em média 160 nm de largura. Esse resultado indica a necessidade de uma análise mais detalhada como, por exemplo, a medida de um filme fino com as mesmas características (número de repetições e espessura das camadas) dos discos dessa amostra. Finalmente, para a amostra F10 (0,19 μm de Co), nenhuma das estruturas acima citadas foi observada. No entanto, nota-se um aro claro ao redor de um centro sem contraste na imagem (figura 46). O ciclo de histerese também não mostra evidências de vórtices magnéticos e seu maior campo de saturação no plano (superior a 1500 G) pode ser resultado de uma anisotropia perpendicular. Para as amostras F9 e F10 também foram obtidas imagens após a aplicação de um campo magnético de 1000 G. Não é possível observar modificações significativas nas estruturas magnéticas. Essas imagens constituem a figura 47 e são da região de 2 μm de diâmetro. O mesmo comportamento foi observado para a região de 1 μm .

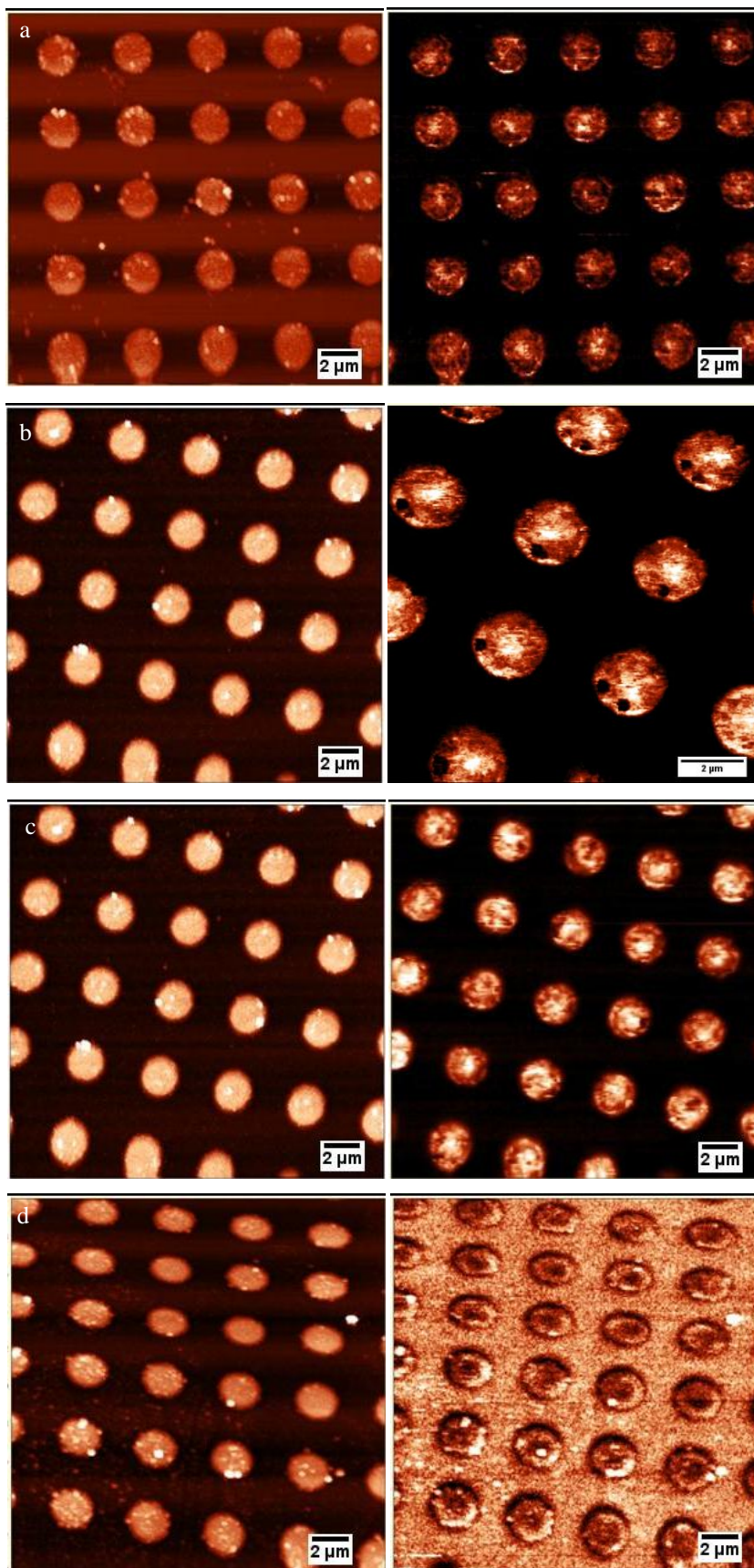


Figura 40 – Imagens MFM das regiões de 2 μm amostras F1 (a), F3 (b), F4 (c) e F5 (d). Varreduras de 20 x 20 μm² (a, c, d) e 12 x 12 μm² (b). À esquerda, as imagens topográficas e à direita as magnéticas.

