

TEÔNIS SILVA DE PAIVA

**MAGNETIZAÇÃO E DENSIDADE DE CARGAS
EMERGENTES EM FUNÇÃO DO CAMPO EM GELOS DE
SPIN ARTIFICIAIS**

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

Orientador: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo

**VIÇOSA - MINAS GERAIS
2019**

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

T

Paiva, Teônís Silva de, 1988-
P149m Magnetização e densidade de cargas emergentes em função
2019 do campo em gelos de spin artificiais / Teônís Silva de Paiva. –
Viçosa, MG, 2019.
78 f. : il. (algumas color.) ; 29 cm.

Inclui apêndice.

Orientador: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Viçosa.

Referências bibliográficas: f. 70-73.

1. Gelos de spin. 2. Nanofabricação.
3. Magnetoresistência. 4. Nanoplo. I. Universidade Federal de
Viçosa. Departamento de Física. Programa de Pós-Graduação
em Física. II. Título.

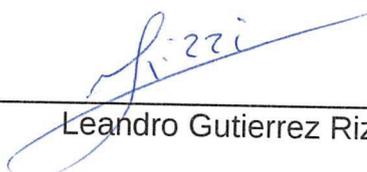
CDD 22. ed. 530.412

TEÔNIS SILVA DE PAIVA

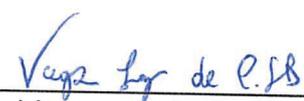
MAGNETIZAÇÃO E DENSIDADE DE GARGAS EMERGENTES EM FUNÇÃO DO CAMPO EM GELOS DE SPIN ARTIFICIAIS

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

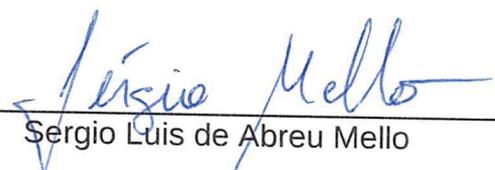
APROVADA: 11 de julho de 2019.



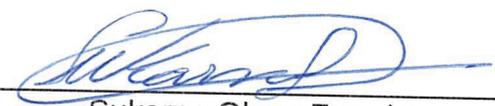
Leandro Gutierrez Rizzi



Vagson Luiz de Carvalho Santos



Sergio Luis de Abreu Mello



Sukarno Olavo Ferreira



Giovanni Decot Galgano



Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo
(Orientador)

Agradecimentos

Agradeço primeiramente a Deus, pela sabedoria, força, misericórdia e vida que me concedeu para que eu pudesse chegar até aqui.

Aos meus pais, Sebastião e Vânia, pelo amor e apoio que tiveram comigo durante toda a minha jornada acadêmica e em toda a minha vida.

À minha amada esposa, Samara, que sempre esteve comigo nos momentos mais felizes e nos mais difíceis também e que na presente data está carregando o Kael, o nosso super-herói.

Agradeço ao meu irmão Selmir, a minha prima Querzia, aos demais familiares e amigos da Igreja Assembleia de Deus em Manaus que, me ajudaram com os custos da viagem.

Ao amigos, Elcivan por ter me recebido em sua casa no primeiro período do doutorado e Marlon por toda ajuda e companheirismo em Viçosa.

À Igreja Batista Renovada em Viçosa, pelo caloroso acolhimento dado a mim e minha esposa.

Ao professor Clodoaldo por toda a paciência e dedicação em me orientar. Este apoio foi de fundamental importância para a conclusão do trabalho.

Aos companheiros de grupo Rafael, Renan e Hamilton que me ensinaram a utilizar várias técnicas experimentais.

Ao amigo Gabriel por ter me ajudado a “sobreviver” nos períodos iniciais do doutorado.

Ao amigo Oscar pelas divertidas conversas e a todos os amigos da sala de estudo.

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

*“Ó profundidade das riquezas,
da sabedoria e da ciência de Deus ”.*

Romanos 11:33

Resumo

PAIVA, Teônias Silva, D.Sc., Universidade Federal de Viçosa, julho de 2019. **Magnetização e densidade de cargas emergentes em função do campo em gelos de spin artificiais.** Orientador: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo.

A frustração geométrica em materiais conhecidos como gelos de spin, materiais que possuem seus momentos magnéticos obedecendo a regra do gelo magnética (regra similar à que as moléculas de água obedecem no estado sólido), vêm atraindo grande atenção dos pesquisadores desde a última década devido à emergência de quasi-partículas, semelhantes a monopolos magnéticos. A pesquisa sobre estas quasi-partículas vêm sendo direcionada à nanoilhas magnéticas, conhecidas como gelos de spin artificiais (GSA), cuja sua nanofabricação se dá através da litografia eletrônica, e diferentemente dos gelos de spin naturais permitem observação dos monopolos magnéticos através de técnicas de microscopia magnética e a manipulação dos mesmos em temperatura ambiente. Neste trabalho apresentamos três estudos sobre GSA, sendo que o primeiro destes estudos investiga as excitações que emergem em redes de GSA com diferentes parâmetros, durante um processo de reversão da magnetização, através da técnica de microscopia de força magnética. Os resultados mostram que a mudança nas dimensões no parâmetro de rede pode alterar propriedades como coercividade e densidade de monopolos. No segundo estudo foi mostrado que estas mesmas propriedades podem ser alteradas, sem mudar as dimensões da rede, em vez disso, alterando as densidades de cargas elétricas no substrato através da absorção de luz. Por fim o último estudo mostra que as excitações semelhantes à monopolos magnéticos podem ser investigadas através de medidas de magnetorresistência.

Palavras-chave: Gelos de spin. Nanofabricação. Magnetorresistência. Monopolo.

Abstract

PAIVA, Teônias Silva, D.Sc., Universidade Federal de Viçosa, July, 2019. **Magnetization and emergent charge density as a function of field in artificial spin ice.** Adviser: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo.

Geometric frustration in materials known as spin ice, materials that have their magnetic moments obeying the magnetic ice rule (rule similar to that obeyed by water molecules in the solid state), has attracted great attention from researchers since the last decade due to emergence of quasi-particles, similar to magnetic monopoles. Research on these quasi-particles has been directed to magnetic nanoislands, known as artificial spin ice (ASI), whose nanofabrication occurs through electronic lithography, and unlike natural spin ice, it allows the observation of magnetic monopoles by means of magnetic microscopy techniques and the manipulation of them at room temperature. In this paper we present three studies on ASI, the first investigates the excitations that emerge in ASI network with different parameters, during a magnetization reversal process, through the technique of magnetic force microscopy. The results show that the change in dimensions the lattice parameter can change properties such as coercivity and density of monopoles. In the second study it was shown that these same properties can be changed without changing the lattice dimensions instead by changing the densities of electric charges on the substrate through light absorption. Finally, the latest study shows that excitations like magnetic monopole can be investigated by means of magnetoresistance measurements.

Keywords: Spin ice. Nanofabrication. Magnoresistance. Monopole.

Sumário

1	Introdução	9
2	Interações Magnéticas e Gelos de spins	11
2.1	Interações magnéticas	11
2.1.1	Interação dipolar	11
2.1.2	Interação de troca	12
2.2	Anisotropia magnética	14
2.2.1	Anisotropia de forma	15
2.3	Frustração geométrica	17
2.4	Gelos de spins naturais	18
2.5	Gelos de spins artificiais	21
2.5.1	Frustração e regra do gelo	21
2.5.2	Emergência de monopolos	23
3	Fabricação e caracterização de gelos de spin artificiais	25
3.1	Litografia eletrônica	25
3.2	Microscopia de força magnética	26
3.3	Simulações micromagnéticas (Mumax)	29
4	Excitações emergentes em gelos de spin artificiais	31
4.1	Motivação e objetivos	31
4.1.1	Modelo de excitações emergentes	31
4.2	Metodologia	35
4.2.1	Características das Amostras	35
4.2.2	Procedimentos Experimentais	36
4.2.3	Simulações micromagnéticas	40

4.3	Resultados e discussões	42
4.3.1	Resultados experimentais	42
4.3.2	Resultados das simulações micromagnéticas	44
4.3.3	Comparação com o modelo de excitações emergentes	47
4.3.4	Desmagnetização	49
4.4	Conclusões	51
5	Influência dos portadores de cargas elétricas em gelos de spins artificiais	52
5.1	Motivação e objetivos	52
5.1.1	Efeito de uma base condutora em GSA	52
5.1.2	Redes Lineares	53
5.2	Metodologia	55
5.3	Resultados	57
5.4	Conclusões	57
6	Estudo magnetorresistivo em GSA	59
6.1	Motivação e objetivos	59
6.1.1	GSA com monopolos livres	59
6.1.2	Magnetotransporte em GSA	61
6.2	Metodologia	64
6.3	Resultados	66
6.4	Conclusões e perspectivas	66
	Referências Bibliográficas	70
	Apêndice A - Códigos utilizados	74

1 Introdução

Da mesma forma que a eletrostática, as primeiras observações dos fenômenos magnéticos remetem à Antiguidade Clássica. Na região da Magnésia, situada na Ásia Menor, era de conhecimento de pastores que certo tipo de rocha da localidade atraía pedaços de ferro, como por exemplo pregos de suas sandálias (1). Tales de Mileto, ao examinar essas rochas as chamou de “as rochas magnesianas”, (2), hoje conhecidas como magnetos. Em 1269, Petrus Peregrinus de Maricourt escreveu uma carta intitulada *Espistola de magnete*, onde ele mostra que os magnetos possuem polos (o próprio Petrus introduziu o termo “polus” para descreve-los) opostos e que mesmo quando o magneto é partido ao meio cada metade ainda possuem dois polos (3, 4). Esta é provavelmente a principal diferença entre a eletrostática e a magnetostática: monopolos magnéticos nunca foram encontrados isolados na natureza, apesar de inúmeros esforços (5).

A procura por monopolos inspirou a física da matéria condensada a descobrir em 2008 que em determinados materiais quasi-partículas semelhantes a monopolos magnéticos podem emergir. Estes materiais são conhecidos como gelos de spins, devido à analogia do seu estado fundamental com o do gelo da água e vem atraindo grande atenção da comunidade científica por se apresentarem como bons candidatos para desenvolvimento da magnetricidade, equivalente magnético da eletricidade (6). Os gelos de spin possuem um análogo bidimensional, que é conhecido como gelo de spin artificial (GSA), pois são fabricado por litografia e possuem como vantagens sobre os gelos de spin a observação dos monopolos através de técnicas de microscopia magnética e a manipulação destes monopolos em temperatura ambiente, (7). Os GSA consistem em nanoilhas magnéticas dispostas ao redor de um vértice em diferentes geometrias. As excitações semelhantes a monopolos podem surgir nos GSA com aplicação de campo magnético a partir do seu estado fundamental, devido a reversão da magnetização das ilhas.

Neste trabalho estudamos redes de GSA em geometrias quadradas, retangulares e lineares, utilizando técnicas de microscopia de força magnética, magnetorresistência e simulações computacionais. Estes temas são abordados ao longo do texto, da seguinte forma: o capítulo seguinte trata-se de uma breve revisão sobre interações magnéticas e gelos de spin. O capítulo 3 descreve os principais procedimentos de fabricação e caracterização de GSA. O quarto capítulo apresenta um estudo sobre GSA na rede quadrada durante um processo de reversão de magnetização, através de imagens de microscopia de força magnética, com objetivo de verificar um modelo de simulação que descreve a emergência de monopolos nos mesmos. O capítulo 5 estuda a influência do aumento do número de portadores de cargas do substrato, devido a absorção de luz, em redes lineares. Enquanto o sexto capítulo investiga redes retangulares de GSA através da magnetorresistência. Por fim, são apresentados os códigos das simulações utilizadas, no apêndice.

2 Interações Magnéticas e Gelos de spins

O presente capítulo aborda conceitos básicos do magnetismo, como interações magnéticas e anisotropia, que são de fundamental importância para o entendimento dos gelos de spins. Sobre estes últimos também é apresentada uma breve revisão.

2.1 Interações magnéticas

2.1.1 Interação dipolar

Em magnetismo, o momento dipolar é a quantidade fundamental nos materiais, já que em escala atômica, os momentos magnéticos estão associados aos elétrons através de seu movimento orbital em torno do núcleo, além de uma contribuição intrínseca do mesmo (spin).

