

IGOR RENATO BUENO RIBEIRO

**ESTUDO EXPERIMENTAL DE SISTEMAS FRUSTRADOS
E DISPOSITIVOS HÍBRIDOS PARA APLICAÇÕES EM
ALTAS E BAIXAS FREQUÊNCIAS**

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

VIÇOSA
MINAS GERAIS – BRASIL
2017

**Ficha catalográfica preparada pela Biblioteca Central da Universidade
Federal de Viçosa - Câmpus Viçosa**

T

R484e
2017
Ribeiro, Igor Renato Bueno, 1981-
Estudo experimental de sistemas frustrados e dispositivos
híbridos para aplicações em altas e baixas frequências / Igor
Renato Bueno Ribeiro. – Viçosa, MG, 2017.
vii, 98f. : il. (algumas color.) ; 29 cm.

Inclui apêndices.

Orientador: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Viçosa.

Referências bibliográficas: f.91-98.

1. Eletromagnetismo. 2. Físico do estado sólido.
3. Materiais nanoestruturados. I. Universidade Federal de
Viçosa. Departamento de Física. Programa de Pós-graduação em
Física Aplicada. II. Título.

CDD 22 ed. 537

IGOR RENATO BUENO RIBEIRO

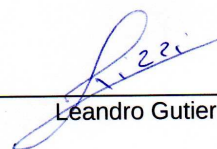
**ESTUDO EXPERIMENTAL DE SISTEMAS FRUSTRADOS E DISPOSITIVOS
HÍBRIDOS PARA APLICAÇÕES EM ALTAS E BAIXAS FREQUÊNCIAS**

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

APROVADA: 22 de junho de 2017.



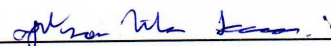
André Avelino Pasa



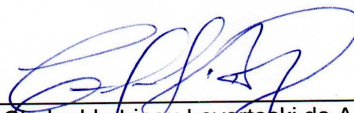
Leandro Gutierrez Rizzi



Eduardo Nery Duarte de Araújo



Jakson Miranda Fonseca



Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo
(Orientador)

Agradecimentos

Em todas dissertações e teses lidas por mim até a presente data, sempre observei os agradecimentos e dedicatórias: é uma oportunidade de saber sobre o autor do texto, as instituições e as pessoas que o ajudaram.

Durante os vários anos envolvidos no desenvolvimento desta tese tive a oportunidade de vivenciar diversas situações e realidades que contribuíram para minha formação. Isso só foi possível graças à recepção de lugares de extrema importância para a minha pesquisa. Portanto, sou extremamente grato ao Instituto Federal do Espírito Santo Campus de Alegre (Ifes), com o consentimento do afastamento integral; à Universidade Federal de Viçosa (UFV), em particular o Departamento de Física responsável por toda a minha formação acadêmica de nível superior e iniciação profissional. Além disso, expresso minha gratidão à UFV por propiciar a realização de um doutorado sanduíche no Laboratório Internacional Ibérico de Nanotecnologia (INL), onde encontrei diversos equipamentos e desafios. Também agradeço ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), pela utilização de equipamentos e recursos existentes no Laboratório Multiusuário de Nanociência e Nanotecnologia (LABNANO); à UNICAMP, pelos treinamentos de sala limpa e de processos de fabricação de dispositivos realizados no Centro de Componentes Semicondutores (CCS); ao Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS) com aquisição de imagens de microscopia de força magnética feitas no Laboratório Nacional de Nanotecnologia Brasileiro (LNNano); Por fim, agradeço à Universidade de Brasília (Unb) pelas medidas de Ressonância Ferromagnética (FMR) realizadas no Instituto de Física.

Expresso os meus sinceros agradecimentos a essas instituições pelo trabalho qualificado, sério e dedicado de seus alunos e funcionários. Agradeço especialmente ao meu

orientador professor Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo por toda orientação, ajuda, atenção, esforço, e principalmente amizade para que eu pudesse superar um dos momentos mais difíceis da minha vida e conseguisse realizar este trabalho. Agradeço aos meus coorientadores os professores Sukarno Olavo Ferreira, Afrânio Rodrigues Pereira e Jorlandio Francisco Felix pelos ensinamentos e conselhos. Agradeço aos professores Paulo Freitas e João Paulo Sinnecker e os pesquisadores João Gaspar, Jérôme Borme e Rosana Dias pela oportunidade e empenho. Agradeço aos membros do LabSpiN e estudantes da pós-graduação de física da UFV.

Além das pessoas envolvidas no ambiente de trabalho, agradeço aos meus amigos e familiares pela atenção e preocupação. Aos meus pais, Lades e Maria de Fátima, pelo amor, orgulho e confiança. A minha irmã, Fernanda, pelo apoio. A minha esposa, Aline, pela paciência e dedicação e principalmente, ao meu filho, Renato, pelo incentivo.

Por fim, "agradeço a todos que contribuíram diretamente ou indiretamente para a realização deste trabalho".

Também agradeço as agências de fomento: FAPEMIG, CNPq e CAPES, pelo auxílio financeiro.

Sumário

Resumo	vi
Abstract	vii
1 Introdução	1
2 Técnicas de fabricação e caracterização	5
2.1 Processos de fabricação	5
2.2 Microscopia de Força Magnética	10
2.3 Magnetometria de amostra vibrante	13
2.4 Ressonância ferromagnética	15
2.5 Simulação micromagnética	19
3 Gelo de spin artificial	21
3.1 Revisão teórica	21
3.1.1 Gelo de spin artificial retangular	21
3.2 Processo de fabricação de gelo de spin artificial retangular	27
3.3 Resultados sobre gelo de spin artificial retangular	28
3.4 Conclusões sobre gelo de spin artificial retangular	39
4 Anti-gelo de spin artificial	40
4.1 Revisão teórica	40
4.1.1 Vórtices magnéticos	40
4.1.2 Anti-gelo de spin artificial quadrado	42
4.2 Fabricação de anti-gelo de spin artificial	44

4.3	Resultados sobre anti-gelo de spin artificial	45
4.4	Conclusões sobre anti-gelo de spin artificial	53
5	Dispositivos híbridos	55
5.1	Revisão teórica	55
5.1.1	Sensores magnetoressistivos	55
5.1.2	Fontes de ruidos em sensores magnetorresistivos	61
5.1.3	Concentradores de fluxo magnético	64
5.1.4	Sistema microeletromecânico	66
5.2	Resultados sobre dispositivos híbridos	71
5.2.1	Sensores magnetorresistivos	71
5.2.2	Concentradores de fluxo magnético	74
5.2.3	Atuador C-DP-DP	77
5.3	Conclusões sobre dispositivos híbridos	79
6	Perspectivas	80
A	Códigos para simulações micromagnéticas	82
A.1	83
A.2	84
B	Artigos	85
B.1	86
B.2	87
B.3	88
B.4	89
B.5	90

Resumo

RIBEIRO, Igor Renato Bueno, D.Sc., Universidade Federal de Viçosa, junho de 2017. **Estudo experimental de sistemas frustrados e dispositivos híbridos para aplicações em altas e baixas frequências.** Orientador: Clodoaldo Irineu Levaratoski de Araujo. Coorientadores: Sukarno Olavo Ferreira, Afrânio Rodrigues Pereira e Jorlandio Francisco Felix.

Nesta tese foram fabricados e caracterizados três sistemas: o gelo de spin artificial (GSA), o Anti-GSA e um tipo de dispositivo híbrido. O primeiro, GSA, consiste de uma distribuição de nanoilhas ferromagnéticas ($300nm \times 100nm \times 20nm$) de permalloy dispostas em uma geometria retangular com a razão entre os parâmetros de redes na horizontal (a) e vertical (b) iguais a $\sqrt{2}$, $\sqrt{3}$ e $\sqrt{4}$. O Anti-GSA, trata-se de furos alongados ($300nm \times 150nm \times 30nm$) distribuídos em um filme contínuo de níquel, com geometria similar a uma rede GSA com $a/b = 1$. Ambos sistemas foram estudados através de simulações micromagnéticas e pelas técnicas experimentais de microscopia eletrônica de varredura (MEV), magnetometria de amostra vibrante (VSM) e ressonância ferromagnética (FMR), medidas de magnetorresistência na rede Anti-GSA e microscopia de força magnética (MFM) na rede GSA. Os resultados mostraram que esses sistemas são candidatos promissores para o desenvolvimento de filtros de microondas magnéticos sintonizáveis, além da possibilidade de utilização em outros dispositivos magnéticos. Por fim, o dispositivo híbrido, que é constituído de um sensor magnético do tipo válvula de spin (SV) ou junção túnel magnética (MTJ), um concentrador de fluxo magnético (MFC) e um atuador no plano MEMS *comb drive*. A elaboração e otimização do processo de fabricação teve como objetivo suprimir o ruído $1/f$ e tornar o dispositivo capaz de detectar campo magnético a baixas frequências.

Abstract

RIBEIRO, Igor Renato Bueno, D.Sc, Universidade Federal de Viçosa, June, 2017. **Experimental study of frustrated systems and hybrid devices for high and low frequency applications.** Adviser: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo. Co-Advisers: Sukarno Olavo Ferreira, Afrânio Rodrigues Pereira and Jorlandio Francisco Felix.

In this thesis three systems were manufactured and characterized: the artificial spin ice (ASI), Anti-spin ice (anti-ASI) and a type of hybrid device. The first, ASI consists of a distribution of ferromagnetic nanoislands ($300nm \times 100nm \times 20nm$) made of permalloy disposed in a rectangular geometry with ratio between horizontal (a) and vertical (b) lattice parameters equal to $\sqrt{2}$, $\sqrt{3}$ and $\sqrt{4}$. The Anti-spin ice, are elongated holes ($300nm \times 150nm \times 30nm$) distributed in a continuous Nickel film, with similar geometry of a rectangular spin ice lattice (ASI) with $a/b = 1$. Both systems were studied by micromagnetic simulations and experimental scanning electron microscopy (SEM), vibrating sample magnetometry (VSM), ferromagnetic resonance (FMR), magnetoresistance measurements were also made on the Anti-ASI network and magnetic force microscopy (MFM) were made on the ASI network. The results showed that these systems are promising candidates for the development of tunable magnetic microwave filters and possible utilization in other magnetic devices. Finally, the hybrid device, which consists of a spin valve (SV) type magnetic sensor or magnetic tunnel junction (MTJ), a magnetic flux concentrator and an electrostatic MEMS comb-drive actuators. The design and optimization of the manufacturing process, had the main purpose of suppressing the $1/f$ noise and making the device able to detect magnetic field at low frequencies.

Capítulo 1

Introdução

O estudo de fenômenos magnéticos faz parte de um campo muito ativo e promissor da Física da Matéria Condensada. Diversas descobertas relacionadas ao magnetismo foram reponsáveis por transformações culturais, sociais e econômicas da humanidade. Um exemplo que evoca a situação foi o desenvolvimento da bússola, primeiro detector de campo magnético e responsável por impulsionar a era dos descobrimentos (ou grandes navegações) entre os séculos XV e o início do XVII. Já no século XIX, a bússola volta a ser protagonista com Hans Oersted, ao perceber deflexões da agulha quando havia passagem de corrente elétrica através de um fio. Isto permitiu conectar os fenômenos elétricos e magnéticos. Onze anos após essa descoberta, Michael Faraday; observou que a diferença de potencial existente entre os terminais de uma bobina era igual à variação de fluxo magnético que a atravessava (Lei de Faraday). Esse princípio foi utilizado para o desenvolvimento de motores e geradores elétricos, sensor de campo biomagnético, dentre várias outras aplicações [1].

No mesmo século XIX, em 1856 William Thomson (Lord Kelvin) descobriu a magnetoressistência anisotrópica (AMR - *anisotropic magnetoresistance*) que consiste na mudança do valor da resistência elétrica devido a orientação da magnetização em relação à direção da corrente elétrica no material [2]. Mais de um século após a sua descoberta, a AMR foi a base do desenvolvimento dos primeiros sensores magnéticos industriais, principalmente na cabeça de leitura em discos rígidos (HD - *hard disk*) [3–6].

Após 150 anos da descoberta da AMR, graças a enorme evolução na tecnologia

1 Introdução

de deposição de filmes finos, foi viabilizada a fabricação de múltiplas camadas com materiais condutores magnéticos e não magnéticos de forma controlada e precisa. Medidas de magnetorresistência a baixas temperaturas destas amostras de multicamadas mostraram variações na resistividade de até 100%. O fenômeno em evidência, descoberto em 1988, ficou conhecido como magnetorresistência gigante (GMR - *giant magnetoresistance*) e está associado ao espalhamento de elétrons por conta de seu spin [7,8]. É importante mencionar que Peter Grönberg e Albert Fert foram laureados com o Prêmio Nobel de Física em 2007 pela descoberta da GMR. Além disso, a GMR é considerada o marco inicial da eletrônica de transporte de spin (spintrônica) por tratar-se da primeira observação direta de um efeito relacionado ao transporte de spin [9].

A GMR trouxe consigo um grande esforço teórico-experimental na busca por maiores valores de MR. Desse modo, a magnetoressistência túnel (TMR - *tunnel magnetoresistance*) passou a receber maior atenção. Esse fenômeno havia sido observado em 1975 por Julliere com o valor de TMR de $\sim 14\%$ num sistema constituído de $Fe - Ge - Co$ a baixas voltagens e temperatura ($4, 2K$) [12]. Na TMR, a corrente de tunelamento entre dois filmes ferromagnéticos separados por uma fina camada isolante (barreira túnel) é fortemente dependente do campo magnético aplicado [9–11]. A princípio, essa descoberta ficou negligenciada por ser observada apenas a baixas temperaturas. Em 1995, Moodera *et al.* [13] e Miyazaki *et al.* [14] utilizaram como barreira túnel um filme amorfo de Al_2O_3 , em *stacks* de $CoFe - Al_2O_3 - Co$ e $Fe - Al_2O_3 - Fe$ e medidas de TMR a temperatura ambiente apresentaram valores iguais a 18% e 11,8%, respectivamente.

A partir desses conhecimentos foi possível desenvolver e aperfeiçoar dispositivos spintrônicos do tipo válvula de spin (SV - *spin valve*) e da junção túnel magnética (MTJ - *magnetic tunnel junctions*), baseados na GMR e TMR, respectivamente. Esses são basicamente compostos por uma estrutura de quatro camadas: duas ferromagnéticas (FM) separadas por uma camada não magnética (condutora nas SVs; isolantes nas MTJs) e uma antiferromagnética (AFM), responsável pela definição da magnetização de uma das camadas FM numa dada direção [4,5,9].

Há um grande interesse nesses dispositivos por poderem operar a temperatura

1 Introdução

ambiente combinadas com: (i) uma elevada razão sinal ruído (SNR) numa grande faixa de operação (desde campos magnéticos DC até centenas de MHz); (ii) dimensões reduzidas e (iii) baixo consumo de energia ($\sim mW$). Essas características permitiram que os sensores MR fossem utilizados em computadores, veículos, telefones celulares, dispositivos médicos, entre outros [15]. Porém, há dificuldades em utilizá-los em toda a sua faixa de sensibilidade porque a baixas frequências o ruído intrínseco, que é dominado pela componente magnética $1/f$ limita o campo mínimo detectável. O mesmo não ocorre a altas frequências quando o ruído dos dispositivos são reduzidos ao nível térmico [5]. Uma alternativa viável para alcançar o valor mínimo do ruído é utilizar técnicas de litografias para fabricação de um dispositivo híbrido. Este inclui concentradores de fluxo magnético e ressonadores AC microeletromecânicos (MEMS - *microelectromechanical systems*) para modular sinais (quase) DC levando-os para faixas de frequências que são dominadas por ruídos térmico-mecânico [5,16].

É fascinante que a evolução das técnicas e dos processos de fabricação não apenas permitiram o desenvolvimento dos dispositivos citados anteriormente, mas também a criação de novos sistemas magnéticos como o gelo de spin artificiais (GSA) [17–24] e o anti-GSA [25,26]. A origem do nome gelo de spins (*spin ice*) é proveniente de uma analogia entre os arranjos dos prótons de hidrogênio em relação ao átomo de oxigênio no gelo da água com as orientações dos spins no tetraedro de uma rede de pirocloro magnética. No estado fundamental de energia, ambos obedecem a regra do gelo (*two in, two out*) [28], ou seja, no gelo da água dois átomos de hidrogênio estão mais próximos do átomo central de oxigênio e os outros dois estão mais afastados, enquanto que no gelo de spin, dois dos spins apontam para o centro do tetraedro e os outros dois apontam para fora. A menção artificial no GSA, ocorre por se tratar de um sistema bidimensional de nanoilhas ferromagnéticas litografadas capaz de imitar alguns aspectos das estruturas tridimensionais do gelo de spin natural que exhibe o fenômeno de frustração geométrica [29–31]. Esta propriedade, oriunda da incapacidade de minimizar a energia global e satisfazer simultaneamente todas as interações entre pares, é essencial para o desenvolvimento de uma ampla gama de potenciais aplicações, tais como: armazenamento de informações [33], propagação de sinais [34] e dispositivos lógicos [35].

1 Introdução

Quanto ao outro sistema, o prefixo "anti", faz uma alusão a estrutura reversa do GSA, porém apresenta uma fenomenologia completamente distinta ao primeiro. Isso significa que as nanoilhas são substituídas por nanoburacos de mesmas dimensões e distribuídos numa dada configuração sobre um filme ferromagnético. Medidas realizadas neste sistema mostraram a possibilidade de usá-los como filtros de microondas magneticamente sintonizável [36].

Haja vista o potencial teórico-experimental dos sistemas frustrados e dos dispositivos híbridos para aplicação em sensores magnéticos a altas e baixas frequências propusemo-nos a estudar três sistemas distintos nesta tese. O primeiro é o GSA retangular e o segundo anti-GSA quadrado, os quais foram fabricados e caracterizados. O terceiro é o desenvolvimento de um dispositivo híbrido que atue no regime de baixas frequências. Esses assuntos serão abordados ao longo do texto da tese da seguinte forma: no capítulo 2 é apresentado as técnicas de fabricação e caracterização. O capítulo 3 contém a descrição do trabalho sobre GSA retangular, enquanto o capítulo 4 é sobre anti-GSA quadrado. Em seguida, capítulo 5, descreve o processo de fabricação do dispositivo híbrido que envolve a junção entre sensor magnético, concentrador de fluxo magnético e atuador horizontal no plano do tipo *comb drive*. As perspectivas estão no capítulo 6. Por fim, os códigos de simulações para obtenção de curvas de histereses magnéticas e ressonância ferromagnética encontram-se no apêndice A. Os resultados publicados e submetidos desta tese, juntamente com os trabalhos desenvolvidos em colaboração com outros grupos durante o período de doutorado encontram-se no apêndice B.

Capítulo 2

Técnicas de fabricação e caracterização

Neste capítulo são abordados alguns processos utilizados na micro e nanofabricação de dispositivos. Também, conceitos necessários para a compreensão e análise dos resultados teóricos-experimentais. Inicia-se com uma descrição dos processos de fabricação, em seguida as técnicas: microscopia de força magnética (MFM), magnetometria de amostra vibrante (VSM), ressonância ferromagnética (FMR) e simulação micromagnética.

2.1 Processos de fabricação

A litografia é primordial em diversas áreas da ciência e tecnologia, sendo utilizada na produção de circuitos integrados, dispositivos de armazenamento de informações, sistemas microeletromecânicos (MEMS), sensores miniaturizados, dispositivos microfluidicos, entre outras [5,37–40]. O processo de litografia envolve um fluxo de informação ("algoritmo") que tipicamente inicia-se com o desenvolvimento da estrutura desejada (padrão) e é finalizada com a transferência de um conjunto de padrões, para ou sobre o substrato. O procedimento para o processo de litografia pode ser resumido pelo esquema da figura 2.1.

Inicialmente, o substrato (normalmente de silício) é limpo através de banhos

2.1 Processos de fabricação

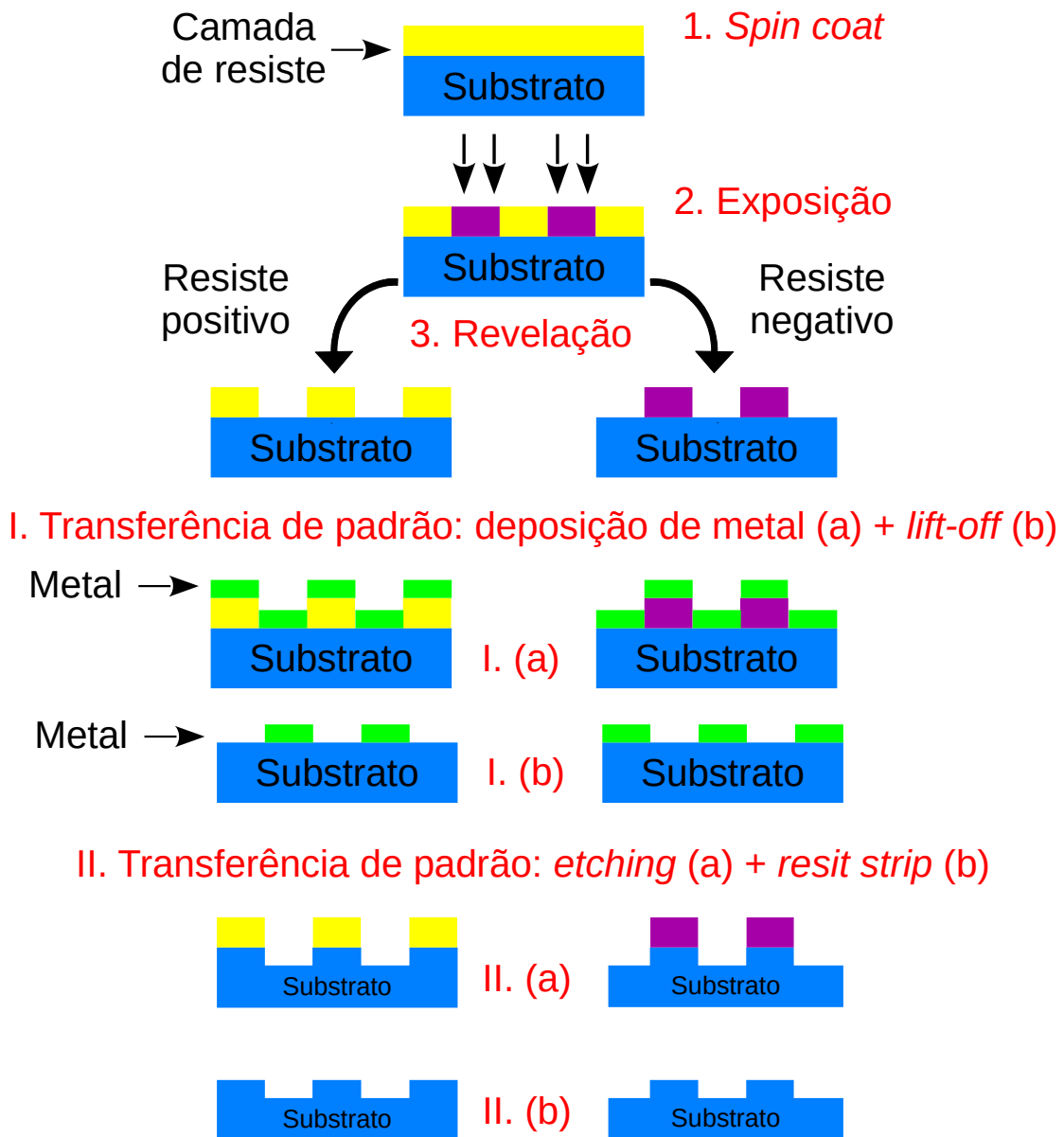


Figura 2.1: Representação esquemática dos passos básicos de um processo litográfico que inclui: *coating*, exposição, revelação e definição do padrão por *lift-off* ou *etching* [38].

químicos ou procedimentos de plasma, para remoção de contaminantes. A presença de impurezas podem dificultar a adesão ou criar defeitos na camada de resiste. Algumas vezes há necessidade de aumentar a aderência da superfície do substrato, utilizando um promotor de aderência com o processo chamado de *vapor prime*. Tal etapa consiste em

2.1 Processos de fabricação

colocar o substrato dentro de uma câmara aquecida, eliminando a água adsorvida na superfície e depois preenchê-la com um promotor de aderência, por exemplo, o hexametildissilazano (HDMS - *hexamethyldisilazane*). No passo seguinte, uma camada de resiste uniforme (usualmente um polímero orgânico) é depositado por *spin coating* sobre a superfície do substrato. A espessura do resiste pode ser controlada pela velocidade de rotação do *coating*, bem como através da diluição do resiste com solventes apropriados. Posteriormente, a amostra recebe tratamento térmico (*soft-bake*) para remover o excesso de solvente do resiste e melhorar a sua adesão ao substrato, removendo tensões criadas durante a etapa anterior. O passo subsequente consiste na exposição de áreas segundo as máscaras físicas ou digital, pré-estabelecidas antes do processo litográfico. As áreas do resiste expostas têm as suas propriedades químicas alteradas, dependendo do tipo de resiste. No caso de resiste positivo a exposição quebra as cadeias poliméricas, enquanto no resiste negativo as áreas expostas fazem ligações cruzadas (*cross links*), tornando-as solúveis e não solúveis ao solvente revelador, respectivamente. Após o processo de exposição a amostra é revelada, num banho com solvente específico para o tipo de resiste utilizado, que atuará sobre as áreas de interesse. Vale ressaltar, que os processos descritos anteriormente: *spin coating*, exposição e revelação encontram-se ilustrados na figura 2.1 e ainda é possível visualizar que a continuação do processo envolve a transferência do padrão por *lift-off* ou *etching*.

Para o processo que envolve *lift-off*, o material desejado é crescido logo após a revelação. No caso da figura 2.1 foi uma camada metálica, majoritariamente depositada através de técnicas relacionadas a deposição física da fase vapor (PVD - *physical vapor deposition*). Na PVD o composto a ser crescido, ou seus elementos constituintes são vaporizados a partir de uma fonte. O fluxo de vapor formado, sem qualquer mudança química, é direcionada para o substrato onde se forma um filme. Após a deposição, a remoção do resiste mediante a imersão da amostra em solventes adequados, aquecidos ou não, podendo estar submetidos simultaneamente a um banho de ultrassom. A amostra, retirada do solvente, passa por um procedimento de limpeza: álcool isopropílico (IPA), água deionizada e fluxo contínuo de N_2 . Ao final de todas essas etapas é obtido o padrão desejado. Quanto ao outro processo de transferência de padrão relacionado

2.1 Processos de fabricação

com *etching*, o material não protegido pelo resiste é atacado quimicamente e/ou fisicamente. Isso permite uma remoção seletiva das porções indesejadas. Normalmente, o restante do resiste é removido por plasma de oxigênio. O resultado final apresenta-se na forma de camadas corroidas de acordo com o padrão desejado.

Inovações recentes nas áreas de micro/nanofabricação permitiram a fabricação de estruturas que variam de seis ordens de grandeza, desde nanômetros até milímetros (ver figura 2.2). Isso é possível graças a litografia ótica e a de feixe de elétrons.

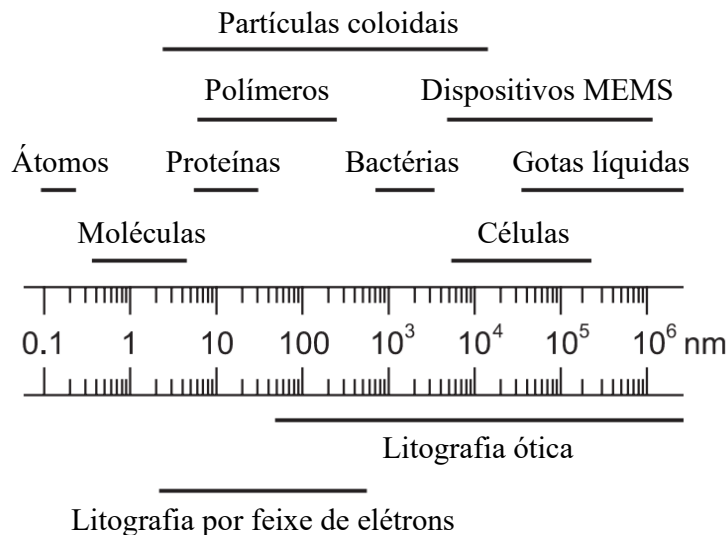


Figura 2.2: A escala em barra indica o alcance das dimensões para vários objetos acima da régua. Abaixo da régua estão escalas de comprimento relativas a diferentes tipos de litografia. Figura extraída e modificada da referência [37].

A litografia ótica (fotolitografia) é uma técnica muito utilizada na produção de circuitos integrados (CIs), por permitir alto volume de produção e um custo reduzido comparada as demais. Além disso, a definição dos padrões ocorrem através de máscaras físicas ou digitais. O resiste utilizado é fotosensível (fotoresiste), tornando-o sensível a luz ultravioleta. O comprimento de onda usado varia entre 200nm a 400nm e atinge a camada de fotoresiste após atravessar uma máscara ótica (equipamento: alinhadora de máscara - *mask line*). Outra possibilidade, é a utilização de um laser na mesma faixa do comprimento de onda anterior. Neste caso, o laser "escreve" diretamente sobre o fotoresiste, transferindo o padrão criado em uma máscara digital (equipamento: DWL

2.1 Processos de fabricação

- *direct writer laser*). A resolução da fotolitografia é determinada pela distância de Rayleigh (R)

$$R = K_1 \frac{\lambda}{NA}, \quad (2.1)$$

K_1 é um coeficiente que engloba fatores associados ao processo (tipicamente da ordem de 0,4), λ é o comprimento de onda da fonte de radiação e NA abertura numérica da lente.

Uma melhor resolução é conseguida ao se utilizar a litografia por feixe de elétrons (EBL - *electron-beam lithography*) que possui alta resolução, excelente profundidade de foco e difração negligenciável. Além disso, os elétrons são partículas carregadas que podem ser facilmente focalizadas e defletidas por campos magnéticos e eletrostáticos. O equipamento de EBL é parecido a um microscópio eletrônico de varredura (MEV). O MEV é basicamente constituído por: uma coluna ótico-eletrônica (canhão de elétrons e sistema demagnificação), unidade de varredura, câmara de amostra, sistema de detectores e sistema de visualização da imagem. A fonte eletrônica, mais usual, é um filamento de tungstênio que os emite por efeito termoiônico. Os elétrons são acelerados por uma grande diferença de potencial elétrico e são demagnificados por várias lentes eletromagnéticas. O propósito disso é a produção de feixe focalizado e com pequeno diâmetro sobre a amostra. O aumento da magnificação e a melhora da resolução é obtida alterando o mecanismo de emissão de elétrons para *FEG - field emission gun*, com a substituição do filamento por um monocristal de tungstênio com uma ponta extremamente fina. Essa ponta tem cerca de $100nm$ ou menos, fazendo com que o campo elétrico seja extremamente alto. O resultado é um feixe eletrônico de alta densidade e pequeno *spot* sobre a superfície da amostra, fornecendo uma resolução de $1,0\text{ nm}$ a $15KV$ e $2,0nm$ de $1KV$ [40].

Na EBL usa-se deflexões do feixe eletrônico, normalmente produzido por FEG, para transferir o padrão (máscara digital) sobre um resiste sensível a elétrons, como o polimetilmetacrilato (PMMA - *polymethyl methacrylate*). Os elétrons ao atingirem o eletroresiste sofrem espalhamentos que limitam a resolução para valores superiores a $10nm$. Ainda, existem outros parâmetros que influenciam a resolução, como: focali-

zação do feixe de elétrons, energia do feixe, tamanho do passo, tempo de exposição, espessura do polímero, dimensão das cadeias poliméricas e tempo de revelação. Mesmo assim, a EBL tem como principal atrativo a resolução e precisão de registro, sendo utilizada na fabricação de máscaras físicas para fotolitografia, protótipos, fabricação em pequena escala, pesquisa e desenvolvimentos. As suas principais desvantagens estão na velocidade de exposição que é lenta (tipicamente 10^7 pixels s^{-1}) e seu alto custo para utilização em escala industrial [38].