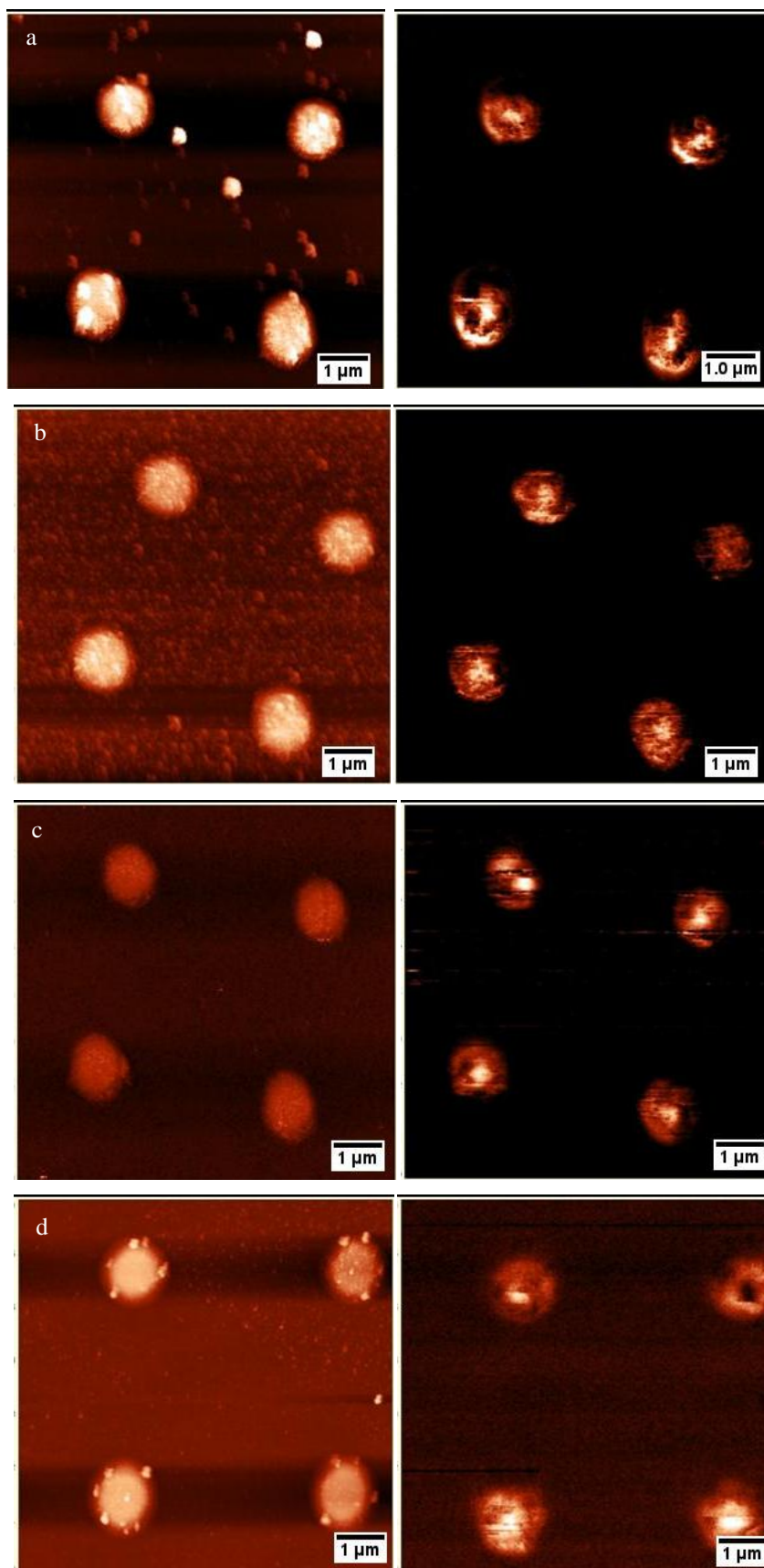


Figura 41 – Imagens MFM das regiões de $1 \mu\text{m}$ das amostras F1 (a), F3 (b), F4 (c) e F5 (d). Varreduras de $8 \times 8 \mu\text{m}^2$ (a, b, c) e $7 \times 7 \mu\text{m}^2$ (d). À esquerda, as imagens topográficas e à direita as magnéticas.

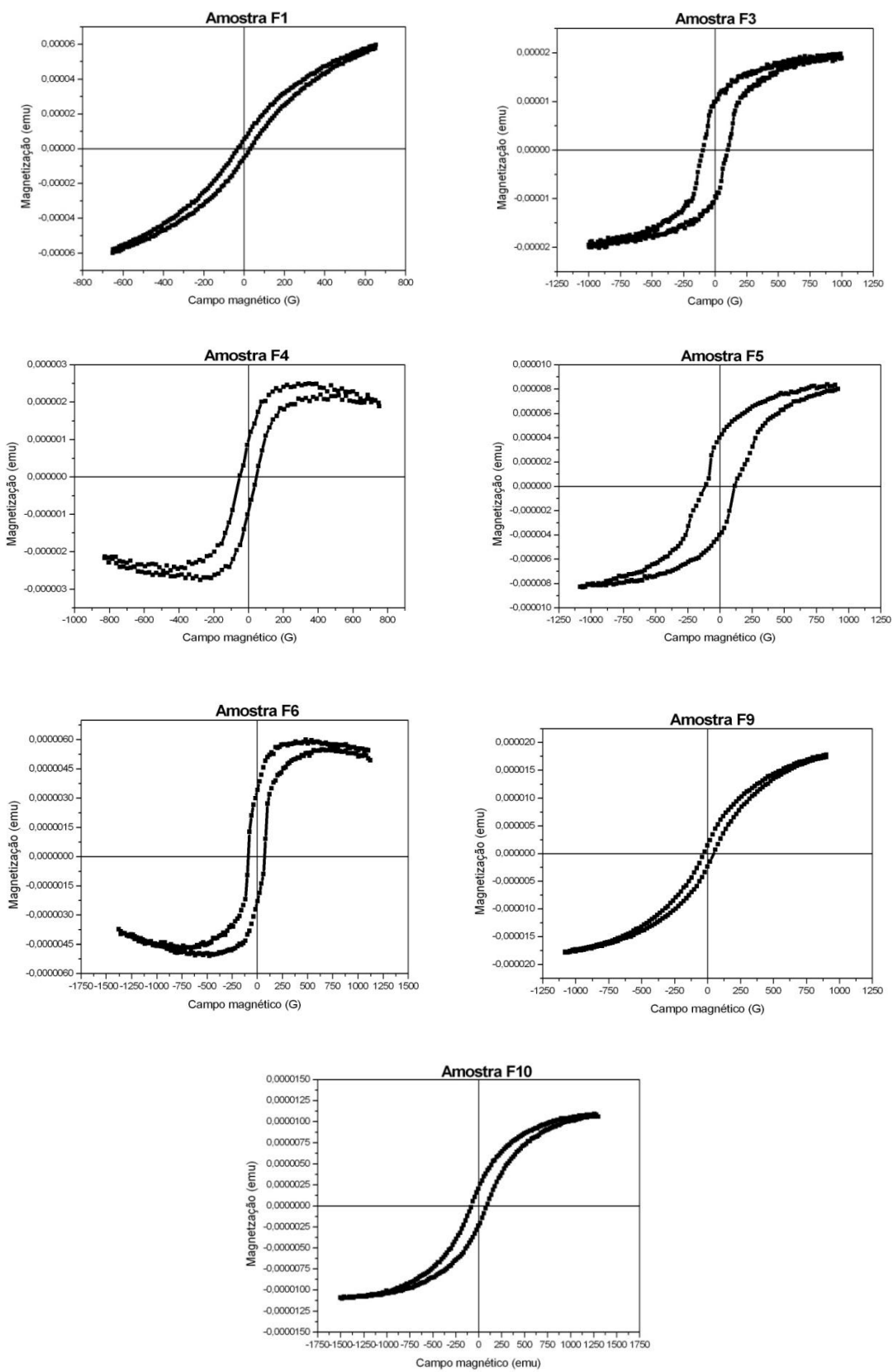


Figura 42 – Ciclos de histerese para as amostras da série F com campo magnético aplicado no plano das amostras.