Na presença de um campo magnético \vec{B} , os dipolos tendem a se orientar com o campo a fim de minimizar a energia potencial dada pela seguinte expressão (8):

$$E_{pot} = -\vec{m} \cdot \vec{B}, \quad (2.1)$$

onde \vec{m} é o momento magnético do dipolo. Se o campo \vec{B} é gerado por outro dipolo, \vec{m}' , a uma distância r do primeiro, é bem conhecido que o campo é dado por (9, 10)

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{3(\vec{m}' \cdot \vec{r})\vec{r}}{r^5} - \frac{\vec{m}'}{r^3} \right]. \quad (2.2)$$

Assim a energia de interação entre dois dipolos magnéticos m_1 e m_2 é definida pela equação

$$E_{dip} = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\frac{\vec{m}_1 \cdot \vec{m}_2}{r^3} - \frac{3}{r^5} (\vec{m}_1 \cdot \vec{r}) (\vec{m}_2 \cdot \vec{r}) \right], \quad (2.3)$$

a qual é dependente da distância entre os dipolos e suas orientações. Estimativas (11, 12), mostram que a energia necessária para que dois dipolos estejam alinhados paralelamente a uma distância de $r = 1\text{\AA}$, ambos com magnitude $m = \mu_B$ em que μ_B , é o magneton de Bohr, é da ordem de 10^{-24}J , que corresponde a temperatura ($E = k_B T$, onde T é a temperatura e k_B é a constante de Boltzmann) de aproximadamente 1K. Esta temperatura estimada é muito menor que a requerida para o ordenamento de uma gama de materiais ferromagnéticos, os quais chegam até centenas de kelvins. Contudo, a interação dipolar é de fundamental importância em materiais conhecidos como, gelos de spin, como será discutido nos próximos capítulos.

2.1.2 Interação de troca

Quando um campo magnético externo é aplicado em materiais paramagnéticos e diamagnéticos, os momentos magnéticos atômicos se alinham paralelamente e antiparalelamente, respectivamente, com o campo, tornando os materiais magnetizados. Entretanto, no momento que o campo é removido os dipolos magnéticos são desalinhados e a magnetização se anula.

Diferentemente, materiais ferromagnéticos mantêm a magnetização mesmo na ausência de um campo externo. A explicação para esse fenômeno está no princípio de exclusão de Pauli, (13), que afirma que dois elétrons não podem estar no mesmo estado quântico. Então, quando dois átomos são aproximados um do outro, considerando que em ambas as nuvens eletrônicas de valência, os spins estão paralelos, uma interação repulsiva atuará entre eles quando as nuvens começarem a se sobrepor mantendo, portanto, os spins em diferentes estados quânticos, ou seja, garantindo que os spins continuem paralelos, mas em diferentes orbitais. Essas interações são conhecidas como interações de troca e podem ser escritas simplesmente em termos de dois spins, como

$$E_{ex} = -2J\vec{s}_i \cdot \vec{s}_j, \quad (2.4)$$

onde J é a constante de troca. Para ferromagnetos, J é positivo enquanto para materiais antiferromagnéticos (materiais que têm seus momentos magnéticos alinhados antiparalelamente uns com os outros) J é negativo

Considerando um sólido, é necessário realizar a soma das interações de troca de todos os elétrons que contribuem para a energia, o que torna o cálculo praticamente impossível de realizar. Porém, a interação de troca é aplicada apenas aos vizinhos mais próximos (4), então a energia de troca pode ser simplificada para

$$E_{ex} = -2J \sum_{i,j} \vec{s}_i \cdot \vec{s}_j \quad (2.5)$$

onde a constante de troca J é considerada ser a mesma para todos os pares de vizinhos mais próximos i, j .

Usando a teoria de campo molecular (teoria que afirma que em um material magnético além do campo externo aplicado, há um campo interno molecular devido ao alinhamento dos momentos magnéticos atômicos (14)), pode ser mostrado que a constante de troca é uma função da temperatura de Curie, (15) T_C :

$$J = \frac{3k_B T_C}{2zs(s+1)} \quad (2.6)$$

onde z é o número de coordenação da estrutura cristalina s é o valor do spin. Portanto, quanto maior a energia de troca, maior é T_C a fim de desalinhar os spins.

Interação RKKY

Quando uma interação, seja ela ferromagnética ou antiferromagnética, é realizada somente entre os elétrons sem a necessidade de um mediador, esta interação é conhecida como interação direta.

Uma interação indireta é o que acontece em um metal não ferromagnético, no qual as interações entre íons magnéticos pode ser realizada através da mediação dos elétrons de condução. O momento magnético localizado polariza os spins dos elétrons de condução. Estes transmitem ao outro momento magnético localizado a magnetização que foi induzida pelo primeiro. Isso é conhecido como interação RKKY (RKKY: Ruderman, Kittel, Kasuya, Yosida são os sobrenomes dos descobridores do efeito (16, 17, 18)).

A interação RKKY é de longo alcance e oscila com a distância r entre os íons magnéticos e sua constante tem a seguinte forma

$$J_{RKKY} \propto F(2k_F r) \quad (2.7)$$

em que k_F é o módulo do vetor de onda de Fermi e $F(x)$ é definido como

$$F(x) = \frac{\sin(x) - x \cos(x)}{x^4}. \quad (2.8)$$

Assim a interação será ferromagnética ou antiferromagnética dependendo do valor de r .

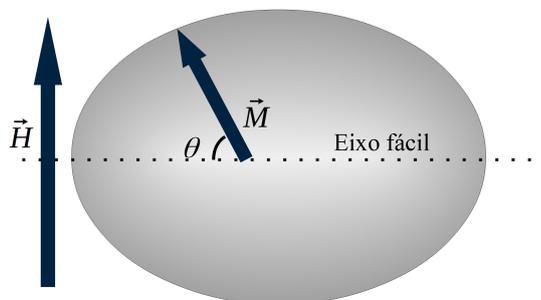
2.2 Anisotropia magnética

O termo “anisotropia magnética” refere-se a preferência que a magnetização tem de se orientar ao longo de uma certa direção (eixo fácil de magnetização) e pode ser representado pela energia anisotrópica E_a , dada por

$$E_a = K_u \sin^2 \theta \quad (2.9)$$

em que K_u é a constante de anisotropia e θ é o ângulo entre a magnetização \vec{M} e o eixo fácil, ver figura 2.1.

Figura 2.1: Representação da anisotropia magnética. Um campo magnético é aplicado de maneira que a magnetização \vec{M} não é paralela ao mesmo, ao invés disso forma um ângulo θ com o eixo fácil.



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

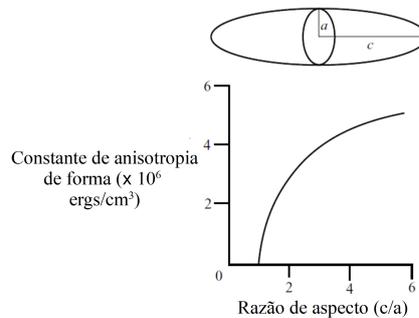
A anisotropia pode ter várias origens, uma intrínseca ao material como a estrutura cristalina: quando num material a magnetização tem preferência pela direção de um eixo

crystalográfico, este possui então uma anisotropia magnetocristalina. Uma outra fonte de anisotropia é a forma do material, obviamente está não é uma propriedade intrínseca, mas depende do formato da amostra em estudo. Nesta tese o material ferromagnético utilizado foi o permalloy, que possui uma pequena constante de anisotropia magnetocristalina (19), sendo sua principal fonte de anisotropia a forma do material, por isso a anisotropia de forma será dada com um pouco mais de detalhes.

2.2.1 Anisotropia de forma

Quando um material em formato esférico e que não possui uma anisotropia magnetocristalina significativa, estiver imerso em um campo magnético, qualquer que seja a direção deste campo a magnetização da esfera terá a mesma intensidade. Porém, se ao invés de uma esfera tivermos um elipsoide de razão de aspecto c/a , como o da figura 2.2, a magnetização terá preferência pelo eixo mais longo. Neste caso, toma lugar a anisotropia de forma, cuja constante aumenta com a razão c/a .

Figura 2.2: Variação da constante de anisotropia de forma com a razão de aspecto de um elipsoide.



Fonte: Spaldin (20).

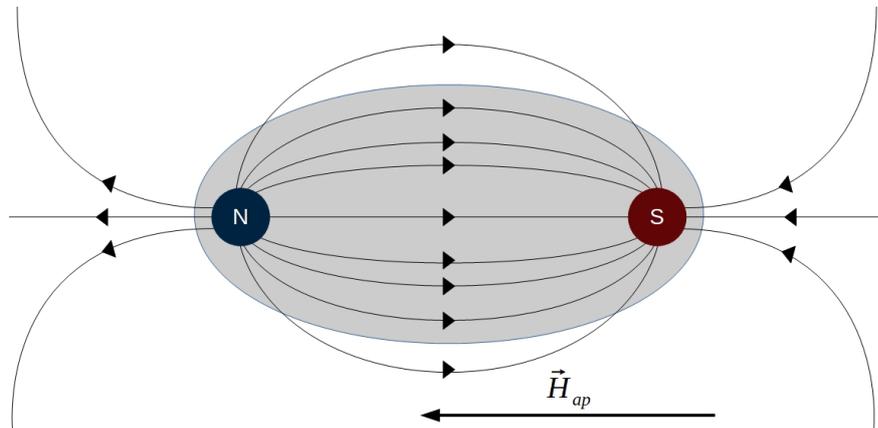
A origem da anisotropia de forma está no campo desmagnetizante, e, por isso, este será discutido de forma qualitativa.

Campo Desmagnetizante

Um corpo que é magnetizado através da aplicação de um campo externo \vec{H}_{ap} , como o da figura 2.3, tem suas extremidades comportando-se como polos magnéticos opostos, de

forma que as linhas de campo saem de um polo (norte) e chegam a outro (sul). Analisando as linha de campo, vemos que no interior do material há um campo magnético antiparalelo à \vec{H}_{ap} , este é o campo desmagnetizante \vec{H}_d , pois tende a desmagnetizar o material.

Figura 2.3: Linhas de campo de um corpo magnetizado através de um campo magnético externo.



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

O campo desmagnetizante se origina na magnetização do material e é proporcional à mesma, conforme a equação abaixo

$$\vec{H}_d = N_d \vec{M}, \quad (2.10)$$

em que N_d é o fator desmagnetizante, o qual depende da forma do material, e que para amostras alongadas possui maior valor para o eixo curto do que para o eixo longo (20, 10).

Devido ao campo desmagnetizante, o campo resultante \vec{H}_{res} no interior de um material será sempre menor que o campo externo aplicado, pois

$$H_{res} = H_{ap} - H_d \quad (2.11)$$

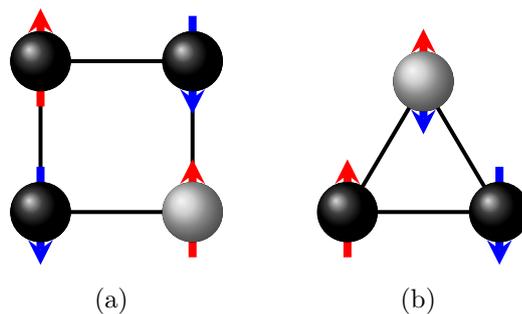
e também dependerá do eixo sobre o qual \vec{H}_{ap} , está sendo aplicado, uma vez que N_d é maior para o eixo mais curto. Assim o campo aplicado sobre o eixo mais curto deve ser maior a fim de produzir um mesmo campo resultante.

A anisotropia de forma só tem total eficácia quando as dimensões da amostras são tão pequenas que não há domínios magnéticos. Uma vez que cada domínio possuiria seu próprio campo desmagnetizante, os quais podem influenciar nos campos de outros domínios (10).