2.2 Microscopia de Força Magnética

As referências [42–44] tratam em detalhes o microscópio de varredura por sonda (SPM - *Scanning Probe Microscope*) que engloba uma família de técnicas de microscopia capazes de visualizar e modificar tanto a topografia quanto as propriedades superficiais das amostras. Dentre elas o microscópio de força atômica (AFM) merece atenção pela possibilidade de obter imagens tridimensionais, incluindo informação de altura com resolução vertical da ordem de $0,5 \text{ \AA}$. Basicamente, a aquisição dessas imagens consiste em aproximar uma sonda (ponta + *cantilever*) da superfície da amostra até que exista interação física entre elas. Isso produz uma deflexão do *cantilever* que é monitorada por um sistema ótico constituído de um feixe laser que é refletido e direcionado para um fotodetector de quatro quadrantes, como mostrado na figura 2.3 [45]. Movimentos de torção ou deflexão da ponteira pode ser calculada pela diferença na intensidade da luz nos quadrantes do fotodetector.

Um posicionador (*scanner*) formado por um conjunto de cerâmicas piezoelétricas¹ produz a movimentação da amostra em relação à sonda, produzindo um padrão de varredura. A rugosidade da superfície interfere na interação ponta-amostra, no qual provoca mudanças de sinal na saída do fotodetector. Uma eletrônica de controle usa o sinal de *feedback* no posicionamento da cerâmica piezoelétrica na direção vertical Z, controlando a distância entre a ponta e amostra. O valor é registrado em função das coordenadas (X,Y) para depois ser traduzido em topografia Z(X,Y). As coordenadas

¹As dimensões desses materiais podem ser modificadas quando submetidos a uma diferença de potencial.

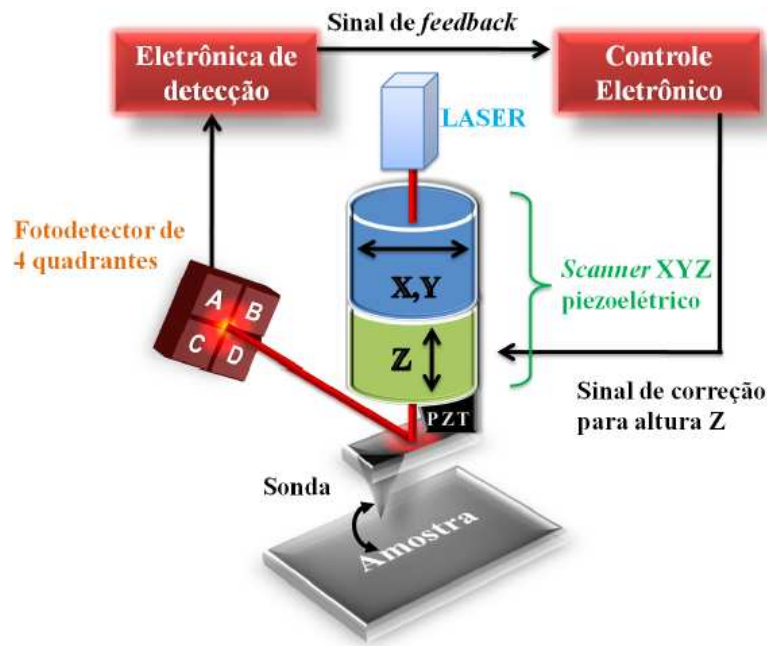


Figura 2.3: Representação dos principais componentes de um AFM. A partir das intensidades medidas em cada quadrante do fotodetector (A, B, C e D) é possível determinar as deflexões vertical e de torção, como sendo respectivamente iguais a $\frac{(A+B)-(C+D)}{A+B+C+D}$ e $\frac{(B+C)-(A+D)}{A+B+C+D}$. O conjunto de cerâmica piezoelétrica (PZT) é responsável pelo sistema de translação XYZ [45].

X,Y também são monitoradas através de voltagens aplicadas a cerâmicas piezoelétricas colocadas nos drives X e Y do scanner, assim como em Z.

Os modos de aquisição de imagem estão relacionados com as interações entre a sonda e amostra determinada pela distância entre elas. Quando a ponteira se aproxima da amostra, é primeiramente atraída pela superfície, devido a forças de van der Waals. Ao se aproximar cada vez mais da superfície começa a ocorrer uma repulsão eletrostática, enfraquecendo a força atrativa. A força anula-se para distância entre elas da ordem de alguns angstroms. No momento que o processo da interação sonda-amostra passa a ser dominada por forças repulsivas (forças positivas) é dito que há contato entre eles. Os processos descritos anteriormente estão ilustrados na figura 2.4, que esboça o comportamento da força sonda-amostra em função da distância entre elas. Assim, quando o equipamento opera na região atrativa, o método chama-se não contato (a

2.2 MFM

ponteira enverga na direção da amostra). Agora, ao operar na região repulsiva chama-se contato e o suporte se dobra, afastando-se da amostra. Existe um terceiro modo, que é o contato intermitente (semicontato ou *tapping mode*, onde a sonda é forçada a oscilar próximo da frequência de ressonância do cantilever. Durante a varredura, o sistema de realimentação mantém essa frequência constante, enquanto ocorrem variações de amplitude ou fase de oscilação do cantilever.

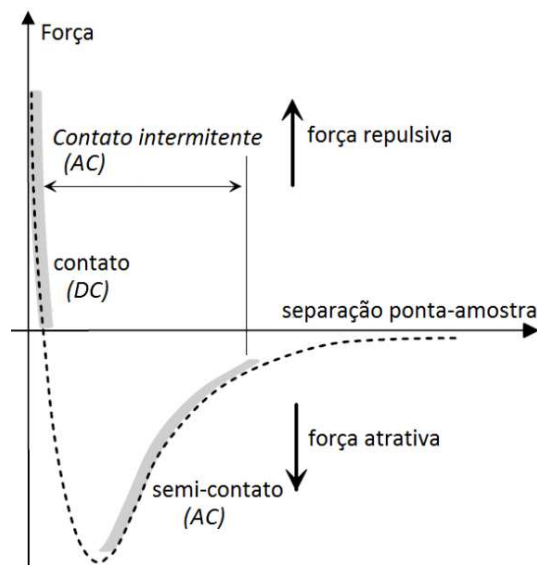


Figura 2.4: Esboço do comportamento da força de interação sonda-amostra em função da distância de separação entre as mesmas [44].

O equipamento de AFM permite a utilização de diversas técnicas, cuja a exigência básica é uso da ponteira correta. Por exemplo, uma sonda que exhibe propriedades magnéticas adequadas, tais como: a extensão espacial do volume efetivo da ponteira magnética deve ser o menor possível, o campo magnético que emana da ponteira deve ser pequeno e confinado espacialmente, é desejável um grande momento magnético total e são importantes uma grande anisotropia magnética e coercividade. De posse desse tipo de sonda é possível utilizar o AFM na técnica de microscopia de força magnética (MFM). Essa técnica realiza varreduras no modo contato intermitente e permite associar à distribuição de domínios magnéticos a morfologia da superfície da amostra. Normalmente, essa técnica utiliza o método de duas passagens (ver figura 2.5) com o

2.3 VSM

intuito de separar o sinal magnético de outros tipos de interações. Na primeira passagem é determinada a topografia da amostra. Antes de iniciar a segunda passagem, a sonda é levantada de uma altura h definida pelo operador e a segunda passagem ocorre com h constante, utilizando as informações obtidas na primeira varredura. Isso permite observar exclusivamente a mudança no sinal de fase produzida devido a interação magnética sonda-amostra. O resultado é a obtenção simultânea de imagens topográficas e magnéticas, cujo o limite teórico da resolução da imagem magnética está entre 5 e 10 nm, mas a resolução real é da ordem de 50 a 100 nm.

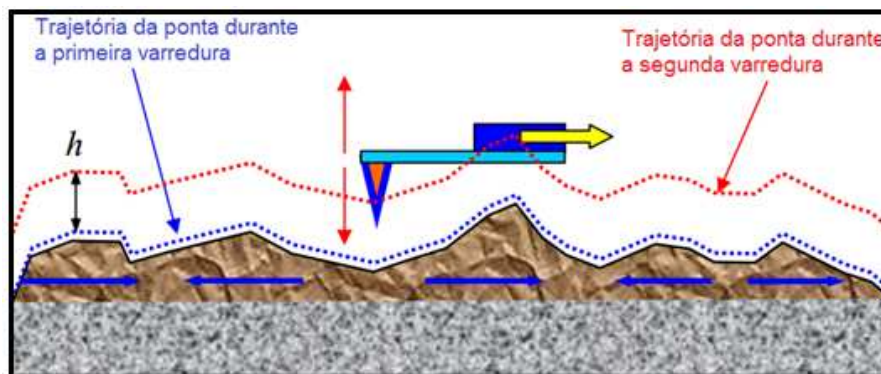


Figura 2.5: Ilustração do método de duas passagens, no qual utiliza duas varreduras sucessivas com uma diferença de altura h entre elas [44].

2.3 Magnetometria de amostra vibrante

A magnetometria de amostra vibrante (VSM - *vibrating sample magnetometer*) baseia-se na lei de indução de Faraday para medir a força eletromotriz induzida numa bobina, devido à variação de fluxo magnético. O equipamento foi desenvolvido por S. Foner em 1955 e atualmente, é um magnetômetro muito utilizado nos laboratórios de pesquisa em magnetismo por apresentar bom desempenho, baixo custo de operação e simplicidade de funcionamento [46].

A amostra de interesse é fixada na extremidade inferior de uma haste (não magnética e não condutora), enquanto a outra extremidade é conectada a um sistema de

2.3 VSM

vibração. Este vibra o conjunto (vareta + amostra) numa determinada frequência e amplitude, perpendicular ao campo magnético uniforme produzido pelas bobinas e em relação as bobinas sensoras, mantidas estacionárias. A amostra ao se mover altera o fluxo magnético através das bobinas sensoras, e isto produz uma força eletromotriz (*f.e.m*) diretamente proporcional à magnetização, que pode ser amplificada e detectada. O diagrama esquemático do mecanismo de detecção do VSM está apresentado na figura 2.6.

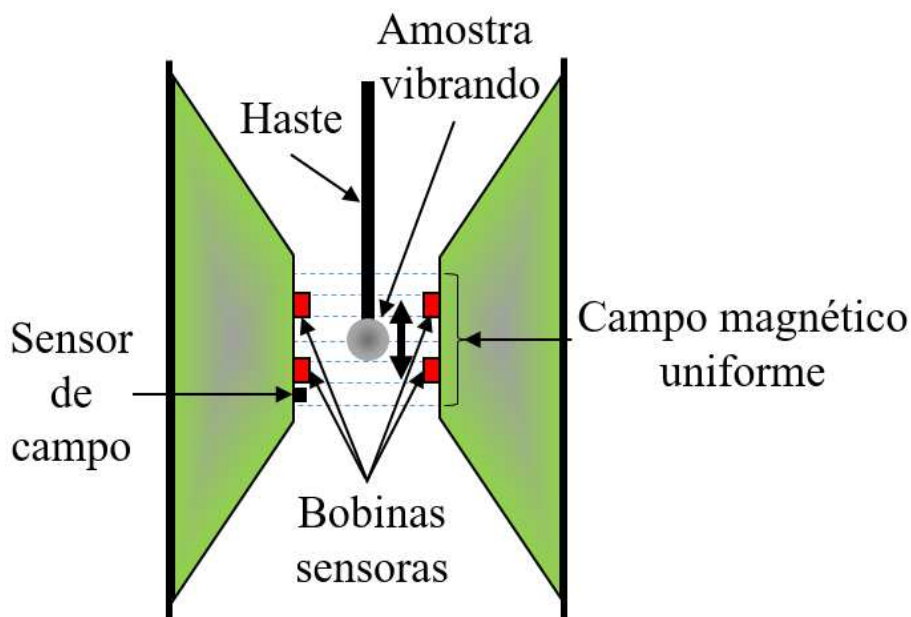


Figura 2.6: Esquema do mecanismo de detecção do VSM.

A voltagem alternada *f.e.m* induzida nas bobinas pela vibração de frequência f , é dada pela seguinte expressão:

$$fem = \sigma GA2\pi f \cos(2\pi ft), \quad (2.2)$$

onde σ é o momento magnético da amostra, G é um fator dependente da geometria das bobinas e A é a amplitude de vibração.

Na obtenção de uma curva de histerese, normalmente o valor inicial do campo magnético é nulo. Esse valor é aumentado até um máximo e posteriormente reduzido até zero e continua até ser atingido seu valor mínimo (igual em módulo ao valor má-

ximo). A curva é finalizada retornando o campo magnético para zero. Com a análise da curva de histerese pode-se compreender o comportamento magnético da amostra, bem como determinar a magnetização de saturação, a magnetização remanente e o campo coercivo.

2.4 Ressonância ferromagnética

Segundo as referências [47–50], base desta seção, a ressonância ferromagnética (FMR) está relacionada a absorção ressonante da radiação eletromagnética por um material ferromagnético submetido a um campo magnético externo. Essa técnica experimental (FMR) apresenta alta sensibilidade e capacidade de identificar diversas propriedades magnéticas existentes em filmes finos, tais como: campos efetivos de anisotropias e mecanismos microscópicos de relaxação magnética. A fenomenologia dessa técnica pode ser explicada através de uma descrição semi-clássica do movimento de precessão do spin eletrônico num campo magnético.

Inicialmente, considere uma partícula com momento intrínseco de spin \vec{S} e momento magnético $\vec{\mu} = -g\mu_B\vec{S}$, em que g é o fator de Landé e μ_B é o *magnéton de Bohr*. Na presença de um campo magnético \vec{H} o momento magnético associado ao spin sofre um torque $\vec{\tau}$, dado por:

$$\vec{\tau} = -g\mu_B\vec{S} \times \vec{H}. \quad (2.3)$$

Na situação de equilíbrio as grandezas $\vec{\mu}$ e \vec{H} estão alinhadas (mesma direção e sentido), conseqüentemente o torque é nulo e a energia ($E = g\mu_B\vec{S} \cdot \vec{H}$) é mínima. Caso o spin seja desviado da sua posição de equilíbrio pela ação de um campo externo transversal ou por alguma excitação térmica, o mesmo executa um movimento de precessão em torno da direção de \vec{H} , como mostrado na figura 2.7.

Outra forma de determinar o valor do torque é através da taxa de variação do momento angular

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = \vec{\tau}. \quad (2.4)$$

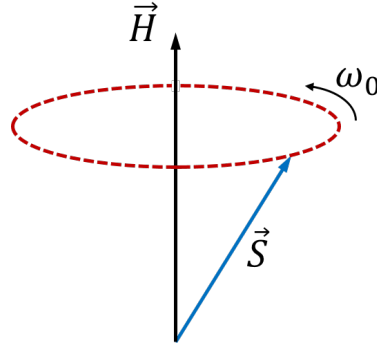


Figura 2.7: Precessão de um spin em torno do campo magnético estático \vec{H} .

Ao se substituir o valor do momento angular $\vec{J} = \hbar \vec{S}$ e combinar as equações 2.3 e 2.4, o resultado é a equação do movimento de spin

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = -\gamma \vec{S} \times \vec{H}; \quad (2.5)$$

no qual $\gamma = g\mu_B/\hbar$ para o sistema gaussiano de unidades. A solução da equação 2.5 fornece o movimento de precessão de spin em torno do campo magnético estático com frequência angular

$$\omega_0 = \gamma H. \quad (2.6)$$

No caso de $g = 2$ encontra-se um valor de aproximadamente $\gamma = 2\pi \times 2,8 \text{GHz}/\text{KOe}$. Isto significa que em campos da ordem de alguns KOe a frequência encontra-se na faixa de micro-ondas. Assim, a resposta natural de um sistema ferromagnético está situada nesta faixa de frequência.

Em um material ferromagnético os seus spins estão acoplados aos seus vizinhos via interação de troca². Este acoplamento é tal que na presença de um campo magnético ocorrerá uma precessão coletiva dos momentos magnéticos em torno da posição de equilíbrio, denominada de onda de spin³. Na situação de menor energia, conhecida

²Essa interação é de curto alcance, originada pela sobreposição das funções de onda do elétron e responsável pelo ordenamento magnético dos materiais magnéticos.

³São excitações elementares de um sistema magnético que assume valores discretos e há quase partícula associada recebe o nome de magnon.

2.4 FMR

como modo uniforme, os spins permanecem paralelos durante o movimento de precessão (ver figura 2.8 (a)). Também é possível que haja uma precessão coletiva dos spins fora de fase, ilustrada na figura 2.8 (b). Quando isso ocorre os valores das frequências de precessão são alterados, pois a energia de troca contribui de forma significativa para a energia de excitação e quanto maior a diferença de fase existente entre os spins vizinhos, maior será a energia de troca.

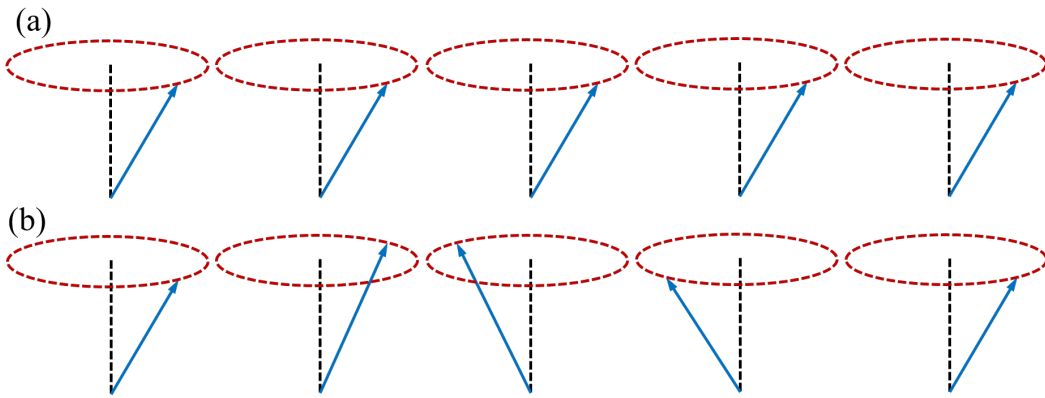


Figura 2.8: Ilustração de uma onda de spin com os spins precessionando em fase (a) e fora de fase (b) em sistemas ferromagnéticos.

Outro ponto fundamental para o entendimento da FMR é a dinâmica de magnetização do sistema. A grandeza macroscópica magnetização \vec{M} é definida como o somatório dos momentos magnéticos (grandezas microscópicas) por unidade de volume, ou seja,

$$\vec{M} = \sum_i \frac{g\mu_B}{V} \vec{S}_i. \quad (2.7)$$

A equação de movimento da magnetização é obtida, relacionando a equação anterior com a equação 2.5 cujo resultado é

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}, \quad (2.8)$$

onde a magnetização sofre um torque devido à ação do campo magnético, ou seja, precessiona com frequência $\omega_0 = \gamma H$ ao redor de \vec{H} .

2.4 FMR

No experimento de FMR aplica-se um campo de radiação de microondas ($\vec{h}(t)$) com frequência fixa ω perpendicular ao campo magnético estático (\vec{H}), com o intuito de retirar o spin da situação de equilíbrio (figura 2.9). A amostra encontra-se no interior de uma cavidade ressonante, onde é feito o acoplamento entre amostra/cavidade/campo de micro-ondas de tal forma que reflita o mínimo de radiação. Em seguida o valor de \vec{H} é alterado de tal forma que sejam igualados os valores de ω_0 e ω . Neste instante o sistema entra em ressonância, pois o modo uniforme dos spins eletrônicos é alcançado e a amostra absorve a energia da radiação eletromagnética incidente. Isso rompe o acoplamento inicial do sistema e a radiação proveniente da cavidade pode ser detectada. Portanto, a ressonância caracteriza-se por uma linha de absorção, onde os valores do campo de ressonância e de largura de linha fornecem, respectivamente, informações sobre anisotropias e mecanismos microscópicos de relaxação magnéticos.

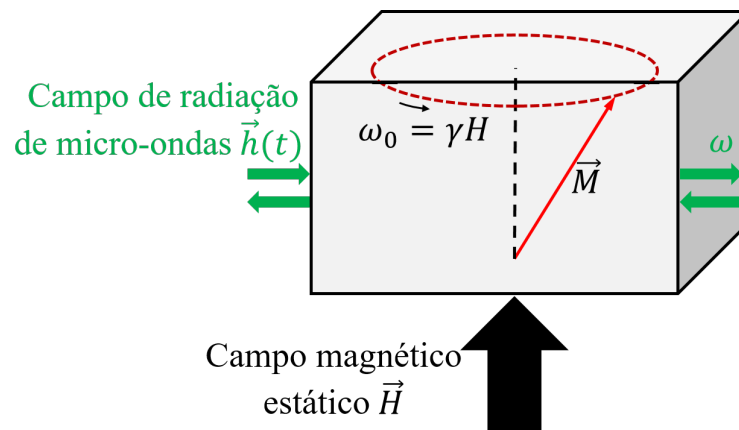


Figura 2.9: Representação do comportamento da magnetização para um filme ferromagnético sob influência dos campos magnéticos magnético estático e de micro-ondas.

Na prática, o experimento consiste em medir a potência média de absorção na ressonância, cuja curva característica tem o formato de uma Lorentziana. A quantidade de radiação absorvida pela amostra é muito pequena, sendo necessário a utilização de *lock-in* e amplificadores sintonizados (amplificação seletiva) no processo de detecção. A amplificação seletiva é feita modulando o sinal de absorção através de um campo alternado de baixas frequências (1 a 100KHz), paralelo campo estático \vec{H} . O sinal é medido por meio de um diodo retificador, no qual a tensão de saída é proporcional a

2.5 Simulação micromagnética

potência absorvida pela amostra

$$V(H) \propto h_m \cos(\omega_m t) \left. \frac{d\langle P \rangle}{dH} \right|_{H_0} \quad (2.9)$$

onde h_m é a amplitude e ω_m é a frequência, produzidos pelas bobinas de modulação e gerador de onda e P é a potência média de absorção na ressonância. Logo, o sinal medido é proporcional à derivada da Lorentziana, cuja curva característica de ressonância é apresentada na figura 2.10.

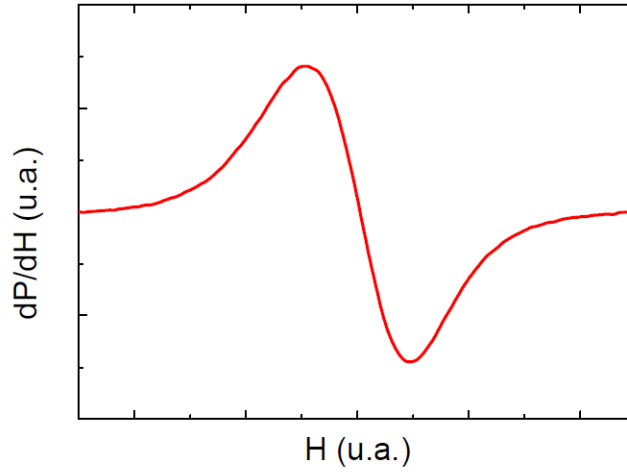


Figura 2.10: Ilustração de um espectro de ressonância ferromagnética obtido com o processo de amplificação seletiva.

2.5 Simulação micromagnética

As simulações micromagnéticas permitem investigar materiais magnéticos em escalas nanométricas. Atualmente, existem vários códigos que fazem essas simulações, destacando-se os códigos OOMMF (*Object Oriented Micromagnetic Framework*) [51] e o Mumax3 [52], ambos de domínio público. Esses programas utilizam o método de diferenças finitas para encontrar a dependência espacial e temporal da magnetização para sistemas em nano e microescala. O OOMMF processa os dados na unidade central de processamento (CPU), enquanto o Mumax3 utiliza a unidade de processamento gráfico

2.5 Simulação micromagnética

(GPU). Isso influencia diretamente no tempo de processamento, pois a CPU consiste de alguns núcleos otimizados de processamento em série, enquanto na GPU existem milhares de núcleos menores projetados para lidar com múltiplas tarefas simultâneas.

Indiferente do programa ou local de processamento, o objetivo é definir a evolução da dinâmica de magnetização de estruturas ferromagnéticas. Isso é obtido através da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) que descreve a rotação da magnetização \vec{M} ao redor do campo efetivo \vec{H}_{eff} sob influência do parâmetro de amortecimento de Gilbert (α), dada por

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \underbrace{-\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff}}_{\text{Precessão}} + \underbrace{\frac{\alpha}{M_S} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}}_{\text{Amortecimento}}, \quad (2.10)$$

onde γ é a constante giromagnética do elétron e M_S é a magnetização de saturação. O H_{eff} é formado por contribuições do campo magnético externo, anisotropias magnetocristalina, energia de Zeeman, entre outras⁴. O primeiro termo da equação 2.10 descreve o movimento de precessão do momento magnético em torno do campo magnético efetivo, mostrado em verde na figura 2.11 (a). O outro termo descreve o fenômeno de amortecimento que faz com que a magnetização alcance o equilíbrio com o campo magnético efetivo, mostrado em vermelho na figura 2.11 (b).

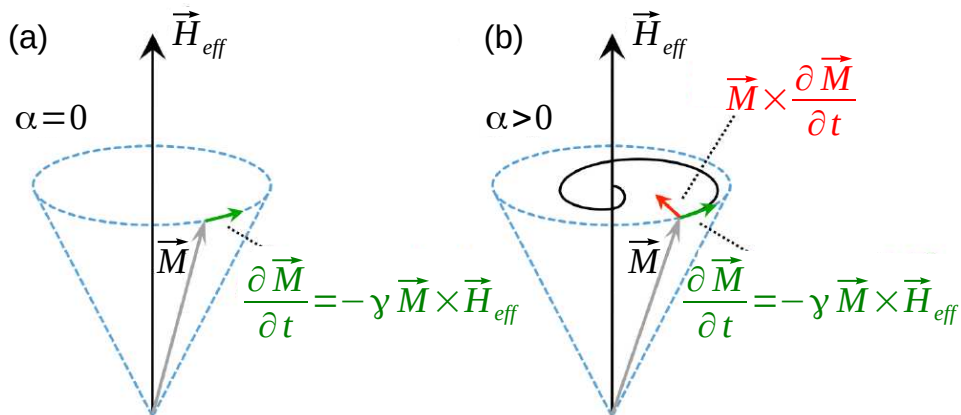


Figura 2.11: Dinâmica da magnetização na presença de um campo magnético efetivo.

⁴Para mais informações consultar as referências [52,53].

Capítulo 3

Gelo de spin artificial

Este capítulo é dedicado ao gelo de spin artificial retangular (GSAR). Na seção 3.1 há uma revisão teórica, onde se aborda a fenomenologia do GSAR. O seu processo de fabricação é abordado na sequência. Depois, os resultados de MEV, MFM, VSM, FMR e simulações, são discutidos. Em seguida são apresentadas as conclusões.

3.1 Revisão teórica

3.1.1 Gelo de spin artificial retangular

Medidas experimentais realizadas sobre o gelo da água no início da década de 1930 [54] revelaram que mesmo a baixas temperaturas havia uma entropia residual não nula. Pauling [55] conseguiu explicá-la, considerando diferentes configurações no posicionamento do átomo de hidrogênio nas moléculas de H_2O segundo a regra do gelo, na qual cada átomo de oxigênio está localizado no centro de um tetraedro e possui outros quatro átomos de oxigênio vizinhos. Entre as ligações de $O - O$ existem apenas um átomo de H e, para cada átomo de oxigênio há dois átomos de hidrogênio próximos e outros dois distantes (regra *two-in, two-out*), como pode ser observado na figura 3.1. Essas restrições geométricas impedem que sejam satisfeitas todas as interações entre os pares simultaneamente, fenômeno conhecido como frustração geométrica. A implicação disso é a degenerescência do estado fundamental do gelo da água, o que explica o valor

3.1 Parte 1 - GSAR

diferente de zero da sua entropia residual.

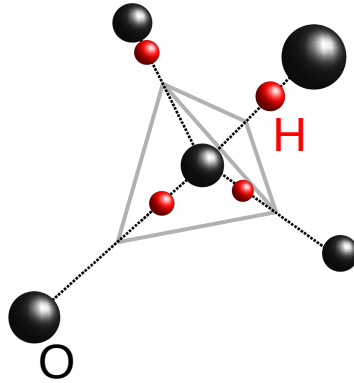


Figura 3.1: Ilustração da estrutura tetraédrica do gelo da água segundo a regra do gelo (*two-in, two-out*), onde se encontra dois átomos de hidrogênio (esferas vermelhas) próximos e outros dois afastados para cada átomo de oxigênio (esferas pretas).

Nos últimos anos, sistemas frustrados tem recebido grande atenção da comunidade científica por possibilitar uma melhor compreensão do comportamento coletivo, com destaque para o gelo de spin [17–19,24,29,30]. O estudo experimental dos gelos de spin naturais¹ é bastante complicado porque não permitem um mapeamento completo de suas configurações de spin. Mesmo assim, houve a confirmação experimental [56,57] das previsões teóricas de Castelnovo *et. al.* em que excitações do estado fundamental do gelo de spin natural (violações da regra do gelo, que agora considera dois spins apontando para o centro do tetraedro e outros dois para fora) suportam excitações de quasi-partículas, cujo comportamento assemelham-se a de monopolos magnéticos. Esses surgem aos pares, monopolo e anti-monopolo, conectados por uma corda não observável e nem energética, propriedades exibidas pelos monopolos de Dirac. Portanto, estariam livres para movimentar-se sobre toda rede, desde que haja energia suficiente para superar a interação Coulombiana entre elas.

Certos obstáculos experimentais puderam ser superados pelo melhoramento e desenvolvimento de novas técnicas de nanofabricação. Isso permitiu que em 2006,

¹São constituídos de óxidos de terras-raras, com estrutura do tipo pirocloro, cujos principais representantes são os Titanatos de Disprósio ($Dy_2Ti_2O_7$) e o Hólmio ($Ho_2Ti_2O_7$). Estes assemelham-se ao gelo da água tanto na geometria cristalina, quanto no valor da entropia residual [31], motivo do nome gelo de spin natural.

3.1 Parte 1 - GSAR

Wang *et al.* [17] criassem uma matriz bidimensional de pequenos ferromagnetos alongados (nanoilhas) dispostas numa rede quadrada (ver figura 3.2 (a)) e realizassem uma sondagem direta dos seus momentos magnéticos através da técnica experimental MFM. Uma imagem típica de MFM desse sistema é mostrada na figura 3.2 (b), onde é possível observar que cada nanoilha apresenta seus momentos magnéticos ou de spin alinhados ferromagneticamente ao longo do eixo maior, formando uma configuração de monodomínio. As regiões brancas e pretas nas extremidades das nanoilhas demonstram a existência de pólos opostos e permitem estabelecer o sentido do momento magnético de cada nanoilha. Além disso, a rede apresenta uma frustração intrínseca devido a existência de configurações energéticas favoráveis e desfavoráveis parecidas àquelas do gelo de spin natural tridimensional. Acrescida do fato de poderem ser fabricadas numa geometria específica, esse tipo de estruturas receberam o nome de gelo de spin artificial (GSA).

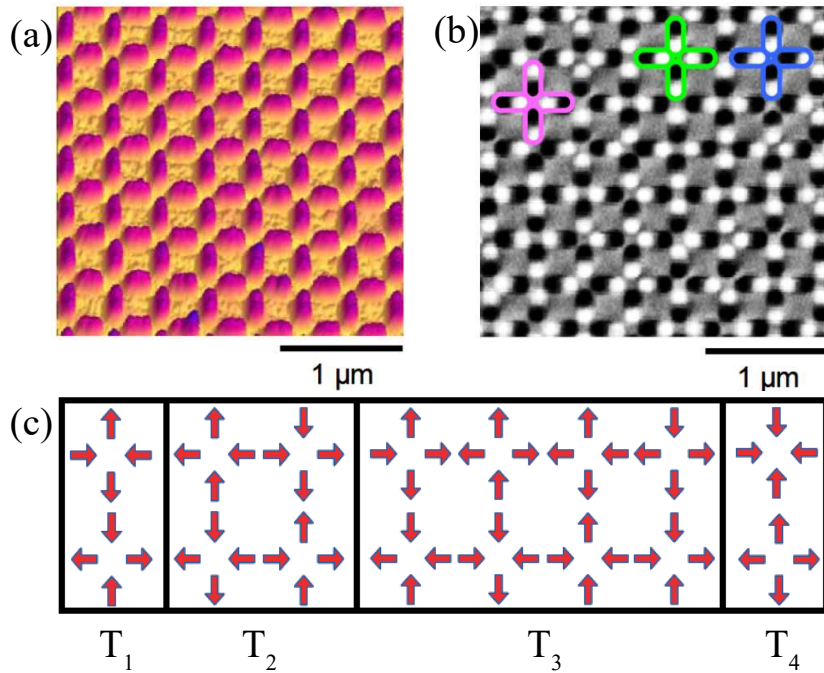


Figura 3.2: Imagens de AFM e MFM da rede GSA quadrada em (a) e (b), respectivamente. Em (c), as 16 configurações possíveis dos momentos magnéticos de vértices divididas em 4 topologias, distribuídas em ordem crescente de energia da esquerda para direita. Além disso, os contornos coloridos de (b) indicam exemplos de vértices dos tipos 1 em rosa, 2 em azul e 3 em verde. Figura extraída e modificada da referência [17].