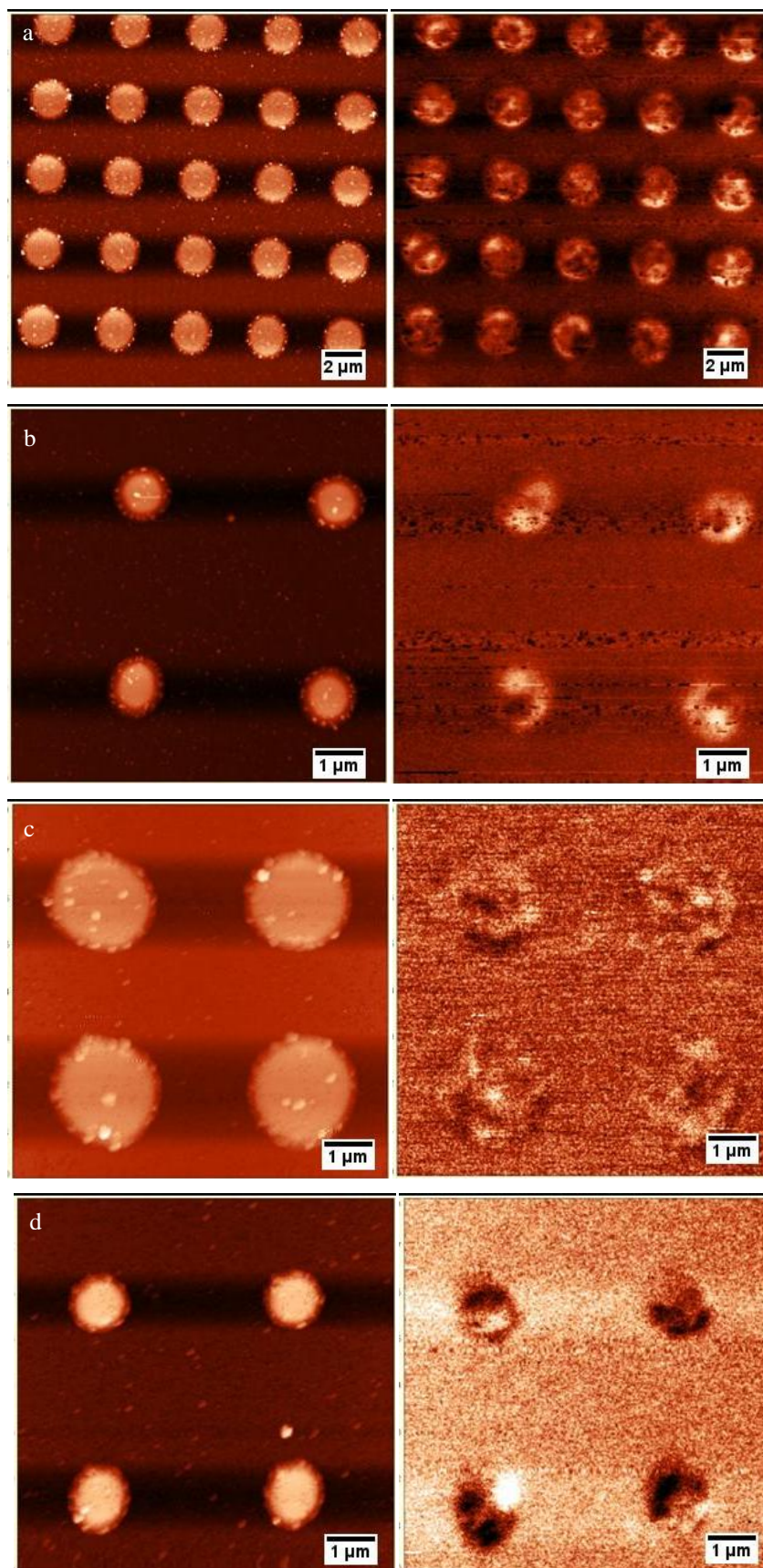


Figura 43 – Imagens MFM da região de 2 μm e 1 μm das amostras F6 (a; b) e F7 (c; d). Varreduras de 20 x 20 μm^2 (a) e 8 x 8 μm^2 (b; c; d). À esquerda, as imagens topográficas e à direita as magnéticas.

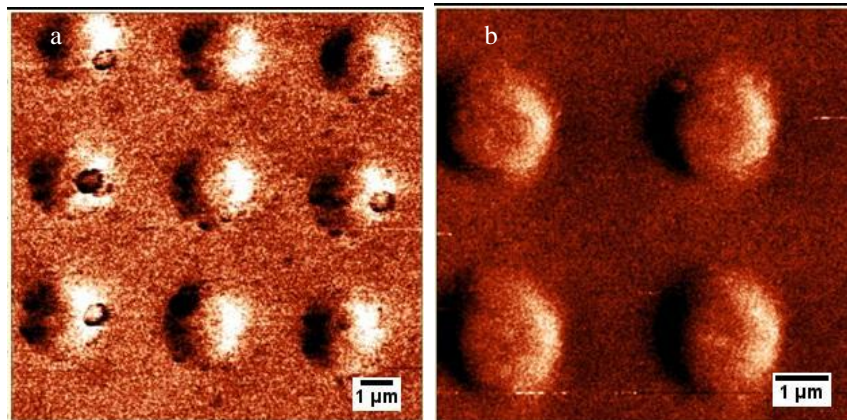


Figura 44 – Imagens MFM das amostras F6 (a) e F7 (b) após a aplicação de um campo de 1000G.

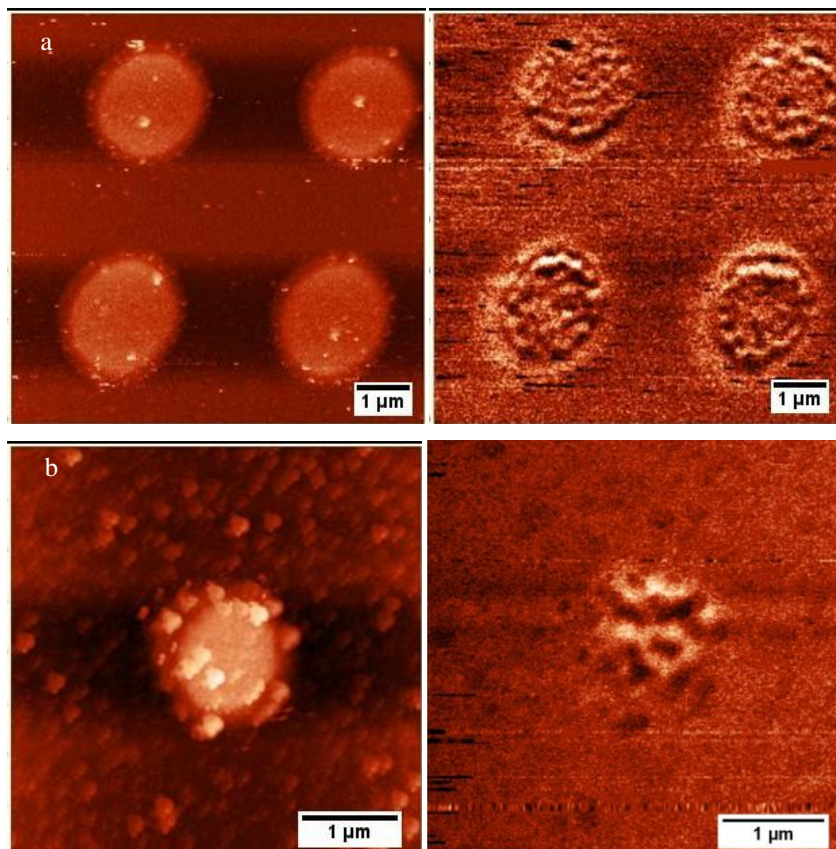


Figura 45 – Imagens MFM da região de 1 μm (a) e 2 μm (b) da amostra F9. Varreduras de 8 x 8 μm² e 4 x 4 μm² respectivamente.

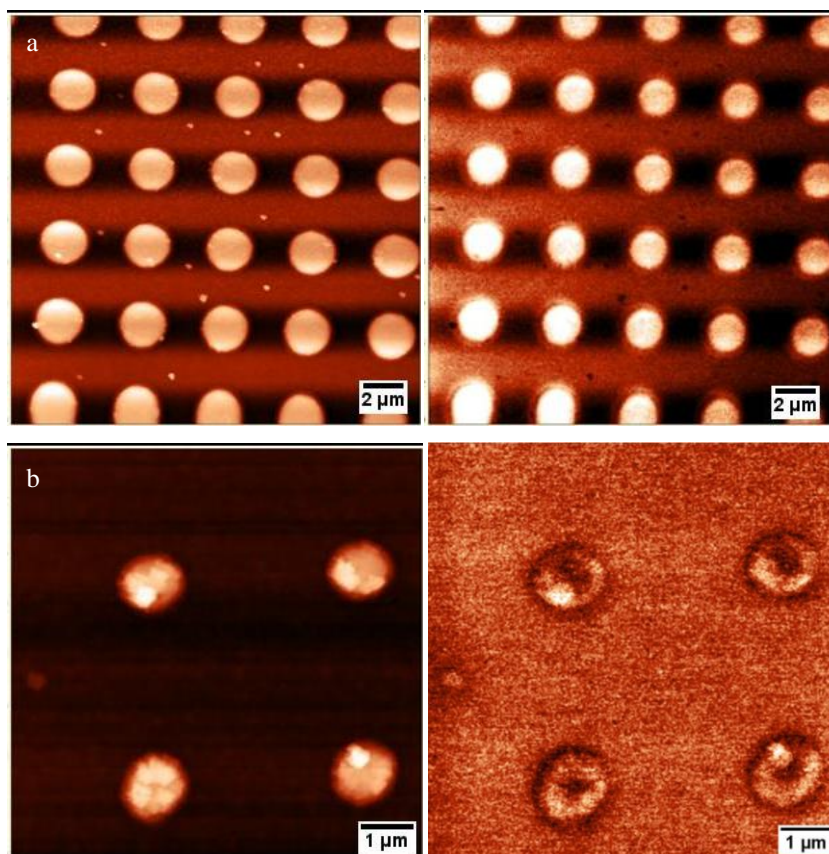


Figura 46 – Imagens MFM da região de 2 μm (a) e 1 μm (b) da amostra F10. Varreduras de 20 x 20 μm^2 e 8 x 8 μm^2 , respectivamente.