2.3 Frustração geométrica

Em física, frustração refere-se à incapacidade que um sistema apresenta de satisfazer simultaneamente todas suas interações (21), a fim de que a energia do sistema seja mínima. Quando isto decorre da geometria do sistema diz-se que o mesmo é frustrado geometricamente (22). Como exemplo considere uma rede quadrada de spins que se orientam restritivamente na direção vertical, figura 2.4(a), e interagem antiferromagneticamente, interação que favorece os pares de spins dos primeiros vizinhos a terem uma orientação antiparalela, preenchendo três dos sítios, esferas em preto, com spins antiparalelos. A fim de se satisfazer todas as interações antiferromagnéticas, o sítio vago, esfera cinza, pode ser preenchido com um spin orientado para cima. O mesmo não acontece se a rede for triangular, figura 2.4(b), orientando o spin no sítio vago para cima ou para baixo, consegue-se satisfazer uma das interações, spins antiparalelos, mas a outra fica frustrada, spins paralelos.

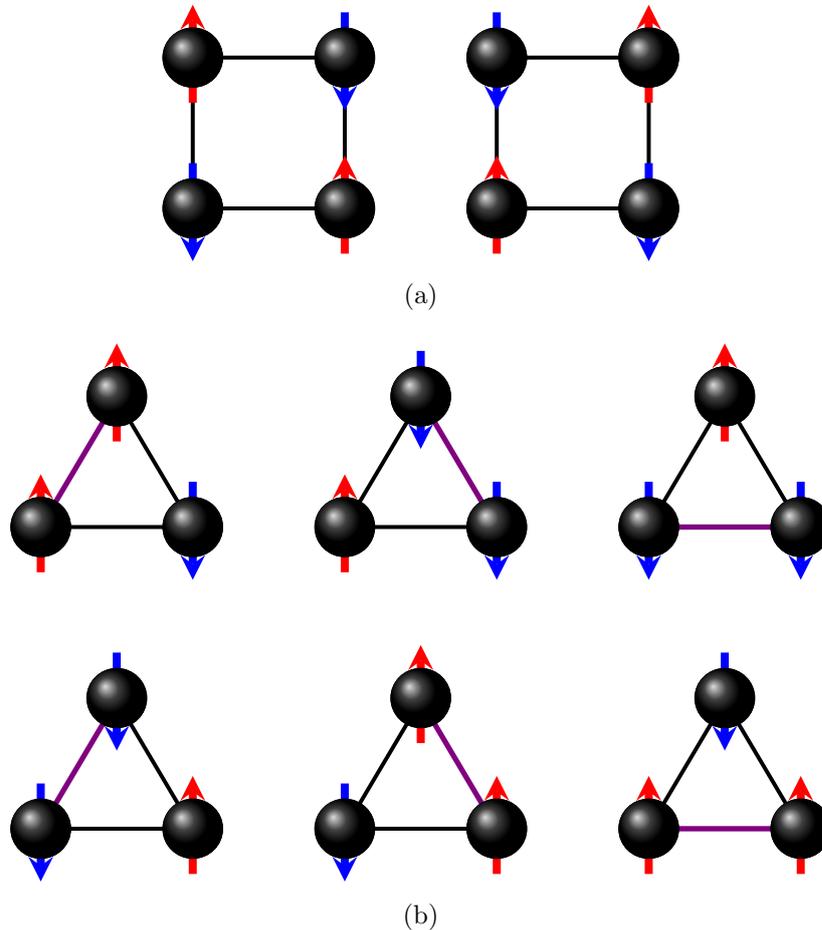
Figura 2.4: Interações antiferromagnéticas de spins em uma rede quadrada (a) e triangular (b). As setas em vermelho representa spins orientados para cima, enquanto as setas em azul representam spin orientados para baixo. Pode se completar a rede quadrada, preenchendo o sítio vago, esfera cinza, com um spin para cima satisfazendo assim todas as interações do sistema. Enquanto que na rede triangular se completarmos a rede com um spin orientado para cima ou para baixo, não será possível satisfazer todas as interações antiferromagnéticas dos primeiros vizinhos.



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

Em geral, materiais frustrados geometricamente apresentam um grande número de estados fundamentais degenerados. Na figura 2.5 vemos os estados fundamentais para as mesmas redes quadrada, figura 2.5(a), e triangular, figura 2.5(b), mencionadas no parágrafo anterior. A rede quadrada apresenta dois estados degenerados enquanto a triangular apresenta seis estados degenerados. Como será abordado na próxima seção, o alto grau de degenerescência em sistemas frustrados é uma característica importante para materiais

Figura 2.5: Estados fundamentais degenerados para as geometrias, quadrada a qual possui somente dois estados degenerados (a) e triangular (b) que devido a frustração geométrica possui seis estados degenerados. As linhas em lilás simbolizam interações frustradas.



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

conhecidos como gelos de spin.

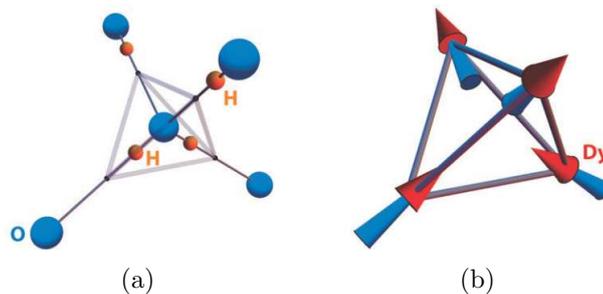
2.4 Gelos de spins naturais

O primeiro problema sobre frustração geométrica possivelmente é sobre o gelo da água, que possui uma entropia não nula mesmo a baixas temperaturas. Em 1935, Pauling explicou esta entropia residual em termos de múltiplas escolhas na alocação do hidrogênio nas moléculas de H_2O (23). Um dado átomo de oxigênio está localizado num vértice de uma rede de diamante, possuindo outros quatro átomos de oxigênio como vizinhos mais próximos, figura 2.6(a). Entre cada par de átomos de oxigênio há apenas um de hidrogênio,

localizado mais próximo a um dos átomos de oxigênio. No estado fundamental cada átomo de oxigênio tem dois átomos de hidrogênio em sua proximidade e dois mais distantes, esta característica é conhecida como Regra do gelo.

Em 1997, Harris e colaboradores deram início a estudos de um grupo de materiais pirocloros como o $\text{Ho}_2\text{Ti}_2\text{O}_7$, que possuem uma analogia magnética ao gelo da água. Os átomos de H são representados por momentos magnéticos (spins) que se encontram nos vértices de uma rede tetraédrica, figura 2.6(b). A frustração é devido aos spins se orientarem ao longo da linha que une o vértice ao centro do tetraedro (spins do tipo Ising) e possuírem uma interação ferromagnética. Harris e colaboradores mostraram que o estado fundamental deste material é o que possui dois spins apontando para o centro do tetraedro e dois spins apontando para fora (Regra do gelo para o análogo magnético). Estes materiais ficaram conhecidos como gelos de spin, e incluem uma variedade de pirocloros Dy (disprósio) e Ho (hólmio). Suas similaridades com o gelo da água foram confirmadas por Ramirez e colaboradores em 1999 (24) ao encontrarem uma entropia residual próxima à do gelo da água.

Figura 2.6: Ilustrações tetraédricas dos estados fundamentais do gelo da água (a) e do gelo de spin (b). No gelo da água tem-se um átomo de oxigênio no centro do tetraedro com dois átomos de hidrogênios próximos e dois mais distantes. No gelo de spin os momentos magnéticos se encontram nos vértices do tetraedro com dois apontando para o centro do tetraedro e dois apontando para fora.



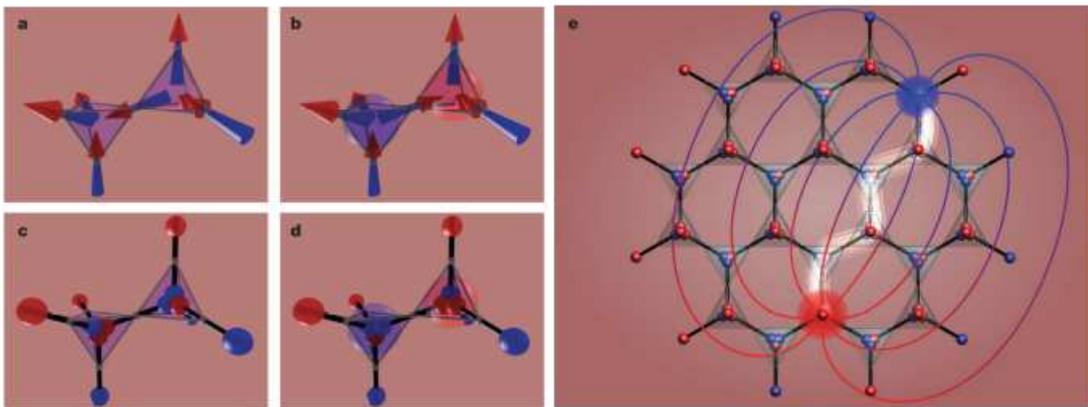
Fonte: Castelnovo, Moessner e Sondhi (25).

Nestes sistemas o magnetismo surge dos íons Ho^{3+} ou Dy^{3+} que possuem um largo momento magnético de aproximadamente $10\mu_B$ (26), e suas hamiltonianas tem a seguinte forma

$$H = \frac{J}{3} \sum_{\langle ij \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j + \frac{\mu_0 \mu^2}{4\pi} \sum_{i < j} \left[\frac{\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(\vec{S}_i \cdot \vec{r}_{ij})(\vec{S}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^5} \right], \quad (2.12)$$

em que o primeiro termo descreve a interação de troca entre vizinhos mais próximos, e o segundo a interação dipolar de longo alcance (25). Em 2012, Castelnovo e colaboradores (27), propuseram um modelo em que os dipolos magnéticos, spins, nos vértices de uma estrutura pirocloro fossem substituídos por um par de cargas magnéticas opostas (chamado de halteres), de modo que no estado de menor energia os vértices possuem cargas líquidas nulas, figuras 2.7(a) e 2.7(c), e que violações da regra do gelo (excitações) implicariam em um par de monopolos magnéticos de cargas opostas, também chamado de par monopolo-antimonopolo, em vértices distintos, figuras 2.7(b) e 2.7(d).

Figura 2.7: Ilustração do gelo de spin por dipolos e halteres. Em (a) tem-se o estado fundamental enquanto que em (b) a inversão do dipolo que se encontra no vértice compartilhado dos tetraedros gerou um par de monopolos magnéticos com cargas opostas. Em (c) e (d) tem-se respectivamente as mesmas situação, porém ilustradas pelo modelo halteres. (e) um par de monopolos magnéticos ligados por uma corda de sucessivas inversões de dipolos.



Fonte: Castelnovo, Moessner e Sondhi (27).

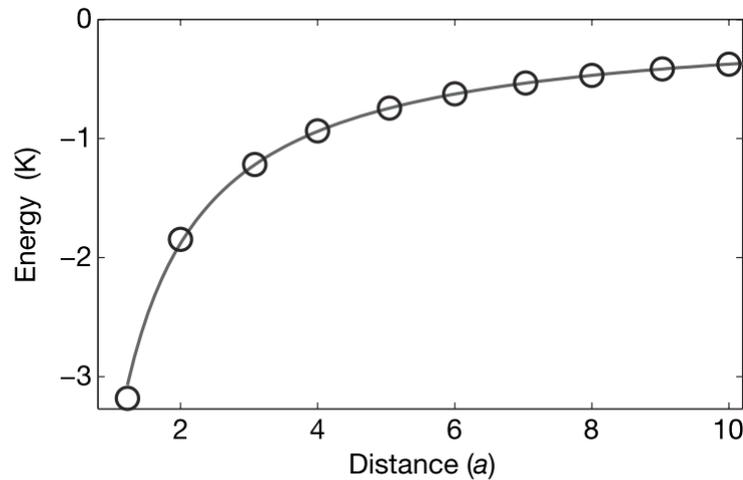
Os monopolos podem ser distanciados um do outro por sucessivas inversões de halteres em vértices adjacentes, figura 2.7(e), e são ligados por uma corda não energética (uma efetiva corda de Dirac) e interagem através de um potencial de Coulomb magnético dado por

$$V(r_{\alpha\beta}) = \begin{cases} \frac{\mu_0 Q_\alpha Q_\beta}{4\pi r_{\alpha\beta}} & \alpha \neq \beta \\ \frac{1}{2}\nu_0 Q_\alpha^2 & \alpha = \beta, \end{cases} \quad (2.13)$$

em que Q_α e Q_β representam as cargas magnéticas líquida no centro dos tetraedros α e β respectivamente, $r_{\alpha\beta}$ denota a distância entre os dois sítios. O termo $\frac{1}{2}\nu_0$ é necessário para reproduzir corretamente a interação entre vizinhos próximos. Na figura 2.8 pode-se ver a comparação entre o modelo dipolar, equação 2.12 e modelo Coulombiano de Castelnovo,

equação 2.13.