3.1 Parte 1 - GSAR

No estudo dos vértices da rede GSA quadrada, cada nanoilha foi aproximada a um dipolo ideal, o que permite calcular as interações dipolares que compõem os vértices. Desse modo, as 16 configurações possíveis foram agrupadas em 4 topologias distintas em ordem crescente de energia da esquerda para a direita, como ilustradas na figura 3.2 (c). O seu estado fundamental obedece a regra do gelo para cada vértice, onde dois spins devem apontar para dentro e os outros dois para fora (*two-in, two-out*). As topologias T_1 e T_2 obedecem a regra do gelo, porém a primeira é menos energética que a segunda e, violações dessa regra implicam em estados excitados [17]. Vale ressaltar, que no gelo de spin natural o estado fundamental é completamente degenerado, pois existe apenas uma única topologia que obedece a regra do gelo.

Simulações realizadas por Mól *et al.* [19] mostraram que violações da regra do gelo na rede quadrada, também exibem excitações de quasi-partículas, análogas a monopolos magnéticos do tipo de Nambu. Agora, o par monopolo e anti-monopolo interagem por um potencial Coulombiano somado a um potencial de confinamento linear. Como consequência, a corda é observável e energética, não permitindo que as cargas movimentem-se por toda rede devido ao aumento de energia à medida que são separadas. Diante deste cenário é inevitável imaginar como seria interessante desenvolver sistemas que exibem tensão de corda nula. Assim, as cargas magnéticas estariam livres e a única interação entre elas seria via lei de Coulomb. Do ponto de vista tecnológico, isso tornaria possível o desenvolvimento de dispositivos e circuitos baseados em cargas magnéticas (magnetricidade).

Recentemente, Nascimento *et al.* [22] propuseram modificar a rede quadrada, alterando os valores dos espaçamentos de rede: horizontal (a) e vertical (b); definidos como pode ser visto na figura 3.3 (a). A consequência dessa modificação é a formação de uma rede de gelo de spin artificial retangular (GSAR) com razão de aspecto $\gamma \equiv \frac{a}{b}$, que controla o alongamento da rede. Em suas simulações computacionais as nanoilhas foram tratadas como um dipolo ideal (puntiforme), cuja única interação entre eles é essencialmente dipolar de longo alcance. Essa é uma boa aproximação haja vista que o comprimento da interação de troca é inferior a distância de separação entre as nanoilhas. Dessa forma, o hamiltoniano do sistema é dado por:

3.1 Parte 1 - GSAR

$$H = Da^3 \sum_{i \neq j} \left[\frac{\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j}{|\vec{r}_{ij}|^3} - 3 \frac{(\vec{S}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{S}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{|\vec{r}_{ij}|^5} \right], \quad (3.1)$$

onde $D = \mu_0 \mu^2 / 2\pi a^3$ (constante de interação dipolar) e a é o espaçamento de rede. A partir dos seus resultados foi possível dividir as 16 configurações possíveis dos momentos magnéticos de cada vértice em cinco topologias T_0 , T_1 , T_2 , T_3 e T_4 , de acordo com a sua energia como mostrado na figura 3.3 (c).

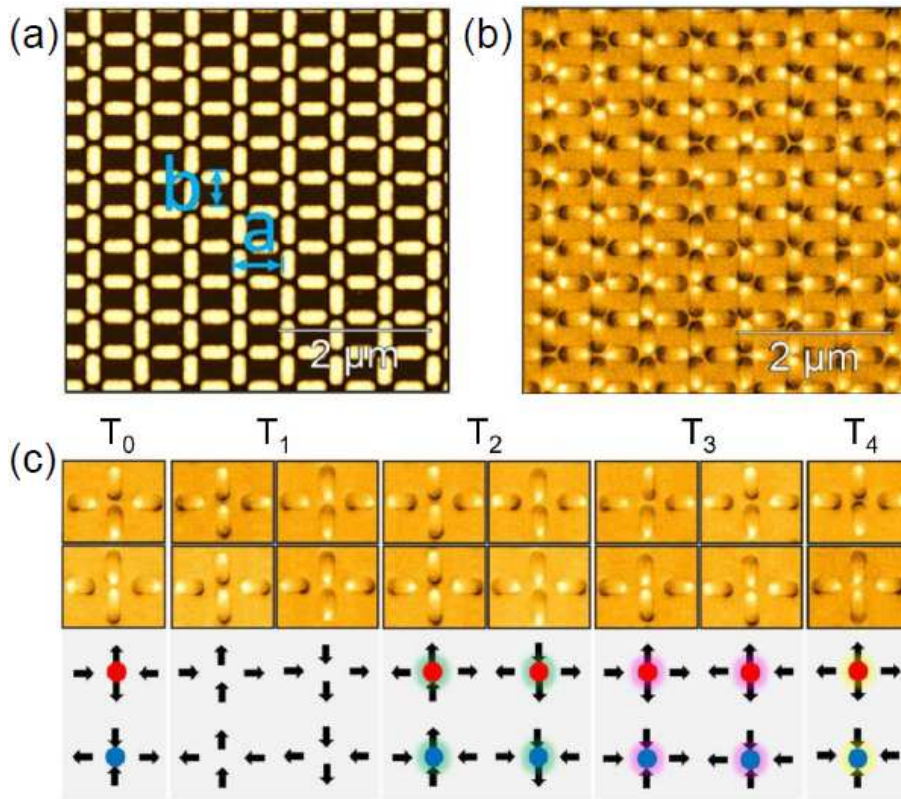


Figura 3.3: Rede de gelo de spin artificial em configuração retangular (GSAR). A rede GSA retangular com razão de aspecto $\gamma = a/b = \sqrt{2}$ apresenta uma particularidade; o seu estado fundamental exibe carga residual em todos os vértices. (a) Imagem topográfica obtida por AFM para GSAR com nanoilhas de dimensões $300\text{nm} \times 100\text{nm} \times 20\text{nm}$ e $\gamma = \sqrt{2}$. (b) Corresponde ao comportamento magnético da mesma imagem (a), onde pode ser observada uma coloração (clara ou escura) nas extremidades de cada nanoilha. (c) As possíveis configurações de vértices estão distribuídas em cinco topologias distintas. A imagem superior apresenta uma medida experimental para o comportamento magnético de um determinado vértice, enquanto a parte inferior é uma representação esquemática para os respectivos vértices, nos quais os círculos representam cargas magnéticas.

As dimensões das nanoilhas utilizadas por Nascimento *et al.* [22] permitiram

3.1 Parte 1 - GSAR

encontrar um valor para o momento magnético por spin μ de $\sim 10^7 \mu_B$, sendo μ_B o magneto de Bohr. Esse valor foi utilizado no modelo de cargas, onde atribuiu-se cargas magnéticas horizontais ($q_h = \pm\mu/a$) e verticais ($q_v = \pm\mu/b$) para os spins horizontais e verticais, respectivamente. O processo de distribuição de cargas está ilustrado na figura 3.4 (a) e (c).

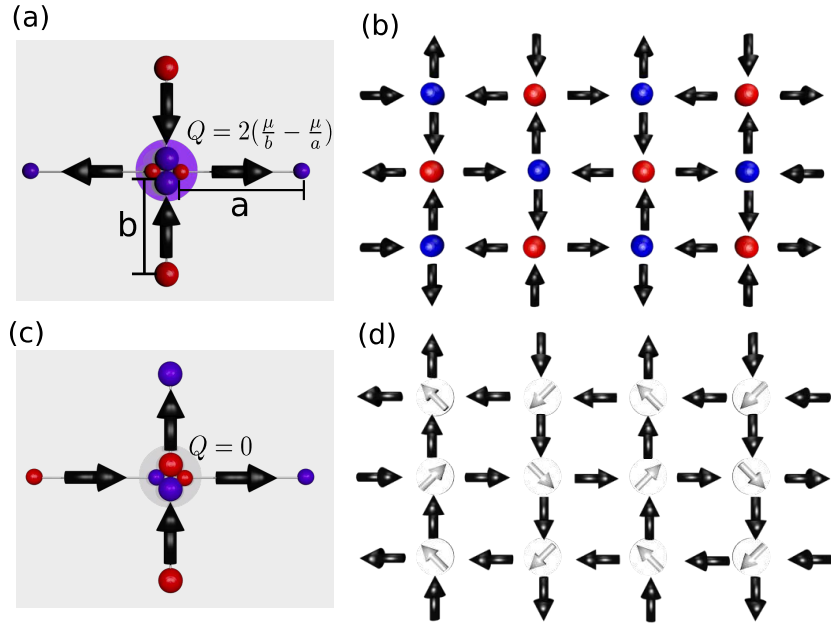


Figura 3.4: Ilustração esquemática de uma rede GSAR e do modelo de cargas. As setas representam as orientações dos spins e devido a anisotropia da rede, as cargas horizontais e verticais, assumem os valores $\pm\mu/a$, $\pm\mu/b$, respectivamente. Em (a) é vista a topologia T_0 (estado fundamental para $1 < \gamma < \sqrt{3}$) e o valor de sua carga residual. Em (b) há uma rede composta de vários vértices de topologia T_0 , onde vértices vizinhos tem cargas opostas; carga total zero. Em (c) representa a topologia T_1 (estado fundamental para $\gamma > \sqrt{3}$). Em (d) há uma distribuição de vértices com topologia T_1 , nos quais vértices vizinhos situados na diagonal possuem momentos magnéticos opostos; magnetização nula.

Em (a), vértice da topologia 0 (T_0), exibe uma carga residual $Q = \pm(2\mu/a - 2\mu/b)$ e um momento magnético efetivo nulo. Enquanto em (c), vértice da topologia 1 (T_1), não há carga residual, mas um momento magnético efetivo. Essas quantidades residuais dependem dos valores adotados nos parâmetros de rede, que interferem diretamente na configuração do estado fundamental. No caso de $1 < \gamma < \sqrt{3}$, a energia da topologia T_0 é menor do que T_1 e o estado fundamental (denotado GSQ) tem uma carga

magnética residual (mas sem momento magnético residual). As cargas alternam entre positivas e negativas em vértices vizinhos (ver figura 3.4 (b)), resultando numa carga total nula. Agora, na figura 3.4 (d) está representada a situação de $\gamma > \sqrt{3}$, a configuração de vértice da topologia T_1 é inferior a de T_0 e o estado fundamental (denotado GSM) possui magnetização residual (porém não há carga magnética residual). Nessa situação existe uma alternância entre os momentos magnéticos residuais em todos os vértices (mas sem carga magnética residual) que somados fornecem magnetização total igual a zero. Um comportamento muito interessante foi observado em $\gamma = \sqrt{3}$ com uma transição de estado fundamental, ou seja, as configurações GSQ e GSM tem a mesma energia, degenerando o estado fundamental. Assim, a tensão da corda tende a zero, que a princípio liberariam as cargas magnéticas.

Diante desse comportamento da rede GSAR, propusemo-nos a fabricá-las com $\gamma = \sqrt{2}$, $\gamma = \sqrt{3}$ e $\gamma = \sqrt{4}$ e caracterizá-las através de medidas de MFM, VSM e FMR, com o intuito de verificar as propriedades das redes GSAR previstas.

3.2 Processo de fabricação de gelo de spin artificial retangular

A rede GSAR envolve a construção e definição de nanoilhas ($300nm \times 100nm \times 20nm$) distribuídas segundo a razão de aspecto (γ). Essas amostras foram fabricadas no INL através da seguinte sequência:

- construção do *layout* a ser definido pelo feixe eletrônico do sistema de EBL da Vistec 5200.
- Multicamada de $Ta\ 3nm/Ni_{80}Fe_{20}\ 20nm/Ta\ 3nm$ depositada por *sputtering* sobre silício.
- Uma camada de $85nm$ do eletroresiste negativo $AR - N7520.18$ é depositada por *spin coating* a $3500rpm$.

3.3 Parte 1 - GSAR

- O padrão é definido por EBL com uma voltagem de aceleração de $100KV$ e uma dose de $640\mu C/cm^2$.
- Após a revelação, o contorno das nanoilhas são definidos por *ion milling* com inclinação de 20° em relação a incidência normal. É utilizado um espectrômetro de massa de íons secundários que permite detectar o final do processo.
- A camada de resiste restante é removida pelo processo de plasma *ashing* de oxigênio.
- Verificação da amostra por MEV.

3.3 Resultados sobre gelo de spin artificial retangular

As amostras de GSAR possuem nanoilhas compostas de multicamadas de $Ta\ 3nm/Ni_{80}Fe_{20}\ 20nm/Ta\ 3nm$, com $300nm$ de comprimento (l) e $100nm$ de largura (w), distribuídas numa configuração retangular com razão de aspecto $\gamma = a/b = \sqrt{2}, \sqrt{3}$ e $\sqrt{4}$. A figura 3.5 mostra uma imagem de MEV da rede $\gamma = \sqrt{2}$, em que foi submetida a uma inclinação de 30° durante a varredura, permitindo observar o contraste dos contornos das nanoilhas em várias direções. Essas apresentam pequenas ondulações, porém estão bem definidos em toda extensão da nanoilha, demonstrando a qualidade do processo de fabricação utilizados nas amostras de GSAR. Entre as nanoilhas é possível observar a existência de pequenos padrões irregulares, como se ainda houvesse resquícios da multicamada. Isso não é verdade, pois durante a padronização (definição dos contornos) por *ion milling* está incluso um longo período de *over etch*. Medidas subsequentes de AFM dessa mesma rede apresentaram um perfil de altura com $\approx 57nm$, sendo um valor bem superior a espessura da multicamada depositada. Então, o que se vê é um artefato de medida conhecido como efeito de borda. As sucessivas colisões de íons sobre a superfície produzem objetos pontiguados que emitem maior quantidade de elétrons. Nessa amostra, a intensidade medida pelo detector em relação aos objetos e a multicamada são semelhantes, gerando contrastes parecidos.

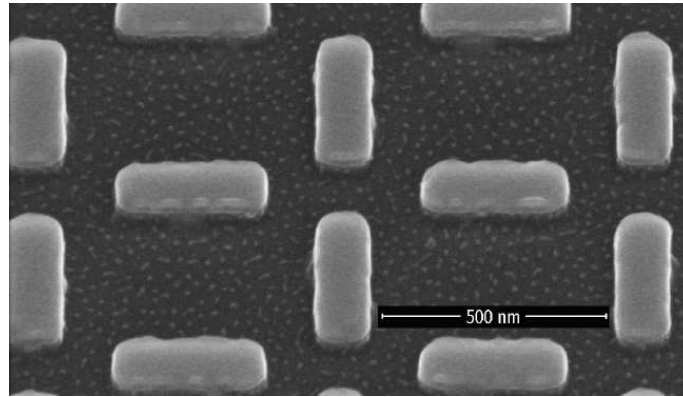


Figura 3.5: Imagem feita por MEV de uma rede GSAR com $\gamma = \sqrt{2}$.

As nanoilhas fabricadas são constituídas de permalloy (P_Y), liga metálica composta de 80% níquel e 20% ferro, com dimensões de $l = 300nm$ e $w = 100nm$. O P_Y possui uma anisotropia cristalina nula, logo a anisotropia de forma de cada nanoilha alinha os momentos magnéticos ao longo do eixo maior (l). Como consequência ocorre a formação de um único domínio magnético (ver figura 3.6) que se comportam como macro spins do tipo Ising, cuja interação entre elas é basicamente dipolar. Ao se considerar a magnetização de saturação do $P_Y = 780Am^{-1}$ e a nanoilha com um volume igual a $6 \times 10^5 nm^3$, isso da origem a um momento magnético por ilha da ordem de $\mu = M_S V = 4,68 \times 10^{-16} Am^2$. Além disso, as amostras foram fabricadas com um parâmetro de rede $b = 450nm$ (ao longo do eixo y), produzindo uma escala de energia em função da constante de acoplamento da interação dipolar $D = \mu_0 \mu^2 / 4\pi b^3 = 2,4 \times 10^{-19} J$. O parâmetro de rede a , ao longo do eixo x , abrange um intervalo de $636 - 900nm$, originando redes com razão de aspecto $\gamma = a/b = \sqrt{2}$, $\sqrt{3}$ e $\sqrt{4}$. Essas redes foram construídas sobre Si em uma área de $4 \times 4mm^2$ e as medidas de MFM foram realizadas em regiões distintas da amostra com varreduras de $5\mu m$ e $10\mu m$. É importante mencionar, que as amostras foram previamente desmagnetizadas com um desmagnetizador comercial. Esse equipamento produz um campo magnético oscilante de frequência $60Hz$. O processo consiste em posicionar a amostra na região central do aparelho, que em seguida é ligado e a amostra é afastada ao longo do parâmetro de rede a . Todo esse processo é feito de forma manual, então espera-se que

tenha ocorrido algum desalinhamento.

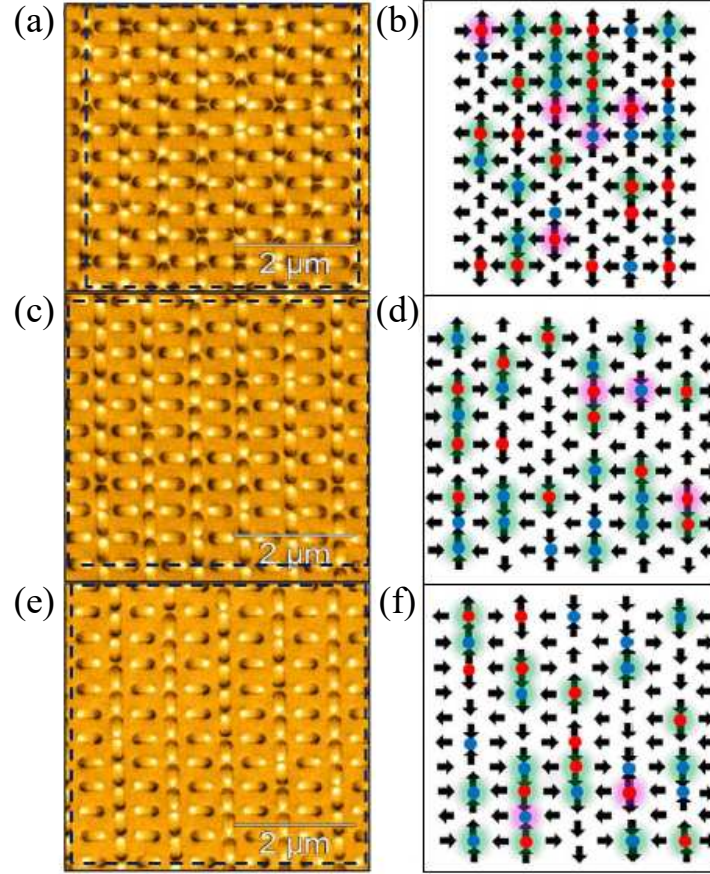


Figura 3.6: Resultados de MFM para uma rede de gelo de spin artificial retangular e representação das cargas magnéticas observadas em cada vértice com: (a) e (b) $\gamma = \sqrt{2}$; (c) e (d) $\gamma = \sqrt{3}$; (e) e (f) $\gamma = \sqrt{4}$.

Medidas típicas de MFM estão apresentadas nas figuras 3.6 (a), (c) e (e) referentes a rede GSAR com $\gamma = \sqrt{2}$, $\sqrt{3}$ e $\sqrt{4}$, respectivamente. A partir de tais varreduras é possível encontrar as distribuições de topologias e a magnetização total das amostras de GSAR. Para isso, cada nanoilha é substituída por uma seta de acordo com o seu sentido de magnetização como retratadas nas figuras 3.6 (b), (d) e (f) que representam um mapeamento das redes (a), (c) e (e). O referido processo foi realizado por um programa computacional² que identifica a orientação da magnetização de cada nanoilha

²Os programas relacionados à análise de imagem de MFM e as simulações de Monte Carlo foram implementados pelo prof. Fábio Santos Nascimento da Universidade Federal de Ouro Preto (UFOP).

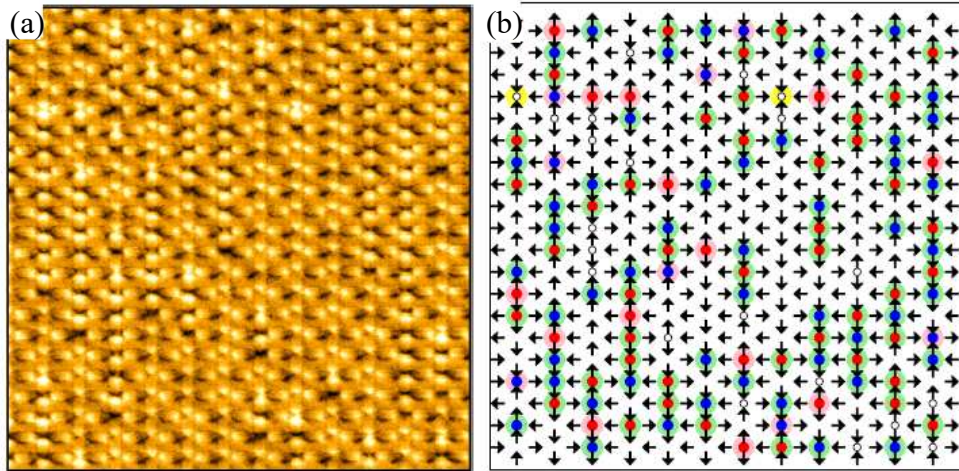


Figura 3.7: (a) Imagem de MFM referente a uma varredura de $10\mu m \times 10\mu m$ da rede GSAR com $\gamma = \sqrt{3}$. (b) Momentos magnéticos de cada nanoilha e a topologia de cada vértice, mapeada de forma computacional. Os círculos brancos são cargas residuais referentes a topologia T_0 ; círculos brancos rodeados por um círculo amarelo aparece quando há carga dupla (topologia T_4); os outros círculos são pertencentes as cargas residuais das topologias T_2 e T_3 .

e atribui-lhe um valor $m_x = \pm 1$ ou $m_y = \pm 1$ de acordo com a sua orientação, como mostrado na figura 3.7.

A média dos resultados experimentais encontrados após essa análise estão resumidos na tabela 3.1. Existe uma magnetização total muito pequena (no intervalo de 0,03 a 0,1, próximo a zero), indicando um protocolo de desmagnetização bastante eficiente. Além disso, os dados experimentais das densidades de topologias são bem diferentes daqueles esperados para redes com momentos magnéticos individuais orientados aleatoriamente ($n(T_0) = n(T_4) = 12,5\%$) e ($n(T_1) = n(T_2) = n(T_3) = 25\%$); esta é outra indicação de que a desmagnetização foi aplicada com sucesso nas amostras. Curiosamente, o pequeno número de topologia T_4 , que possui o valor de energia mais elevado, surge para GSAR com $\gamma = \sqrt{3}$ e $\sqrt{4}$. Entretanto, a constatação experimental dessa topologia não havia sido prevista nos resultados das simulações de Monte Carlo apresentados posteriormente. Uma explicação possível para o surgimento da topologia T_4 no experimento (mas não em simulações) está na redução significativa da escala de energia entre as topologias de maior e menor energia. Outra possibilidade pode

3.3 Parte 1 - GSAR

a/b	T_0	T_1	T_2	T_3	T_4
$\sqrt{2}$	0,16911	0,45456	0,25472	0,11731	0,00430
$\sqrt{3}$	0,09050	0,40643	0,38662	0,10651	0,00994
$\sqrt{4}$	0,12656	0,43257	0,35819	0,08020	0,00248

Tabela 3.1: Resumo dos resultados experimentais para magnetização e densidade de topologias para $a/b = \sqrt{2}$, $\sqrt{3}$ e $\sqrt{4}$.

estar associado ao fato das interações dos momentos magnéticos de spin no interior das nanoilhas serem negligenciadas nas simulações de Monte Carlo.

Para as topologias do estado fundamental (T_0 e T_1) encontrou-se que a densidade da topologia T_1 , em função de γ , possui um mínimo de $\gamma = \gamma_c = \sqrt{3}$. O mesmo pode ser dito sobre a densidade da topologia T_0 (mas com valores grosseiramente quatro vezes menor do que a topologia T_1). Por outro lado, considerando a presença de pares de monopolos e anti-monopolos desses sistemas (excitações acima do estado fundamental associadas a topologias T_2 e T_3), nota-se que a sua densidade (a soma das densidades de T_2 e T_3) é maior para redes retangulares com a razão de aspecto crítico ($\gamma = \gamma_c$) comparadas aos demais valores de γ . Essas observações experimentais foram realizadas a temperatura ambiente (contudo, é esperado que as nanoilhas de permalloy desenvolvidas neste trabalho sejam atérmicas). Isso sugere que os diferentes números de pares de monopolos observados para os distintos valores de γ resultam de fatores puramente geométricos, reforçando o fato que os monopolos podem ser espontaneamente gerados nas redes com γ_c . Ao se considerar que a energia total de um par também depende da energia da corda que conecta o monopolo com o seu anti-monopolo, então, uma hipótese possível para a influência geométrica sobre o número de monopolos estaria associada a diminuição da energia corda com $\gamma = \gamma_c$, corroborando aos resultados teóricos anteriores [22], os quais predisseram uma tensão na corda praticamente nula nessa situação. De fato, a figura 3.7 (b) permite a observação de uma grande quantidade de pares monopolo e anti-monopolos (muitos deles com um monopolo separado do seu anti-monopolo por uma distância igual a a ou b e, também há uma pequena quantidade de monopolos isolados).

Simulações de Monte Carlo (MC) envolvendo o uso de macro spins do tipo *Ising*

3.3 Parte 1 - GSAR

foram comparadas aos resultados experimentais. Com o intuito de uma maior aproximação ao procedimento experimental praticado no processo de aquisição de imagens de MFM, um campo desmagnetizante foi implementado nas simulações. A figura 3.8 apresenta a densidade de topologias após a aplicação do protocolo de desmagnetização e compara-as com as densidades de topologias medidas por MFM. Pode-se notar que a distribuição das densidades de topologia depende significativamente do valor de α . Esse é o ângulo formado pelo campo magnético externo em relação ao maior espaçamento de rede (a). Para $\alpha < 0,15\pi$ ($\alpha > 0,35\pi$) o fluxo energético originado durante o processo de desmagnetização atua efetivamente apenas sobre os dipolos horizontais (verticais). Tal comportamento é uma consequência do fato que, se o campo externo é muito oblíquo em relação aos dipolos horizontais, a projeção desse campo ao longo dos dipolos perpendiculares não é suficiente para superar a barreira necessária para fazer o *flip* da nanoilha. Desse modo, os dipolos verticais permanecem inalterados, ou seja, na configuração inicial. Vale ressaltar que as simulações não incluem os efeitos de flutuações térmicas, os quais poderiam explicar o porquê da não existência da topologia T_4 . Talvez, mesmo pequenas flutuações térmicas induzidas poderiam ser suficientes para produzir vértices com cargas duplas. Agora, no caso $0,25\pi < \alpha < 0,35\pi$ a energia produzida pelo campo desmagnetizante é distribuída sobre todo o sistema.

Os resultados teóricos-experimentais estão sintetizados na figura 3.8. Em (a) é possível notar que os resultados obtidos por simulação são mais coerentes aos dados experimentais em baixos ângulos. Isso ocorre porque a desmagnetização das amostras foi realizada com campo externo oscilante alinhado, aproximadamente³ ao longo do eixo maior das redes retangulares. A maior similaridade entre os resultados ocorre em $\alpha = 0,2\pi$, embora, mesmo neste caso, os resultados computacionais não exibem a topologia T_4 e ainda, a densidade da topologia T_3 é também bem menor, aumentando com α . Os resultados das outras três topologias são quase idênticos aos dados experimentais (os círculos azul, verde e vermelho representam a população de vértices das topologias T_0 , T_1 e T_2 , respectivamente). Nesse ponto, as topologias mais energéticas

³Um alinhamento exato não é possível dada a baixa dimensão das nanoilhas de alguns micrômetros em relação a amostra milimétrica usada na desmagnetização e medida de *MFM*. Acrescido do fato que as amostras são movidas em relação ao centro do desmagnetizador de forma manual.

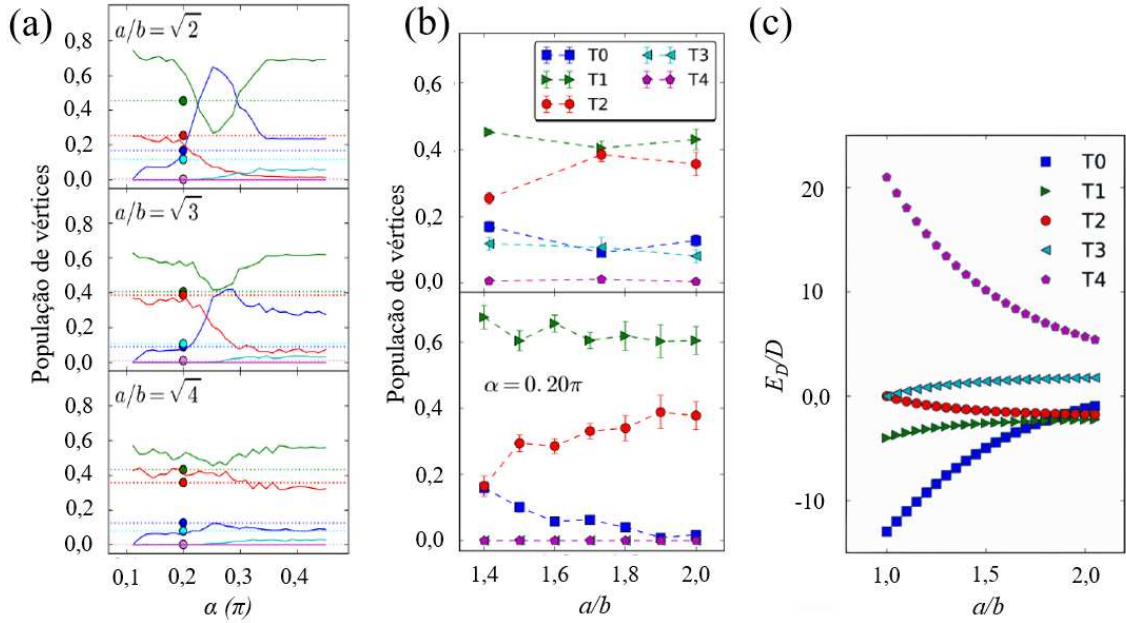


Figura 3.8: (a) Densidades de populações de vértices como função do ângulo α : (De cima para baixo), $\gamma = \sqrt{2}$, $\gamma = \sqrt{3}$ e $\gamma = \sqrt{4}$. Os círculos coloridos representam os dados experimentais para $\alpha = 0, 2\pi$. As linhas pontilhadas são guias para os olhos. (b) Densidades de populações de vértices como função de γ para campo desmagnetizante fixo de $\alpha = 0, 2\pi$, onde os resultados da parte de cima são experimentais e os resultados da parte de baixo são teóricos. (c) Energia das topologias em função de γ .

apresentam maior contraste entre os resultados teóricos-experimentais. Uma explicação pode ser associada ao pequeno tamanho dos sistemas utilizados nos cálculos teóricos, prejudicando a estatísticas dessas topologias, haja vista as suas menores probabilidades de ocorrência. O comportamento experimental (superior) e teórico (inferior) das topologias para as diferentes redes do GSAR e fixo em $\alpha = 0, 2\pi$ é mostrado na figura 3.8 (b). Os resultados teóricos das topologias do estado fundamental (T_0 e T_1) estão, qualitativamente e quantitativamente, bem próximos aos dados experimentais. Entretanto, teoricamente, a densidade de T_0 reduz lentamente de um valor próximo a 0,20 na rede $\sqrt{2}$ para um praticamente nulo em $\gamma = \sqrt{4}$. Enquanto, experimentalmente (3.1 e 3.8 (b)), essa densidade varia de 0,16 com $\gamma = \sqrt{2}$, reduzindo para 0,09 em $\gamma = \sqrt{3}$ (similar ao resultado teórico) mas, volta a aumentar para 0,12 em $\gamma = \sqrt{4}$. Para a densidade da topologia T_1 (linha verde), as simulações MC indicam que se tornam praticamente constantes (em torno de 0,60) conforme γ varia, enquanto os dados

3.3 Parte 1 - GSAR

experimentais (ver novamente a figura 3.1) permanecem quase constantes com $n[T_1]$ variando próximo de 0,4. Além disso, considerando as excitações do tipo monopolos (topologias T_2 e T_3), observa-se um bom acordo quantitativo entre teórico e experimental apenas para os monopolos do tipo T_2 (linha vermelha). Para T_3 (linha ciano), as simulações apresentam uma densidade bem inferior a dos experimentos. Quanto a figura 3.8 (c) apresenta o resultado teórico para a energia da topologia em função de γ . Nessa é possível observar que a energia entre as topologias diminui com o aumento de γ . Assim, de forma geral, existe um acordo qualitativo (e até mesmo quantitativo) entre os dados teóricos-experimentais.