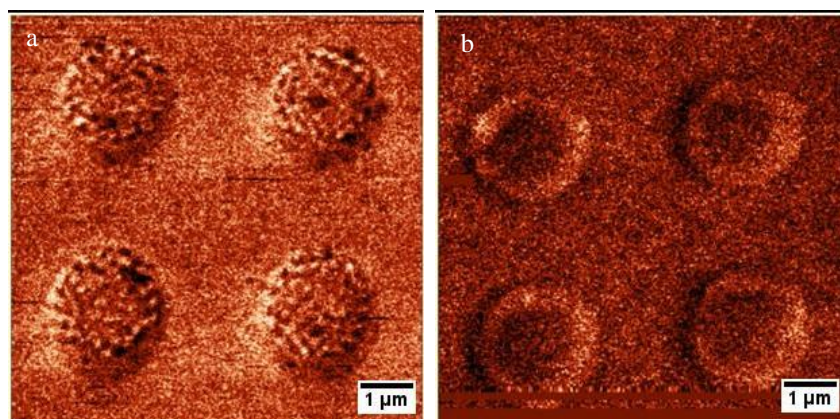


Figura 47 – Imagens MFM das amostras F9 (a) e F10 (b) após a aplicação de um campo de 1000G.

4.4. RELAÇÃO ENTRE A ANISOTROPIA MAGNÉTICA E O DIÂMETRO DO NÚCLEO DO VÓRTICE

A possibilidade de modelar características como o diâmetro do núcleo do vórtice é importante para o desenvolvimento de aplicações para estes sistemas. Estudos desenvolvidos em filmes finos já demonstraram que, em multicamadas de Co/Pt, podemos alterar a anisotropia (de planar para perpendicular, por exemplo) alterando a espessura da camada de cobalto. Isso porque, para espessuras menores de Co, é diminuída a contribuição de volume (que tende a levar o vetor magnetização para o plano) ao mesmo tempo em que é favorecida a contribuição para uma anisotropia perpendicular que acontece limitada às interfaces [65]. O diâmetro do núcleo do vórtice está diretamente relacionado com a anisotropia. Quanto maior for a contribuição da anisotropia perpendicular, maior será o diâmetro do núcleo do vórtice. Imagens MFM indicaram a presença de vórtices magnéticos nas amostras de maior espessura da camada de Co, ou seja, F1 a F6 (1,76 a 0,98 nm). Para essas amostras fez-se uma estimativa da influência da anisotropia nas dimensões do diâmetro dos núcleos. Como já apresentado na seção 2.6.2, o diâmetro do núcleo de um vórtice magnético depende fortemente da anisotropia efetiva do sistema (além de outros fatores) [41].

$$d_{nv} = 2 \sqrt{\frac{2J}{(K_v^{Co} + 2K_s^{Co/Pt}/t_{Co})}}$$

Assim, um aumento na anisotropia perpendicular (induzido pela diminuição na espessura da camada de cobalto) pode conduzir a um maior diâmetro do núcleo do vórtice magnético.

Inicialmente, escolhemos imagens com mesmo ΔZ ou com uma variação de no máximo 5 nm para assegurar que um aumento no diâmetro não seria resultado de uma maior dispersão das linhas de campo. Em seguida, obtivemos um perfil de varredura nas linhas e colunas que passavam pelos centros dos núcleos dos vórtices. Traçando Gaussianas nessas regiões e calculando sua largura a meia altura, estimamos o diâmetro dos núcleos. Este procedimento é demonstrado graficamente na figura 48, para a mostra F4, região de discos com 1 μm de diâmetro.

Os resultados obtidos foram organizados nas tabelas 4 e 5 e nos gráficos da figura 49, para as regiões de arranjos regulares de discos de diâmetro de 1 e 2 μm , respectivamente. Utilizando um grande número de medidas, podemos admitir que o valor médio de diâmetro de

núcleo seja considerado o valor verdadeiro. Para estimar o erro médio foi considerado o princípio da análise estatística da propagação de erros. Essa análise mostra que ao somarmos ou subtrairmos grandezas estatisticamente independentes o erro no resultado será dado pela raiz quadrada da soma dos quadrados dos erros de cada uma das grandezas.

Um aumento no diâmetro do núcleo do vórtice, gerado pela diminuição da espessura da camada de Co na multicamada, foi encontrado para a região de arranjos regulares de discos de diâmetro de 1 μm . Nesta região, imagens XMCD PEEM [41] e MFM demonstram que as estruturas de vórtice são mais estáveis. O resultado experimental obtido por este procedimento para o valor do diâmetro do núcleo dos vórtices magnéticos variou de $(0,31 \pm 0,02)\mu\text{m}$ e $(0,58 \pm 0,16)\mu\text{m}$, como indica na tabela 4.

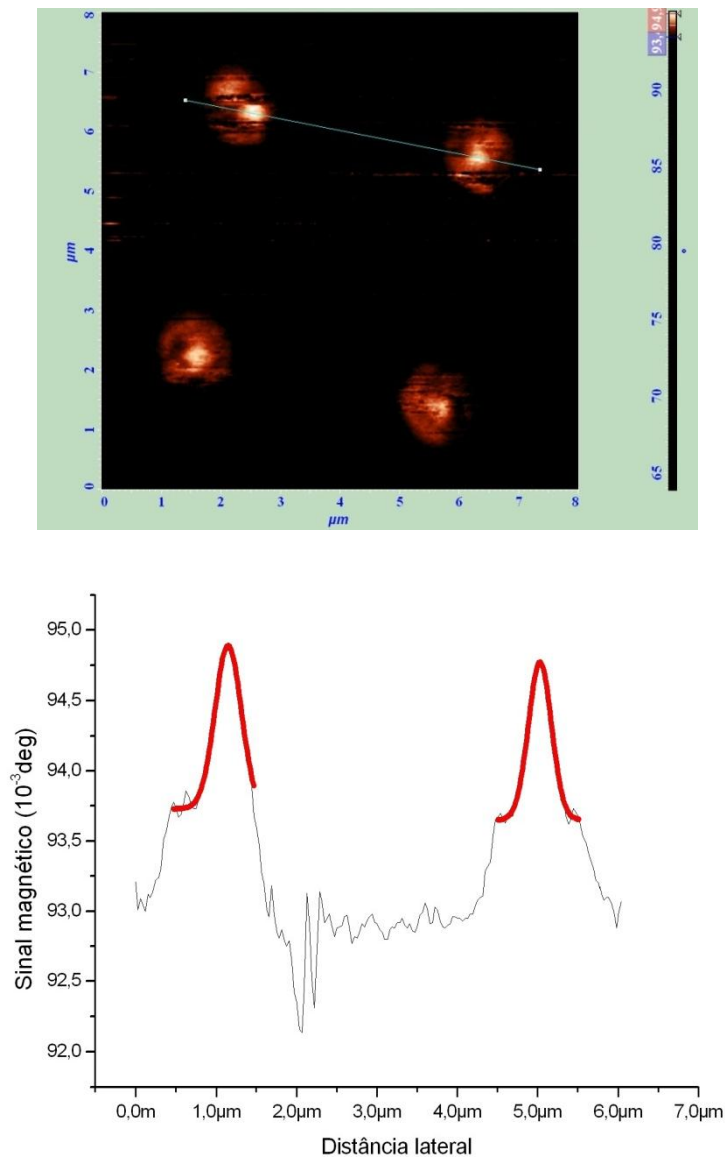
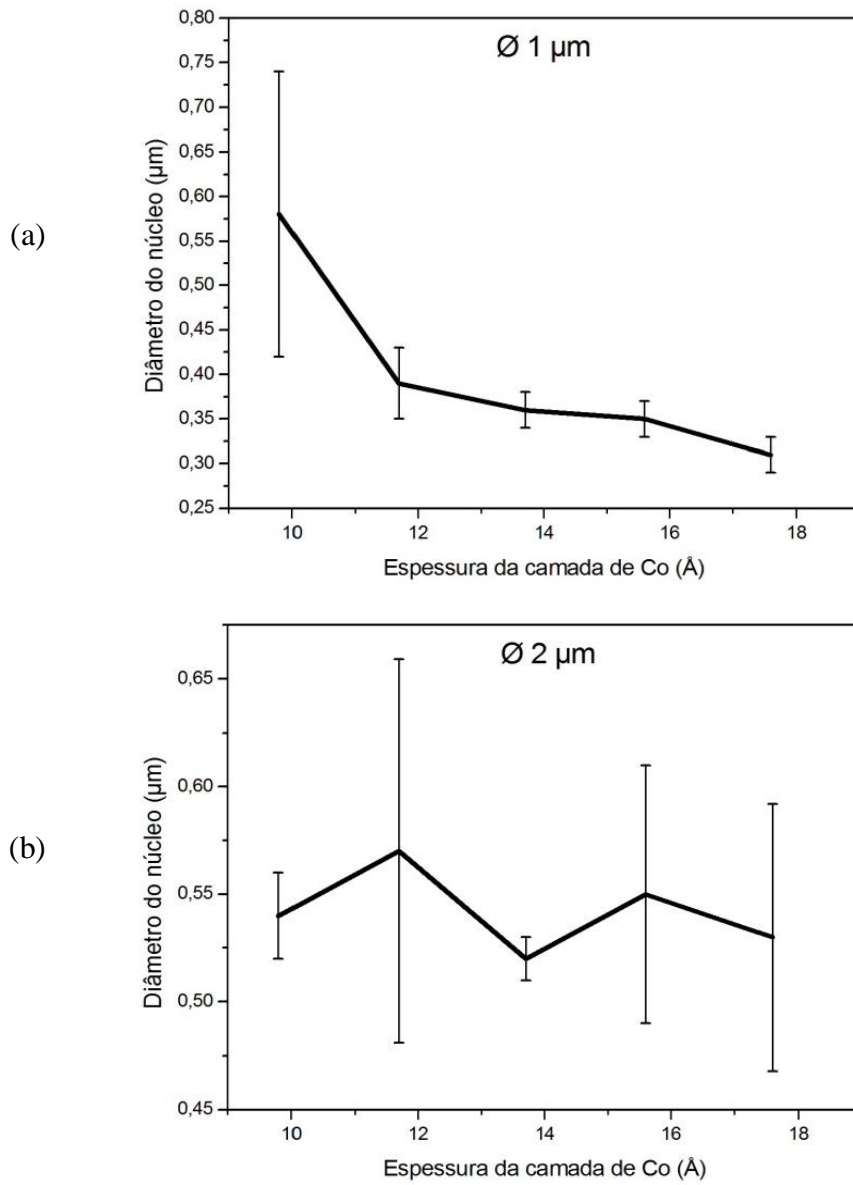