Figura 2.8: Gráfico da energia de uma configuração de monopolos como o da figura 2.7(e), em função da distância que separa as cargas. A linha sólida representa um cálculo direto da energia utilizando o modelo dipolar, equação 2.12, enquanto os círculos abertos foram obtidos a partir do modelo coulombiano magnético, equação 2.13.



Fonte: Castelnovo, Moessner e Sondhi (27).

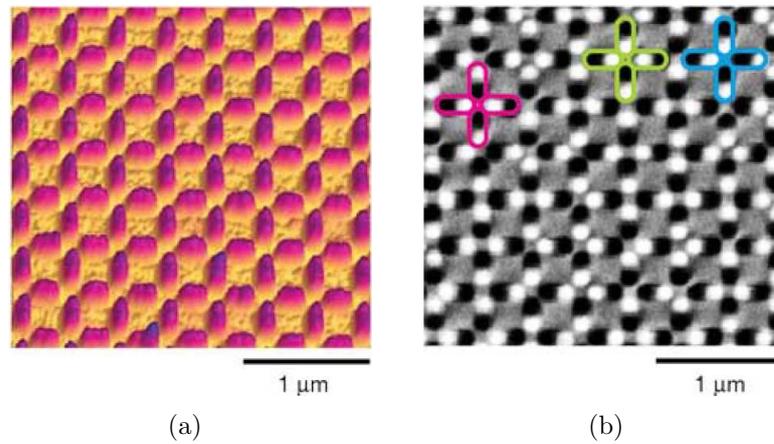
2.5 Gelos de spins artificiais

2.5.1 Frustração e regra do gelo

Com o desenvolvimento de técnicas de litografia tornou-se possível a fabricação e o estudo de estruturas de escalas nanométricas bem definidas. Wang e colaboradores criaram em 2006 (28) uma cadeia de nanoilhas de permalloy (uma liga de ferro-níquel) numa geometria quadrada e frustrada. Na figura 2.9(a), pode-se visualizar uma imagem de microscopia de força atômica das estruturas desenvolvidas por Wang. Na ausência de um campo magnético externo, o momento magnético de cada ilha predomina ao longo do maior comprimento da mesma, efetivamente comportando-se como um macro spin, o que permite cada ilha ser modelada como um Spin de Ising. Este comportamento pode ser visualizado através de uma imagem de microscopia de força magnética, figura 2.9(b), onde nota-se em cada ilha um par de pontos claro e escuro, observando assim a característica da anisotropia de forma na magnetização de cada ilha.

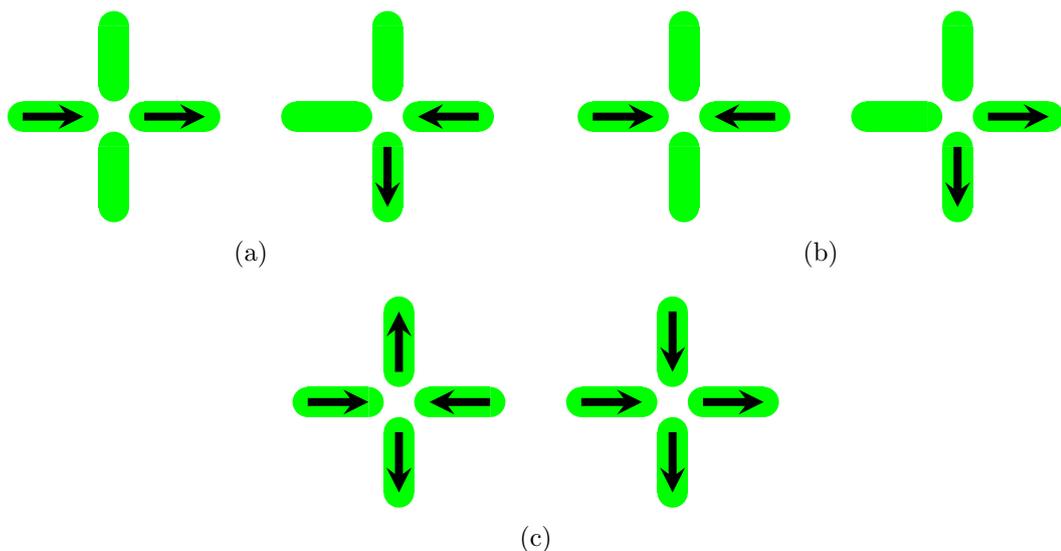
A estrutura básica da amostra consiste em quatro ilhas dispostas ao redor de um dado

Figura 2.9: Imagem de microscopia de força atômica (a) e de força magnética(b) da estrutura investigada por Wang e colaboradores.



Fonte: Wang *et al.* (28).

Figura 2.10: Ilustrações de interações (a) favoráveis, (b) desfavoráveis e de (c) vértices que obedecem a regra do gelo.



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

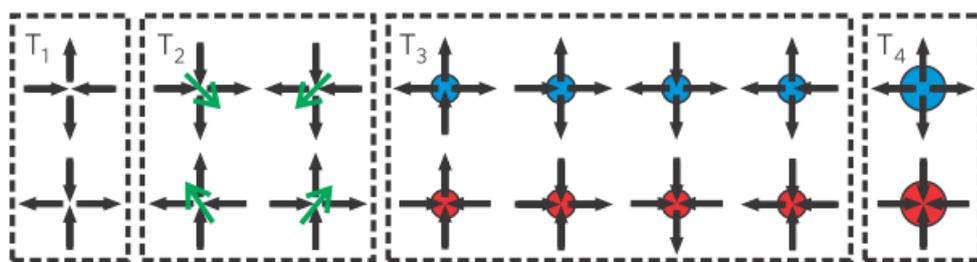
vértice, cada ilha está perpendicular as suas duas vizinhas mais próximas, ver figura 2.10. As ilhas foram construídas com o comprimento de 220 nm, largura de 80 nm e espessura de 25 nm. O alinhamento entre um par de ilhas pode maximizar ou minimizar a energia de interação dipolar. O alinhamento favorece a mínima energia quando o momento magnético de uma ilha aponta para o centro do vértice enquanto, o da outra ilha aponta para fora, figura 2.10(a), caso contrário o alinhamento é desfavorável, figura 2.10(b). A frustração geométrica surge devido ao fato que das seis interações num vértice somente quatro podem

ser favoráveis. Desta forma a configuração que minimiza a energia para cada vértice é a que apresenta dois momentos magnéticos apontando para o vértice e dois apontando para fora, obedecendo assim a regra do gelo, figura 2.10(c). E por isso é um análogo bidimensional do gelo de spin cristalino e ficou conhecido como gelo de spin artificial (GSA).

2.5.2 Emergência de monopolos

Em uma rede quadrada, em que cada vértice contenha quatro dipolos, existem 16 configurações possíveis para o vértice, classificadas em quatro topologias, ver figura 2.11, T_1 a T_4 em ordem crescente de energia. As topologias T_1 e T_2 são as que obedecem a regra do gelo, porém devido à não equivalência de todas as interações de dipolos ao redor do vértice, a T_2 é mais energética. Em 2009, Mol e colaboradores (29), descobriram através de simulações de Monte Carlo, que excitações acima da regra do gelo (topologias T_3 e T_4) também implicam na emergência de monopolos magnéticos, sendo que T_4 possui o dobro da carga magnética de T_3 .

Figura 2.11: Topologias de um vértice de uma rede quadrada. Da esquerda para a direita estão em ordem crescente de energia. As setas em verdes na topologia T_2 representam um momento magnético residual, enquanto que os círculos em azul e vermelho na topologias T_3 e T_4 representam monopolos magnéticos.

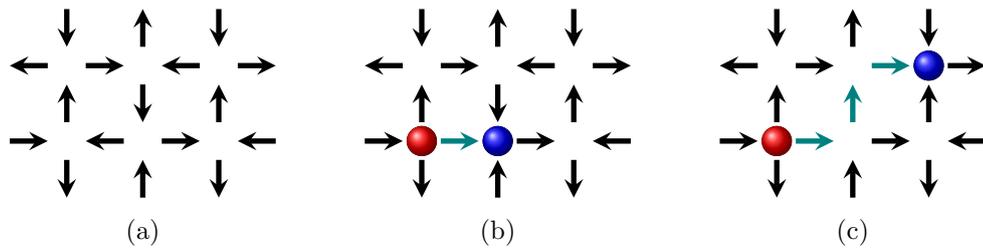


Fonte: Morgan *et al.* (30).

As simulações de Mol e colaboradores mostraram que numa rede quadrada de GSA em que todos os vértices estejam configurados na topologia T_1 (estado fundamental do sistema), figura 2.12(a), a emergência de monopolos acontece quando o sistema é excitado, o que ocasiona a inversão de um dipolo magnético, figura 2.12(b). Sucessivas inversões em vértices adjacentes levam ao distanciamento dos monopolos, figura 2.12(c). Os monopolos são ligados por uma corda, que diferentemente dos gelos de spin naturais, é energética,

pois consiste de topologias T_2 que são mais energéticas que T_1 . Assim os monopolos são ditos estarem confinados.

Figura 2.12: Emergência e separação de monopolos em uma rede de GSA. (a) Uma rede no estado fundamental. (b) Um par monopolo-antimonopolo, esferas em azul e vermelho, surgem quando um momento da rede é invertido, setas em azul. (c) Os monopolos são separados por inversões sucessivas de momentos magnéticos em ilhas de vértices adjacentes.



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

3 Fabricação e caracterização de gelos de spin artificiais

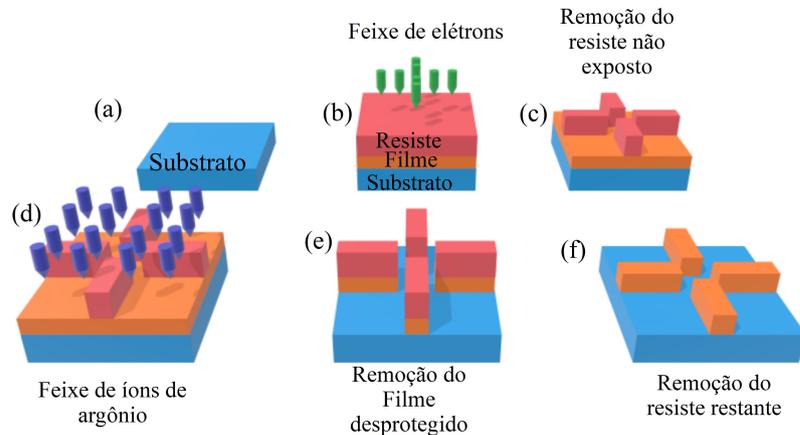
O presente capítulo inicia-se descrevendo as principais etapas para o processo de fabricação de GSA. Logo após é descrito sucintamente as principais técnicas de caracterização, utilizadas neste trabalho.

3.1 Litografia eletrônica

A litografia é uma das principais técnicas associadas a fabricação de dispositivos eletrônicos e spintrônicos e consiste da impressão de um padrão sobre a superfície de um substrato. Para se transferir o padrão ao substrato, sua superfície é recoberta por resiste, um material polimérico, que é sensibilizado por meio de luz ultravioleta (fotolitografia) ou por um feixe de elétrons (litografia eletrônica), de modo a fazer a impressão desejada.