Com o propósito de um melhor entendimento sobre a influência das geometrias utilizadas nas redes retangulares sobre a formação das topologias observadas anteriormente, foram realizadas medidas estáticas e dinâmicas da magnetização. Nas medidas estáticas foi utilizado o VSM e para as dinâmicas a FMR. Após seu processo de fabricação as amostras retangulares $\sqrt{2}$, $\sqrt{3}$ e $\sqrt{4}$ foram medidas no VSM com campo longitudinal ao eixo maior do retângulo (0°) e nos ângulos de 45° e 90° . No primeiro ciclo de histerese magnética realizada nas amostras, apresentada na figura 3.9, é possível notar uma quase completa saturação da rede em campo zero da amostra $\sqrt{2}$, o que mostra que campos remanescentes presentes no processo de fabricação (provavelmente advindos do *magnetron* do *sputtering*) saturam facilmente a magnetização nestas amostras, o que pode ser associado com a proximidade entre as nanoilhas. Para a rede $\sqrt{3}$ a magnetização a campo zero é menor e em $\sqrt{4}$ é quase nula. Essa diminuição da remanência da rede com $\gamma = \sqrt{3}$ pode estar associada a criação de topologias de maior energia, que aos pares tem magnetização nula, sendo a única contribuição de sua formação para a magnetização advinda das topologias T_1 presentes nas cordas que conectam os monopolos. A menor interação entre ilhas em $\sqrt{4}$ é esperada e, portanto, topologias com menores magnetizações remanentes são observadas.

Um maior detalhe do processo de reversão de magnetização é mostrado na figura 3.10, onde é apresentada curvas de histereses realizadas nas três geometrias. Essas foram investigadas em ângulos 0° , 45° e 90° em relação ao eixo maior do retângulo (ver figura 3.10 (a)). É importante salientar que para uma melhor comparação en-

3.3 Parte 1 - GSAR

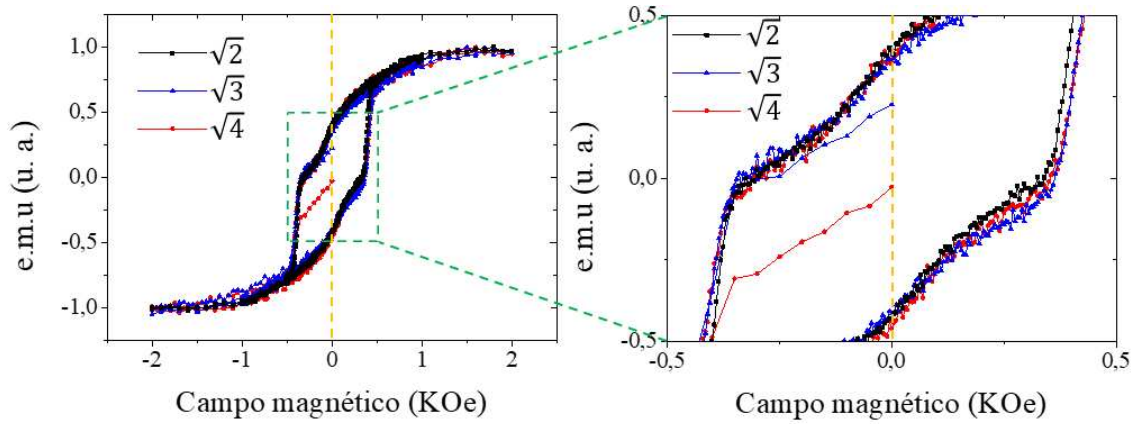


Figura 3.9: Curvas de magnetização obtidas por VSM com campo longitudinal ao eixo maior do retângulo (0°) para as amostras de GSAR $\sqrt{2}$, $\sqrt{3}$ e $\sqrt{4}$. A figura da direita é uma ampliação da região central delimitada pelo retângulo verde, possibilitando uma melhor observação da magnetização a campo zero.

tre os dados adquiridos as curvas foram normalizadas, isso porque como as amostras possuem o mesmo tamanho ($4 \times 4mm^2$), conseqüentemente terão densidades de material magnético diferentes. A ampliação da região central (delimitada pelo retângulo verde) é apresenta na figura 3.10 (b), onde é possível notar dois regimes de inversão de magnetização em função do campo aplicado, demarcadas por linhas pontilhadas no gráfico como regiões 1 e 2. Através de simulações micromagnéticas feitas com o *software* Mumax (o código utilizado pode ser visto no apêndice A), conseguiu-se obter os dois regimes observados experimentalmente. Tal comportamento é proveniente da inversão das magnetizações das ilhas ortogonais ao campo (regime 1) e longitudinais ao campo (regime 2), como mostrado na figura 3.10 (c) obtida computacionalmente. Os resultados teóricos-experimentais de todas as varreduras, independentemente dos ângulos entre o campo externo e o eixo maior das redes, apresentam as magnetizações das redes ortogonais com o mesmo comportamento. Porém, no regime 2 onde as magnetizações das redes longitudinais ao campo são mapeadas, é possível observar uma disparidade na rede $\sqrt{2}$ entre as direções 0° e 90° com o campo. No ângulo 0° , onde as ilhas ortogonais e longitudinais encontram-se mais próximas a magnetização das ilhas ortogonais produzem um campo magnético adicional ao externo e a inversão das magnetizações das ilhas longitudinais é facilitada, este processo não é tão efetivo

3.3 Parte 1 - GSAR

para as configurações de campo em 90° . Na rede ortorrômbica $\sqrt{3}$ as distâncias entre ilhas são aproximadamente as mesmas e o efeito descrito acima não é mais observado, este efeito é diminuto na configuração $\sqrt{4}$ onde as ilhas tem grande separação. Esses resultados também são opostos aos recentemente apresentados por [32] para redes quadradas, onde os autores concluíram que no regime saturado o sistema não é interagente. Nossos resultados mostram que nas redes de GSAR a interação entre as ilhas é uma das responsáveis pelo estado fundamental ser prioritariamente T_0 em $\sqrt{2}$, haja vista que a proximidade das ilhas favorece magnetização circular na célula unitária da rede.

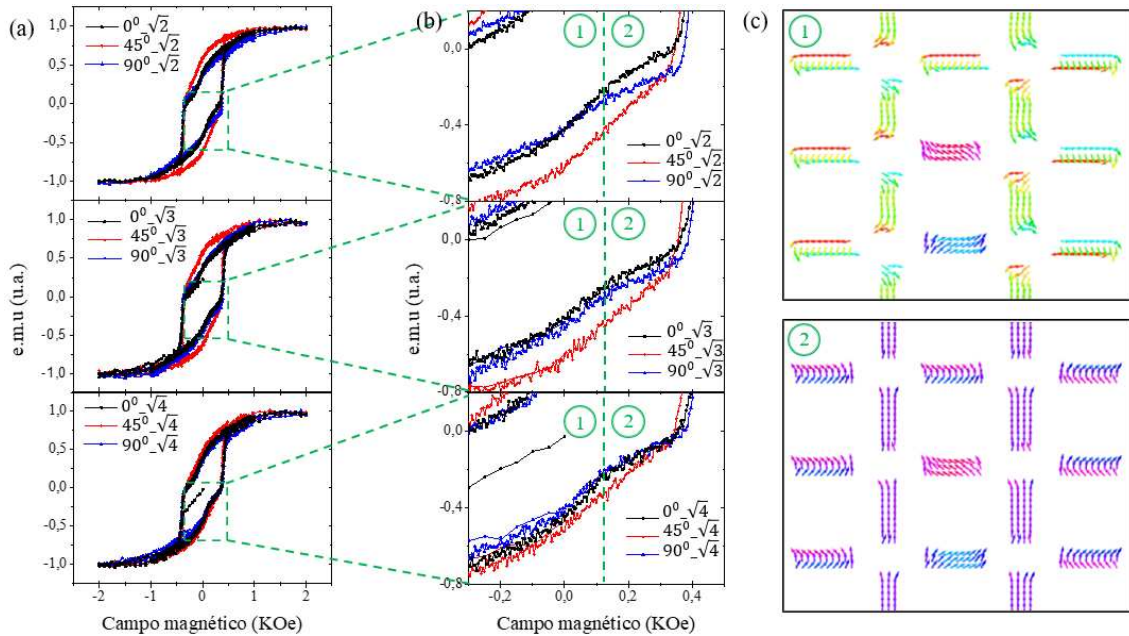


Figura 3.10: (a) Curvas de magnetização obtidas por VSM das amostras de GSAR com $\gamma = \sqrt{2}$, $\sqrt{3}$ e $\sqrt{4}$ (de cima para baixo) em função dos ângulos de 0° , 45° e 90° em relação ao eixo maior do retângulo. (b) Ampliação da imagem onde é possível notar dois regimes de inversão de magnetização em função do campo aplicado, separados pelas linhas pontilhadas em região 1 e 2. (c) Configuração típica dos spins das nanoilhas no regime 1 e 2 obtidas por simulações micromagnéticas.

A seguir apresentamos os resultados de ressonância ferromagnética realizado nas redes retangulares (figura 3.11). As medidas foram obtidas em um sistema Bruker em diferentes ângulos do campo externo aplicado em relação ao eixo maior dos retângulos. Mediante a comparação entre medidas experimentais e simulações micromagnéticas dos espectros de ressonância magnética obtidos por utilização conjunta do *software*

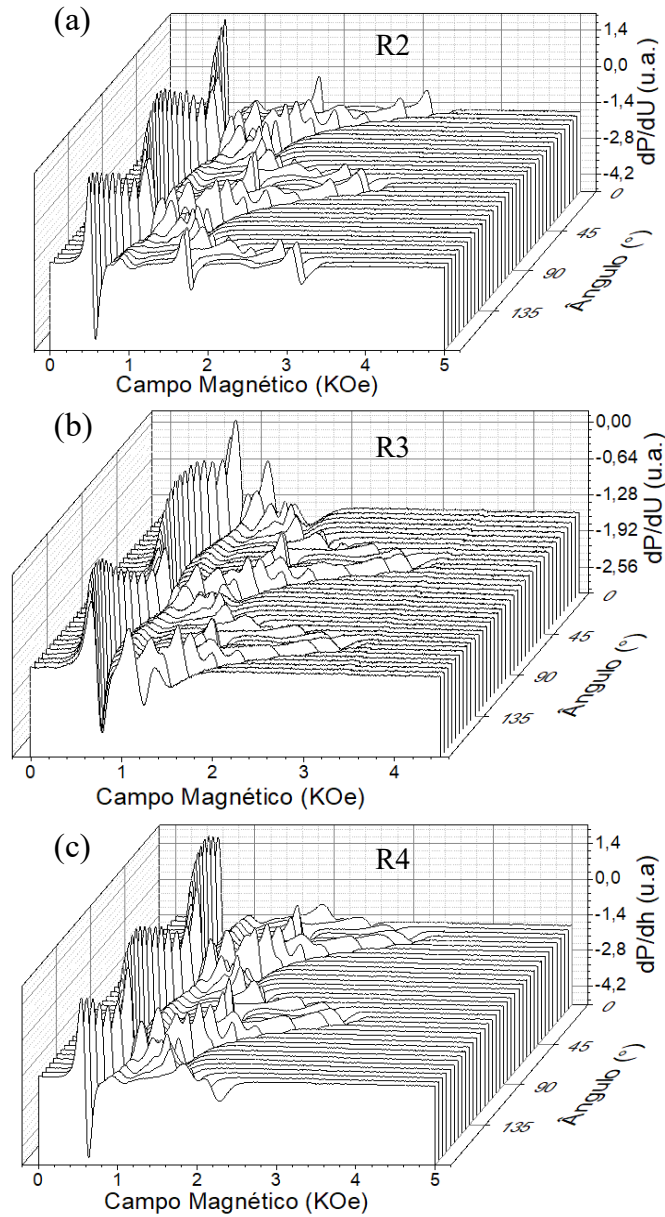


Figura 3.11: Medidas de FMR com campo magnético aplicado ao longo do plano para redes GSAR: R2, R3 e R4 que são referentes as redes GSAR $\sqrt{2}$, $\sqrt{3}$ e $\sqrt{4}$, respectivamente.

Mumax na obtenção da dinâmica de magnetização e o código em Fortran para análise de resultado⁴ [52]. Assim, os quatro principais picos de ressonância observados na configuração de campo externo longitudinal ao eixo maior dos retângulos, são associados

⁴Os programas foram desenvolvidos pelos professores Clodoaldo Irineu Lewardoski de Araujo e Leandro Gutierrez Rizzi do departamento de física da Universidade Federal de Viçosa e o código para FMR também é apresentado no apêndice A.

3.4 Parte 1 - GSAR

as ressonâncias dos estados *bulk* das ilhas ortogonais e longitudinais e a estados de borda destas ilhas onde as magnetizações encontram-se não confinadas. Estes estado é mostrado na figura 3.12. Os espectros de ressonância são muito similares para as três geometrias testadas, apenas uma disparidade pôde ser observada na configuração com $\sqrt{3}$, onde um dos picos divide-se em 2. Esta resposta pode estar associada a liberdade das cargas magnéticas, porém uma análise mais aprofundada deve ser realizada a ponto de se chegar a tal conclusão.

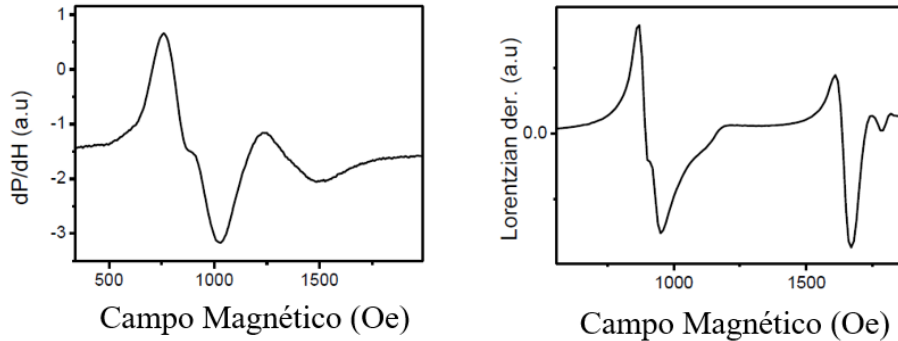


Figura 3.12: Espectro de absorção de FMR obtida experimentalmente (figura da esquerda) e computacionalmente (figura da direita).

3.4 Conclusões sobre gelo de spin artificial retangular

A alta resolução das imagens de *MFM* obtidas neste trabalho mostram a boa qualidade de fabricação empregada. As análises experimentais de topologias apresentadas nas três geometrias testadas, após o bem sucedido protocolo de desmagnetização, mostraram boa conformidade com as previsões teóricas previamente realizadas. Nossos resultados de interação entre ilhas no regime saturado são interessantes e demonstram a influência de características internas a ilha na dinâmica de sistemas frustrados e a ressonância magnética corrobora a conclusão de Adeyeye [27] de que estes sistemas podem ser usados como filtros magnéticos sintonizáveis, porém as diferentes geometrias não apresentaram diferenças significativas nas respostas ressonantes dos sistemas.

Capítulo 4

Anti-gelo de spin artificial

Este capítulo é referente a rede de anti-gelo de spin artificial quadrado (AGSAQ). Primeiramente, é apresentada uma revisão teórica sobre os vórtices magnéticos e a fenomenologia do sistema AGSAQ. Em seguida aparece o processo de fabricação para obter a amostra de AGSAQ. Na sequência são discutidos os resultados a partir da caracterização da rede por MEV, VSM, FMR, medidas de magnetorresistência e simulações micromagnéticas. As conclusões encerram o capítulo.

4.1 Revisão teórica

4.1.1 Vórtices magnéticos

Materiais ferromagnéticos (FM) possuem uma magnetização espontânea que pode continuar a existir mesmo na ausência de um campo magnético. Porém, a ordem magnética espontânea desaparece quando o material é aquecido acima temperatura de Curie (T_C), pois a energia térmica torna-se maior que a energia de troca. Como consequência passa a exibir um comportamento paramagnético com magnetização nula [48–50,58]. Para temperaturas inferiores a T_C os materiais FM formam domínios magnéticos, reduzindo a sua energia magnetostática. O alinhamento dentro de um determinado domínio está relacionado com a anisotropia do material.

Uma amostra FM com seção retangular tem o processo de formação de do-

4.1 Parte 2 - AGSAQ

mínios magnéticos ilustrado na figura 4.1. Divisões subsequentes da amostra reduzem a energia magnética e o valor mínimo ocorre quando são formados domínios de fechamento (figura 4.1 (d)). A criação de um domínio, também forma uma região de transição com mudança gradual dos momentos magnéticos, denominadas paredes de domínios. A sua espessura é determinada por competições entre energia de troca (que tende a aumentá-la) e a energia de anisotropia magnética (que tende a diminuí-la). As sucessivas subdivisões são interrompidas no momento que o custo em energia de troca para a formação de uma parede de domínio é maior do que a redução da energia magnetostática obtida com a divisão em domínios [49]. No momento em que a dimensão do sistema está próximo à largura da parede (dimensões micrométrica ou submicrométrica), diferentes configurações magnéticas são energeticamente acessíveis, dentre elas o vórtice magnético.

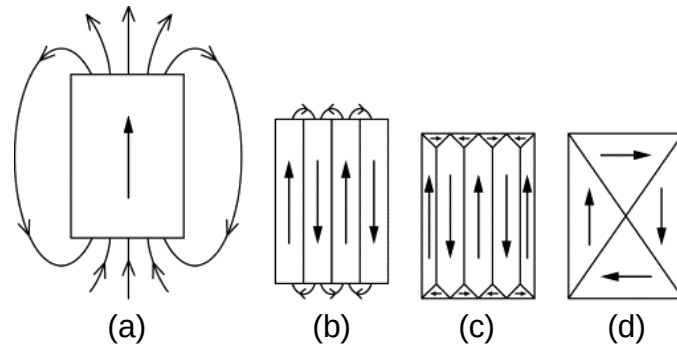


Figura 4.1: Formação de domínios magnéticos [58].

A configuração de vórtice magnético, apresentada na figura 4.2, ocorre basicamente pelo processo de minimização de energia. A configuração assumida pelos momentos magnéticos em circuitos fechados ao longo do plano do filme não permitem que haja um fluxo magnético para fora do plano. Próximo a extremidade do vórtice, os spins ainda estão praticamente alinhados paralelamente aos seus vizinhos. Isso já não é verdade à medida que se aproxima do centro, onde o ângulo entre eles aumenta. Caso ocorresse um alinhamento antiparalelo dos momentos magnéticos a densidade de energia de troca aumentaria substancialmente. Tal situação é evitada com o giro dos momentos para fora do plano no centro do vórtice. Além disso, os spins diametralmente

4.1 Parte 2 - AGSAQ

opostos e localizados no plano tem orientações contrárias, reduzindo a intensidade do campo de desmagnetização, reduzindo a energia de desmagnetização [59].

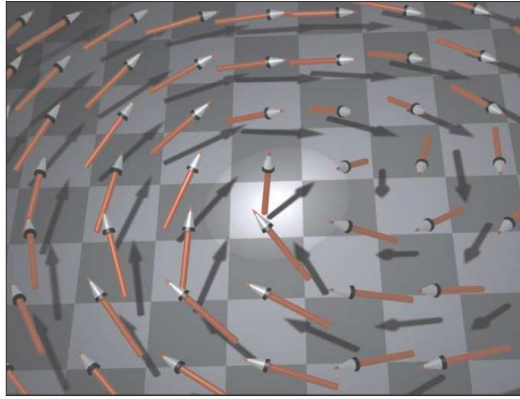


Figura 4.2: Representação de um núcleo de vórtice. Em regiões afastadas do núcleo do vórtice a magnetização está circulando o centro e encontra-se no plano. No centro do vórtice a magnetização é perpendicular (região clara) [61].

Há um grande interesse em compreender as condições de formação dos vórtices, bem como controlar as suas propriedades: quiralidade, associada ao sentido rotação dos spins (horário e anti-horário), e polaridade, relacionada com o sentido do núcleo (para cima ou para baixo). Esse interesse é justificado pela possibilidade de utilizá-los em aplicações: como a biofuncionalização de microdiscos para a destruição de células cancerígenas por hipertermia devido a processos magnetomecanicamente induzidos [60] e até mesmo como promissores candidatos em dispositivos de armazenamento de dados não voláteis [61–63].

4.1.2 Anti-gelo de spin artificial quadrado

A inserção de nanoburacos (*antidots*) em filmes contínuos é um tópico interessante para pesquisas básicas e aplicadas. A anisotropia magnética induzida pela presença desses nanoburacos dificulta a propagação das paredes de domínio durante o processo de reversão da magnetização, sendo responsável pelo aumento do campo coercivo, quando comparado a um filme contínuo crescido sob as mesmas condições. Tal comportamento, torna-os promissores candidatos para aplicação em dispositivos

4.1 Parte 2 - AGSAQ

de gravação magnética de alta densidade, com previsão de $0,1Tb/cm^2$ e velocidades de leitura e escrita de $0,5Gbs^{-1}$ [64]. A fabricação desses tipos de estruturas, filmes com *antidots* posicionados de acordo com uma distribuição geométrica escolhida, somente é possível graças aos avanços das técnicas de nanofabricação.

Essas mesmas técnicas foram utilizadas em 2006 na criação do primeiro sistema de gelo spins artificiais com geometria quadrada (GSA - quadrado) [17], mostrada na figura 4.3 (a). A referida imagem da rede de GSA foi obtida via MEV e mostram estruturas alongadas numa tonalidade de cinza claro. Estas são as nanoilhas ferromagnéticas com dimensões de $300nm \times 100nm \times 20nm$ sobre o substrato de silício, em que excitações do estado fundamental assemelham-se a monopolos magnéticos. Entretanto, o que aconteceria a um filme FM com nanoburacos distribuídos de forma idêntica as nanoilhas da rede de GSA quadrada?

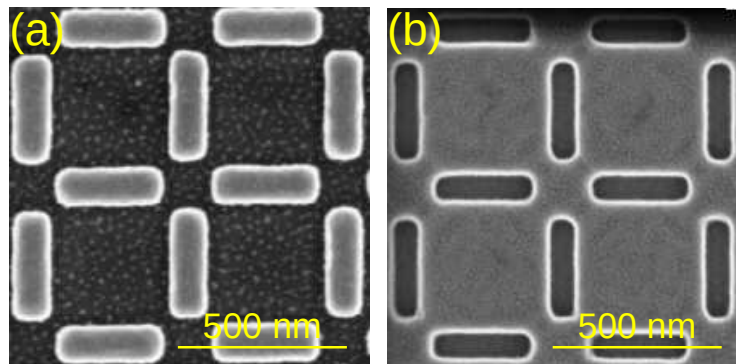


Figura 4.3: Imagens de MEV das redes: GSA quadrada em (a) e AGSAQ em (b). As estruturas estão organizadas na geometria quadrada: as mais claras formam nanoilhas (GSA quadrada), enquanto as mais escuras são os nanoburacos (AGSAQ).

Parte da resposta pode ser vista na figura 4.3 (b). As estruturas alongadas com tonalidade de cinza escuro são os *antidots* e entre eles são formados platôs de filme FM. Além disso, é possível perceber que as imagens (a) e (b) são complementares, ou seja, ao se pegar um filme FM e retirar dele uma rede de GSA-quadrado, o resultado será um anti-gelo de spin artificial quadrado (AGSAQ)¹ [25,26]. Apesar do nome, a

¹A propósito, tal terminologia foi criada pelo grupo do laboratório de spintrônica e nanomagnetismo (LabSpiN) da Universidade Federal de Viçosa e colaboradores, porém não pode ser utilizada no primeiro trabalho que a descrevia [25].

distribuição dos nanoburacos é a única semelhança entre elas.

Neste contexto, temos como objetivos: desenvolver um método experimental para fabricação da rede AGSA - quadrado e caracterizá-la via magnetometria de amostra vibrante, ressonância ferromagnética, medidas de magnetorresistência, microscopia de força magnética e simulações micromagnéticas.

4.2 Fabricação de anti-gelo de spin artificial

A escrita da rede AGSAQ pela técnica EBL foi realizada no LABNANO através do equipamento e-Line da Raith. Enquanto, a deposição do filme de níquel ocorreu na Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC) pela técnica evaporação por feixe de elétrons (*thermionics e-beam evaporation*). Os passos relativos a fabricação foram:

- construção da máscara digital referente a rede AGSAQ no software específico da RaithELINEplus.
- Sobre um substrato de silício ($\approx 1\text{cm}^2$) depositou-se por *spin coat* a 4000rpm uma camada do eletroresiste positivo (polimetilmetacrilato (PMMA)) com 200nm de espessura.
- Exposição do padrão numa área de $100 \times 100\mu\text{m}^2$ com potencial de aceleração igual 20KV e uma dose de $160\mu\text{C}/\text{cm}^2$.
- Deposição de uma multicamada *Ti 8nm/Ni 30nm/Au 3nm* por *thermionics e-beam evaporation* sobre silício após o processo de revelação.
- Definição dos contornos da rede através de *lift-off* com acetona em banho de ultrassom à temperatura ambiente.
- Verificação da amostra por microscopia eletrônica de varredura.

4.3 Resultados sobre anti-gelo de spin artificial

Uma multicamada de $Ti\ 8nm/Ni\ 30nm/Au\ 3nm$ com nanoburacos, os quais possuem $300nm$ de comprimento, $150nm$ de largura e espaçados de $850nm$ originam a rede denominada anti-gelo de spin artificial quadrada (AGSAQ). Na figura 4.4 são apresentadas imagens de MEV referentes a rede AGSAQ. Em (a) é possível visualizar que o processo de *lift-off* é eficaz na remoção da parte interna dos nanoburacos. Quanto a definição das bordas, compostas pelas regiões mais claras ao redor dos nanoburacos, mostram-se com larguras distintas e irregulares. Ao se comparar essa estrutura produzida por *lift-off* com a mesma estrutura AGSAQ padronizada por *etching* (ver figura 4.3(b)), a definição dos contornos por *etch* é mais eficiente, porém tem um custo de produção mais elevado. Assim, a certa indefinição dos nanoburacos ocorre porque ao se dissolver camada de resiste, também remove-se a adesão do filme depositado sobre o mesmo. A falta de adesão faz o descolamento do filme, que se quebram (ou não) com uma certa aleatoriedade, podendo ficar suspensos pelas bordas (rebarbas), ou até mesmo permanecerem aderidas à superfície da amostra (ver figura 4.4 (b)).

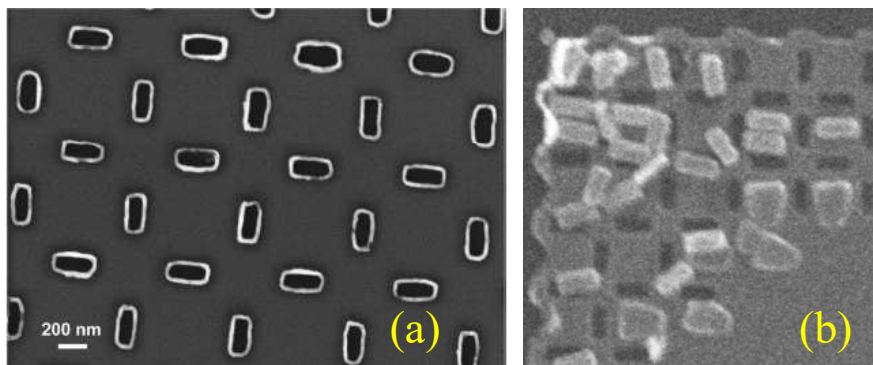


Figura 4.4: Imagens feitas por MEV das redes AGSAQ. (a) Amostra com os nanoburacos definidos por *lift-off*. (b) Apresenta uma amostra, em que o processo *lift-off* não foi bem sucedido.

Apresentamos na figura 4.4 imagens da superfície da amostra adquirida por MEV. Outra técnica que permite obter informações da superfície é o AFM e uma imagem tridimensional obtida a partir dela é mostrada na figura 4.5.

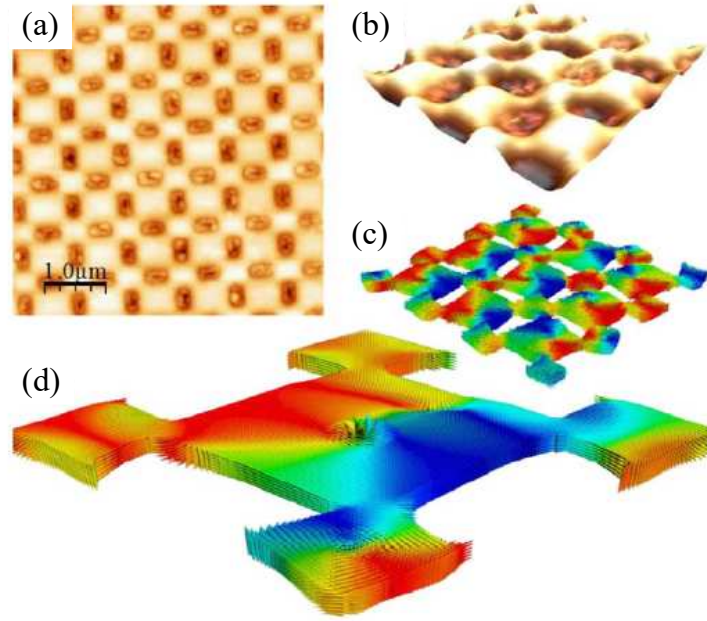


Figura 4.5: Imagem em 3D da amostras AGSAQ medida por microscopia de força atômica.

As curvas de histerese, medidas por VSM, com campo magnético (\vec{H}) aplicado a 0° e 45° em relação a um dos lados da amostra estão representadas na figura 4.6 (a). Pode ser observada certa dependência da magnetização com o ângulo de aplicação do campo. Quando a magnetização é nula, encontramos o valor do campo coercivo, que é maior para a medida realizada a 45° .

Para uma melhor compreensão do comportamento das curvas de histerese e investigação das configurações de spin (com campo aplicado a 0° e 45°), fizemos simulações micromagnéticas utilizando o programa OOMMF. Os parâmetros utilizados foram a constante de troca $A^{Ni} = 9 \times 10^{-12} J/m$ e a magnetização de saturação $M_S = 4,3 \times 10^5 A/m$. Na realização dos cálculos, a estrutura simulada é dividida por uma grade com cubos de lado $l = 5nm$, que devem ter um tamanho da ordem do comprimento de troca do material simulado. O valor do comprimento de troca do Ni é de aproximadamente $7,72nm$ ($l_{ex} = \sqrt{A/4\pi M_S^2} \sim 7,72nm$).