Figura 48 - Perfil foi obtido para a região de 1 μm da amostra F4

Na região de arranjos regulares de discos de diâmetro de 2 μm , a diminuição da espessura da camada de Co não resultou em um aumento no diâmetro do núcleo dos vórtices (tabela 5). Este resultado pode ser justificado pela menor estabilidade destas estruturas, conforme resultados obtidos por XMCD PEEM [41] e MFM.



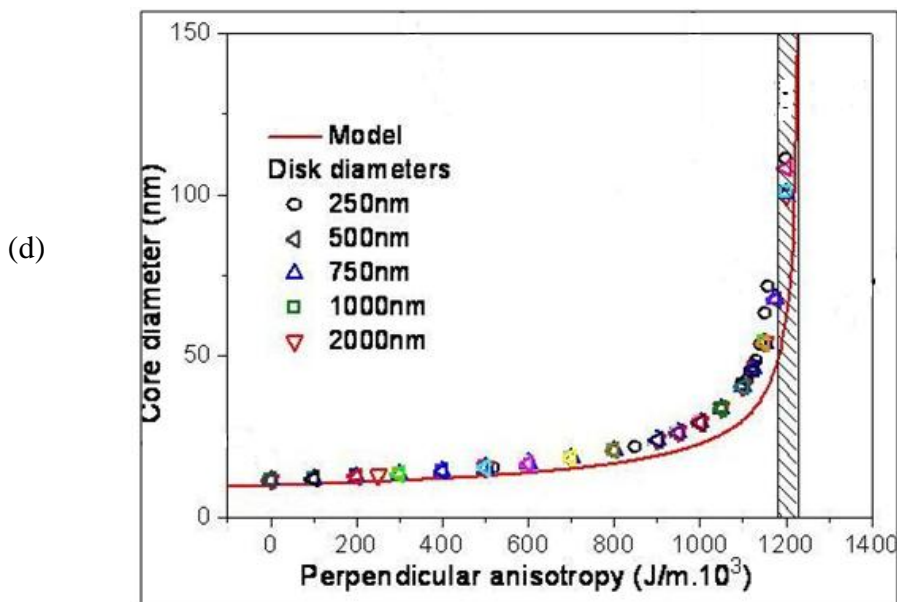
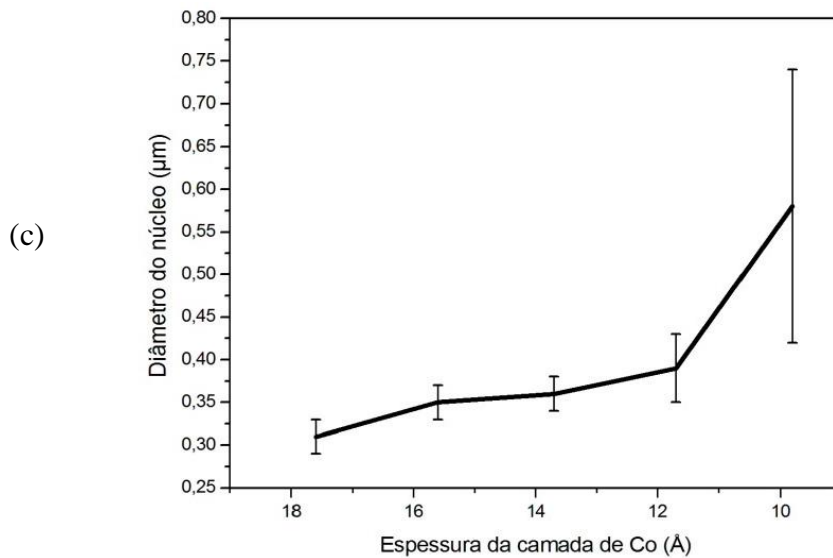


Figura 49 – Gráficos da variação do diâmetro do núcleo em função da espessura da camada de Co nas amostras F1 (17,6 Å de Co), F3 (15,6 Å de Co), F4 (13,7 Å de Co), F5 (11,7 Å de Co) e F6 (9,8 Å de Co) para discos de 1 µm (a) e 2 µm (b). Na segunda parte de figura, a confirmação com nossos resultados 9 (c) da tendência de aumento do núcleo do vórtice com o aumento da anisotropia perpendicular da literatura [41] (d), ou seja, a diminuição na espessura da camada de Co.

Estes resultados revelaram que o trabalho com discos de 1 µm é mais relevante tanto na observação de estruturas de vórtices quanto para o estudo da influência da anisotropia efetiva. Além disso, despertam um maior interesse de estudo das regiões de arranjos regulares de discos de diâmetro de 0,5 e 0,25 µm. Isto porque o estudo destas regiões poderia

associar, com uma maior precisão, a relação entre o diâmetro do disco e a estabilidade dos vórtices magnéticos.