Neste trabalho foi utilizada a litografia eletrônica para a fabricação de GSA. O processo é resumidamente ilustrado na figura 3.1. Sobre um substrato é depositado via *sputtering* um filme ferromagnético, o qual é em seguida revestido por uma camada de resiste. Sobre este último, é desenhado, através do feixe de elétrons, o formato da estrutura desejada, 3.1(a)-(b). O feixe sensibiliza o resiste de forma que a área atingida pelo feixe torne-se não solúvel a um solvente revelador específico ao tipo de resiste utilizado. Após um banho neste solvente, somente a parte sensibilizada do resiste permanece, enquanto todo o restante é removido, 3.1.(c). A etapa seguinte consiste da gravura do padrão no filme magnético, para isso a amostra é atingida por um feixe de íons de argônio, 3.1(d) que irá corroer o filme. A camada restante de resiste age como uma proteção para a parte do filme

Figura 3.1: Processo de Litografia eletrônica. (a) Substrato sobre o qual o filme será depositado. (b) Filme sob o substrato, é revestido de resiste, o qual é sensibilizado pelo feixe de elétrons. (c) Remoção do resiste não exposto ao feixe. (d) Exposição da amostra ao feixe de argônio. (e) Remoção da parte do filme que não está protegida pelo resiste. (f) Remoção do resiste restante para obtenção do filme no padrão desejado.



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

que está sob ele, de forma que praticamente só o filme desprotegido será corroído, 3.1(e). Por fim, o restante do resiste é removido através de plasma de oxigênio, permanecendo somente o filme ferromagnético no padrão desejado, 3.1(f).

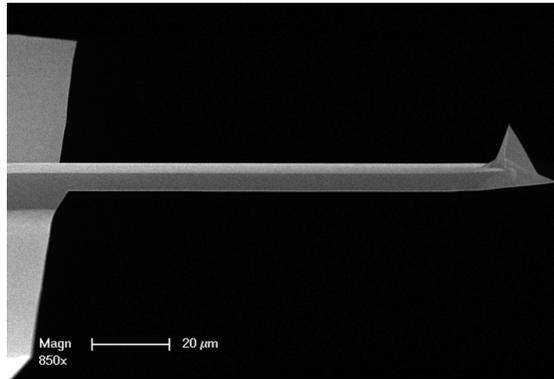
3.2 Microscopia de força magnética

A microscopia de força atômica (AFM) é uma técnica de topografia aplicada da escala de microns até a resolução atômica. Diferente de outras técnicas de microscopia, no AFM não se utiliza feixe de elétrons e nem de luz para se observar a amostra, em vez disso, utiliza uma pequena sonda pontiaguda (também chamada de ponta) presa a um cantilever, ver figura 3.2, para se aproximar do material investigado, analisando assim as forças de interações entre eles.

Quando a sonda se aproxima do material, fica sujeita a forças de atração de origem atômica conhecidas como forças de van der Waals (31). Se a distância entre eles continuar a diminuir, as nuvens eletrônicas da ponta da sonda e da superfície do material começarão a ficar tão próximas que ocorrerá uma repulsão eletrostática que irá se contrapor a força de atração. Para distância da ordem de alguns angstroms, a força será nula e a repulsão domina quando a ponta está em contato com a superfície da amostra (32). A figura 3.3

mostra o comportamento qualitativo da força de interação entre a sonda e a amostra em função da distância que as separam.

Figura 3.2: Imagem de um cantilever com comprimento da ordem de $100\mu\text{m}$. Na sua extremidade à direita pode-se observar a sonda em uma forma de pirâmide.



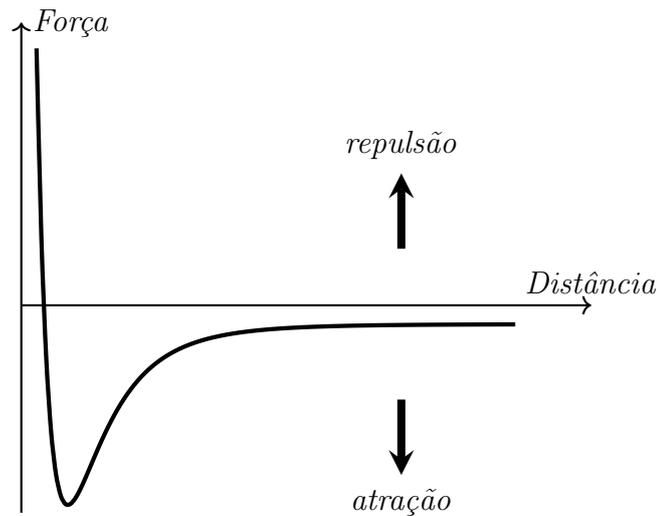
Fonte: *Bruker AFM Probes* (33).

Para determinação do tipo de força que atua na ponta, um laser e um fotodiodo são utilizados. O feixe de um laser atinge a parte superior do cantilêver e é refletido para o fotodiodo. Deflexões no cantilêver devido a interação com a amostra são detectadas pelo fotodiodo enquanto a sonda varre a superfície do material. A amostra é visualizada através de um software de digitalização, ver figura 3.4. Este tipo de medida é conhecida como modo estático, devido a utilização de uma estática deflexão no cantilêver. As forças que atuam na sonda farão com que ela se encaixe na amostra, o que resultará em um efetivo achatamento nanométrico da ponta além de fricção e atrito entre a ponta e a amostra. Este modo de operação também é conhecido como modo contato, devido a sonda sempre tocar a amostra.

A fim de se evitar possíveis danos à sonda e a amostra, o modo dinâmico (também conhecido como modo semicontato) pode ser utilizado. Neste modo de operação, o cantilêver vibra com uma frequência próxima a de ressonância do cantilêver durante toda varredura. Uma força repulsiva na ponta irá reduzir a amplitude da vibração do cantilêver. A vibração do cantilêver é detectada pelo mesmo sistema utilizado no modo estático.

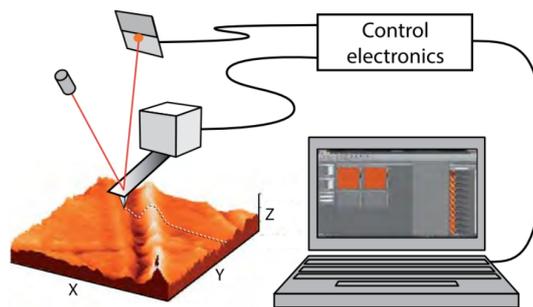
O AFM não é só utilizado para análise de topografia de materiais, dentre suas várias aplicações destaca-se a possibilidade de verificar a distribuição da magnetização na superfície de materiais ferromagnéticos. Esta funcionalidade do AFM é chamada microscopia de força magnética (MFM), pois trabalha com a análise de forças magnéticas entre o material e ponta, que neste caso deve ter um revestimento magnético. O MFM opera

Figura 3.3: Gráfico da força de atuação entre a sonda e a amostra em função da distância.



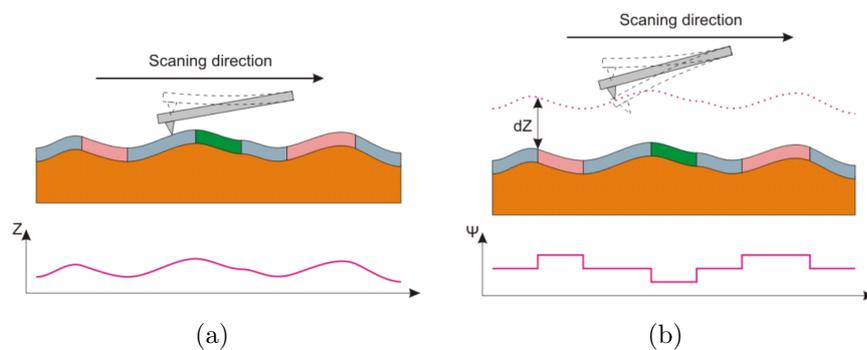
Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

Figura 3.4: Ilustração da varredura da sonda na superfície do material. Um laser incidente sobre o cantilever é refletido ao fotodiodo, o qual detecta a deflexão do cantilever através da variação do sinal recebido e transmite ao computador que digitaliza a imagem da superfície.



Fonte: *Nanosurf* (34).

Figura 3.5: Operação do MFM em dois passos: (a) primeiro passo onde é imagiada a topografia. (b) segundo passo onde o cantilévér é erguido e é analisada a mudança na fase de oscilação do mesmo.



Fonte: *Ntegra Probe Nanolaboratory* (35).

em dois passos, cada região da amostra é varrida duas vezes antes de se avançar para a próxima. O primeiro passo é a obtenção da imagem de topografia, simbolizada pelo

perfil Z na figura 3.5(a). A figura 3.5(b) mostra o segundo passo, nele a sonda é erguida a uma distância dZ entre 10 a 500 nm, afim de se evitar a influência das propriedades topográficas do material. Geralmente se analisa as mudanças na fase Ψ da oscilação do cantiléver, que nesta faixa de altura é proveniente das interações magnéticas entre a sonda e a amostra.

3.3 Simulações micromagnéticas (Mumax)

Simulações micromagnéticas são utilizadas para descrever o comportamento magnético macroscópico dos materiais com dimensões da ordem de nm a μm , ao mesmo tempo que pode abranger interações fundamentais em escala atômica. A teoria micromagnética descreve a magnetização como um campo contínuo $\vec{M} = \vec{M}(\vec{r}, t)$, e sua dinâmica devido a interação com um campo magnético efetivo $\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{eff}(\vec{r}, t)$ é descrita pela equação de Landau-Lifshitz

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \vec{M} \times \vec{H}_{eff} - \frac{\alpha\gamma}{M_s(1 + \alpha^2)} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H}_{eff}), \quad (3.1)$$

onde o primeiro termo da equação descreve um movimento de precessão da magnetização em torno do campo efetivo e o segundo termo descreve o amortecimento deste movimento. As constantes M_s , γ e α , representam respectivamente a magnetização de saturação, a razão giromagnética e parâmetro de amortecimento. O campo efetivo \vec{H}_{eff} depende de várias contribuições como: campos magnéticos externos, anisotropias magnetocristalinas, interações dipolares e de troca, entre outros (36).

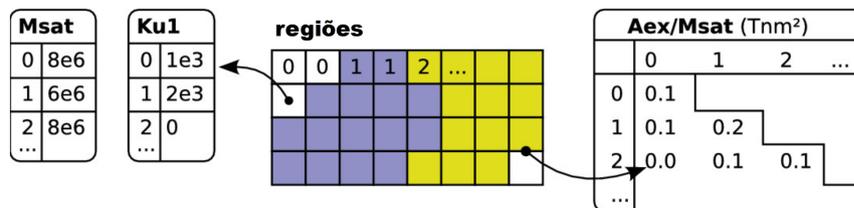
O MuMAX³ é um programa de simulação micromagnética que utiliza a unidade de processamento gráfico (GPU), para resolver a equação 3.1. O processamento pela GPU pode alcançar facilmente uma velocidade da ordem de 100 vezes maior se comparada com simulações baseadas em CPU (37). Neste programa o material magnético a ser estudado é discretizado por diferenças finitas utilizando células ortorrômbricas.

Quantidades volumétricas como a magnetização e o campo efetivo são alocadas no centro de cada célula, enquanto que propriedades interfaciais como a interação de troca são alocadas nas faces entre as células, figura 3.6. A fim de diminuir a utilização de memória, os parâmetros espaciais não são armazenados explicitamente em cada célula.

Em vez disso, para cada célula é atribuído um índice de região entre 0 e 256. Regiões com diferentes índices representam diferentes materiais.

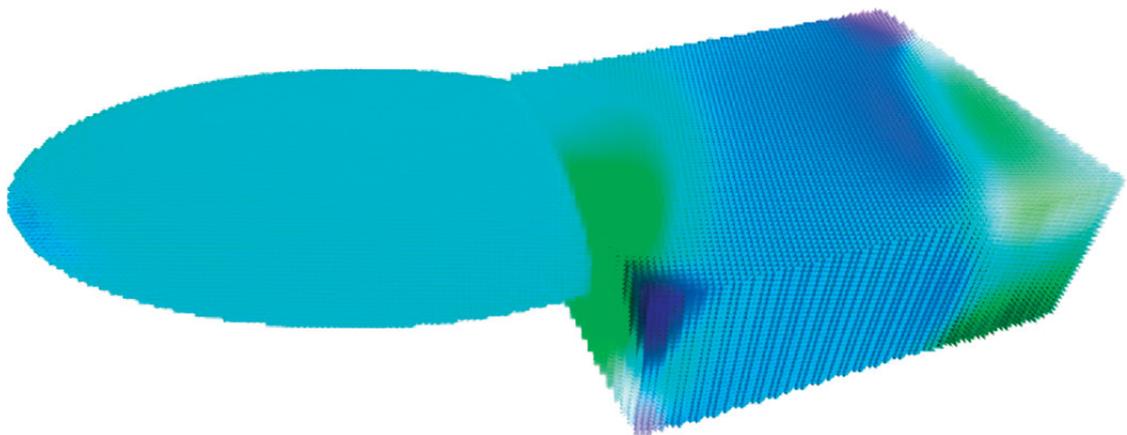
O MuMAX³ possui uma poderosa interface de programação para definir geometrias. Elipsóides, cubóides, cilindros, entre outras geometrias já definidas, podem ser rotacionadas, transladadas e combinadas usando operadores booleanos como AND, OR, XOR. A figura 3.7 mostra como exemplo uma combinação de um elipsóide com um cuboide através do operador OR.