Quando se compara os resultados experimentais e teóricos há uma boa concordância qualitativa entre eles, exceto próximo aos valores finais do eixo do campo magnético. Numericamente, os valores do campo magnético teórico, onde ocorre à sa-

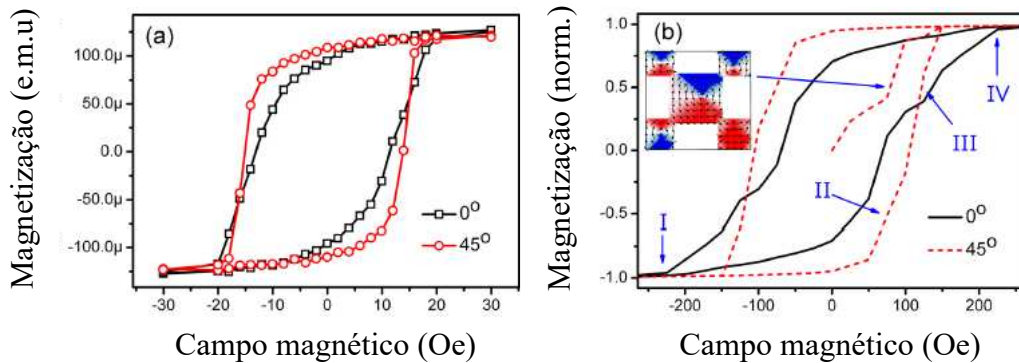


Figura 4.6: (a) curvas de magnetização obtidas por VSM com campo orientado a 0° e 45° em relação a um dos lados da rede AGSAQ. (b) Curvas de histerese provenientes da simulação micromagnética. Os números em algarismos romanos representam os instantes, nos quais foram mapeados a configuração da magnetização mostradas na figura 4.7. O *inset* apresenta a configuração dos vórtices no início da curva de histerese.

turação são bem superiores aos experimentais. A razão disso é proveniente do OOMMF ser um código que simula o sistema a temperatura zero e o experimento ter sido realizado a temperatura ambiente. O segundo motivo, devido aos defeitos experimentais existentes na amostra que podem atuar como armadilhas magnetostáticas.

A partir da configuração magnética (figura 4.7) obtida por simulação em vários momentos do ciclo de histerese, é possível perceber que os spins mais próximos aos nanoburacos estão alinhados paralelamente as suas bordas, reduzindo a energia magnetostática. Quando o campo magnético está na configuração de 0° , figura 4.7 (a) de I a IV, a contribuição dos domínios presos a parede dos buracos perpendicular ao campo fornecem uma pequena contribuição. Agora, quanto aos spins que estão presos próximo a borda e alinhados anti-paralelamente ao campo aplicado, são necessários altos valores deste para saturar totalmente o sistema. Para o campo aplicado ao longo da diagonal da amostra (configuração de 45°), figura 4.7 (b) de I a IV, os domínios que estão presos contribuem na mesma quantidade, gerando uma histerese "mais quadrada" e como há um número maior de domínios presos, ocorre o aumento da coercividade. Isso está de acordo com os resultados experimentais.

A configuração de menor energia, mostrada no *inset* da 4.6 (c), é atingida após

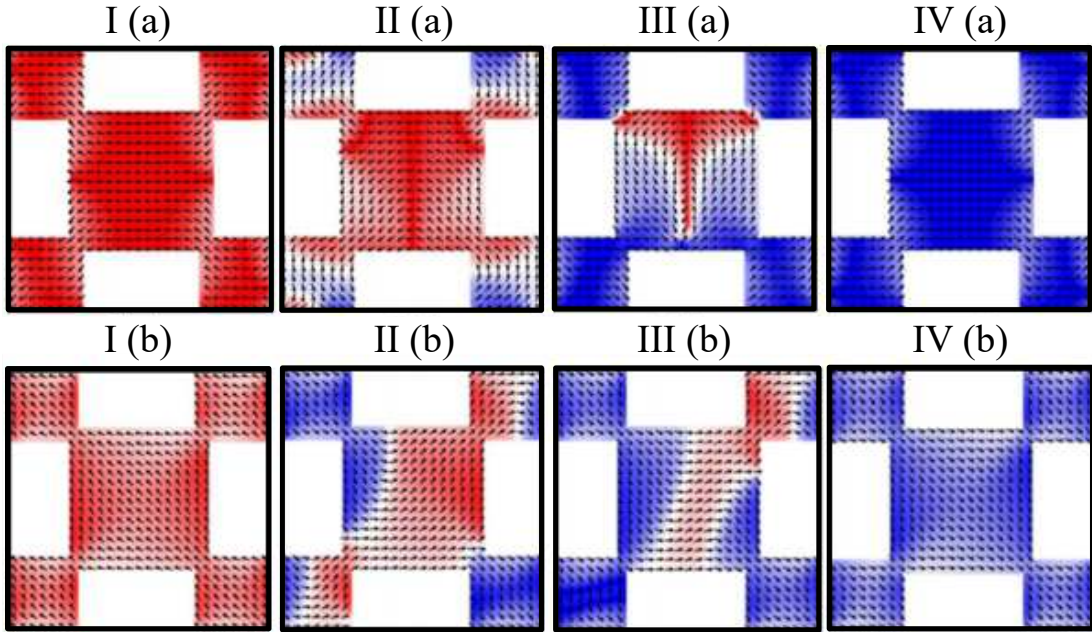


Figura 4.7: Configuração da dinâmica de magnetização em uma das células durante a simulação da histerese. Para imagens identificadas com (a), o campo está aplicado a 0° e em (b) o campo fica a 45° em relação ao eixo horizontal da amostra. As áreas em vermelho e azul representam as componentes positivas e negativas em y respectivamente, enquanto as áreas em branco representam as componentes em x .

relaxação dos spins do sistema, momento em que se iniciam as medidas da curva de histerese. Percebemos a existência de um cristal de vórtices ao longo de toda amostra, visto na figura 4.8. Note que a quiralidade e a polaridade dos vórtices são completamente aleatórias afim de se obter minimização da magnetização remanente.

Para tentar modificar o estado de magnetização dos vórtices, aplicamos um campo externo no plano da amostra e posteriormente um campo aplicado perpendicularmente ao plano da amostra. A configuração magnética dos cristais de vórtices foi alterada, entretanto o estado de vórtices saturados perdurou em todas as medidas.

A amostra de AGSAQ também foi caracterizada por magnetorresistência². Estas medidas estão apresentadas na figura 4.9, e trouxeram novas evidências experimentais da existência do cristal de vórtice nas amostras de AGSAQ. As medidas de

²O efeito da magnetorresistência (MR), também conhecida como polarização, é determinada pela relação $MR = \frac{(R_{max} - R_{min})}{R_{min}} \times 100$.

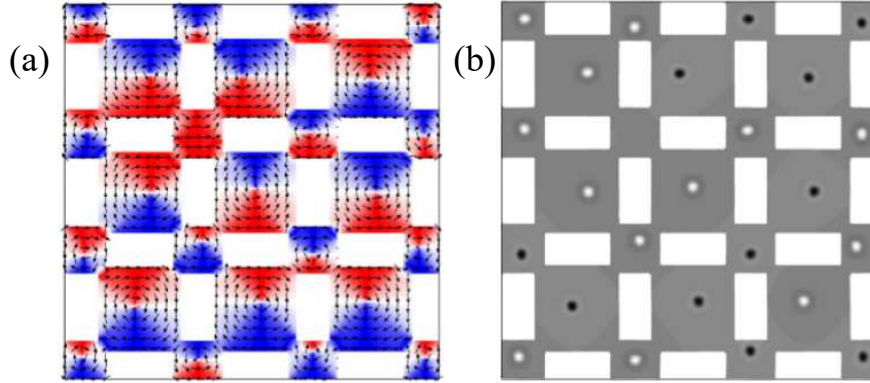


Figura 4.8: Resultados da simulação de 9 células mostrando a quiralidade e a polaridade dos vórtices, em (a) e (b), respectivamente.

MR foram realizadas com o campo magnético aplicado (no plano) nas configurações longitudinal e transversal e na configuração perpendicular (fora do plano), em relação a corrente aplicada e a temperatura de $300K$. Como pode ser visto nas áreas ampliadas da figura 4.9, ocorre um comportamento anisotrópico, provavelmente resultante do acoplamento spin-órbita da contribuição do filme de Ni. Contudo, o principal sinal magnetorresistivo é oriundo do comportamento completamente aleatório das polaridades e quiralidades do cristal de vórtice a campo zero, gerando o valor mais alto da resistência. Isso ocorre devido a maior densidade de espalhamentos e eventos relacionados ao movimento de spins. Os menores valores de resistência são observados próximos à magnetização de saturação nas configurações longitudinal e transversal (no plano), bem como na configuração perpendicular (fora do plano). Nesta configuração, os núcleos dos vórtices de todas as plaquetas alinham-se de modo ferromagnético e essa configuração de spins reduz o valor da resistência. Os diferentes cenários estão mostrados nas inserções da figura 4.9. Esses dados de magnetorresistência são uma evidência de transporte de spin polarizado por longo alcance.

Na figura 4.10 apresentamos os resultados da polarização (MR) de spin em função da temperatura. Os valores da resistência são extraídos das medidas de magnetorresistência feitas nas mesmas configurações presentes na figura 4.9 e a diferentes temperaturas. Os maiores valores de polarização ocorreram em varreduras na confi-

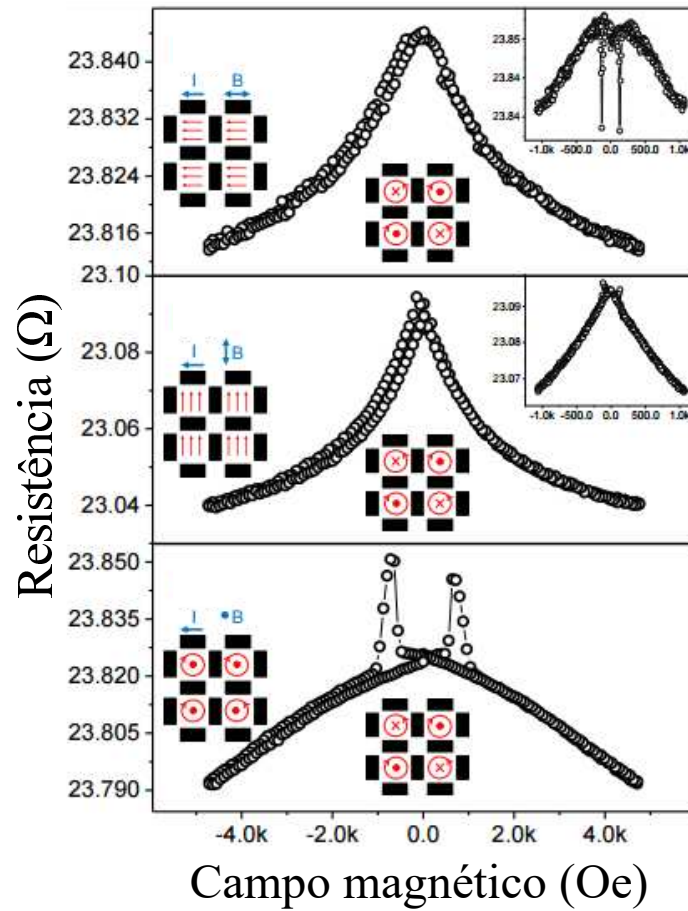


Figura 4.9: Medidas de magnetorresistência da rede Anti-GSA com a corrente elétrica contínua nas configurações (a) longitudinal, (b) transversal e (c) perpendicular em relação ao campo aplicado. As inserções mostram a ampliação dos picos, evidenciando o comportamento da magnetorresistência anisotrópica para filmes ferromagnéticos, e os desenhos esquemáticos com configurações de medida e magnetização de acordo com a configuração do campo magnético aplicado.

guração perpendicular, corroborando com a existência de um cristal de vórtices com quiralidades e polaridades aleatórias a campos baixos. Ainda, observamos um comportamento linear decrescente da polarização em função da temperatura.

Outra medida indireta da configuração de vórtices nestes sistemas foi obtida através de sua caracterização por ressonância ferromagnética longitudinal e perpendicular. Na FMR medida com o campo magnético no plano da amostra apresentada na figura 4.11, sendo esta rotacionada entre 0° e 90° , uma anisotropia advinda da fixa-

4.3 Parte 2 - AGSAQ

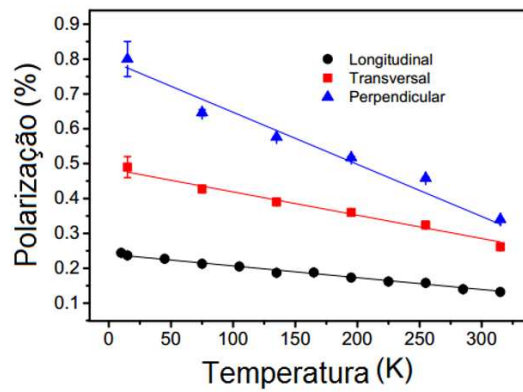


Figura 4.10: Medidas da polarização (MR) em função da temperatura.

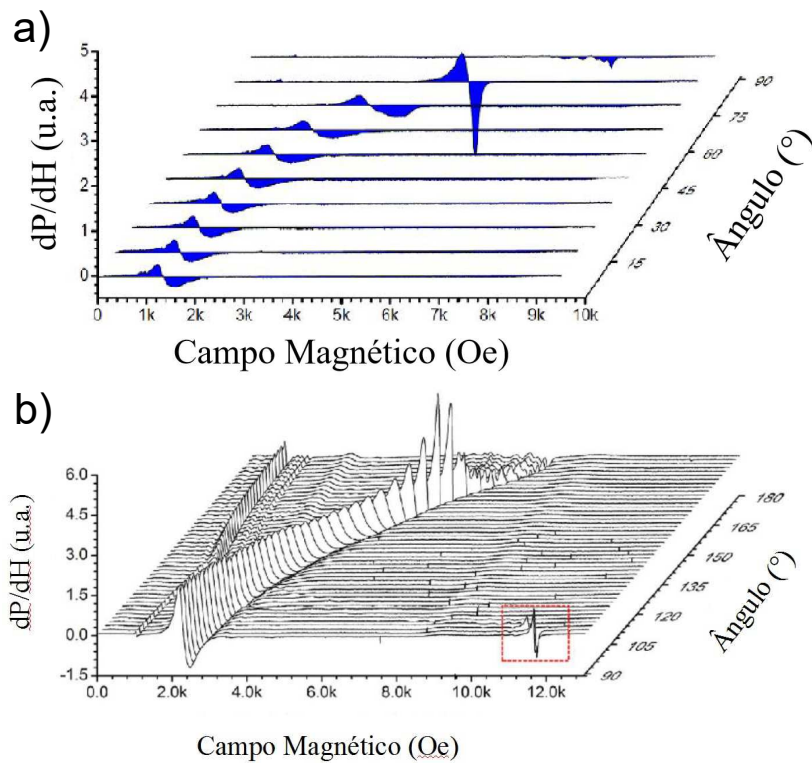


Figura 4.11: (a) Medidas de ressonância ferromagnética obtidas com campo magnético aplicado no plano da amostra, variando de 0° a 90° em relação a borda da amostra. (b) Medidas de ressonância ferromagnética realizadas inicialmente com campo magnético aplicado fora do plano da amostra (90°), variando de 90° a 180° em relação a configuração da medida realizada no plano.

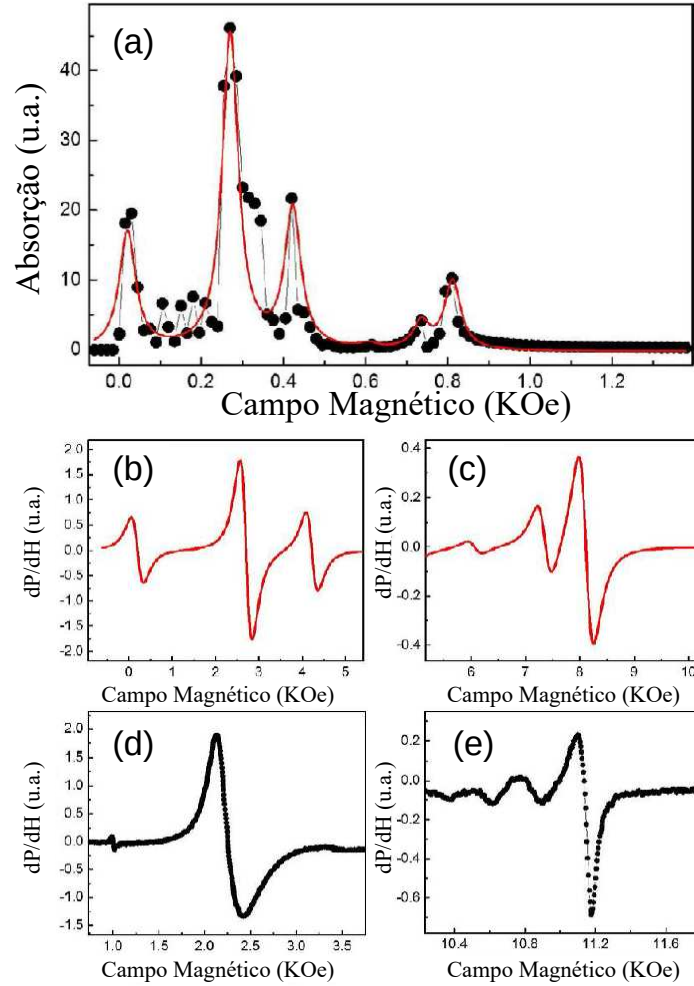


Figura 4.12: (a) Dados obtidos a partir de simulações micromagnéticas e com ajuste lorentziano. (b) Derivada da curva de absorção obtida pelo ajuste no regime não saturado e (c) no regime saturado. Os resultados das medidas experimentais fora do plano em (d) regime saturado e (e) regime não saturado.

ção da magnetização das placas com a borda dos buracos pôde ser observada, que é comumente visto em sistemas anisotrópicos como nanofios magnéticos [65]. Já na caracterização da ressonância em função do campo aplicado com a amostra rotacionando da configuração longitudinal para a perpendicular, com o campo aplicado no plano da amostra os vórtices são rapidamente aniquilados, como previsto anteriormente nas medidas de VSM, e a ressonância medida apresenta picos relativos ao filme saturado de níquel. Já na configuração com campo aplicado perpendicularmente a amostra os

vórtices tem sua ressonância característica em baixos campos, já que sem a existência destes a ressonância seria apenas a de um filme fino de níquel em seu eixo duro e nestas condições a ressonância do filme fino é deslocada para campos altos. Portanto nas medidas apresentadas na figura 4.11 é possível notar um pico principal a baixos campos ($2K0e$) atribuído a rede de vórtices e picos relativos a ondas estacionárias nas placas em altos campos ($11K0e$). Um maior entendimento das dinâmicas apresentadas nas medidas FMR foi obtido outra vez por comparação com simulações micromagnéticas, utilizando a mesma rotina de simulações FMR no *software* Mumax apresentada anteriormente com códigos também apresentados no apêndice A. As curvas obtidas por simulação corroboram com os dados experimentais e a partir da dinâmica das magnetizações do sistema é possível notar o ponto onde ocorre a ressonância com movimento girotrópico dos vórtices, bem como os diversos modos de ondas estacionárias de spin em altos campos. A comparação entre os dados obtidos por FMR experimental e simulada é apresentada na figura 4.12.

4.4 Conclusões sobre anti-gelo de spin artificial

Nesta parte da tese propusemos de maneira inédita o estudo de um sistema proposto e denominado por nosso grupo de anti-gelo de spin artificial. Apesar destes sistemas apresentarem características distintas dos gelos de spin, a anisotropia advinda da geometria inspirada nestes, proporciona a existência de um cristal de vórtices similar ao encontrado em redes de nanodiscos magnéticos. A vantagem deste sistema vem do fato deste ter conexão elétrica entre os vórtices e destes apresentarem campo de aniquilação muito menor em comparação aos discos magnéticos. A conexão elétrica proporcionou a caracterização magnetorresistiva da rede e sugere sua aplicação em dispositivos de memória com baixo consumo, dada sua baixa resistividade, em comparação a sistemas com discos magnéticos que apresentam interfaces com outros materiais a serem utilizados como *seed layer* condutivo. O baixo campo de aniquilação dos vórtices neste sistema é outra vantagem na utilização deste em sensores, visto que a geração de baixos campos de Oersted para sua manipulação demanda baixas correntes e portanto

4.4 Parte 2 - AGSAQ

menor potência. A caracterização ferromagnética corrobora tanto a existência da rede de vórtices quanto a previsão de Adeyeye [27] da possível utilização destes sistemas como antenas para microondas.

Capítulo 5

Dispositivos híbridos

Este capítulo aborda o processo de fabricação utilizado na confecção de um dispositivo híbrido (DH) formado por sensores magnetorresistivos, concentradores de fluxo magnético e sistemas microeletromecânicos. Inicia-se com revisões teóricas das estruturas do DH, na sequência em que foram mencionadas anteriormente. Os resultados relacionados à fabricação do DH encontram-se na seção 5.2. Posteriormente, as conclusões são apresentadas.

5.1 Revisão teórica

5.1.1 Sensores magnetoressistivos

Os seres vivos são capazes de gerar espontaneamente campos magnéticos que estão na faixa de nanoteslas (10^{-9}T) a femtoteslas (10^{-15}T). Nos seres humanos, esses campos são originados por correntes elétricas que percorrem algumas células (como no sistema nervoso e no coração) ou pelo acúmulo de materiais magnéticos em certos órgãos (como no fígado e no pulmão). Medi-los é extremamente importante porque permite localizar com precisão a região que os produz e determinar a intensidade da corrente ou a concentração dos materiais. Isso poderia facilitar o entendimento do funcionamento de alguns órgãos, o diagnóstico de algumas doenças e auxiliar em cirurgias e tratamentos, entre inúmeras outras aplicações. É interessante que essa detecção

5.1 Parte 3 - Dispositivos híbridos

ocorra através de medições não invasivas, tal qual são feitos na magnetoencefalografia¹ (MEG) e a magnetocardiografia² (MCG). Além disso, ao contrário dos sinais elétricos, os sinais magnéticos não são distorcidos por mudanças de condutividade entre diferentes tecidos. Porém, o alto custo operacional por envolver o uso de dispositivos supercondutores de interferência quântica (SQUIDs - *superconducting quantum interference devices*), que operam em temperaturas próximas a $4K$, limitam o uso clínico. Uma possibilidade de redução dos custos seria a substituição do SQUID por sensores magnetorresistivos (MR) que apresentam uma grande faixa de sensibilidade (ver figura 5.1), são fabricados a partir de técnicas bem estabelecidas, baixa potência de consumo e podem ser utilizados a temperatura ambiente [1,5,16,66,67].

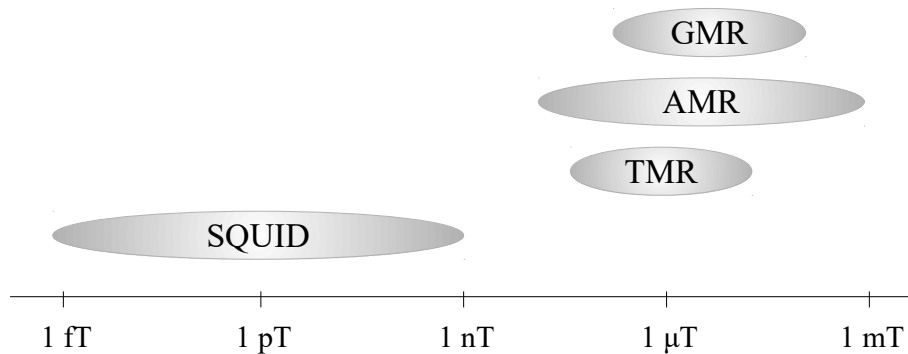


Figura 5.1: Faixa de detecção aproximada de campos magnéticos para sensores do tipo SQUID e magnetorresistivos.

A figura 5.1 faz alusão a três tipos distintos de magnetorresistência:

- A magnetorresistência anisotrópica (AMR - *Anisotropic magnetoresistance*) consiste na mudança do valor da resistência em decorrência das orientações relativas entre as direções do campo magnético e da corrente elétrica no material. Ela está presente em materiais ferromagnéticos e é resultante do processo de espalhamento sofrido pelos elétrons de condução nos orbitais $3d$, devido ao acoplamento spin-órbita.

¹Registro de campos magnéticos cerebrais, que apresenta rapidez na obtenção de dados, não-invasividade e uma excelente resolução temporal.

²Registro de campos magnéticos dos músculos cardíacos que apresenta o mesmo potencial da MEG.

5.1 Parte 3 - Dispositivos híbridos

Sem a existência desse acoplamento, ou seja, com $\vec{L} \cdot \vec{S} = 0$, o espalhamento $s-d$ dos elétrons majoritários não poderia ocorrer. Agora, no caso de $\vec{L} \cdot \vec{S} \neq 0$ é possível que os elétrons s majoritários possam ser espalhados pelos estados d minoritários, contribuindo para o aumento da resistência. O momento linear de um elétron espalhado precisa ser conservado e o fato dos orbitais d serem altamente anisotrópicos, faz com que as seções de espalhamentos sejam diferentes para uma orientação paralela ou perpendicular entre as direções da magnetização e da corrente elétrica, ilustrada na figura 5.2 [3,4].

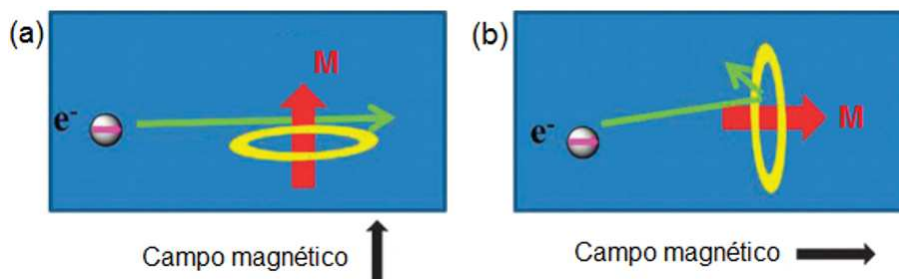


Figura 5.2: (a) O momento magnético (\vec{M}) está transversal a corrente e o spin-órbita está paralelo a i , existe uma pequena seção de espalhamento, resultando em resistência mínima. (b) Quando (\vec{M}) é paralelo a i e o spin-órbita está orientado perpendicularmente a i , há uma grande seção de espalhamento, produzindo o valor de resistência máxima [4].

- A magnetorresistência gigante (GMR - *Giant magnetoresistance*) possui origem quântica e está associada aos espalhamentos dos elétrons devido ao seu spin. Para um metal não magnético as bandas de energia são simétricas em relação à orientação do spin. Porém, a densidade de estados para os elétrons nos estados up e $down$ não são iguais no nível de Fermi ($N(E_F)$) em materiais ferromagnéticos. Isso provoca uma assimetria das bandas de energia, com mais spins up do que $down$ ou vice versa, como observado na figura 5.3. Assim, é possível associar dois canais de condução paralelos, um para os portadores majoritários e outro para os portadores minoritários, como proposto por Mott (modelo de 2 canais) [68]. No modelo de Mott há associação entre os espalhamentos individuais sofridos pelos elétrons up ou $down$ à resistências elétricas, sendo o sentido da magnetização dos contatos o eixo de quantização para o spin eletrônico. A figura 5.4 ilustra

5.1 Parte 3 - Dispositivos híbridos

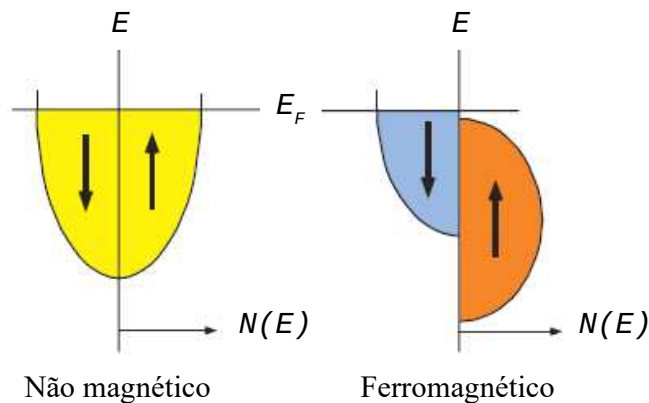


Figura 5.3: Diagrama esquemático da densidade de estados de um metal não magnético e um ferromagnético em que os estados de spins majoritários estão completamente preenchidos com elétrons de spin up . E , a energia do elétron; E_F , o nível de energia de Fermi e N_E , densidade de estados [4].

o modelo de 2 canais para uma tricamada, constituída de duas ferromagnéticas (FM) separadas por uma camada não magnética (NM). A corrente total que atravessa a tricamada é resultante da soma de duas correntes paralelas: uma para os elétrons de spin up e outra de spin $down$. Assim, na figura 5.4 (a) os portadores majoritários, ao atravessarem as duas camadas, FM são pouco espalhados por possuírem o mesmo sentido da magnetização, sendo associado a um resistor de pequeno valor r . Enquanto que os portadores minoritários sofrem maior espalhamento, sendo atribuído-lhes um resistor de maior valor R . Isso permite criar um circuito constituído por quatro resistores, no qual apresenta o menor valor de resistência equivalente. No caso ilustrado na figura 5.4 (b), as camadas FM apresentam magnetizações em sentidos opostos, os portadores majoritários são pouco espalhados na primeira camada e muito espalhados na segunda. Para os portadores minoritários o processo é o inverso. O circuito seria representado como r e R , e R e r para portadores majoritários e minoritários, respectivamente. Logo, a resistência equivalente é maior do que o caso anterior. O dispositivo mais conhecido que se baseia na fenomenologia da GMR é a válvula de spin (SV) (figura 5.5). Esse consiste basicamente de duas camadas ferromag-

5.1 Parte 3 - Dispositivos híbridos

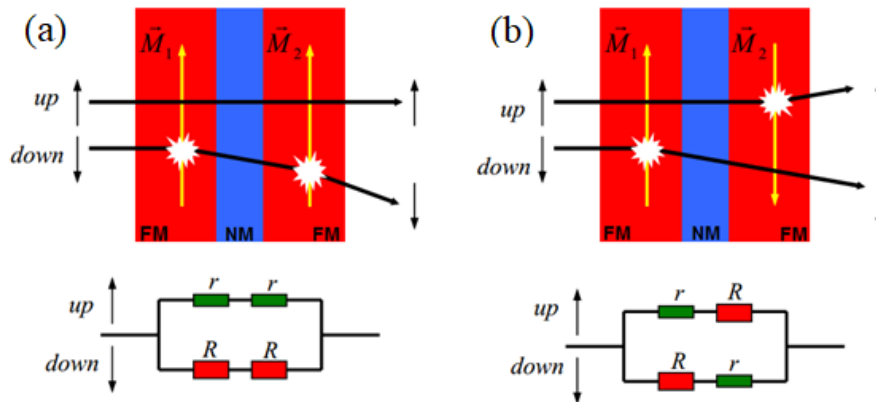


Figura 5.4: Ilustração da fenomenologia da GMR em tricamadas ferromagnéticas.

néticas (FM), normalmente ligas de níquel, ferro ou cobalto, que estão separadas por um espaçador condutivo não magnético (cobre, prata e ouro) [4]. Uma das camadas FM está presa (*pinned layer*), ou seja, a sua magnetização permanece praticamente inalterada na presença de campos magnéticos de intensidades moderadas. O processo de *pinning* é feito conectando a camada FM a uma camada antiferromagnética (AFM), no qual a interação interfacial entre elas origina uma anisotropia unidirecional responsável por prendê-la. A outra camada FM permanece livre para sentir pequenas alterações do campo, sendo denominada camada livre (*free layer*). O valor de GMR da SV ocorre pela mudança da magnetização de suas camadas FM de paralelas para antiparalelas e os valores típicos variam entre 5 a 10% a temperatura ambiente.

- A magnetorresistência túnel (TMR - *tunnel magnetoresistance*), fenômeno presente nas junções túneis magnéticas (MTJ - *magnetic tunnel junction*), está associada a variações de resistência devido ao fenômeno de tunelamento. A MTJ são compostas por dois eletrodos ferromagnéticos separados por uma fina camada isolante (barreira túnel) dispostas de forma análoga a figura 5.5, onde a camada condutora não magnética é substituída por uma isolante não magnético (I). A espessura desta camada é de $\sim 1nm$ e é muito importante a não existência de elétrons na banda de condução, com o objetivo de garantir que os elétrons atra-

5.1 Parte 3 - Dispositivos híbridos

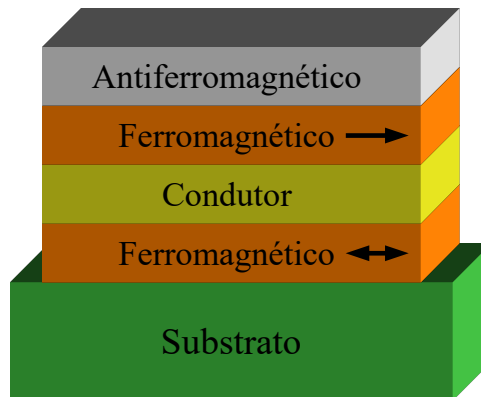


Figura 5.5: Ilustração de uma estrutura básica para válvula de spin (SV).

vessem os eletrodos FM apenas pelo efeito túnel. Este ocorre graças a natureza ondulatória do elétron juntamente com a espessura da barreira túnel, permitindo que a amplitude da função de onda transmitida pela barreira túnel seja não nula. Portanto, existe uma probabilidade do elétron atravessar a barreira, ou seja, tunelar [4,5,9–14].