A técnica de MFM avalia a interação entre a sonda e o campo magnético da amostra. Uma vez que o estado magnético da sonda não é definido quantitativamente, a técnica não permite um cálculo preciso do diâmetro do núcleo do vórtice. A metodologia permite, no máximo, determinar uma tendência de comportamento deste parâmetro.

Tabela 4 – Estimativa do diâmetro do núcleo dos vórtices para a região de arranjos de discos regulares de diâmetro de 1 μm .

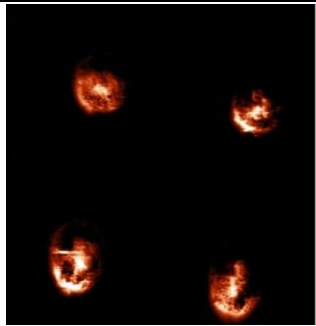
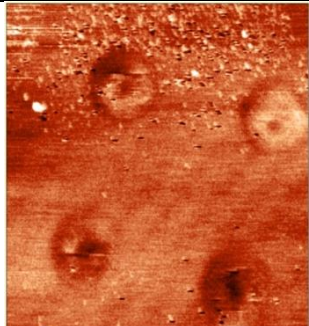
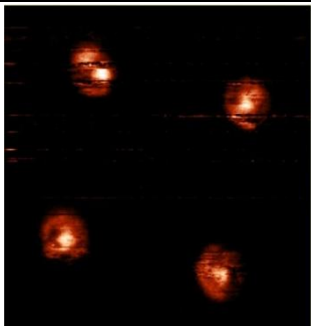
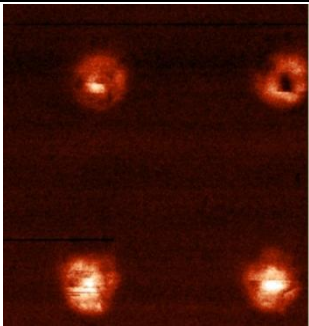
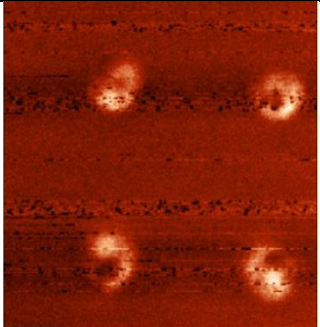
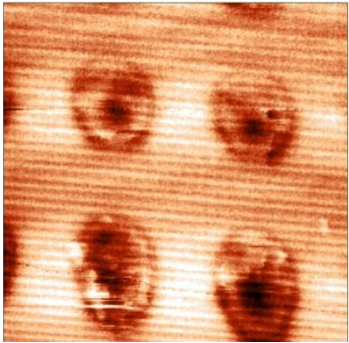
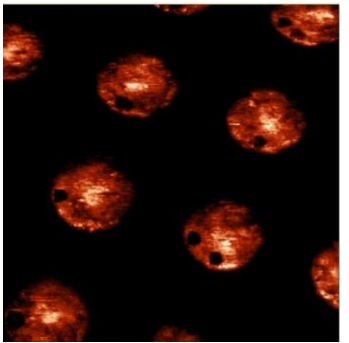
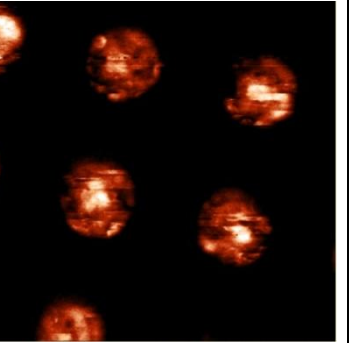
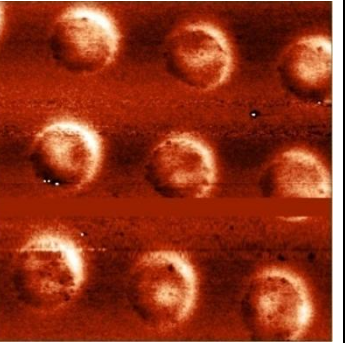
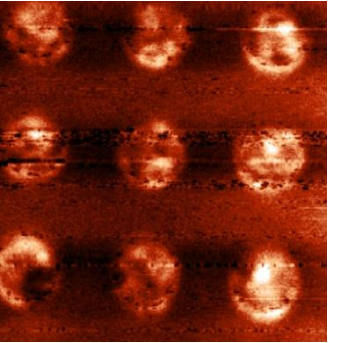
	F1 (17,6 Å de Co)		F3 (15,6 Å de Co)		F4 (13,7 Å de Co)		F5 (11,7 Å de Co)		F6 (9,8 Å de Co)	
	Medida (μm)	Erro (μm)	Medida (μm)	Erro (μm)	Medida (μm)	Erro (μm)	Medida (μm)	Erro (μm)	Medida (μm)	Erro (μm)
1	0,37	0,06	0,20	0,03	0,36	0,03	0,31	0,01	0,55	0,37
2	0,25	0,01	0,34	0,04	0,29	0,01	0,33	0,02	1,04	0,90
3	0,41	0,04	0,26	0,03	0,19	0,02	0,31	0,02	0,47	0,03
4	0,20	0,04	0,55	0,04	0,62	0,10	0,60	0,02	0,58	0,08
5	X	X	0,40	0,05	0,38	0,01	x	x	0,30	0,04
6	X	X	x	X	0,32	0,05	x	x	0,54	0,11
7	X	X	x	X	0,33	0,03	x	x	x	x
Média	0,31	0,02	0,35	0,02	0,36	0,02	0,39	0,04	0,58	0,16
Imagens										
Varredura	8 x 8 μm		8 x 8 μm		8 x 8 μm		7 x 7 μm		8 x 8 μm	

Tabela 5 – Estimativa do diâmetro do núcleo dos vórtices para a região de arranjos de discos regulares de diâmetro de 2 μm .

	F1 (17,6 Å de Co)		F3 (15,6 Å de Co)		F4 (13,7, Å de Co)		F5 (11,7 Å de Co)		F6 (9,8 Å de Co)	
	Medida (μm)	Erro (μm)	Medida (μm)	Erro (μm)	Medida (μm)	Erro (μm)	Medida (μm)	Erro (μm)	Medida (μm)	Erro (μm)
1	0,59	0,12	0,56	0,09	0,88	0,29	0,45	0,06	0,74	0,09
2	0,57	0,14	0,25	0,02	0,83	0,50	0,32	0,06	0,37	0,03
3	0,43	0,09	0,53	0,07	0,40	0,03	0,45	0,07	0,72	0,06
4	0,51	0,09	0,65	0,09	0,33	0,03	0,64	0,20	0,48	0,03
5	0,46	0,07	0,61	0,18	0,46	0,05	0,43	0,03	0,42	0,06
6	0,60	0,29	0,86	0,40	0,40	0,06	0,43	0,01	x	x
7	X	X	0,42	0,05	0,36	0,04	0,58	0,10	x	x
8	X	X	x	X	X	x	1,05	0,60	x	x
9	X	X	x	X	X	x	0,82	0,49	x	x
Média	0,53	0,062	0,55	0,06	0,52	0,01	0,57	0,089	0,54	0,02
Imagens										
Varredura	10 x10 μm		10 x10 μm		10 x10 μm		12 x 12 μm		12 x 12 μm	

5. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Neste trabalho, foram estudadas as configurações magnéticas de amostras contendo arranjos regulares de microestruturas magnéticas em forma de discos. A microscopia de força magnética (MFM) foi utilizada como principal técnica de análise das propriedades magnéticas das amostras. A primeira série de amostras, designada por série A e composta de arranjos regulares de microdiscos de Py com 10 nm de espessura e diâmetros de 5, 6,5 e 17 μm . O objetivo da variação do diâmetro foi observar a presença de estruturas de vórtices magnéticos condicionada à dimensão do disco. Visualizamos estruturas de vórtices magnéticos estáveis para discos com diâmetros menores (5 e 6,5 μm de diâmetro). Através da aplicação de um campo externo no plano nas amostras, no próprio MFM, foi possível produzir imagens do deslocamento do núcleo do vórtice com sua posterior aniquilação e saturação da magnetização no plano dos discos. Esse resultado pôde ser relacionado a ciclos de histerese obtidos por magnetometria de amostra vibrante (VSM). Um estreitamento no centro do ciclo, característico de amostras em estado de vórtices magnéticos, foi encontrado para estas amostras. Para discos com diâmetros maiores (17 μm), o estado de vórtices magnéticos não foi observado. O que sugere que para esta geometria de disco (diâmetro e espessura de Py) a configuração magnética de menor energia é do tipo multidomínio.