Figura 3.6: Em cada simulação células discretizam o material e recebem índices entre 0 e 256, representando materiais diferentes. Parâmetros como a magnetização de saturação M_{sat} e constantes anisotrópicas como $Ku1$ são armazenadas em tabelas de uma dimensão, através do índice da região de cada célula. Enquanto que parâmetros como a interação de troca (representado no MuMAX³ como A_{ex}) são armazenados em matrizes bidimensionais triangulares, utilizando um par de índices das regiões de células vizinhas.



Fonte: Vansteenkiste *et al.* (38).

Figura 3.7: Geometria construída por meio de combinação booleana entre um elipsóide e cuboide. As cores representam diferentes direções da magnetização no material. (38).



Fonte: Vansteenkiste *et al.* (38).

Assim, com o MuMAX³, uma gama de materiais magnéticos, nas mais variadas formas, pode ser estudada, sobre a aplicação de campo magnético, corrente elétrica, temperatura entre outros.

4 Excitações emergentes em gelos de spin artificiais

O presente capítulo apresenta um estudo experimental, que analisa as excitações emergentes nos vértices de redes de GSA durante um processo de reversão da magnetização. Os resultados são comparados com modelos teóricos.

4.1 Motivação e objetivos

4.1.1 Modelo de excitações emergentes

Na seção 2.4 foi abordado de maneira breve o modelo de halteres de Castelnovo e colaboradores (25) para os gelos de spin cristalinos (GSC), onde cada dipolo magnético é substituído por um halter de cargas magnéticas opostas separadas pelo espaçamento de rede. Logo, a configuração que obedece a regra do gelo tem uma carga líquida nula enquanto que uma configuração que viola essa regra possui uma carga não nula.

O modelo de halteres não consegue reproduzir a energia de um sistema de GSA. O principal motivo é a ausência de degenerescência entre as topologias T_1 e T_2 . Enquanto T_1 é a topologia de menor energia e possui carga magnética e magnetização ambas nulas a topologia T_2 também apresenta a carga magnética nula porém possui uma magnetização residual, ou seja, momento de dipolo, diferente de zero, ver figura 2.11.

Um modelo de halteres apropriado para o GSA deve incorporar tanto momentos de dipolos quanto de monopolos magnéticos. A fim de satisfazer isso Rodrigues e Mol (39, 40) propuseram um modelo que leva em conta não somente as cargas líquidas mas também o campo gerado pelas cargas no modelo de halteres. Na figura 4.1 pode-se entender as

principais características deste modelo. Em uma determinada rede de parâmetro l , quatro momentos magnéticos de módulo μ ao redor de um vértice que é simbolizado por um pequeno quadrado, são substituídos cada um por um par de cargas magnéticas de sinais opostos e de módulo (halteres) q , figuras 4.1(a) e 4.1(b). Estas cargas não se encontram no centro do vértice como no modelo de Castelnovo, em vez disso estão a uma distância d do centro, figura 4.1(c). Desta forma, os momentos magnéticos dos spins são dados por

$$\mu = q(l - d). \quad (4.1)$$

Assim, a carga residual e o momento de dipolo residual em um determinado vértice são dados respectivamente por

$$Q_r = \sum_{i=1}^4 q_i \quad (4.2)$$

$$\vec{p}_r = \sum_{i=1}^4 q_i \vec{r}_i, \quad (4.3)$$

em que q_i é o valor da carga i que se encontra ao redor do vértice e \vec{r}_i , sua coordenada em relação ao centro do vértice.

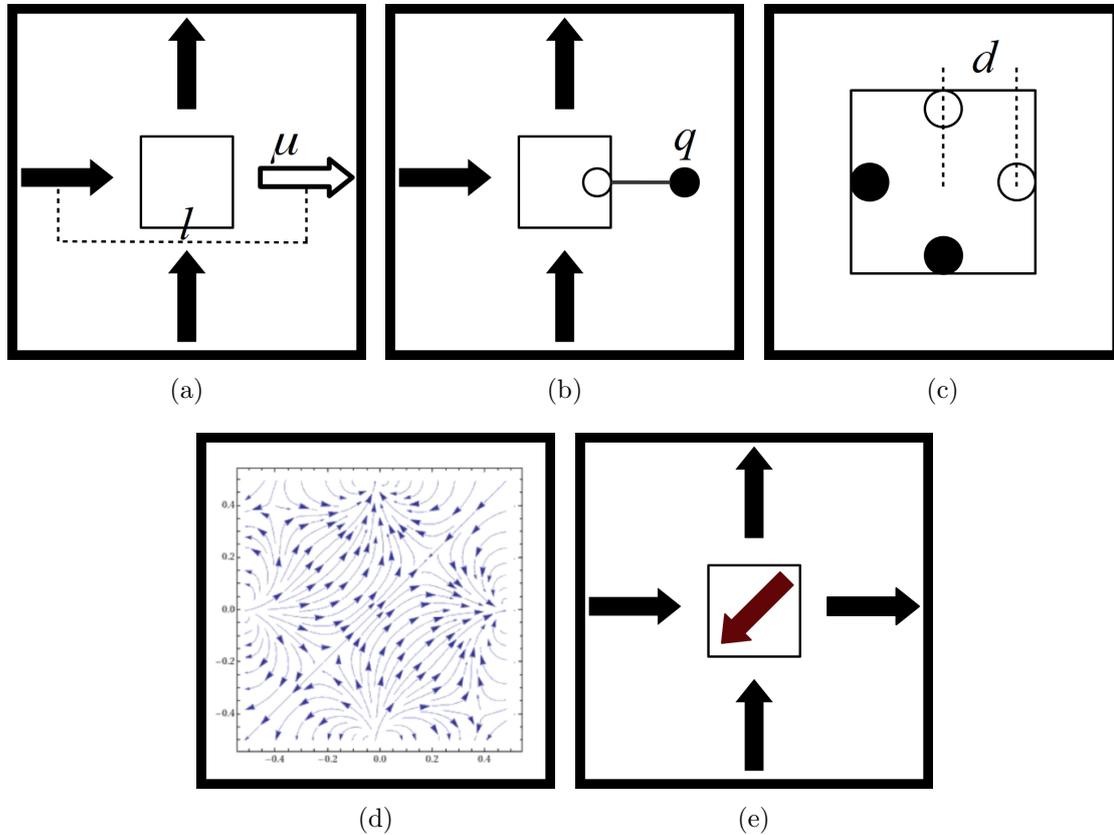
A figura 4.1(d) mostra as linhas de campo no vértice, oriundas da distribuição das cargas magnéticas que estão no mesmo. O modelo considera apenas as linhas de campo que estão nas quinas do vértice, e não as do centro, pelo motivo que as linhas mais externas são as que interagem mais com uma rede de vários vértices. Assim a emergência no vértice é apenas de um momento de dipolo, seta em vermelho na figura 4.1(e), cujo sentido é oposto à magnetização residual, uma vez que a carga líquida no vértice é nula.

Em um sistema com vários vértices, a energia pode ser computada através da seguinte hamiltoniana

$$H = \frac{\mu_0 q^2}{4\pi l} \sum_{i < j} \frac{Q_i Q_j}{r_{ij}} - \frac{\mu_0 q^2 d}{4\pi l^2} \sum_{i < j} \frac{\vec{p}_i \cdot \hat{r}_{ij}}{r_{ij}^2} \quad (4.4)$$

$$+ \frac{\mu_0 q^2 d^2}{4\pi l^3} \sum_{i < j} \left[\frac{\vec{p}_i \cdot \vec{p}_j - 3(\vec{p}_i \cdot \hat{r}_{ij}) \cdot (\vec{p}_j \cdot \hat{r}_{ij})}{r_{ij}^3} \right] + \sum_{j=2}^4 E_C^{T_j} \sum_i \delta_{i, T_j},$$

Figura 4.1: Representação do modelo de vértices emergentes. (a) Momentos magnéticos ao redor de um vértice, quadrado menor, (b) são substituído por pares de cargas magnéticas. (c) Distribuição das cargas ao redor do vértice. (d) Linhas de campo originárias das distribuições de cargas. (e) Excitação emergente no vértice é um momento de dipolo, seta em vermelho.



Fonte: Rodrigues (modificada) (40).

em que o primeiro termo trata das interações coulombianas entre as cargas magnéticas Q emergentes ou residuais nos vértices i e j . O segundo termo representa a interação entre monopólos e dipolos \vec{p} , enquanto o terceiro é a interação dipolar. O último termo leva em consideração o custo de energia de criação da topologia T_j num vértice i , em que $\delta_{i,T_j} = 1$ se este vértice está na topologia T_j , caso contrário $\delta_{i,T_j} = 0$.

Processo de Magnetização

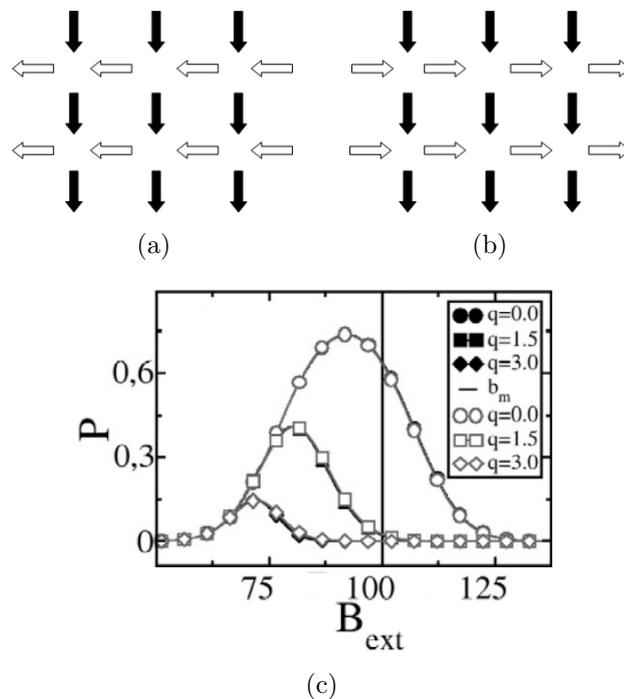
Rodrigues e Mol utilizaram o modelo para verificar a influência das interações Coulombianas num processo de reversão da magnetização para redes de diferentes cargas magnética q definidas pela equação 4.1, através simulações de Monte Carlo que consistiam da aplicação de um campo magnético crescente paralelo a uma direção das ilhas. Nas figuras 4.2(a) e 4.2(b) ilustram-se respectivamente a configuração da rede antes e depois

de ser submetida a aplicação do campo, somente os spins simbolizados pelas setas abertas sofrem inversão.

Cada ilha foi localizada no sítio i , no qual foi atribuído um momento magnético $\vec{\mu}_i$. A reversão do momento magnético acontece quando o campo magnético total \vec{B}_i que atua no sítio i satisfaz a condição $-\vec{\mu}_i \cdot \vec{B}_i \geq b_i$, em que b_i é a menor energia para que a reversão da magnetização aconteça. O valor de b_i é diferente para cada ilha, isso porque em sistemas reais de GSA a não homogeneidade das ilhas ocasiona uma desordem no campo de reversão das ilhas (41). O campo magnético total \vec{B}_i é a soma do campo gerado pelas excitações dos vértices com o campo externo aplicado \vec{B}_{ext} .

Curvas da variação da população de monopolos (topologias T_3), obtidas das simulações, são apresentadas na figura 4.2(c) em função da intensidade do campo \vec{B}_{ext} para diferentes valores de magnitude q das cargas. As redes que possuem uma interação coulombiana mais forte apresentaram uma população de monopolos mais baixa.