A variação da resistência no efeito da TMR é conseguida alterando as orientações da magnetização dos eletrodos FM, que por sua vez afetam a quantidade de elétrons que atravessam a barreira túnel. O tunelamento eletrônico é facilitado para spins polarizados iguais aos lados da barreira túnel (ver figura 5.6, apresentando menor valor de resistência (R_{min})). Caso contrário, spins dos elétrons polarizados em sentidos opostos a magnetização dos eletrodos FM, demonstram resistências maiores (R_{max}) do que a situação anterior.

Um modelo fenomenológico para explicar a TMR com estrutura típicas de $FM_1/I/FM_2$ foi proposta por Julliere [12], em que assume a condutância (G) através da barreira túnel proporcional a densidade de estados no nível de Fermi ($N_{\alpha S}(E_F)$) dos eletrodos FM. As condutâncias para as configurações paralelas (figura 5.6 (a)) e antiparalelas (figura 5.6 (b)) podem ser escritas respectivamente como:

5.1 Parte 3 - Dispositivos híbridos

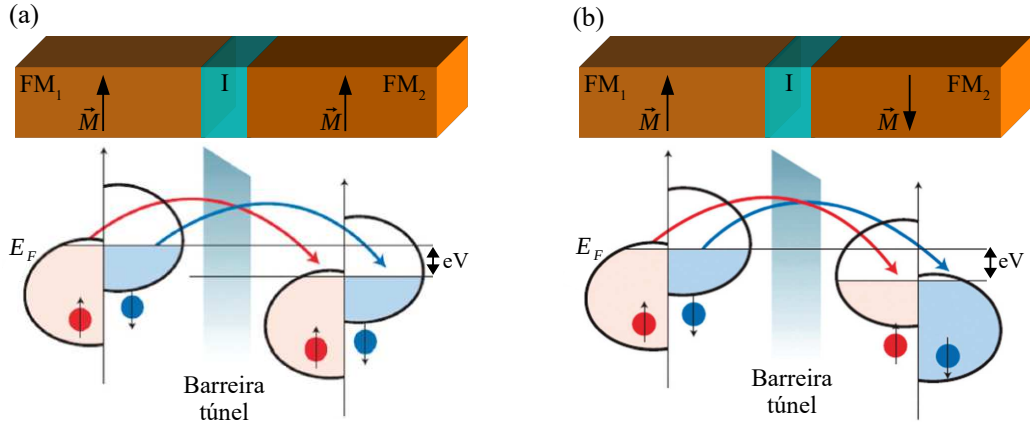


Figura 5.6: Representação esquemática das bandas de energia em uma estrutura FM/I/FM. Em (a) as magnetizações das camadas ferromagnéticas possuem alinhamento paralelo entre si, enquanto em (b) antiparalelo.

$$G_P \propto N_{1\uparrow}(E_F)N_{2\uparrow}(E_F) + N_{1\downarrow}(E_F)N_{2\downarrow}(E_F); \quad (5.1)$$

$$G_{AP} \propto N_{1\uparrow}(E_F)N_{2\downarrow}(E_F) + N_{1\downarrow}(E_F)N_{2\uparrow}(E_F); \quad (5.2)$$

onde α identifica os eletrodos (1 ou 2) e S refere-se ao tipo de spin (*up* \uparrow ou *down* \downarrow). A polarização de spin P_α desses dois eletrodos podem ser calculados em função de $N(E_F)$

$$P_\alpha = \frac{N_{\alpha\uparrow}(E_F) - N_{\alpha\downarrow}(E_F)}{N_{\alpha\uparrow}(E_F) + N_{\alpha\downarrow}(E_F)}. \quad (5.3)$$

E o valor da TMR encontrado a partir da relação $(R_{max} - R_{min})/R_{min}$, também pode ser escrita em função da polarização

$$TMR = \frac{2P_1P_2}{1 - P_1P_2}. \quad (5.4)$$

5.1.2 Fontes de ruídos em sensores magnetorresistivos

Outra característica importante que devem ser consideradas para a detecção de campos magnéticos é a frequência desejada. Por exemplo, no coração a amplitude

5.1 Parte 3 - Dispositivos híbridos

do campo é de $1pT$ com frequências de $0,1-100Hz$ e no cérebro é de poucos fT com frequências de $3-30Hz$ [69]. A baixa frequência introduz uma dificuldade extra nas medidas devido a existência de ruídos que podem facilmente sobrepor o sinal de interesse a ser detectado. Esses ruídos nos sensores MR são originados principalmente por flutuações relacionadas a nucleações de domínios magnéticos e seus deslocamentos dentro da camada sensível, cuja principais componentes são [5,16,69–71]:

- O ruído térmico (eletrônico) é indiferente a frequência de operação dos dispositivos MR e surge inexoravelmente em todos os materiais condutores. A sua origem está associada aos movimentos aleatórios dos portadores de carga que são excitados por variações locais de temperatura próximo ao nível de Fermi. Essas variações produzem um gradiente de energia suficiente para que os elétrons alcancem a banda de condução. O seu movimento é completamente aleatório, colidindo com impurezas da rede e entre si. Isso gera uma dependência com a resistência do dispositivo (R) e a temperatura absoluta (T), conforme a explicada por Nyquist, segundo a equação

$$S_{\nu}^{T_{ermico}} = 4K_B T R, \quad (5.5)$$

onde S_{ν} representa o espectro de potência em unidades de V^2/Hz e K_B é a constante de Boltzmann. Essa componente do ruído não é possível de ser anulada, haja vista que isso ocorreria apenas no zero absoluto. Além disso, não apresenta dependência sobre a corrente porque a velocidade térmica do elétron é maior que a sua velocidade de deriva no meio condutor.

- O ruído *shot* é observado apenas na MTJ e é causado pela presença da discontinuidade no circuito (barreira túnel). Os efeitos térmicos e a natureza estocástica do processo de tunelamento resulta em pulsos de corrente de curtas durações. Isso produz flutuações que aumentam com a corrente (I) através do dispositivo e é independente da frequência. Assim, a função que descreve o espectro de potência para o ruído *Shot* é

5.1 Parte 3 - Dispositivos híbridos

$$S_{\nu}^{Shot} = 2qIR^2, \quad (5.6)$$

onde q é a carga elementar do elétron.

- O ruído telegráfico aleatório (RTN - *random telegraph noise*) ocorre devido a captura repetidas de elétrons. Para SV surge de flutuações abruptas da magnetização da camada livre, alterando o valor da resistência. Na MTJ o RTN ocorre pela ativação térmica de paredes de domínios instáveis na camada FM ou por armadilhas de carga na barreira túnel e/ou nas interfaces barreira-metal, ou ainda pelo deslocamento de íons de oxigênio fracamente ligados a barreira.
- O ruído $1/f$ é composto de uma componente eletrônica e outra magnética. A sua parte eletrônica surge de flutuações na voltagem relacionadas a armadilhas de cargas produzidas por defeitos na rede, enquanto as flutuações magnéticas estão associadas a oscilações do alinhamento na magnetização, mudando o status da interface entre camada presa e camada livre. O comportamento dessa flutuação é diferente daquela induzida por um campo magnético externo. O valor máximo do espectro de potência surge quando as camadas ferromagnéticas estão mudando de direções. Esse tipo de ruído apresenta um espectro de potência inversamente proporcional a frequência, assumindo valores que inviabilizam a detecção de campos no regime a baixas frequências. Já para valores de frequências situados acima de um certo valor determinado por $1/f$ Knee resta apenas o ruído branco. Esse comportamento está ilustrado na figura 5.7, que apresenta um espectro de potência típico para um conjunto de SV.

O espectro de potência do ruído $1/f$ pode ser descrito empiricamente pelo formalismo de Hooge, como:

$$S_{\nu}^{1/f(SV)} = \frac{\gamma_H V^2}{N_c f}; \quad (5.7)$$

$$S_{\nu}^{1/f(MTJ)} = \frac{\alpha_H V^2}{A f}, \quad (5.8)$$

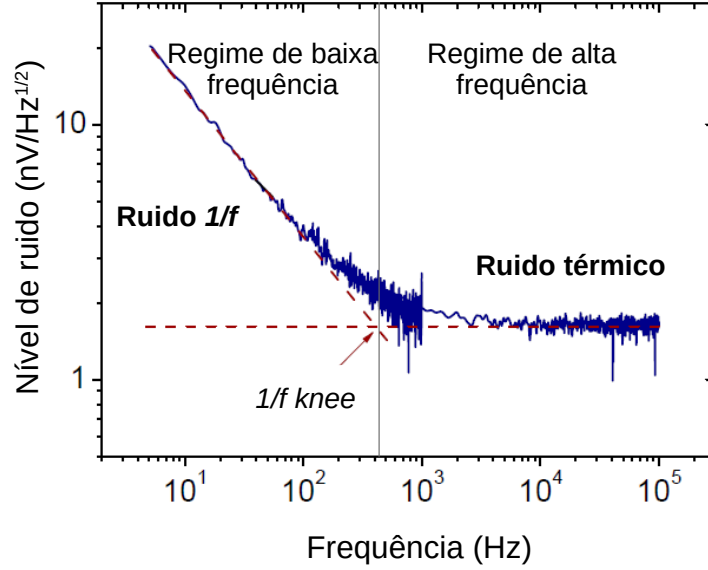


Figura 5.7: Espectro de potência típico de uma matriz de SV. Para frequências menores ao valor apresentado pelo $1/f$ Knee o dispositivo opera no regime de baixa frequência, caso contrário o regime é de alta frequência. Neste caso, frequências menores a 400Hz são consideradas regime de baixa frequência e para valores superiores a 400Hz o dispositivo está no regime de alta frequência.

onde γ_H (α_H) é constante de Hooge, N_c é o número de portadores de carga (proporcional a área do pilar na MTJ), f é a frequência de medida e V é a voltagem aplicada no dispositivo.

5.1.3 Concentradores de fluxo magnético

O campo magnético mínimo detectável numa dada frequência depende do ruído intrínseco e da sensibilidade do sensor $\left(\frac{\partial R}{\partial H}\right)$. As estratégias para aumentar a faixa de detecção dos dispositivos MR concentram-se em reduzir os níveis de ruído, e/ou a melhoria da sensibilidade. Uma possibilidade é utilizar sensores de grandes áreas superficiais, por terem maior número de portadores. Contudo, grandes áreas de materiais FM apresentam formação de domínios magnéticos, que introduzem um ruído do tipo RTN a resposta magnética. Outra sugestão é a conexão de N dispositivos individuais em série. Isso aumenta o nível de ruído por um fator N , porém o aumento do espectro de potência é igual a \sqrt{N} . As desvantagens estão relacionadas a um processo de

5.1 Parte 3 - Dispositivos híbridos

fabricação mais complexo e aumento da resistência total do dispositivo. Como consequência ocorre aumento no nível do ruído térmico. Uma alternativa interessante é a integração de concentradores de fluxo magnético (MFC - *magnetic flux concentrator*) a sensores MR. Esses são capazes de aumentar consideravelmente a sensibilidade dos sensores [5,16,69–73].

Os MFCs são fabricados a partir de materiais ferromagnéticos macios e de alta permeabilidade relativa (μ_R) com o objetivo de alterar a configuração das linhas de campo magnético ao seu redor, de tal forma a amplificá-las e concentrá-las sobre o sensor. A elevação do fluxo magnético através do sensor reduz o regime linear de operação sem a inclusão adicional de qualquer tipo de ruído. A variação observada na sensibilidade é medida através do ganho (G), definido como a razão entre os módulos da indução magnética (\vec{B}_{sensor}) e do campo externo (\vec{H}_{ext})

$$G = \frac{B_{sensor}}{H_{ext}}. \quad (5.9)$$

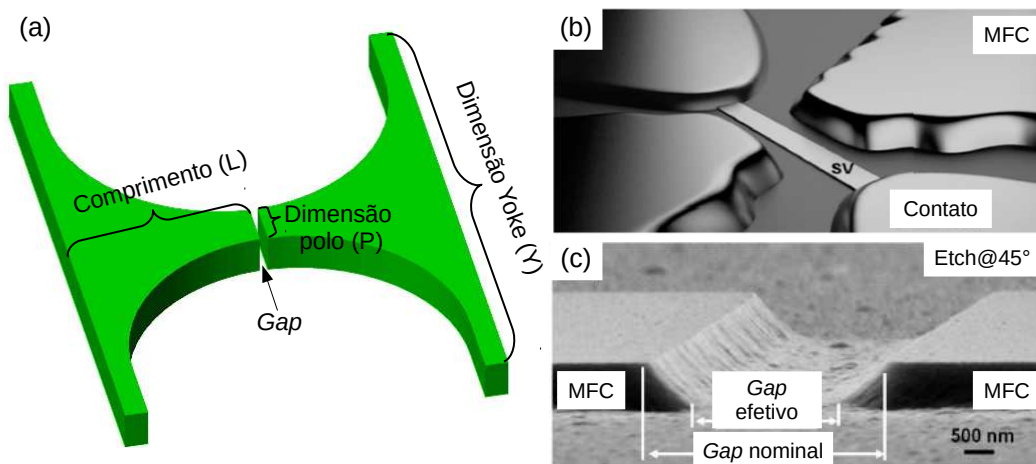


Figura 5.8: (a) Ilustração esquemática de MFCs do tipo funil. (b) Imagem de MEV das extremidades dos MFCs próximo a um sensor do tipo válvula de spin. (c) Visão detalhada do *Gap*, região do sensor, onde pode ser observado perfis cônicos das extremidades dos MFCs definidos por *ion milling* a 45° .

Os ganhos nos MFCs sofrem influências de parâmetros geométricos (L , Gap e da razão Y/P , definidos na figura 5.8 (a)), propriedades magnéticas intrínsecas por sua

5.1 Parte 3 - Dispositivos híbridos

forma ou modelo. O esquema do par de MFC ilustrado na figura 5.8 (a) é conhecido como funil e medidas experimentais relatam ganhos superiores a 30, quando apresentam a forma de degrau, 90° em relação a região do *Gap*. Na figura 5.8 (b) é mostrada uma imagem feita por microscopia eletrônica de varredura da região próximo ao sensor SV. Há possibilidade de aumentar o ganho dos MFCs através do redirecionamento do fluxo magnético para a camada sensível do sensor através da criação de uma inclinação próximo ao *Gap* (figura 5.8 (c)). Marinho *et al.* [72] reportaram ganhos superiores a 100 ao fazerem a integração de uma SV com MFCs deste tipo.

5.1.4 Sistema microeletromecânico

O termo sistema microeletromecânico (MEMS - *microelectromechanical systems*) surgiu no final da década de 1980 para descrever a integração de elementos mecânicos, sensores, atuadores e eletrônicos. Tudo isso, num único chip de dimensão reduzida fabricado por técnicas de micro/nanofabricação. Basicamente, esse chip usa informações do ambiente oriundos de sensores, cujo o princípio de funcionamento está associado a fenômenos mecânicos, térmicos, biológicos, químicos, óticos e/ou magnéticos. A eletrônica integrada ao circuito processa as informações recebidas (sinais elétricos), transformando-as em energia mecânica. Na verdade, a resposta é direcionada para atuadores que se movem, posicionam, regulam, bombeiam, e/ou filtram. Dessa forma, conseguem controlar o ambiente de acordo com os seus objetivos pré-determinados. A sua grande versatilidade, somadas a uma crescente demanda e aplicações, que vão desde de celulares a projetos aeroespaciais, torna-o objeto de interesse industrial e acadêmico [5,16,39,40,74,77,78].

Uma linha de pesquisa da biotecnologia está interessada no desenvolvimento de dispositivos híbridos (DH), compostos por concentradores de fluxo magnético, sensores magnetorresistivos e MEMS, com o intuito de anular a componente do ruído $1/f$. A "eliminação" desse ruído é conseguido a partir da seguinte estratégia: um movimento oscilatório contínuo é produzido pelo MEMS, que de alguma forma consegue modular o campo magnético nas proximidades dos sensores com frequência distinta a da fonte geradora. Caso seja superior ao valor definido pela frequência de $1/f$ *Knee* (ver figura

5.1 Parte 3 - Dispositivos híbridos

5.7), existe a possibilidade de mensurar campos magnéticos de baixas frequências à temperatura ambiente. Tal estratégia motivou Guedes *et.al.* [76] a construírem o DH da figura 5.9.

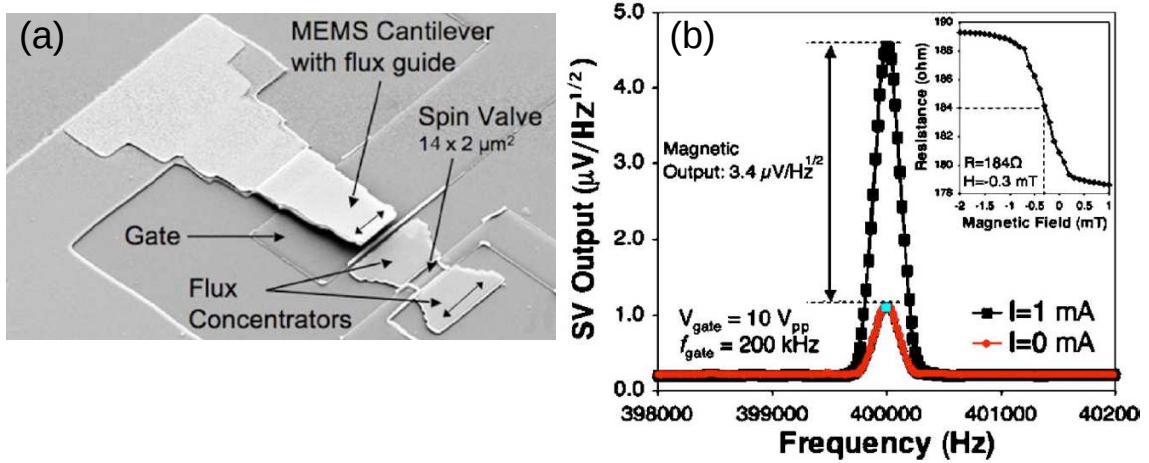


Figura 5.9: (a) Imagem de microscopia eletrônica por varredura de um DH, cujos elementos são: guia de fluxo (filme de CZN ($Co_{93}Zr_3Nb_4$) de $200nm$ espessura e com eixo fácil ao longo da dimensão de Polo) sobre um cantilever (MEMS) e válvula de spin localizada entre dois concentradores de fluxo magnético estáticos. (b) Apresenta o resultado da voltagem de saída da SV obtida via espectro analisador em função da frequência. No eletrodo aplicou-se uma tensão alternada de $10V_{p.p.}$ com frequência de $200KHz$, provocando no microcantilever uma frequência de $400KHz$. Uma corrente de $I = 1mA$ no sensor permite a detecção de ambas componentes simultaneamente: magnética (modulação magnética pelo cantilever) e elétrica (acoplamento capacitivo). No *inset* é mostrado uma curva de transferência da SV em regime de operação linear. Extraída da referência [76].

O referido DH utilizou-se da integração dos seguintes elementos: guia de fluxo (dinâmica) incorporada sobre um MEMS do tipo microcantilever, um sensor SV localizado entre outros dois concentradores de fluxo (estáticos). Para modular o campo é aplicada uma voltagem alternada de frequência f no eletrodo *gate*. Devido ao acoplamento capacitivo existente entre o sensor e o eletrodo ressonante, o cantilever passa a oscilar com $2f$ [75], que por sua vez modula o campo. Isso implica uma voltagem na SV resultante de duas componentes: uma proveniente do campo magnético modulado (ΔV_{mag}) e outra de origem elétrica (ΔV_{elet}). Portanto, a voltagem na SV é dada por

$$\Delta V_{SV} = \Delta V_{mag} + \Delta V_{elet}; \quad (5.10)$$

5.1 Parte 3 - Dispositivos híbridos

$$\Delta V_{mag} = SGIe_{cant}B_{ext} \sin[2\pi(2f)t]; \quad (5.11)$$

$$\Delta V_{elet} = R\{I_f \sin(2\pi ft) + I_{2f} \sin[2\pi(2f)t]\}, \quad (5.12)$$

onde S é a sensibilidade da SV sem os MFC, G é o ganho produzido pelos MFC, I é a corrente aplicada a SV, e_{cant} é a eficiência de modulação do cantilever em produzir um campo magnético oscilante B_{ext} , R valor da resistência da SV, e I_f e I_{2f} é a corrente induzida pelo acoplamento capacitivo de f e $2f$, respectivamente. O valor de campo mínimo detectável (B_{detect})

$$B_{detect} = \frac{S_\nu^{SV}}{Ge_{cant}}, \quad (5.13)$$

em que S_ν^{SV} é o espectro de potência do ruído intrínseco da SV na ausência MFC. O parâmetro e_{cant} está relacionado com a razão entre a amplitude do campo modulado e o valor do campo magnético externo. A eficiência máxima, $e_{cant} = 100\%$, corresponde a uma completa modulação de amplitude.

A figura 5.9 (b) mostra a voltagem de saída da SV quando um sinal *ac* de $10V_{p.p.}$ e $200KHz$ é aplicada no eletrodo *gate* do DH, conseqüentemente o microcantilever oscila a $400KHz$ (ver figura 5.9 (a)) [76]. Aplica-se um campo magnético de $B_{ext} = -0,3mT$, referente ao centro da curva de transferência da SV (ver *inset* da figura 5.9 (b)). Quando não há corrente aplicada no sensor, mede-se somente a componente do acoplamento capacitivo $1,2\mu V/Hz^{1/2}$. Para uma corrente de $1mA$ na SV é obtido um valor igual a $4,6\mu V/Hz^{1/2}$. Logo, a contribuição da modulação do campo vale $3,4\mu V/Hz^{1/2}$. De posse dos seguintes valores experimentais: $G = 5$, $S = 2,1\Omega/mT$, $B_{ext} = -0,3mT$ e $I = 1mA$; e substituindo-os na equação 5.11 obtém-se, $e_{cant} = 0,11\%$. A utilização da equação 5.13 permite determinar o valor do campo mínimo detectável de $0,54\mu T/Hz^{1/2}$. O pequeno valor de e_{cant} atenua qualquer ganho na redução do ruído $1/f$ do dispositivo.

Um aumento no valor de e_{cant} pode ser obtido pela diminuição da distância de separação entre os MFC e o sensor MR, e/ou com o aumento da amplitude de oscilação do MEMS. Desse modo, o desempenho daquele DH pode ser melhorado pela substituição do microcantilever por um atuador eletrostático *comb-drive* capaz de realizar

5.1 Parte 3 - Dispositivos híbridos

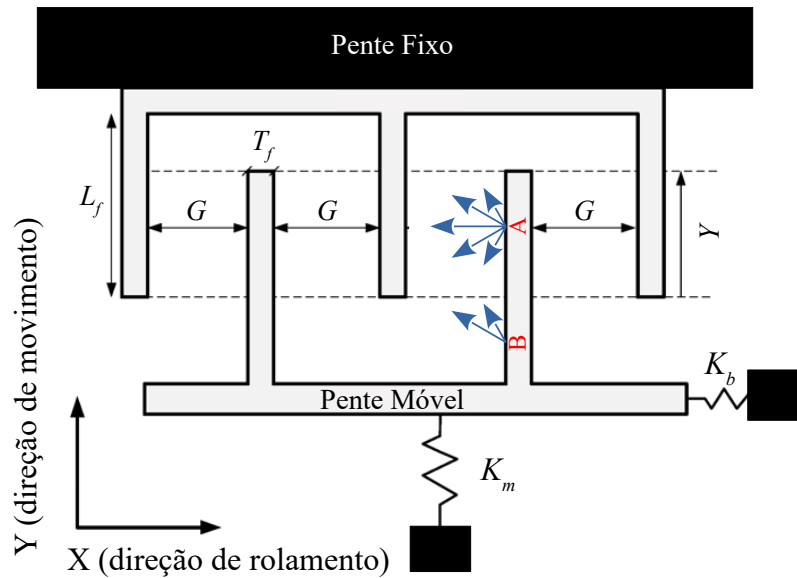


Figura 5.10: Representação esquemática de um atuador eletrostático *comb-drive*, no qual há um pente fixo e outro móvel. O efeito capacitivo que atua sobre ele puxa-o, produzindo um *stroke* na direção Y. Além disso, as molas representam as estruturas flexíveis presentes no atuador. Essas estão ancoradas em pontos fixos representados pelos blocos pretos.

grandes deslocamentos (*strokes*) (ver figura 5.10) [74,77,78]. Basicamente, dois pentes, um fixo e o outro móvel, estão localizados no mesmo plano, isolados eletricamente e com N dedos paralelos. Um efeito eletrostático produzido pela justaposição dos dedos gera uma força coulombiana não uniforme ao longo de sua extensão; por exemplo nos pontos A e B da figura 5.10. Em A ocorre uma atração simétrica que não é observada em B. Devido a não uniformidade na distribuição de forças é gerada uma componente resultante paralela ao dedo (direção do movimento) que o puxa, enquanto a componente perpendicular (direção de rolamento) é anulada por outra do lado oposto.

O movimento do pente é direcionado por estruturas flexíveis com constantes elásticas: pequena na direção do movimento (K_m) e grande na direção de rolamento (K_b). Quando aplica-se uma diferença de potencial (V) entre os dois pentes, as forças atrativas entre eles desloca o pente móvel de Y na direção do movimento

$$K_m Y = \frac{\varepsilon_0 H}{G} N V^2. \quad (5.14)$$

5.2 Parte 3 - Dispositivos híbridos

Aqui, ε_0 é a constante dielétrica do ar, G é a distância de separação entre os dedos e H é a espessura dos dedos fora do plano (ver figura 5.10). Alguns desses parâmetros podem ser alterados para maximizar o valor do deslocamento que é limitado pelo fenômeno de *snap-in*. Qualquer movimento do pente ocasiona instabilidades laterais (deslocamentos na direção de rolamento). Para um certo valor de Y , a componente da força na direção de rolamento supera a força restauradora, fazendo que os pentes encontrem-se lateralmente e permaneçam unidos. Esse fenômeno é potencializado por irregularidades existentes nos dedos e molas, próprios do processo de fabricação. Normalmente, eles são fabricados via *deep reactive ion etching* (DRIE) em substratos do tipo *silicon-on-insulator* (SOI). A SOI tem duas camadas de silício separadas por um isolante, que ao ser removida permite a formação de elementos suspensos ancorados em pontos de apoio conectados ao substrato [39,74,77,78].

Na figura 5.11 mostra uma imagem de MEV do atuador fabricado por Olfatnia *et.al.* chamado de *clamped paired double parallelogram* (C-DP-DP) e é capaz de deslocar 245μ submetido a $119V$ de tensão DC. O nome C-DP-DP é uma menção as partes que lhe compõem. No *secondary stage* existem quatro estruturas flexíveis (molas) dispostas paralelamente e agrupadas duas a duas (*double parallelogram* (DP)). O primeiro conjunto de molas conecta-se ao substrato e sustenta o *secondary stage*. Já o segundo estabelece uma ligação do *secondary stage* com o *motion stage*. Além disso, pelo fato de serem usados nos dois lados do atuador aparece a terminologia DP-DP e por estarem conectados através do *external clamp* surge a letra C, finalizando o MEMS C-DP-DP. O *inset* do lado esquerdo mostra detalhes da configuração das molas, nas quais apresentam duas espessuras distintas. E o *inset* da direita mostra uma ampliação dos pentes que formam o *comb drive*.

O uso de dispositivos híbridos formados por sistemas microeletromecânicos, concentradores de fluxo magnéticos e sensores magnetorresistivos parece ser uma estratégia promissora para alcançar campos magnéticos de baixas intensidades e frequências. Portanto, propusemo-nos a desenvolver uma metodologia de fabricação de um DH, integrando o MEMS C-DP-DP, com guias de fluxo de CZN e sensores MR (SV e MTJ).

5.2 Parte 3 - Dispositivos híbridos

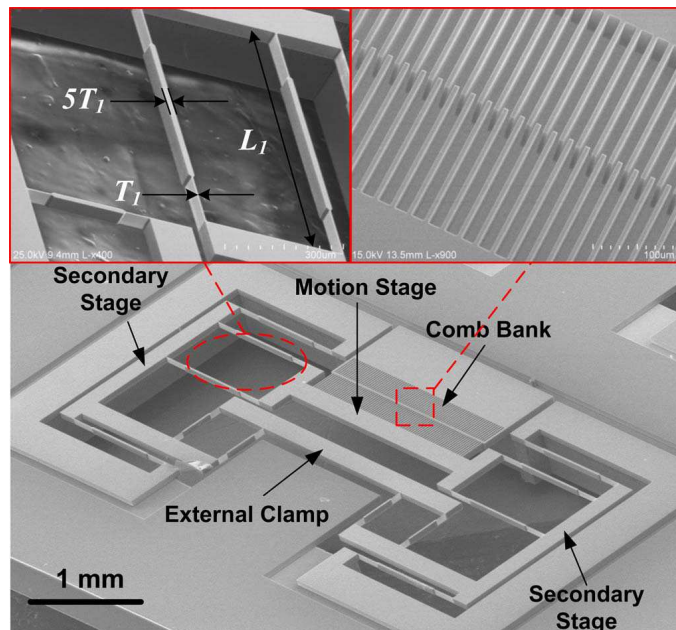


Figura 5.11: Imagem de SEM do atuador eletrostático *comb-drive* microfabricado com o mecanismo flexível chamado de C-DP-DP. Extraída da referência [77].

5.2 Resultados sobre dispositivos híbridos

Para a microfabricação do DH foi desenvolvido basicamente dois *layouts*: um relativo ao sensor do tipo válvula de spin (SV) e outro referente a junção túnel magnética (MTJ). O processo completo envolvendo SV possui trinta e cinco passos, já a MTJ são trinta e oito. Uma descrição detalhada de todas as etapas envolvidas na fabricação do DH, não é necessária para compreender o seu funcionamento, bem como as estruturas que o originam.

5.2.1 Sensores magnetorresistivos

Na fabricação dos dispositivos híbridos utilizou-se dois tipos de sensores magnetorresistivos: válvula de spin (SV) e junção túnel magnética (MTJ). As suas respectivas *stacks* são depositadas por *sputtering* sobre um substrato SOI (*silicon on insulator*). A representação esquemática da *stack* utilizada na SV é mostrada na figura 5.12 (a) e para a MTJ na figura 5.12 (b).

5.2 Parte 3 - Dispositivos híbridos

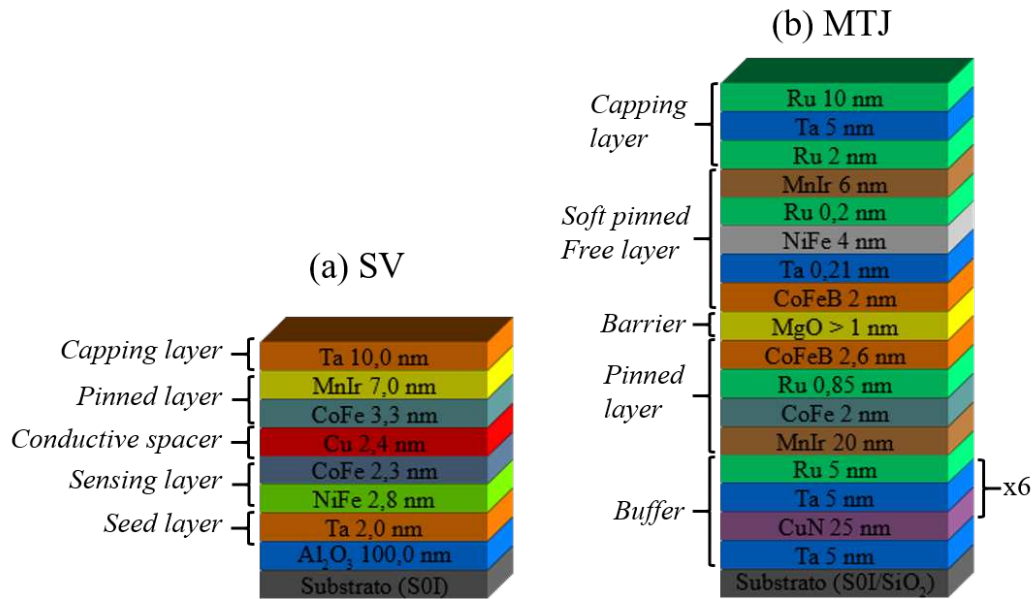


Figura 5.12: Representação esquemática das *stacks* utilizadas na fabricação dos sensores magnetorresistivos, onde (a) é a multicamada da SV e (b) da MTJ.