Como em padrões circulares o MFM não fornece informação acerca da quiralidade, uma possibilidade de extensão é investigar a configuração de vórtices magnéticos com arranjos regulares de elipses. Nelas, imagens MFM apresentam dois tipos de padrões em quatro quadrantes iguais que representam a quiralidade [61]. Além disso, contrastes claros e escuros podem ser vistos no centro dos quatro quadrantes (demonstrando a magnetização no núcleo do vórtice). Poder-se-ia, portanto, investigar a relação entre quiralidade e polaridade. Adicionalmente, nossos estudos seriam ampliados visualizando vórtices magnéticos em amostras com outras formas (por exemplo, meia lua, quadrados ou triângulos).

Amostras de arranjos regulares de discos de multicamadas magnéticas $[(\text{Co}_x\text{Pt}_{20})/\text{Pt}_{60}] \times 6$ constituíram a segunda série de amostras (série F). Estas amostras são compostas de regiões de discos com diâmetros de 2, 1, 0,5 e 0,25 μm . Além disso, cada amostra apresenta uma espessura da camada de Co (variando de 1,9 a 17,6 \AA). Restringimo-nos ao estudo das regiões de 2 e 1 μm de diâmetro, deixando como perspectiva a análise das regiões de 0,5 e 0,25 μm . Os resultados obtidos sugerem que, para essas multicamadas, vórtices magnéticos são mais estáveis em discos de 1 μm , onde existem na totalidade dos

discos para amostras com espessura de até 11,7 Å de Co. Para espessuras menores esta, os resultados sugerem configurações magnéticas mais complexas. Análises complementares são necessárias para as interpretações das configurações magnéticas observadas por MFM. Por exemplo, a produção de novas amostras contendo somente discos de igual diâmetro possibilitaria a obtenção de curvas de histerese (por VSM, por exemplo) que forneçam informações quantitativas da magnetização dos discos.

Destacamos como resultado mais expressivo a observação experimental da correlação entre o tamanho do núcleo do vórtice magnético e a anisotropia perpendicular (obtida em função da diminuição da espessura da camada de Co em multicamadas Co/Pt). As expectativas de um aumento nas dimensões do núcleo do vórtice foram confirmadas para os discos de 1 µm, como destacado na figura 50. Na região de arranjos regulares de discos de diâmetro de 2 µm as estruturas de vórtice magnético são menos estáveis. Portanto com a redução da espessura da camada de Co não foi observado um aumento do diâmetro do núcleo dos vórtices.

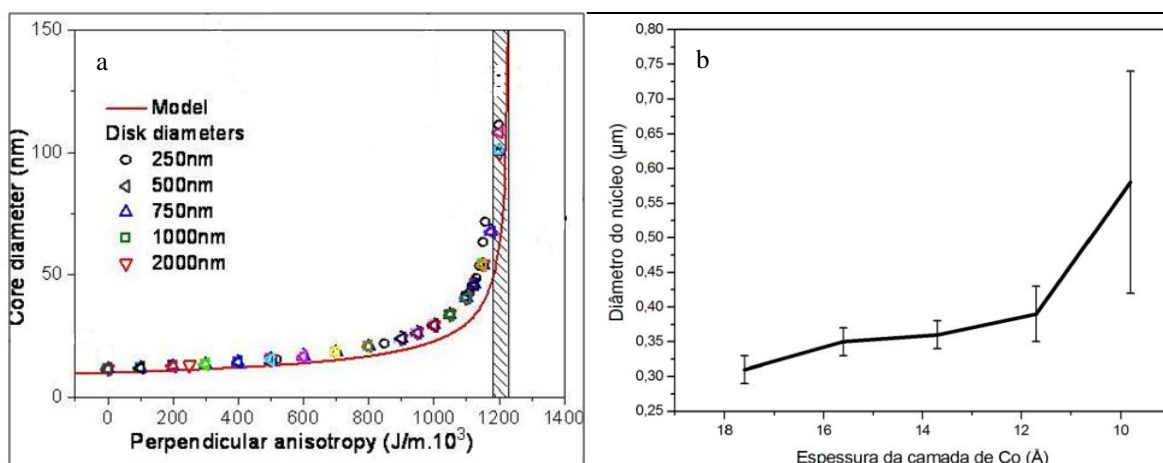


Figura 50 – (a) Resultado de simulação mostrando tendência de aumento do núcleo do vórtice em função da anisotropia perpendicular [41] e (b) variação do diâmetro do núcleo do vórtice magnético em função da espessura da camada de Co para amostras de 1 µm de diâmetro, obtido neste trabalho.

Com a realização deste trabalho colocou-se em operação rotineira, no LabNano/CDTN, a técnica de MFM para o estudo de sistemas micrométricos e submicrométricos produzindo imagens na presença ou não de um campo magnético aplicado no plano da amostra. É uma perspectiva fazer dessa rotina de análise uma parte integrante no sistema de caracterização de amostras magnéticas como discos de diâmetros inferiores a 1 µm de diâmetro, filmes ultrafinos depositados por sputtering e nanofios eletrodepositados em

alumina anodizada. A aquisição do sistema para aplicação de campo magnético perpendicularmente ao plano da amostra é uma excelente possibilidade futura. Adicionalmente, propriedades magnéticas de partículas podem ser medidas diretamente, sem a necessidade de produção de imagem. Isso é possível posicionando a sonda na borda da microestrutura e monitorando a fase de oscilação do *cantilever* em função de um campo externo aplicado ou em função da distância de separação entre a sonda. Assim é possível construir um ciclo de histerese ou uma espectroscopia de força X distância, respectivamente [50]. Este trabalho, sendo o primeiro a utilizar o MFM neste laboratório, abriu um leque de possibilidades no estudo e utilização dessa moderna técnica de caracterização magnética.

6. REFERÊNCIAS

- [1] S. M. Rezende, Boletim SBF **3** (1998).
- [2] A. S. Hoagland, IEEE Transactions on Magnetics, **39**, 4 (2003).
- [3] M. N. Baibich, N.Knobel, Cienc. Cult. **55**, (4) 17 (2003).
- [4] G. Choe, J. N. Zhou, B. Demczyk, M. Yu, M. Zheng, R. Weng, A. Chekanov, K.E. Johnson, F. Liu, K. Stoev, IEEE Trans. Magn. **39**, 633, 2003.
- [5] <http://www.macnews.com.br/noticias/item/2010/05/seagate-prepara-disco-rgido-de-3tb>. Acesso em 1 jun. 2010.
- [6] M. Ota, M. Itou, Y. Sakurai, A. Koizumi, H. Sakurai. Appl. Phys. Lett., **96**, 152505 (2010).
- [7] J. Nogués, I. K. Schuller, J. Magn. Magn. Mat. **192**, 203, 1999.
- [8] S.K. Kim, K.S. Lee, Y.S. Yu, Y.S. Choi. Appl. Phys. Lett., **92**, 022509–3 (2008).
- [9] D. H. Kim, E. A. Rozhkova, I. V. Ulasov, S. D. Bader, T. Rajh, M. S. Lesniak, V. Novosad, Nature materials, Advance online publication/ www.nature.com/naturematerials. DOI: 10.1038/NMAT2591
- [10] T. S. Machado, T. G. Rappoport, L. C. Sampaio, Appl. Phys. Lett. **93**, 112507 (2008).
- [11] Z. Min, X. Yao, G. Zhao-hui, W. Yin-jun. Chin. Phys. Lett **13**. 9 (1996).
- [12] J. Schoenmaker, E. J. Carvalho, A. D. Santos, A. C. Seabra, A. P. Guimarães, E. R. P. Novaes, R. Belkhou, A. Bendounan, F. Garcia, submetido a Appl. Phys./2010.
- [13] L. d. Buda, I. L. Prejbeanu, M. Demand, U. Ebels, K. Ounadjela, IEEE Trans. Magn. **37**, 4 (2001).
- [14] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, T. Ono, Science **289** (2000).
- [15] B. D. Cullity, *Introduction to Magnetic Materials*, Reading: Addison-Wesley, 1972.
- [16] A. P. Guimarães, *Magnetism and Magnetic Resonance in Solids*, New York: John Wiley & Sons, 1998.
- [17] R. N Faria, L. F. C. P. Lima, *Introdução ao Magnetismo dos Materiais*, 2005.
- [18] S. Blundell, *Magnetism in Condensed Matter*, Oxford: Oxford University Press, 2004.
- [19] C. Kittel, *Introdução à Física do estado sólido*. 8ªed. Rio de Janeiro. LTC (2006).
- [20] B. Heinrich, J. A. C. Bland, *Ultrathin Magnetic Structures I* - Springer- Verlag (2005).