Figura 4.2: Simulações de reversão da magnetização. Em (a) e (b) ilustra-se respectivamente as configurações antes e depois da aplicação de campo magnético, o campo atua somente spins representados pelas setas abertas, fazendo estes inverterem o sentido. Em (c) mostra-se a variação, com o campo, das populações de monopolos (topologias T_3) para diferentes magnitudes das cargas.



Fonte: Rodrigues (modificada) (40).

O modelo pode ser comprovado experimentalmente através de técnicas tais como microscopia de força magnética (MFM) e dicroísmo circular magnético de raio X. Assim neste

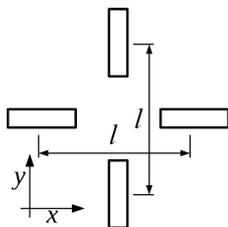
trabalho nos propusemos a investigar o modelo de excitações emergentes através de um processo experimental em que redes de GSA com diferentes valores de q são submetidas a um processo de reversão de magnetização.

4.2 Metodologia

4.2.1 Características das Amostras

As amostras utilizadas consistem de uma camada de permalloy com 20 nm de espessura entre duas camadas de 3 nm de tântalo, que têm a função de proteger o filme ferromagnético contra oxidação, depositados sobre um substrato de silício. A técnica principal utilizada para a fabricação, foi a litografia eletrônica, descrita na seção 3.1. Todos os processos de construção das amostras foram realizados no *International Iberian Nanotechnology* localizado em Braga, Portugal, por Jerome Borme (42). A fim de se ter emergência de cargas magnéticas de diferentes magnitudes, foram utilizadas três amostras de GSA com diferentes parâmetros de rede l (distância entre os centros de ilhas de um dado vértice que estão sob a mesma direção, ver figura 4.3), as quais são chamadas de q_0 , q_{04} e q_{08} e representam nesta ordem redes de GSA com o módulo das cargas magnéticas em ordem decrescente. Todas as amostras possuem um comprimento e largura de $100\mu\text{m}$, e na tabela 4.1 pode-se encontrar o valor de l para cada rede, bem como o número de ilhas N_X ao longo da direção X e o número de ilhas N_Y ao longo da direção Y.

Figura 4.3: Ilustração do parâmetro de rede l



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

Tabela 4.1: Características das redes.

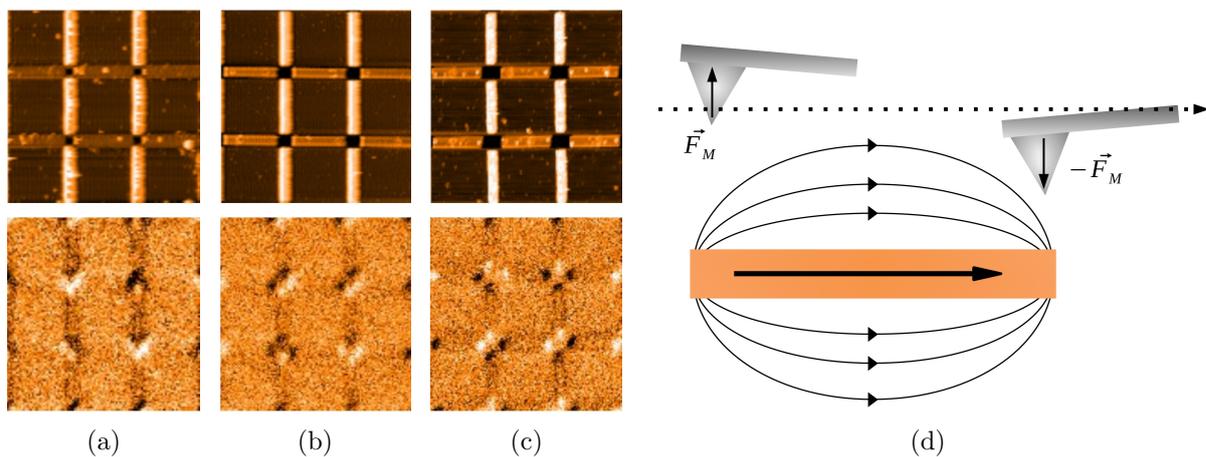
rede	$l(\text{nm})$	N_X	N_Y
q_0	3550	784	784
q_{04}	3950	576	576
q_{08}	4350	484	484

Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

Nas figuras 4.4(a) - 4.4(c), observa-se imagens de microscopia de força atômica (topo) e de força magnética (base) de uma pequena região de cada amostra. Cada ilha possui as

dimensões de 3000 nm x 400 nm x 20 nm e é possível observar nas imagens de MFM que cada ilha apresenta um par de pontos claro-escuro em extremidades opostas. As cores representam regiões onde o cantilever sofre máxima deflexão, devido a interação magnética com a ilha e o contraste significa que em uma região a ponta sentiu uma repulsão e na outra uma atração. Isso mostra que as ilhas possuem anisotropia de forma, a magnetização se encontra ao longo do seu eixo maior com as linhas de campo saindo e entrando em suas extremidades, uma vez que a ponta do MFM é sensível à magnetização que sai ou entra no plano da amostra, ver figura 4.4(d).

Figura 4.4: Imagens de AFM, quadro superior, e de MFM, quadro inferior das redes (a) q_0 , (b) q_{04} e (c) q_{08} . (d) Representação da varredura de MFM, sobre uma ilha. A seta maior representa a magnetização da ilha, as curva representam as linhas de campo, a seta tracejada mostra o sentido da varredura da ponta e \vec{F}_M é a força magnética que atua na ponta.



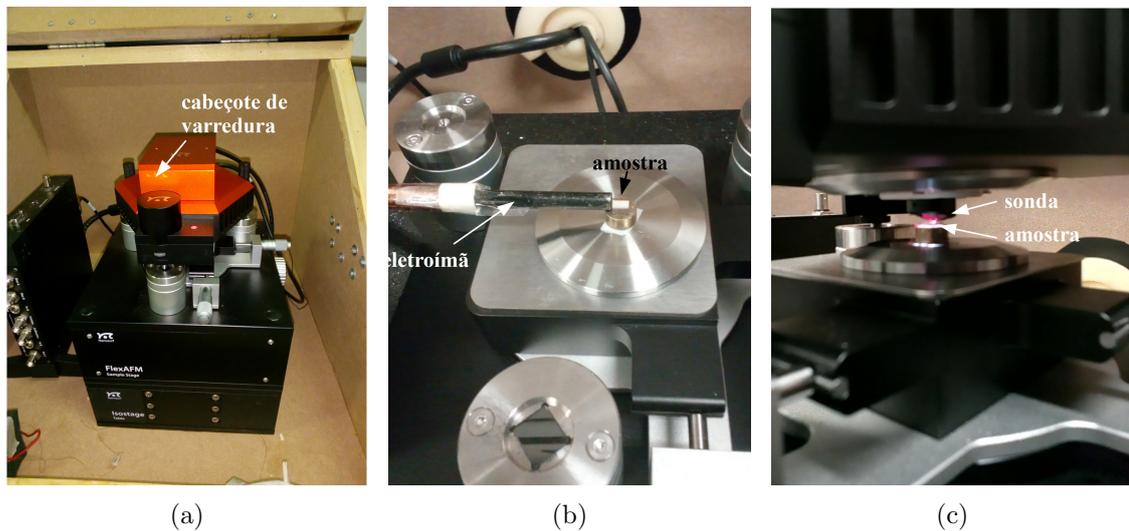
Fonte: Elaborado pelo próprio autor.

4.2.2 Procedimentos Experimentais

Nosso experimento consiste em submeter as redes a um processo de reversão de magnetização por aplicação de campo magnético e observar o processo de criação e aniquilação de monopólos a cada passo de campo. Para isso, utilizamos o microscópio FlexAFM da *NanoSurf* e um eletroímã, ver figura 4.5(a). A parte superior deste microscópio é o cabeçote de varredura, o qual controla a distância entre a amostra e a sonda que está anexada a ele. Este cabeçote pode ser sensível a campos magnéticos, por isso se fez necessário remove-lo nos momentos em que o campo magnético foi aplicado nas amostras, com o intuito de evitar possíveis danos e interferências ao equipamento, ver figura 4.5(b). Após

a aplicação do campo o cabeçote é recolocado a fim de que a sonda execute a varredura na amostra, figura 4.5(c).

Figura 4.5: Microscópio de força atômica utilizado. (a) O cabeçote de varredura é (b) removido durante aplicação de campo magnético na amostra e (c) recolocado em seguida para que a sonda varra a amostra.



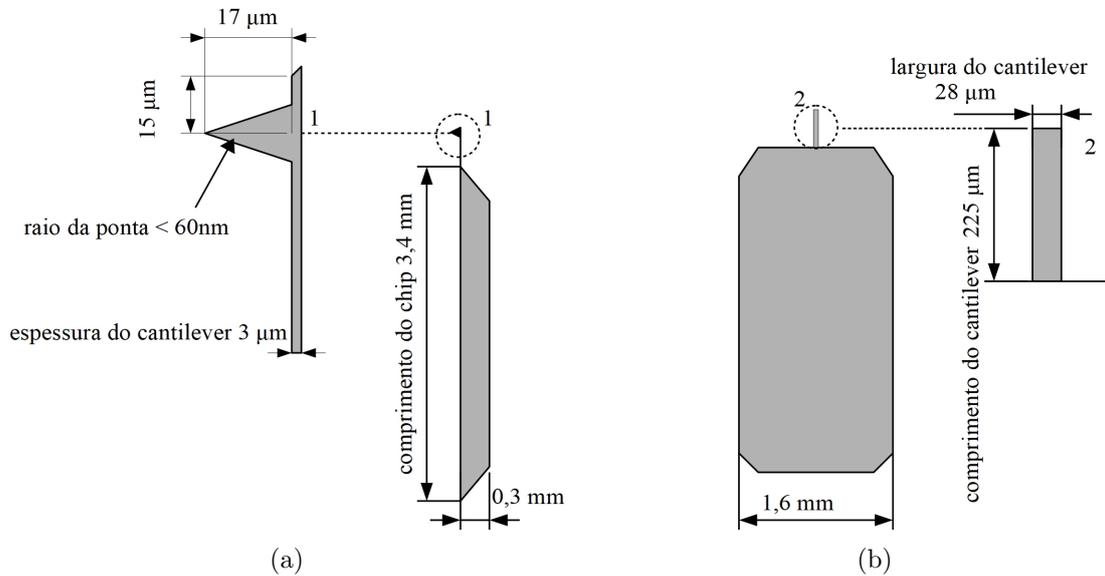
Fonte: Elaborado pelo próprio autor.

A sonda utilizada foi a Multi75M-G fabricada pela *Budget Sensors*, a qual possui um cantiléver feito de silício monolítico que é fixo num suporte chamado de chip, o qual é preso no cabeçote de varredura do AFM. A ponta que também é feita de silício monolítico é revestida com uma camada de cobalto para ter sensibilidade ao magnetismo das amostras. As vistas lateral e superior do conjunto (chip, cantilever e ponta), são ilustradas respectivamente nas figuras 4.6(a) e 4.6(b), as quais mostram as principais dimensões do mesmo. O cantiléver possui um comprimento de $225 \mu\text{m}$ e a ponta possui um raio menor que 60 nm , o que é suficiente para descrever bem as ilhas de nossas redes, como já foi visto na figura 4.4.

A figura 4.7 mostra resumidamente o processo de reversão de magnetização para a rede q_{08} (que é o mesmo para as demais redes), que segue os seguintes passos:

1. Saturação da amostra: um campo magnético de intensidade $- 230 \text{ Oe}$ é aplicado nas direções x e y , ver figura 4.3, de modo que todos os vértices sem encontrem na topologia T_2 , figura 4.7(a);
2. Reversão de magnetização: aplicação de campo magnético positivo na direção x , com objetivo de inverter os momentos magnéticos das ilhas, figura 4.7(b);

Figura 4.6: Visão lateral (a) e superior (b) do conjunto chip, cantiléver e ponta. Em 1 e 2 tem-se um apiliação da ponta e do cantiléver, respectivamente.