As válvulas de spin foram microfabricadas usando litografia direta por laser (DWL - *Direct Write Laser Lithography System*) e *etching* reativo (RIE), formando estruturas retangulares com quatro configurações distintas: duas com uma única SV de área (comprimento x largura) iguais a $34 \times 25 \mu\text{m}^2$ e $2 \times 25 \mu\text{m}^2$; as demais conectavam nove válvulas de spin de área menor em série ou paralela. Para a MTJ foram fabricadas apenas sensores isolados de $32 \times 32 \mu\text{m}^2$. O processo de litografia usado foi o mesmo da SV (DWL), porém foi alterado o processo de *etching* utilizando *ion milling*. Os diferentes padrões dos sensores permitem verificar qual delas é a melhor na detecção de campos magnéticos a baixas frequências. Entretanto, para poderem ser utilizadas como sensores de campo magnético devem apresentar uma resposta linear e livre de histerese [5,11,67,76].

Esse comportamento linear é obtido quando a magnetização da camada livre rotaciona de forma coerente entre estados paralelos e anti-paralelos em relação a camada presa. O significado disso é que na ausência de um campo externo as magnetizações das camadas sensível e presa devem estar ortogonais. A linearidade dos sensores podem ser atingidas de diferentes maneiras. Por exemplo, para a SV com menor área, a sua

5.2 Parte 3 - Dispositivos híbridos

geometria e dimensões (apresentam grande razão de aspecto) fazem com que a camada sensível oriente-se ao longo do eixo maior. Assim, para obter o comportamento linear deve-se aplicar um campo magnético de $1T$ ao longo do eixo menor, a uma temperatura de $220^{\circ}C$ durante $30min$. Outra possibilidade, é incluir um magneto permanente capaz de gerar um campo ortogonal a direção da camada presa. Uma curva de transferência que representa o comportamento obtido com as SV de pequenas dimensões é apresentada na figura 5.13, onde é possível observar o comportamento linear da região central, sem histerese e descontinuidades.

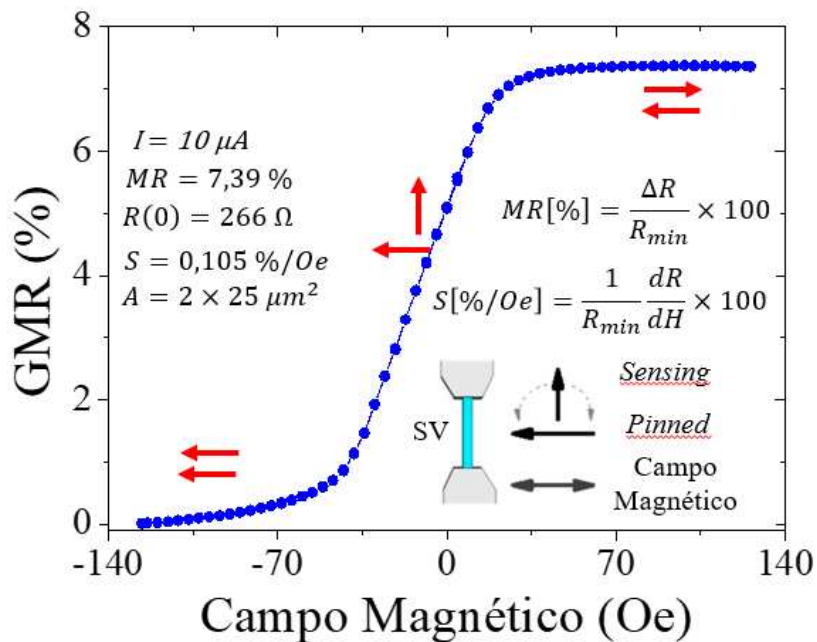


Figura 5.13: Curva de transferência obtida para a SV (área ativa: $2 \times 25 \mu m^2$), exibindo um regime linear, centrado e sem histerese. As setas vermelhas ilustram a orientação relativa ao plano em ambas camadas presa e sensível.

A presença da *soft pinned sensing layer* na *stack* da MTJ (ver figura 5.12 (b)), produz a ortogonalidade desejada através de dois processos de *annealing*. O primeiro *annealing* ocorre a temperatura de $270^{\circ}C$ durante duas horas na presença de um campo magnético aplicado de $1T$. E o segundo *annealing* tem a duração de uma hora, com campo magnético de $0,02T$ a $150^{\circ}C$. Medidas subsequentes das MTJ revelaram um comportamento linear e um valor médio de $\langle TMR \rangle = 163\%$ e uma média do produto

5.2 Parte 3 - Dispositivos híbridos

$\langle R \times A \rangle = 18,1\%$. Esses resultados indicam que não existe condução paralela pelos pilares devido a redeposição de material durante a microfabricação e nem curtos circuitos.

5.2.2 Concentradores de fluxo magnético

Os concentradores de fluxo magnético são utilizados para aumentar a sensibilidade dos dispositivos MR, concentrando o fluxo magnético na região sensível do dispositivo. Desse modo, é bastante interessante a possibilidade de usar essas propriedades em conjunto com o deslocamento produzido pelo atuador. Assim, a amplitude de oscilação do atuador move o MFC, modulando o fluxo magnético detectado pelo sensor. Porém, os MFC são influenciados por uma série de fatores que podem ser resumidos em geometria e composição química.

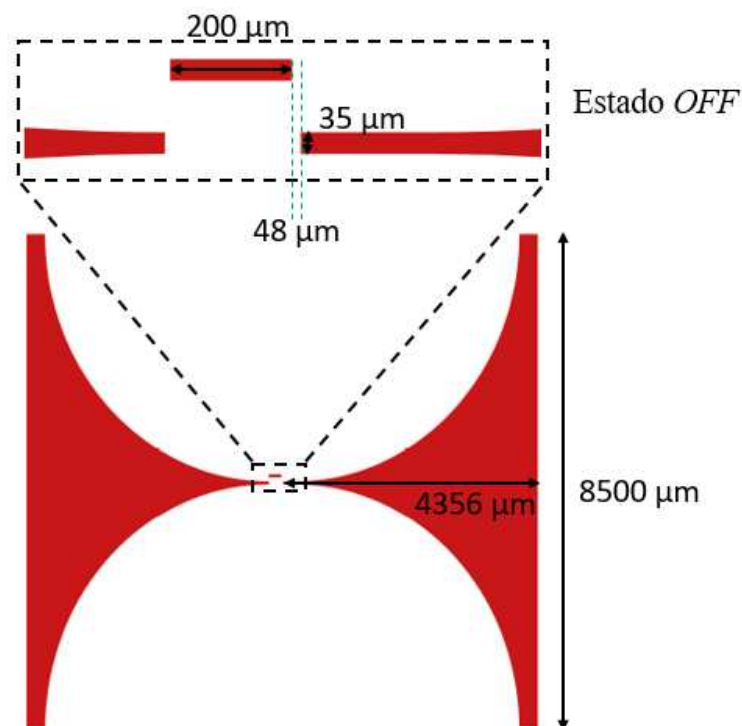


Figura 5.14: *Layout* dos concentradores de fluxo magnético com as suas respectivas dimensões.

Com o objetivo de criar um conjunto MFC-MEMS foi desenvolvido o *layout*

5.2 Parte 3 - Dispositivos híbridos

do MFC mostrado na figura 5.14. Na verdade é um par de concentradores de fluxo magnético e na região entre eles (*gap*) é posicionado o sensor MR. Na parte ampliada da figura é possível observar que o MFC da esquerda apresenta uma descontinuidade, que originará o conjunto MFC-MEMS, movimentando no plano da página. Essa configuração observada no *layout* não anula completamente o campo medido pelo sensor, mas é o menor valor, portando é chamado de estado *OFF*. Na situação em que estão alinhados o sensor recebe o fluxo máximo (estado *ON*).

O campo é modulado deslocando-se o pedaço de MFC por $121\mu m$ entre os estados *ON-OFF*. Então, o ganho real, fornecido pela inclusão da guia fluxo, é definido pela diferença de ganho entre os estados *ON-OFF*. Para otimizar a escolha das dimensões e do formato do MFC foram realizadas simulações utilizando o módulo *2D Statics, Magnetics* do *software* COMSOL. Esses resultados indicaram que a variação do ganho (ΔG) aumenta em *gaps* mais estreitos e em maiores valores de permeabilidade relativa. Os resultado para MFC idêntico ao microfabricado na MTJ está na figura 5.15.

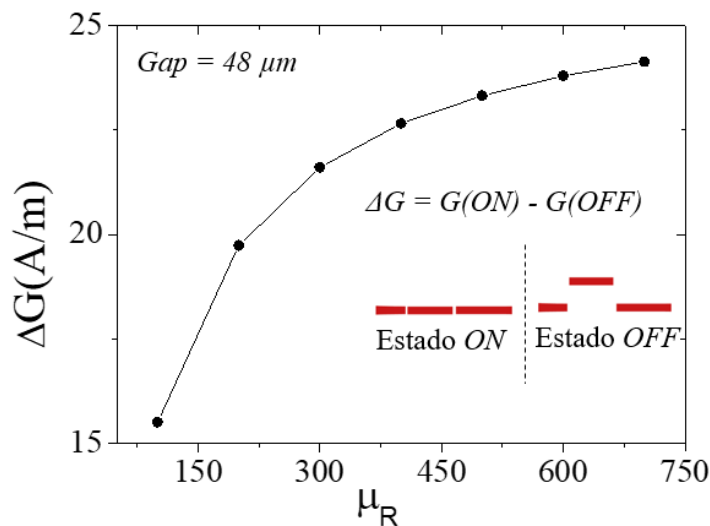


Figura 5.15: Resultados de simulações computacionais da variação do ganho entre os estados *ON-OFF* em função da permeabilidade relativa de um MFC com dimensões apresentadas na figura 5.14.

O material escolhido para o MFC é uma liga magnética macia constituída de Cobalto - Zircônio - Neodímio (CZN), cuja estequiometria é $Co_{93}Zr_3Nb_4$. O processo

5.2 Parte 3 - Dispositivos híbridos

de *lift-off* foi utilizado para gerar os MFC em formato de funil. Antes de realizá-lo é necessário depositar a liga CZN por *sputtering* com uma espessura de 300 nm CZN. Durante a deposição é aplicado um campo magnético de 130 Oe para definir o eixo fácil do material. Vale ressaltar que ambos processo são críticos, pois o filme apresenta baixa aderência e o pequenos desvios estequiométricos na liga influenciam no valor da permeabilidade relativa (μ_R). Um filme de CZN ao ser medido por VSM apresenta um comportamento típico da figura 5.16. Exibe para a faixa de campo magnético situado entre -20 a 20 Oe uma região linear ao longo do eixo duro, o que significa um comportamento controlado e coerente da magnetização nesse intervalo.

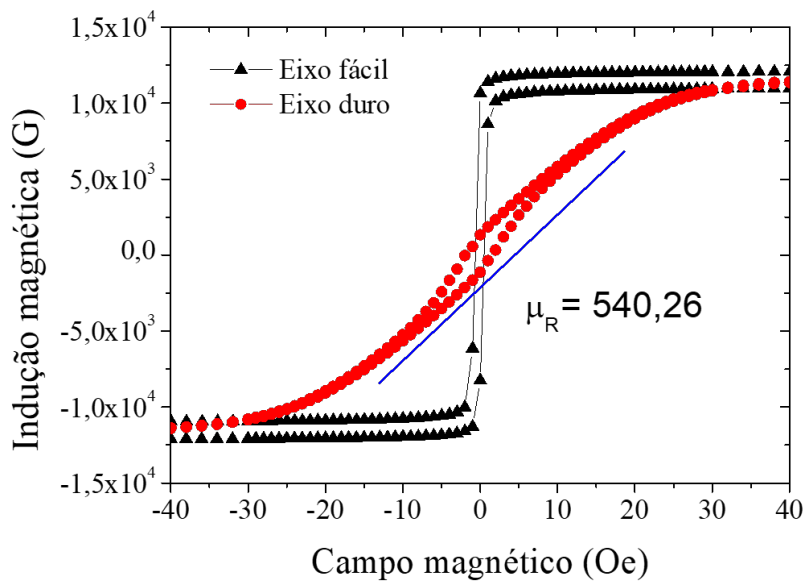


Figura 5.16: Medida da resposta magnética para um filme com 300nm de espessura medido por VSM.

É importante que durante o processo de padronização do MFC, o eixo fácil do filme de CZN fique paralelo a lateral do sensor, conseqüentemente o eixo duro fica localizado ao longo do comprimento do MFC.

5.2 Parte 3 - Dispositivos híbridos

5.2.3 Atuador C-DP-DP

Os atuadores eletrostáticos do tipo *comb drive* englobam uma série de dispositivos que incluem giroscópios, acelerômetros, microposicionadores e osciladores [74]. Recentemente, foi reportado um atuador capaz de realizar deslocamentos superiores a $245\mu\text{m}$, utilizando uma estrutura denominada de *clamped paired double parallelogram* (C-DP-DP) [77,78]. O grande *stroke* desse dispositivo torna-o um candidato promissor a ser incorporado ao DH.

Com base na geometria e dimensões características encontradas na referência [77], o *layout* foi modificado pela remoção de alguns dedos da parte central do pente e houve a inclusão de um longo pistão com um suporte horizontal (ver figura 5.17 (a) e (b)). O processo de fabricação consiste em produzir o atuador sobre um substrato de SOI (*silicon on insulator*) de $25\mu\text{m}$ de espessura na camada do dispositivo, separada por $2\mu\text{m}$ de (SiO_2), da camada *handle* de $625\mu\text{m}$. Inicialmente, uma camada de metal é depositada por *sputtering* e então microfabricada para definição de contatos. Após novo processo de litografia e revelação é realizado um processo de *deep reactive ion etching* (DRIE). Nessa etapa são microfabricados todas as estruturas que compõe o atuador C-DP-DP. A estrutura é liberada utilizando vapor de HF (ácido fluorídrico), que seletivamente remove a camada de óxido de silício que está por baixo.

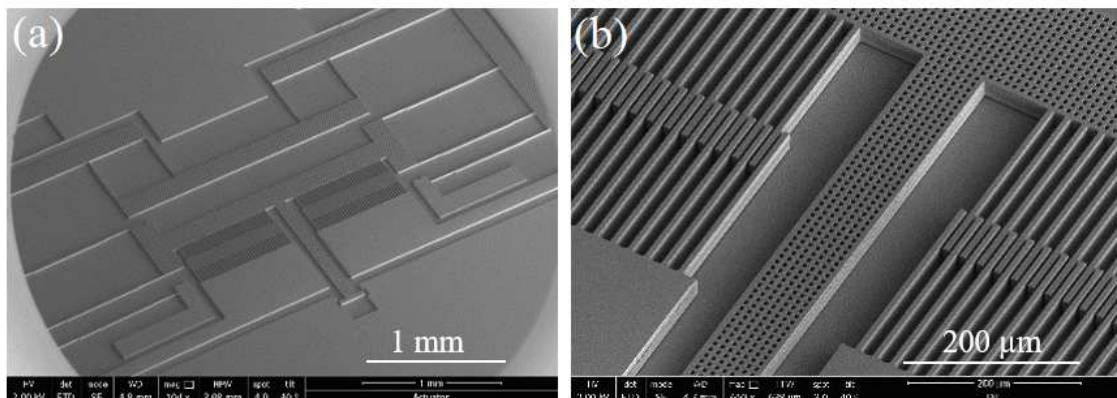


Figura 5.17: (a) Imagem feita por MEV do atuador C-DP-DP modificado. (b) Imagem de MEV da região onde o atuador C-DP-DP foi modificado com a remoção de alguns dedos e a inclusão de um pistão.

5.3 Parte 3 - Dispositivos híbridos

Os microatuadores tem sido fabricados em várias geometrias, principalmente variando o número de dedos no pente e suas dimensões, sem qualquer modificação nas estruturas flexíveis e no tamanho do pistão. Os resultados apresentados referem-se a estrutura (ver figura 5.17), que possui um comportamento similar aos demais. Uma diferença de potencial DC é inicialmente aplicada entre as duas pontas de prova. Simultaneamente, o deslocamento é monitorado pela aquisição de sucessivas imagens (ver figuras 5.18 (b) e (c)). A partir dessas figuras é possível observar a deformação elástica da mola, bem como um grande deslocamento da sua parte central. A figura 5.18 (a) apresenta um gráfico da medida do deslocamento em função da voltagem, onde $175\mu m$ são obtidos por uma atuação direta de $160V$ DC.

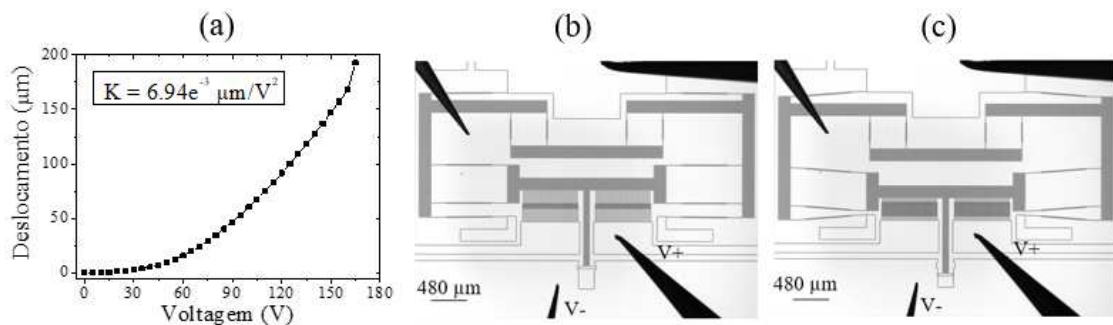


Figura 5.18: (a) Deslocamento em função da voltagem. (b) Imagem feita por microscópio ótico sem tensão aplicada. (c) Imagem feita por microscópio ótico com $V = 100V$ DC.

O comportamento dinâmico dos dispositivos tem sido estudado teoricamente e experimentalmente. Na análise teórica, tem sido usado o módulo MEMS do *software* COMSOL, nos quais apenas o primeiro e o segundo harmônicos são correspondentes a vibrações translacionais. As medidas experimentais realizadas pelo *stroboscopic video microscopy*, usando o MSA 500, para obter com precisão as informações da ressonância no plano. A figura 5.19 mostra o resultado de uma medida com $V_{DC} = 75V$ e $V_{AC} = 5V$. O primeiro modo de vibração aparece em aproximadamente a $420Hz$, com uma amplitude de vibração igual a $50\mu m$. A diferença entre os valores simulados e os obtidos experimentalmente tem apresentado um desvio de 1,35%. Assim, as modificações estabelecidas no atuador C-DP-DP e o seu processo de fabricação tem sido realizado com sucesso.

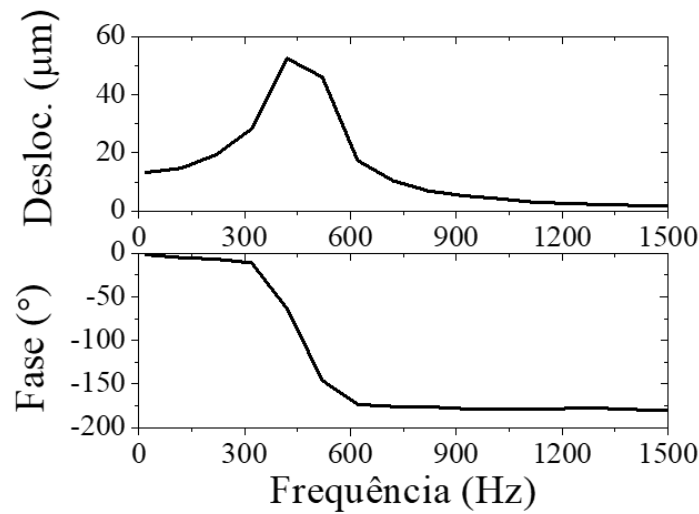


Figura 5.19: Módulo do deslocamento em função da frequência e fase em função da frequência.

5.3 Conclusões sobre dispositivos híbridos

Foi possível desenvolver um processo completo de fabricação para o dispositivo híbrido, onde a maior contribuição é proveniente da integração dos sensores com o atuador C-DP-DP (ver figura 5.20). A respeito da estratégia de utilizar essa configuração de dispositivo híbrido para a supressão do ruído $1/f$ é muito promissora, porém exige um pouco mais de estudos para determinar o valor do campo mínimo detectável.

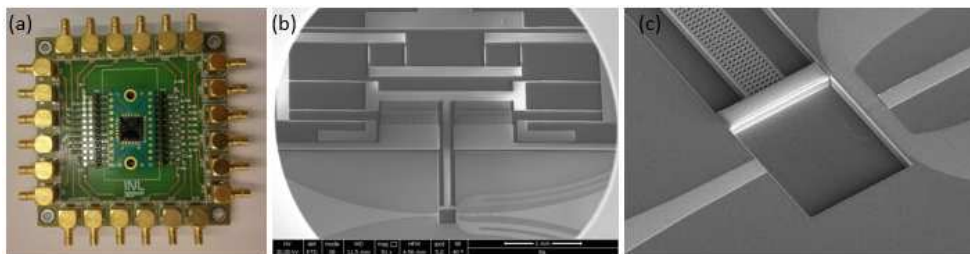


Figura 5.20: Em (a) é mostrada uma fotografia do dispositivo híbrido integrado a um *chip*. Em (b) uma imagem de MEV, onde é possível observar o atuador C-DP-DP, parte do concentrador de fluxo magnético e os contatos com o sensor magnetorresisivo. Em (c) é possível observar a integração entre MFC e o atuador, em que sobre a seção horizontal do êmbolo, encontra-se parte do MFC.

Capítulo 6

Perspectivas

As propostas para novos trabalhos incluem analisar os espectros de FMR da rede GSAR. Além disso, medidas de MFM com sondas *high-magnetic moment* revelaram a existência de inversão dos momentos magnéticos de várias nanoilhas durante a varredura, podendo ocorrer mais de uma vez na mesma nanoilha (ver figura 6.1). Assim, é possível pensar num *set up* que permita controlar a inversão da magnetização de cada nanoilha. Isso permitiria a manipulação direta das magnetizações e cargas residuais por vértice.

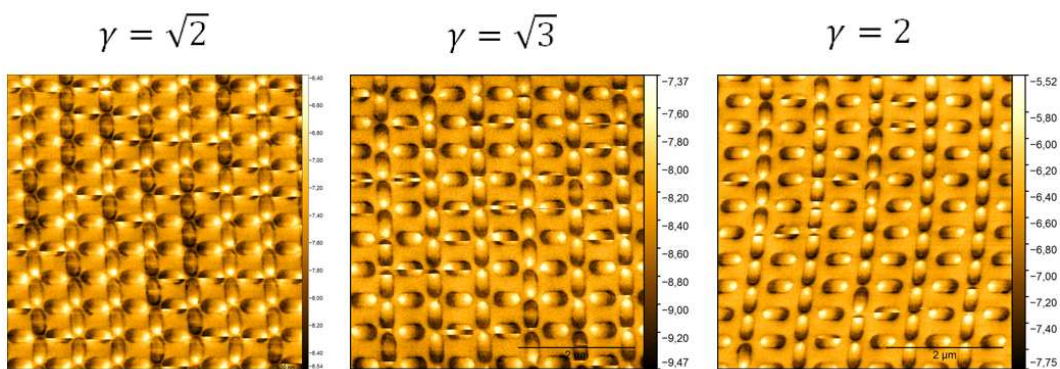


Figura 6.1: Imagens produzidas por MFM com sondas *high-magnetic moment* nas redes GSAR.

Para a rede de anti-gelo de spin artificial, simulações micromagnéticas permitiriam estabelecer parâmetros de forma a interagir com o cristal de vórtices, ou até

Conclusões e Perspectivas

mesmo, criar mais de um vórtice por platô. Enquanto, nos dispositivos híbridos seria muito importante caracterizá-los. Contudo, haveriam problemas durante o transporte porque as estruturas flexíveis são frágeis e rompem-se facilmente com vibrações mecânicas. Ainda seria importante modificar a *run sheet* no processo fabricação que envolve as guias de fluxo magnética. Por exemplo, incluir um processo de *etch* para aproximar o plano de atuação das guias a camada sensível dos sensores MR.

Apêndice A

Códigos para simulações micromagnéticas

Neste apêndice estão apresentados os códigos para determinação de histerese magnética e ressonância ferromagnética.

A.1

```
// Código para simulação de histerese magnética.

SetPBC (5, 5, 0)
SetGridsize(636, 450, 4)
setcellsize(5e-9, 5e-9, 5e-9)

a := cuboid(300e-9, 100e-9, 20e-9).repeat(636e-9, 450e-9, 0)
b := cuboid(100e-9, 300e-9, 20e-9).repeat(636e-9, 450e-9, 0)
c := a.transl(0e-9, 225e-9, 0)
d := b.transl(-318e-9, 0, 0)

setgeom(c.add(d))

Msat = 860e3
Aex = 13e-12
alpha = 0.01

m=RandomMag()

//=====

Bmax := 150.0e-3
Bstep := 10.0e-3
TableAdd(B_ext)

for B:=0.0; B<=Bmax; B+=Bstep{
  B_ext = vector(B, 0, 0)
  relax() // small changes best minimized by minimize()
  tablesave()
  save(m)
}

for B:=Bmax; B>=-Bmax; B-=Bstep{
  B_ext = vector(B, 0, 0)
  relax() // small changes best minimized by minimize()
  tablesave()
  save(m)
}

for B:=-Bmax; B<=Bmax; B+=Bstep{
  B_ext = vector(B, 0, 0)
  relax() // small changes best minimized by minimize()
  tablesave()
  save(m)
}
//=====
```

A.2

```
// Código para simulação de ressonância ferromagnética.

SetPBC (5, 5, 0)
SetGridsize(636, 450, 4)
setcellsize(5e-9, 5e-9, 5e-9)

a := cuboid(300e-9, 100e-9, 20e-9).repeat(636e-9, 450e-9, 0)
b := cuboid(100e-9, 300e-9, 20e-9).repeat(636e-9, 450e-9, 0)
c := a.transl(0e-9, 225e-9, 0)
d := b.transl(-318e-9, 0, 0)

setgeom(c.add(d))

Msat = 860e3
Aex = 13e-12
alpha = 0.01

m=RandomMag()

f:= 9.5e9 // 9GHz
H := 0.001 * (1-exp(-f*t))

Bmax := 0.5
Bstep := 0.2e-2
tableAdd(B_ext)
tablesave()
tableautosave(0.005e-9)
autosave(m, 0.5e-9)

for B:=0.0; B<=Bmax; B+=Bstep{B_ext = vector(B, (1-exp(-f*t))*0.001*cos(2*pi*f*t), 0)
    run(5e-9)
}
```

Apêndice B

Artigos

Este apêndice apresenta a primeira página dos artigos publicados e submetidos durante o período de doutorado. Os três primeiros trabalhos são referentes aos resultados obtidos nas redes de GSAR e AGSAQ, e os demais são oriundos de colaborações com outros grupos de pesquisa.

- Artigo publicado na revista *Applied Physics Letters*, volume 104, página 242404 em 2014 [25].
- Artigo publicado na revista *Journal of Physics: Condensed Matter*, volume 28, página 456002 em 2016 [26].
- Artigo submetido para a revista *Scientific Reports*, com o *Realization of Rectangular Artificial Spin Ice and Direct Observation of High Energy Topology*.
- Artigo publicado na revista *ACS Applied Materials & Interfaces*, volume 7, página 27115 em 2015.
- Artigo publicado na revista *Europhysics Letters*, volume 109, página 46003 em 2015.

B.1

APPLIED PHYSICS LETTERS 104, 092402 (2014)



Magnetic vortex crystal formation in the antidot complement of square artificial spin ice

C. I. L. de Araujo,^{1,a)} R. C. Silva,¹ I. R. B. Ribeiro,¹ F. S. Nascimento,¹ J. F. Felix,¹ S. O. Ferreira,¹ L. A. S. Mól,² W. A. Moura-Melo,¹ and A. R. Pereira¹

¹Departamento de Física, Universidade Federal de Viçosa, Viçosa 36570-900, Minas Gerais, Brazil

²Departamento de Física, ICEx, Universidade Federal de Minas Gerais, Belo Horizonte 31270-901, Minas Gerais, Brazil

(Received 4 December 2013; accepted 20 February 2014; published online 4 March 2014)

We have studied ferromagnetic nickel thin films patterned with square lattices of elongated antidots that are negative analogues of square artificial spin ice. Micromagnetic simulations and direct current magnetic moment measurements reveal in-plane anisotropy of the magnetic hysteresis loops, and the formation of a dense array of magnetic vortices with random polarization and chirality. These multiply-connected antidot arrays could be superior to lattices of disconnected nanodisks for investigations of vortex switching by applied electric current. © 2014 AIP Publishing LLC. [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4867530>]

Nowadays, nanomagnetism is one of the most exciting branches of basic and applied research. Several applications have become reality and many others are under way. The experimental advances to fabricate and characterize nanosamples have provided a lot of exciting magnetic phenomena and possibilities at such a scale. For instance, magnetic thin films with nanometers thicknesses display peculiar magnetization patterns depending on their shapes. For instance, a thin nanodisk may support a single topological vortex-like configuration, while Landau vortex-type states show up in square/rectangular nanosamples. On the other hand, elongated shapes like narrow cylinders and ellipsoids generally exhibit single-domain patterns with strong Ising-like anisotropy along the major dimension (see Refs. 1 and 2 for reviews). Holes (also called antidots) can also be intentionally introduced in such magnetic nanomaterials, and their influences on the vortex structure and dynamics have been intensively investigated, mainly in magnetic nanodisks.³⁻⁷ With all advances in nanomagnetism, many technological applications of topological objects such as vortices and skyrmions were raised, including magnetic logic and storage^{7,8} with promising relevance in spintronics, magneto-mechanical apoptosis reactivation in cancer cells,⁹ among many others.