- [21] J. Livingston: *Driving Force: The Natural Magic of Magnets* (Harvard, 1996), páginas 202 a 217.
- [22] W. D. Callister, *Ciência e Engenharia de Materiais: Uma Introdução*. 5ed. LTC, São Paulo, 2002.
- [23] http://www.irm.umn.edu/hg2m/hg2m_c/hg2m_c.html. Acesso em 5 de fev. 2010.
- [24] N. Nakajima, T. Koide, T. Shidara, H. Miyauchi, H. Fukutani, A. Fujimori, K. Iio, T. Katayama, M. Nývlt, Y. Suzuki, *Phy. Rev. Lett.* **81**, 23 (1998).
- [25] F. J. A. den Broeder, W. Hoving, P. J. H. Bloemen, *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 562 (1991).
- [26] A.B.W. Markus et al. SCS Europe (2004).
- [27] http://www.sbf1.sbfisica.org.br/eventos/ebm/vii/T_completo/pirota.pdf. Acesso em 15 fev. 2010.
- [28] R. S. Hubert, *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*, Berlin, Springer, 1998.
- [29] R. Pulwey, M. Rahm, J. Biberger, D. Weiss, *IEEE Trans. Magn.* **37**, 4 (2001).
- [30] *PRL* **100**, 029703 (2008).
- [31] S. D. Bader, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1 (2006).
- [32] A. Fernandez, C. J. Cerjan, *J. Appl. Phys.*, **87**, 3 (2000).
- [33] P. Eames, E. D. Dahlberg, *J. Appl. Phys.* **91**, 10 (2002).
- [34] X. Zhu, V. Metlushko, B. Ilic, P. Grutter, *IEEE Trans. Magn.* **39**, 5 (2003).
- [35] S. Kim, K. Lee, Y. Yu, and Y. Choi, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 022509 (2008).
- [36] R. Höllinger, A. Killinger, U. Krey, *J. Magn. Magn. Mat.* **261**, 178 (2003).
- [37] B. V. Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K. W. Chou, T. Tyliczszak, R. Hertel, M. Fähnle, H. Brückl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C. H. Back, G. Schütz, *Nature* **444**, 461 – 464 (2006).
- [38] M. Getzlaff, *Fundamentals of Magnetism*, Germany, Springer, 2008
- [39] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, R. Wiesendanger, *Science* **298** (2002).
- [40] R. Wiesendanger, M. Bode, A. Kubetzka, O. Pietzsch, M. Morgenstern, A. Wachowiak, J. Wiebe, *J. Magn. Magn. Mat.*, 272-276, 3 (2004).
- [41] J. Shoenmaker, E. J. Carvalho, A. D. Santos, A. C. Seabra, A. P. Guimarães, E. R. P. Novaes, R. Belkhou, A. Bendounan, F. Garcia, submetido à *Appl. Phys.* (2010).

- [42] P.O. Jubert, R. Allenspach, Phys. Rev. B 70, 144402 (2004).
- [43] M. M. Soares, E. Biasi, L.Coelho, M. C. Santos, F.S. Menezes, M. Knobel, L. C. Sampaio, F. Garcia, Phy. Rev. B **77**, 224405 (2008).
- [44] Reynolds, G.H. Novembro 2002. Disponível em: www.pacificresearch.org. Acesso em: 18 dez. 2009.
- [45] <http://domino.watson.ibm.com/comm/pr.nsf/pages/bio.eigler.html>. Acesso em: 20 jan. 2010.
- [46] B. R. A. Neves, J. M. C. Vilela e M. S. Andrade. Cerâmica **44**, 290 (1998).
- [47] G. Zavala, Colloid Polym Sci. 286, 85-95 (2008).
- [48] V.L Mironov , *Fundamentals of Scanning Probe Microscopy*, The Russian Academy of Sciences Institute of Physics of Microstructures, Nizhniy Novgorod, 2004.
- [49] E. Meyer; H. J. Hug; R. Bennewitz. Scanning Probe Microscopy, The Lab on a tip, Springer, 2004.
- [50] X. Zhu, P. Grütter, MRS Bulletin (2004). Disponível em [www. Mrs.org/publications/bulletin](http://www.Mrs.org/publications/bulletin). MRS Bulletin/jul 2004. Acesso em 10 dez. 2009.
- [51] S. Porthun, L. Abelmann, C. Ladder, J. Magn. Mag. Mat. **182**, 238-273 (1998).
- [52] <http://www.ifw-dresden.de> . Acesso em 19 fev. 2010.
- [53] A. Ehresmann, I. Krug, A. Kronenberger, A. Ehlers, D. Engel. J. Magn. Magn. Mat 280 (2004).
- [54] S. Morita, Roadmap of Scanning Probe Microscopy, Springer, 2007.
- [55] <http://www.hitachigst.com/hdd/research/storage/pm/FabPatterned2.html> . Acesso em 20 fev. 2010.
- [56] M. Jaafar, J.Gómez-Herrero, A.Gil, P.Ares, M.Vázquez, A.Asenjo, Ultramicroscopy **109** 693–699 (2009).
- [57] J. F. D.F. Araújo, Construção de um magnetômetro Hall para caracterização de partículas magnéticas utilizadas em ensaios imunológicos, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, 2009
- [58] L. C. Sampaio, F. Garcia, G.R.C. Cemicchiaro, A. Y. Takeuchi, Técnicas de Magnetometria, Revista Brasileira de Ensino de Física, **22**, 3 (2000).
- [59] Design, Quantum. <http://www.qdusa.com> . Acesso em 3 mar de 2010.
- [60] M Barthelmeß, C. Pels, A. Thieme, G. Meier, *J. Appl. Phys.* **95** (2004).
- [61] T. Okuno, K. Shigetoa, T. Onob, K. Mibua, T. Shinjoa, *J. of Magnetism and Magnetic Materials* **240**, 1-6 (2002).

- [62] K. Tanaka, M. Yoshimura, K. Ueda, J. of Nanomaterials, ID 14720 (2009).
- [63] S. Landis, B. Rodmacq, B. Dieny, Phy. Review B, **62**, 18 (2010).
- [64] M. S. Valera, A. N. Farley, S. R. Hoon, L. Zhou, S. McVitie, J. N. Chapman, Appl. Phys. Lett. **67**, 17 (1995).
- [65] H. Hamouda, M. Lassri, M. Abid, H. Lassri, D. Saifaoui, R. Krishnan, J. of Mat. Science, **15**, 595-398 (2004).

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)