Elongated ferromagnetic nanoislands organized in suitable two-dimensional (2D) arrangements have also deserved great attention. Actually, in such artificially structured arrays, the ice rule and geometrical frustration are present so that they bear residual entropy even at zero temperature, similar to what occur to the water ice. For this resemblance with water ice, those systems have been named artificial spin ices (ASI).¹⁰ The realization of artificial ice systems has also been successfully applied to other compounds such as colloidal systems¹¹ and superconducting antidots.^{12,13} Among several interesting properties, ASI were predicted¹⁴⁻¹⁶ to support emergent magnetic monopole excitations interacting via a Coulomb potential, similar to that already observed in natural three-dimensional (3D) spin ice crystals.¹⁷⁻²¹ However, in 2D-ASI, the north and south poles are

connected by an additional energetic string,¹⁶ developing into a structure similar to a pair of Nambu monopoles.^{22,23} These predictions were soon confirmed by experiments.²⁴ Such findings shed light into the real possibilities of using isolated magnetic poles as the physical carriers of charge, energy, and momentum—a kind of electricity with magnetic charges, the so called magnetricity. In order to decrease the string tension and provide monopoles separation inside artificial spin ice samples, different geometries and insertion of defects (like non-uniformity or dislocation of the cell sizes) have been proposed.²³

In turn, the insertion of nanometric antidots in continuous thin films is a timely topic in the frontier of basic and applied research. Antidots may be displayed in regular geometrical arrangements depicting a number of patterns as diamond-type, square, triangular, and so on.²⁵⁻²⁷ The main results of these works are the changes observed in the demagnetization field and domain wall pinning, which bring about the emergence of magnetic anisotropy in the patterned thin films as well as a huge increase in the coercive field. Such a behavior strongly suggests antidots systems as promising structures for application in high-density magnetic storage, predicted to be around 0.1 Tb/cm² and reading/writing velocity (0.5 Gbs⁻¹).^{28,29}

Here, we report on the experimental fabrication and theoretical study of a structure composed by a lattice of antidots (elongated holes), resembling the geometrical arrangement of nanoislands in a square ASI, as shown in Fig. 1. This system (here referred to as antidot-ASI) was built as follows: on the silicon (110) substrate with area of 1 cm², previously cleaned by Radio Corporation of America (RCA) process, a 200 nm Polymethylmethacrylate (PMMA) layer was deposited by spin coating at 4000 rpm during 40 s. The PMMA (dried for 10 min in hotplate at 120 °C) has 1 nm root mean square (RMS) roughness measured by atomic force microscopy. The sample was carried into the RAITH *e-LINE* plus system chamber, where the exposure of the antidot design was performed. Such design was repeated a thousand times to form 1 mm² lithographed area. The parameters utilized were beam acceleration of 20 kV and area cleaning dose of

^{a)}Electronic mail: dearaujo@ufv.br

B.2

IOP Publishing

Journal of Physics: Condensed Matter

J. Phys.: Condens. Matter **28** (2016) 456002 (6pp)

doi:10.1088/0953-8984/28/45/456002

Investigation of ferromagnetic resonance and magnetoresistance in anti-spin ice structures

I R B Ribeiro^{1,2}, J F Felix³, L C Figueiredo³, P C Morais³, S O Ferreira¹,
W A Moura-Melo¹, A R Pereira¹, A Quindeau⁴ and C I L de Araujo¹

¹ Departamento de Física, Universidade Federal de Viçosa, Viçosa, 36570-900, Minas Gerais, Brazil

² Instituto Federal do Espírito Santo, Alegre, 36570-900, Espírito Santo, 29520-000, Brazil

³ Instituto de Física, Núcleo de Física Aplicada, Universidade de Brasília-UnB, Brasília, 70910-900, Distrito Federal, Brazil

⁴ Department of Physics and Francis Bitter Magnet Lab, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA 02139, USA

E-mail: dearaujo@ufv.br

Received 25 May 2016, revised 26 July 2016

Accepted for publication 23 August 2016

Published 12 September 2016



CrossMark

Abstract

In this work, we report experimental and theoretical investigations performed in anti-spin ice structures, composed by square lattice of elongated antidots, patterned in nickel thin film. The magnetic vortex crystal state was obtained by micromagnetic simulation as the ground state magnetization, which arises due to the magnetic stray field at the antidot edges inducing chirality in the magnetization of platters among antidots. Ferromagnetic resonance (FMR) and magnetoresistance (MR) measurements were utilized to investigate the vortex crystal magnetization dynamics and magnetoelectric response. By using FMR, it was possible to detect the spin wave modes and vortex crystal resonance, in good agreement with dynamic micromagnetic simulation results. The vortex crystal magnetization configuration and its response to the external magnetic field, were used to explain the isotropic MR behaviour observed.

Keywords: anti-spin ice, magnetoresistance, ferromagnetic resonance, vortex, spin waves

(Some figures may appear in colour only in the online journal)

Advances in nanopatterning technology, achieved in recent years, have opened up opportunities for the development of new structures, which are conveniently used to investigate new aspects of nanomagnetism, as well as to develop new nanomagnetic devices. Likewise, theoretical investigations fostered the development of micromagnetic simulation tools, bringing in novelties regarding magnetization configurations, with or without external excitations (like magnetic field and electric field) and allowing the design and exploration of such nanomagnetic systems. For instance, magnetic shape anisotropy in nanomagnetic elongated islands have been investigated for generation and control magnetic monopoles in artificial spin ice frustrated systems [1], with possible applications in magnetricity [2]. In circular nanodots, the magnetic

vortex ground state resulting from shape anisotropy [3–5], has been explored in many devices aiming its application in magnetic storage [6–8]. Technological applications for magnetic vortex configuration imprinting in antiferromagnetic layer has also been investigated, suggesting its utilization in storage layer of multilevel thermal assisted MRAM, for increase in information storage density [9–11]. Furthermore, the anisotropy generated for stray field in antidots, patterned with specific sizes and geometries in thin films or multilayers, results in remarkable property changes, as the magnetoresistance behavior [12] and increase of magnetization reversal [13]. By comparing micromagnetic simulation and experimental data, we have first demonstrated that in artificial anti-spin ice systems (anti-ASI), comprising an array of elongated antidots

B.3

Realization of Rectangular Artificial Spin Ice and Direct Observation of High Energy Topology

I. R. B. Ribeiro^{1,6+}, F. S. Nascimento²⁺, S. O. Ferreira¹⁺, W. A. Moura-Melo¹⁺, C. A. R. Costa³⁺, J. Borme⁴⁺, P. P. Freitas⁴⁺, G. M. Wysin⁵⁺, C.I.L. de Araujo^{1*}, and A. R. Pereira^{1*}

¹Laboratory of Spintronics and Nanomagnetism (*LabSpin*), Departamento de Física, Universidade Federal de Viçosa, 36570-000 - Viçosa - Minas Gerais, Brazil.

²Departamento de Física, Universidade Federal de Ouro Preto, 35931-008 - João Monlevade - Minas Gerais - Brazil.

³National Nanotechnology Laboratory (*LNNano*), National Center for Energy and Materials (CNPEM), Campinas, São Paulo, 13083-970 - Brazil.

⁴*INL*-International Iberian Nanotechnology Laboratory, 4715-330, Braga, Portugal.

⁵Department of Physics, Kansas State University, Manhattan, KS 66506-2601

⁶Instituto Federal do Espírito Santo, Alegre, 36570-900, Espírito Santo, 29520-000, Brazil.

*dearaujo@ufv.br

*apereira@ufv.br

+these authors contributed equally to this work

ABSTRACT

In this work, we have constructed and experimentally investigated frustrated arrays of dipoles forming two-dimensional artificial spin ices with different lattice parameters (rectangular arrays with horizontal and vertical lattice spacings denoted by a and b respectively). Arrays with three different ratios $\gamma = a/b = \sqrt{2}$, $\sqrt{3}$ and $\sqrt{4}$ are studied. Theoretical calculations of low-energy demagnetized configurations for these same parameters are also presented. Experimental data for demagnetized samples confirm most of the theoretical results. However, the highest energy topology (doubly-charged monopoles) does not emerge in our theoretical model, while they are seen in experiments for large enough γ . Our results also insinuate that magnetic monopoles may be almost free in rectangular lattices with a critical ratio $\gamma = \gamma_c = \sqrt{3}$, supporting previous theoretical predictions.

Introduction

Recently, the study of materials with frustrated interactions has received a lot of attention in an attempt to understand new states of matter¹⁻⁹. The main problem concerning the experimental investigation of the properties of these structures is to find natural materials (in two and three dimensions), which not only clearly exhibit frustration but also provide reproducible results and adequate control for measurements. It is not such a simple task. An alternative path was provided by techniques of nanotechnology, in which artificial materials can be built with desirable properties and attributes in order to permit the materialization of a large variety of different sorts of geometrical frustration^{10,11}. Especially, artificial spin ices in several different lattice geometries are important examples^{5,8,12,13}. They are two-dimensional ($2d$) arrays of elongated magnetic nanoislands, each containing an effective magnetic moment or spin (see Fig.1) that mimics natural three-dimensional ($3d$) spin ice materials¹⁻³. However, such an artificial system in a $2d$ square lattice is not completely frustrated since the ice rule (in which two-spins must point-in and the other two must point-out in each vertex) is not degenerate (the two topologies that obey the ice rule have different energies^{5,6}) and, therefore, the ice regime is not stabilized. Despite this, as in natural spin ices, artificial square ice (and even other kinds of artificial lattices) also supports quasiparticle excitations that are similar to magnetic monopoles^{6,13-16}, although, in general, these monopoles are of different types in natural and artificial materials. Indeed, $2d$ artificial square spin ice supports excitations in which the oppositely charged monopoles occur connected by observable and energetic strings (a kind of Nambu monopole-antimonopole pair^{15,17,18} in contrast to Dirac monopoles, in which the string is not observable and does not have energy). Therefore, it would be interesting to imagine and construct $2d$ artificial lattices whose monopole pair excitations would have a string tension that tends to vanish in such a way that, opposite magnetic charges would be effectively interacting only by means of the usual Coulomb law.

A recent theoretical proposal was made to modify the square array into a rectangular one¹⁶. Inspired by this modified system, here we propose to realize an experimental study based on magnetic atomic force (*MFM*) measurements of the ground state and excited states of rectangular artificial spin ices (*RASI*). Denoting the horizontal and vertical lattice spacings of

Inkjet Printing of Lanthanide–Organic Frameworks for Anti-Counterfeiting Applications

Leonis L. da Luz,[†] Raquel Milani,[†] Jorlandio F. Felix,^{‡,§} Igor R. B. Ribeiro,[‡] Márcio Talhavini,[⊥] Brenno A. D. Neto,^{||} Jaroslaw Chojnacki,[¶] Marcelo O. Rodrigues,^{*,†,#} and Severino A. Júnior^{*,†}

[†]Departamento de Química Fundamental, UFPE, 50670-901, Recife, PE, Brazil

[‡]Departamento de Física, Universidade Federal de Viçosa, 36570-900, Viçosa, Minas, Gerais, Brazil

[§]Universidade de Brasília, Instituto de Física, Núcleo de Física Aplicada, Brasília-DF 70910-900, Brazil

^{||}Laboratory of Medicinal and Technological Chemistry, University of Brasilia (IQ-UnB), Campus Universitario Darcy Ribeiro, CEP 70904970, P.O. Box 4478, Brasilia-DF, Brazil

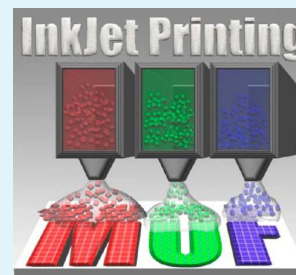
[⊥]Instituto Nacional de Criminalística (INC), Departamento de Polícia Federal (DPF), Laboratório de Criminalística, SAIS, Quadra 07, Lote 23, 70610-200, Brasília, Brazil

[#]Laboratório de Inorgânica e Materiais (LIMA), Campus Universitário Darcy Ribeiro, CEP 70904970, P.O. Box 4478, Brasília-DF, Brazil

[¶]Gdansk University of Technology, Department of Chemistry, G. Narutowicza 11/13, PL-80233, Gdansk, Poland

Supporting Information

ABSTRACT: Photoluminescent lanthanide–organic frameworks (Ln-MOFs) were printed onto plastic and paper foils with a conventional inkjet printer. Ln-MOF inks were used to reproduce color images that can only be observed under UV light irradiation. This approach opens a new window for exploring Ln-MOF materials in technological applications, such as optical devices (e.g., lab-on-a-chip), as proof of authenticity for official documents.



KEYWORDS: lanthanides, metal–organic frameworks, inkjet printing, luminescence and anticounterfeiting

INTRODUCTION

New functional materials associated with innovative fabrication procedures are fostering technological developments of more specialized and sophisticated devices.^{1,2} In the past few years, high-technological sectors have explored magnetic, optical, size, and conducting properties of new materials and a diversity of processing techniques for the production of integrated circuits, smart textiles,³ batteries,⁴ solar cells,⁵ electroluminescent devices,⁶ sensors,^{7,8} and others. Most manufacturing processes use subtractive patterning methods and deposition of materials under high temperatures and ultravacuum conditions. Recent innovations in printing, roll-to-roll, and coating processes has generated some alternatives for the fabrication of customizable devices onto various substrates.^{2,9,10}

In this context, coordination polymers (CPs) and metal–organic frameworks (MOFs) have emerged as a versatile class and subclass of hybrid materials, which have attracted tremendous attention due to their intriguing structures, topological aspects, and potential for technological applications.^{11,12} Thousands of CPs and MOF structures have been systematically

produced in the last two decades, and the net result is considerable progress regarding the controlled synthesis and production of specific functionalities and tunable properties. MOFs and CPs have been explored in important fields such as biomedicine,¹³ sensing,¹⁴ gas storage,¹⁵ separation,¹⁶ adsorption,^{17,18} drug delivery,¹⁹ forensic science,²⁰ and catalysis.²¹ MOFs are also regarded as an excellent platform for the production of light-emissive materials because they offer a well-defined chemical environment for emitter centers and their hybrid character renders them with a diversity of optical phenomenon uncommon in classical light-emitting materials.^{20,22–24} Among the plethora of luminescent CPs and MOFs already reported, those based on lanthanide ions, that is lanthanide–organic frameworks (Ln-MOFs), are the most promising because they combine fairly interesting structures and thermodynamic

Received: July 21, 2015

Accepted: November 2, 2015

Published: November 2, 2015

B.5



A LETTERS JOURNAL EXPLORING
THE FRONTIERS OF PHYSICS

February 2015

EPL, **109** (2015) 46003
doi: 10.1209/0295-5075/109/46003

www.epjjournal.org

Temperature effect on $(2 + 1)$ experimental Kardar-Parisi-Zhang growth

R. A. L. ALMEIDA¹, S. O. FERREIRA¹, I. R. B. RIBEIRO^{1,2} and T. J. OLIVEIRA¹

¹ *Departamento de Física, Universidade Federal de Viçosa - 36570-000, Viçosa, MG, Brazil*

² *Instituto Federal do Espírito Santo - 29520-000, Alegre, ES, Brazil*

received 19 November 2014; accepted in final form 5 February 2015
published online 26 February 2015

PACS **68.43.Hn** – Structure of assemblies of adsorbates (two- and three-dimensional clustering)
PACS **81.15.Aa** – Theory and models of film growth
PACS **05.40.-a** – Fluctuation phenomena, random processes, noise, and Brownian motion

Abstract – We report on the effect of substrate temperature (T) on both local structure and long-wavelength fluctuations of polycrystalline CdTe thin films deposited on Si(001). A strong T -dependent mound evolution is observed and explained in terms of the energy barrier to inter-grain diffusion at grain boundaries, as corroborated by Monte Carlo simulations. This leads to transitions from uncorrelated growth to a crossover from random-to-correlated growth and transient anomalous scaling as T increases. Due to these finite-time effects, we were not able to determine the universality class of the system through the critical exponents. Nevertheless, we demonstrate that this can be circumvented by analyzing height, roughness and maximal height distributions, which allow us to prove that CdTe grows asymptotically according to the Kardar-Parisi-Zhang (KPZ) equation in a broad range of T . More important, one finds positive (negative) velocity excess in the growth at low (high) T , indicating that it is possible to control the KPZ non-linearity by adjusting the temperature.

Copyright © EPLA, 2015

Thin films are the basis of the optoelectronic industry. Commonly, patterned/mounded interfaces are observed due to growth instabilities [1] or polycrystallinity, where a complex growth involving intra- and inter-grain dynamics arises. It is well known that size, texture and spatial distribution of these structures affect several thin-film properties that are crucial for applications in solar cells [2], spintronic devices [3], contact technology [4] and many others.

At a coarse-grained level, the evolution of thin films and other growing interfaces is also a subject of broad interest, since they exhibit scaling invariance and universality [5,6]. For instance, the kinetic roughening of flame fronts [7], turbulent phases in liquid crystals [8], colloidal particles deposited at the edges of evaporating drops [9], silica [10], CdTe [11] and oligomer films [12] have been shown to belong to the celebrated Kardar-Parisi-Zhang (KPZ) [13] universality class (UC). Thus, despite their distinct microscopic nature, the interface of all these systems evolves asymptotically according to the KPZ equation [13]:

$$\frac{\partial h(\mathbf{x}, t)}{\partial t} = \nu \nabla^2 h + \frac{\lambda}{2} (\nabla h)^2 + \eta(\mathbf{x}, t), \quad (1)$$

where $h(\mathbf{x}, t)$ is the height at substrate position \mathbf{x} and time t , and ν , λ and η account, respectively, for surface tension, interfacial velocity excess and white noise.

Since the design of thin films with specific properties requires control of their growth, a natural question raises up: *How do the growth parameters affect the local and long-wavelength dynamics of the system?* In fact, the effects of parameters such as substrate temperature [14], molecular flux [15] and electric potential [16] have already been studied. However, the (roughness) dynamic scaling analysis (DSA) performed there did not lead to any conclusion about the UC of those systems, possibly due to corrections to scaling/transient effects.

In this letter, we answer that question regarding the effect of deposition temperature (T) on the growth of CdTe thin films, a very important material for the fabrication of detectors (of γ - and X-rays) [14], solar cells [17], ultra-fast optical sensors [18] and others [19]. The structure and morphology of films, grown by hot wall epitaxy (HWE) at different T , have been characterized by X-ray diffraction (XRD) and atomic force microscopy (AFM). A complex mound evolution is observed and has been explained in terms of diffusion barriers at grain boundaries,

Referências Bibliográficas

- [1] D. B. de Araújo, A. A. O. Carneiro, E. R. Moraes e O. Baffa, Biomagnetismo: Nova interface entre a física e a biologia. *Ciência Hoje*, **26**, 24 (1999).
- [2] W. Thomson, *On the Electro-Dynamic Qualities of Metals: Effects of Magnetization on the Electric Conductivity of Nickel and of Iron*. *Proc. R. Soc. London*, **8**, 546 (1856).
- [3] T. McGuire and R. Potter, *Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys*. *Magnetics, IEEE Transactions on* **11**, 4 (1975).
- [4] H. Gu, X. Zhang, H. Wei, Y. Huang, S. Wei and Z. Guo, *An overview of the magnetoresistance phenomenon in molecular systems*. *Chem. Soc. Rev.* **11**, 5907 (2013).
- [5] C. Reig, S. C. Freitas and S. C. Mukhopadhyay, *Giant Magnetoresistance (GMR) Sensors From Basis to State-of-the-Art Applications*. Springer-Verlag (2013).
- [6] T. Wren and O. Kazakova, *Anisotropic magnetoresistance effect in sub-micron nickel disks*. *J. Appl. Phys.* **117**, 17E134 (2015).
- [7] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich and J. Chazelas, *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices*. *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 - 2475 (1988).
- [8] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach and W. Zinn, *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange*. *Phys. Rev. B* **39**, 48284830 (1989).

- [9] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova and D. M. Treger, *Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future*. Science **294**, 1488 (2001).
- [10] S. Yuasa and D. D. Djayaprawira, *Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO (001) barrier*. J. Phys. D: Appl. Phys. **40** R337 (2007).
- [11] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. M. Lee, F. Matsukura, Y. Ohno, T. Hanyu and H. Ohno *Magnetic Tunnel Junctions for Spintronic Memories and Beyond*. IEEE Transactions on electron devices **54** (2007).
- [12] M. Julliere, *Tunneling between ferromagnetic films*. Physics letters A **54A**, 3 (1975).
- [13] J. S. Moodera, L. R. Kinder, Wong T M, R. Meservey and J. Nowak, *Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junctions*. Phys. Rev. Lett. **74**, 3273 (1995).
- [14] T. Miyazaki and N. Tezuka, *Giant magnetic tunneling effect in Fe/Al₂O₃/Fe junction*. J. Magn. Mater. **139**, 231 (1995).
- [15] M. Díaz-Michelena, *Small Magnetic Sensors for Space Applications*. Sensors **9**, 2271 (2009).
- [16] J. Valadeiro, S. Cardoso, R. Macedo, A. Guedes, J. Gaspar and P. P. Freitas, *Hybrid Integration of Magnetoresistive Sensors with MEMS as a Strategy to Detect Ultra-Low Magnetic Fields*. Micromachines **7**, 88 (2016).
- [17] R. F. Wang, C. Nisoli, R. S. Freitas, J. Li, W. McConville, B. J. Cooley, M. S. Lund, N. Samarth, C. Leighton, V. H. Crespi and P. Schiffer. *Artificial 'spin ice' in a geometrically frustrated lattice of nanoscale ferromagnetic islands*. Nature, **439**, 303 (2006).
- [18] A. A. Zvyagin. *New physics in frustrated magnets: Spin ices, monopoles, etc*. Low Temp. Phys. **39**, 901 (2013).

- [19] L. A. Mól, R. L. Silva, R. C. Silva, A. R. Pereira, W. A. Moura-Melo and B. V. Costa. *Magnetic monopole and string excitations in two-dimensional spin ice*. J. Appl. Phys. **106**, 063913 (2009).
- [20] G. M. Wysin, A. R. Pereira, W. A. Moura-Melo and C. I. L. de Araujo. *Order and thermalized dynamics in Heisenberg-like square and Kagomé spin ices*. J. Phys.: Condens. Matter **27** 076004(2015).
- [21] R. P. Loreto, L. A. Morais, C. I. L. de Araujo, W. A. Moura-Melo, A. R. Pereira, R. C. Silva, F. S. Nascimento and L. A. S. Mól, *Emergence and mobility of monopoles unidirectional arrangement of magnetic nanoislands*. Nanotechnology **26**(2015).
- [22] F. S. Nascimento, L. A. S. Mól, W. A. Moura-Melo, G. M. Wysin, and A. R. Pereira, *From confinement to deconfinement of magnetic monopoles in artificial rectangular spin ices*. New J. Phys. **14**, 115019 (2012).
- [23] Y.-L. Wang, Z.-L. Xiao, A. Snezhko, J. Xu, L. E. Ocola, R. Divan, J. E. Pearson, G. W. Crabtree and W.-K. Kwok. *Rewritable artificial magnetic charge ice*. Science, **352**, 6288 (2016).
- [24] C. Nisoli, V. Kapaklis and P. Schiffer. *Deliberate exotic magnetism via frustration and topology*. Nat. Phys. **13**, 200 (2017).
- [25] C. I. L. de Araujo, R. C. Silva, I. R. B. Ribeiro, F. S. Nascimento, J. F. Felix, S. O. Ferreira, L. A. S. Mól, W. A. Moura-Melo, and A. R. Pereira. *Magnetic vortex crystal formation in the antidot complement of square artificial spin ice*. Appl. Phys. Lett. **104**, 092402 (2014).
- [26] I. R. B. Ribeiro, J. F. Felix, L. C. Figueiredo, P. C. Morais, S. O. Ferreira, W. A. Moura-Melo, A. R. Pereira, A. Quindeau and C. I. L. de Araujo. *Investigation of ferromagnetic resonance and magnetoresistance in anti-spin ice structures*. J. Phys.: Condens. Matter **28** 456002 (2016).

- [27] X. Zhou , G-L. Chua , N. Singh and A. O. Adeyeye. *Large Area Artificial Spin Ice and Anti-Spin Ice $Ni_{80}Fe_{20}$ Structures: Static and Dynamic Behavior* . Adv. Funct. Mater. **26** 1437 (2016).
- [28] J. D. Bernal, R. H. Fowler. *A Theory of Water and Ionic Solution, with Particular Reference to Hydrogen and Hydroxyl Ions*. J. Chem. Phys. **1**, 515 (1933).
- [29] M. Harris, S. Bramwell, D. McMorrow, T. Zeiske and K. Godfrey. *Geometrical Frustration in the Ferromagnetic Pyrochlore $Ho_2Ti_2O_7$* . Phys. Rev. Lett. **79**, 2554 (1997).
- [30] C. Castelnovo, R. Moessner and L. Sondhi. *Magnetic monopoles in spin ice*. Nature **451**, 42 (2008).
- [31] A. P. Ramirez, A. Hayashi, R. J. Cava, R. Siddharthan and B. S. Hastry. *Zero-point entropy in 'spin ice'*. Nature, **399** 333 (1999).
- [32] Y. Li, G. Gubbiotti, F. Casoli, S. A. Morley, F. J. T. Gonçálvves,¹ M. C. Rosamond, E. H. Linfield, C. H. Marrows, S. McVitie and R. L. Stamps. *Thickness dependence of spin wave excitations in an artificial square spin ice-like geometry*. J. Appl. Phys. **121** 103903 (2017).
- [33] R. V. Chopdekar, G. Duff, R. V. Hügli, E. Mengotti, D. A. Zanin, L. J. Heyderman, H. b. Braun. *Controlling vortex chirality in hexagonal building blocks of artificial spin ice*. New J. Phys. **15**, 125033 (2013).
- [34] J. Li, S. Zhang, J. Bartell, C. Nisoli, X. Ke, Paul E. Lammert, Vincent H. Crespi, and P. Schiffer. *Comparing frustrated and unfrustrated clusters of single-domain ferromagnetic islands*. Phys. Rev. B **82**, 134407 (2010).
- [35] A. Imre, G. Csaba, L. Ji, A. Orlov, G. H. Bernstein and W. Porod. *Majority Logic Gate for Magnetic Quantum-Dot Cellular Automata*. Science **311**, 205 (2006).
- [36] X. Zhou, G. -L. Chua, N. Singh and A. O. Adeyeye. *Large Area Artificial Spin Ice and Anti-Spin Ice $Ni_{80}Fe_{20}$ Structures: Static and Dynamic Behavior*. Adv. Funct. Mater. **26** 1437 (2016).

- [37] M. Geissler and Y. Xia. *Patterning: principles and some new developments*. Adv. Mater **16**, 1249 (2004).
- [38] A. E. Grigorescu and C. W. Hagen. *Resists for sub-20-nm beam lithography with a focus on HSQ: state of the art*. Nanotechnology **20**, 2920001 (2009).
- [39] B. Bhushan. *Handbook of nanotechnology*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2004).
- [40] INL. Cleanroom. [cited201706/04]; Available from:http://inl.int/laboratory_categories/cleanroom – 2.
- [41] C. I. L. de Araujo. *Magnetorresistência em ligas ferro-níquel eletrodepositadas sobre silício tipo-N*. Dissertação de mestrado, UFSC (2007).
- [42] S. I. Zanette. *Introdução à microscopia de força atômica*. Livraria da Física (2010).
- [43] B. Bhushan. *Springer handbook of nanotechnology*. Springer-Verlag (2004).
- [44] V. L. Mironov. *Fundamental of scanning probe microscopy*. The Russian academy of sciences institute for physics of microstructures, Nizhniy Novgorod (2004).
- [45] A. B. Oliveira. *Nanolitografia com microscópio de força atômica: Estruturas magnéticas confinadas e transporte magnético*. Tese de Doutorado, UFPE (2009).
- [46] L. C. Sampaio, F. Garcia, G. R. C. Cernicchiaro e A. Y. Takeuchi. *Técnicas de magnetometria*. Revista Brasileira de Ensino de Física **22**, 3 (2000).
- [47] S. M. Rezende. *Ressonância Ferromagnética e Ondas de Spin*. Segunda Escola Brasileira de magnetismo (1999).
- [48] S. M. Rezende. *Materiais e Dispositivos Eletrônicos*. Livraria da Física, São Paulo-SP (2014).
- [49] A. P. Guimarães. *Magnetismo e ressonância magnética em sólidos*. Edusp (2009).
- [50] C. Kittel. *Introdução a física do estado sólido*. LTC (2006).

- [51] M. J. Donahue and D. G. Porter. *OOMMF v1.2a3 Object Oriented MicroMagnetic Framework*, Software (NIST, 2004).
- [52] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez and B. V. Waeyenberge. *The design and verification of MuMax3*. Aip advances **4**, 107133 (2014).
- [53] A. Vansteenkiste and B. Van de Wiele . *MUMAX: A new high-performance micromagnetic simulation tool*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials **323** 2585 (2011).
- [54] W. F. Giauque, M. F. Ashley. *Molecular Rotation in Ice at 10°K. Free Energy of Formation and Entropy of Water*. Phys. Rev. **43** 81 (1933).
- [55] L. Pauling; *The Structure and Entropy of Ice and of Other Crystals with Some Randomness of Atomic Arrangement*. J. Am. Chem. Soc. **57** 2680 (1935).
- [56] S. T. Bramwell, S. R. Giblin, S. Calder, R. Aldus, D. Prabhakaram and T. Fennell. *Measurement of the charge and current of magnetic monopoles in spin ice*. Nature **461**, 956 (2009).
- [57] H. Kadowaki, N. Doi, Y. Aoki, Y. Tabata, T. J. Sato, J. W. Lynn, K. Matsuhira, Z. Hiroi. *Observation of Magnetic Monopoles in Spin Ice*. Journal of the Physical Society of Japan **78**, 103706 (2009).
- [58] S. D. Bader. *Colloquium: Opportunities in nanomagnetism*. Rev. Mod. Phys. **78**, 1 (2006).
- [59] R. Antos, Y. Otani and J. Shibata. *Magnetic vortex dynamics*. J. Phys. Soc. Jpn. **77** 031004 (2008).
- [60] D. H. Kim, E. A. Rozhkova, I. V. Ulasov, S. D. Bader, T. Rajh, M. S. Lesniak and V. Novosad. *Biofunctionalized magnetic-vortex microdiscs for targeted cancer-cell destruction*. Nature Mater, **9**, 165 (2010).

- [61] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern and R. Wiesendanger, *Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores*. Science **298** (2002).
- [62] S. Kim, K. Lee, Y. Yu and Y. Choi. *Reliable low-power control of ultrafast vortex-core switching with the selectivity in an array of vortex states by in-plane circular-rotational magnetic fields and spin-polarized currents*. Appl. Phys. Lett. **92**, 022509 (2008).
- [63] C. I. L. de Araujo, S. G. Alves, L. D. Buda-Prejbeanu and B. Dieny. *Multilevel Thermally Assisted Magnetoresistive Random-Access Memory Based on Exchange-Biased Vortex Configurations*. Phys. Rev. Applied **6** 024015 (2016).
- [64] L. Torres, L. Lopez-Diaz, O. Alejos, and J. Iniguez. *Micromagnetic study of lithographically defined non-magnetic periodic nanostructures in magnetic thin films* Physica B **275** 59 (2000).
- [65] H.-F. Du, W. He, H.-L. Liu, Y.-P. Fang, Q. Wu, T. Zou, X.-Q. Zhang, Y. Sun, and Z.-H. Cheng. *Determination of magnetic anisotropies in ultrathin iron films on vicinal Si(111) substrate by the ferromagnetic resonance*. Appl. Phys. Lett. **96** 142511 (2010).
- [66] M. Pannetier-Lecoeur, L. Parkkonen, N. Sergeeva-Chollet, H. Polovy, C. Fermon, and C. Fowley, *Magnetocardiography with sensors based on giant magnetoresistance*. Appl. Phys. Lett. **98** 153705 (2011).
- [67] S. Tumanski. *Handbook of Magnetic Measurements*. LLC (2011).
- [68] N. F. Mott. *The Electrical Conductivity of Transition Metals*. Proc. R. Soc. **153** **699** (1936).
- [69] K. Sternickel and A. I. Braginski. *Biomagnetism using SQUIDS: status and perspectives*. Supercond. Sci. Technol. **19** S160 (2006).

- [70] Z. Q. Lei, G. J. Li, William F. Egelhoff, Jr., P. T. Lai and Philip W. T. Pong. *Review of Noise Sources in Magnetic Tunnel Junction Sensors*. IEEE Trans. Magn. **47** 602 (2011).
- [71] A. Ozbay, A. Gokce, T. Flanagan, R. A. Stearrett, E. R. Nowak, and C. Nordman. *Low frequency magnetoresistive noise in spin-valve structures*. Appl. Phys. Lett. **94** 202506 (2009).
- [72] Z. Marinho, S. Cardoso, R. Chaves, R. Ferreira, L. V. Melo and P. P. Freitas. *Three dimensional magnetic flux concentrators with improved efficiency for magnetoresistive sensors*. J. Appl. Phys. **109** 07E521 (2011).
- [73] R. C. Chaves, P. P. Freitas, B. Ocker and W. Maass. *MgO based picotesla field sensors*. J. Appl. Phys. **103** 07E931 (2008).
- [74] J. R. Brauer. *Magnetic Actuators and Sensors*. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey (2014).
- [75] J. Gaspar, P. P. Freitas, V. Chu and J. P. Conde. *Integrated magnetic sensing of electrostatically actuated thin-film microbridges*. J. Microelectromech. Syst. **12** 550 (2003).
- [76] A. Guedes, S. B. Patil, S. Cardoso, V. Chu, J. P. Conde and P. P. Freitas. *Hybrid magnetoresistive/microelectromechanical devices for static field modulation and sensor 1/f noise cancellation*. J. Appl. Phys. **103** 07E924 (2008).
- [77] M. Olfatnia, S. Sood, J. J. Gorman and S. Awtar. *Large stroke electrostatic comb drive actuators enabled by a novel flexure mechanism*. J. Microelectromech. Syst. **22** 483 (2013).
- [78] M. Olfatnia, L. Cui, P. Chopra and S. Awtar. *Large range dual-axis micro-stage driven by electrostatic comb-drive actuators*. J. Micromech. Microeng. **23** 105008 (2013).