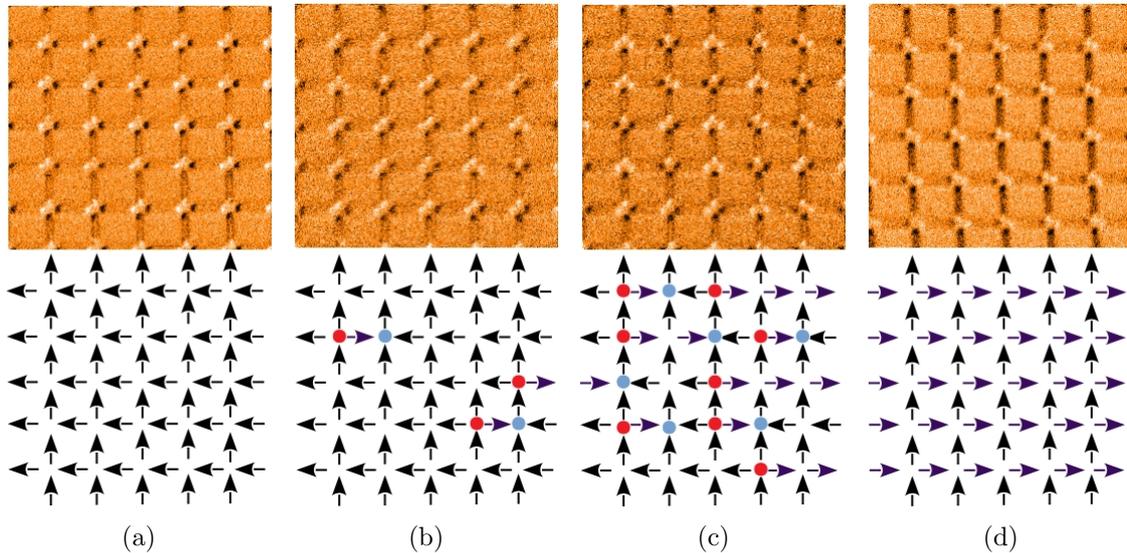


Fonte: *Silicon AFM Force Modulation* (modificada) (43).

3. Imagem de MFM: obtenção da configuração magnética através de imagem de MFM, figuras 4.7(b)-4.7(c), para contagem de monopólos e de ilhas com magnetização reversa. Devido as dimensões utilizadas a rede GSA é atérmica, ou seja, excitações térmicas não são capazes de alterar a magnetização das ilhas (44), o que nos garante que a configuração magnética da rede após a aplicação do campo será mantida mesmo com a ausência do campo;
4. Aumento na intensidade do campo e repetição do processo a partir do item 2 até a obtenção de um novo estado saturado, em que os spins apontem no sentido positivo do eixo x , figura 4.7(d).

Cada imagem obtida tem tamanho de 50 por 50 micrômetros, ver figura 4.8, o que corresponde a cerca de 50 % da área total do filme e abrange cerca de 121 a 144 vértices, dependendo do parâmetro de rede. A cada passo de campo é calculada a densidade de monopólos, ρ , que aqui definimos como sendo a razão do número de monopólos pelo número total de vértices. Durante todo o procedimento, apenas as ilhas paralelas ao eixo x (direção que o campo é aplicado) sofrem inversão na magnetização, assim também calculamos a magnetização média ao longo deste eixo atribuindo o valor ± 1 para o momento de cada ilha (-1 para ilha que apresenta, da esquerda para a direita, ponto escuro e ponto claro e +1 quando as cores estão invertidas). Depois de mapear todas as ilhas, conta-se

Figura 4.7: Imagens de mfm (topo) e configuração das ilhas (fundo) mostram um resumo do processo de reversão da magnetização da rede q_{08} , onde as setas em lilás representam momentos que foram invertidos e os círculos azul e vermelho representam cargas de mesmo módulo mas de sinais contrários. As imagens correspondem aos campos de: (a) -230 Oe aplicado na horizontal e vertical, (b) 80 Oe, (c) 135 Oe e (d) 230 Oe, os três últimos aplicados somente na horizontal.



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

o número de momentos $+1$, N_{+x} e o número de momentos -1 , N_{-x} . Então para cada imagem de MFM a magnetização média pode ser calculada por:

$$m_x = \frac{N_{+x} - N_{-x}}{N_{+x} + N_{-x}} \quad (4.4)$$

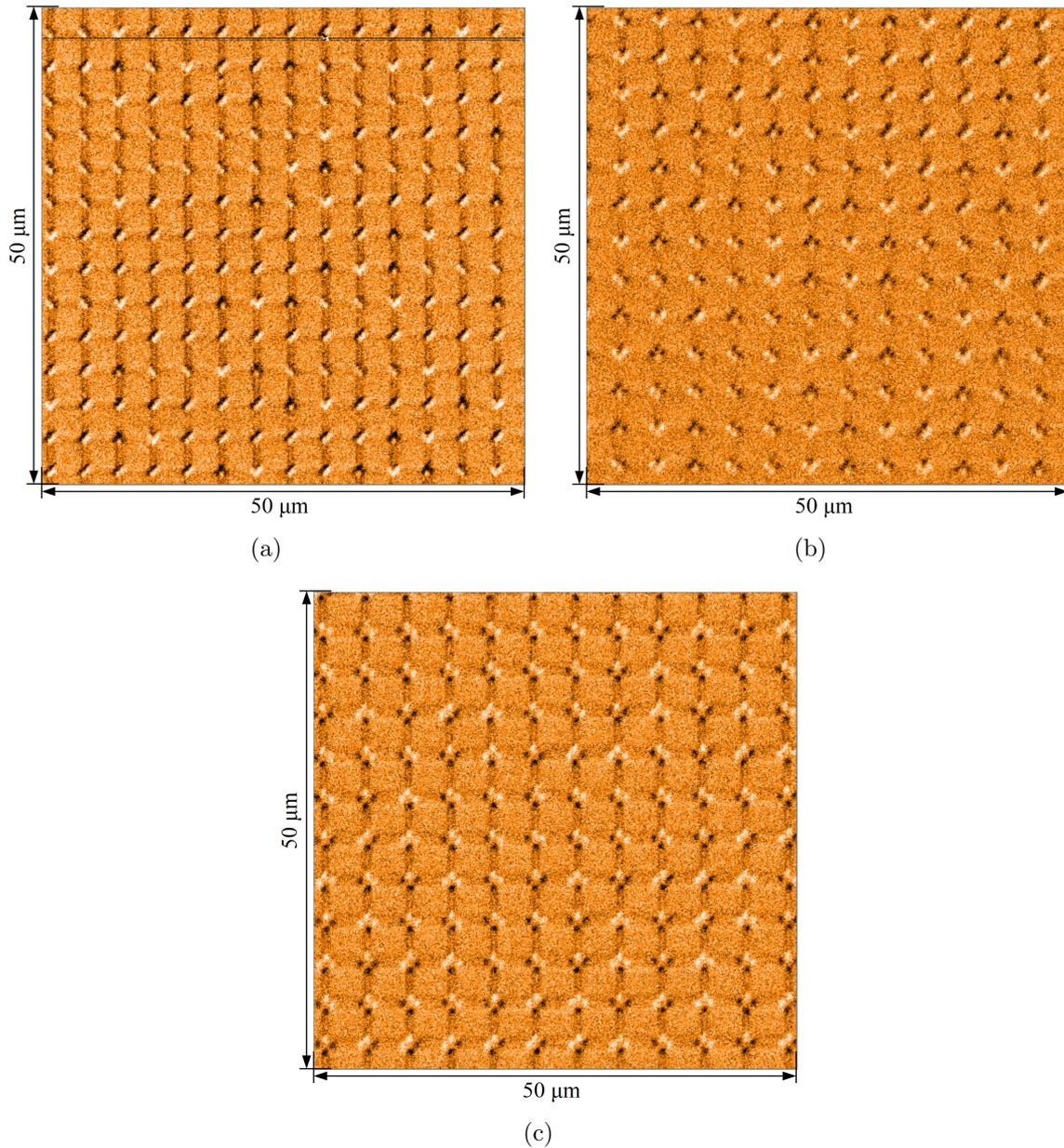
Após o processo de reversão da magnetização das redes, submetemos as mesmas a uma desmagnetização. Para isto inserimos as amostras num solenoide, o qual foi submetido a uma tensão alternada. As amostras foram inseridas repetidas vezes e foram alternadas suas orientações com o campo, de forma que a desmagnetização acontecesse nos dois eixos da rede.

Realizado o processo de desmagnetização, analisamos as configurações magnéticas das redes, através das imagens de MFM, sobre uma área de $50 \times 50 (\mu\text{m})^2$, nas quais contabilizamos a densidade de cada uma das quatro topologias e magnetização total média, dada por

$$m_T = \sqrt{\frac{m_x^2 + m_y^2}{2}}, \quad (4.5)$$

em que m_y é definido de maneira análoga a m_x , equação 4.4.

Figura 4.8: Imagens de MFM das redes (a) q_0 , (b) q_{04} e q_{08} .



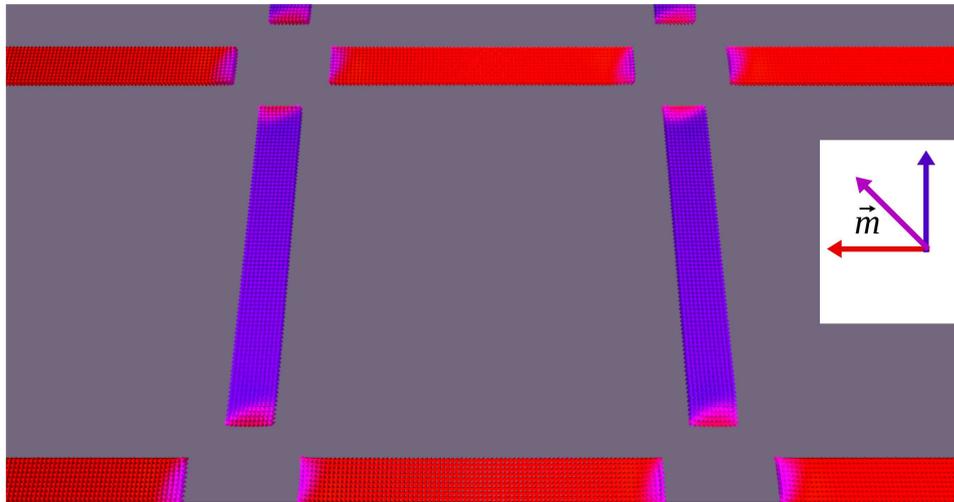
Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

4.2.3 Simulações micromagnéticas

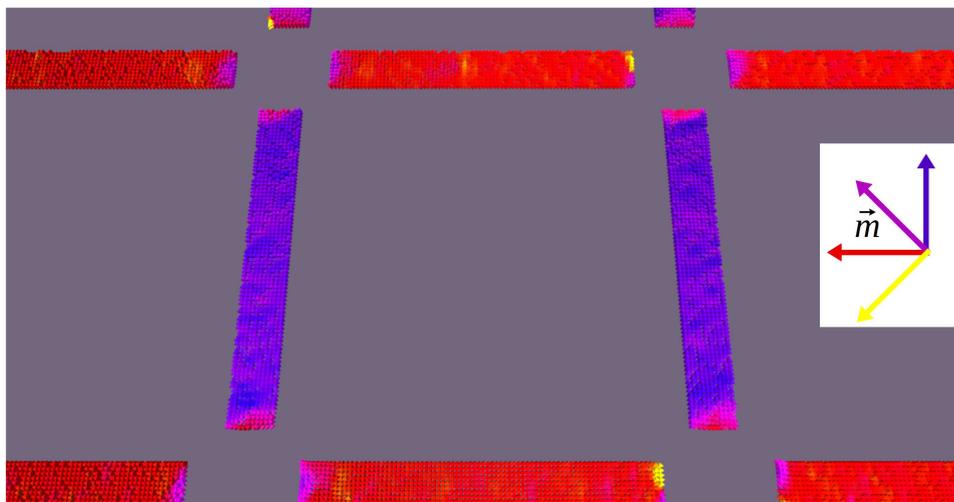
A fim de reproduzir os resultados experimentais obtidos, realizamos simulações micromagnéticas utilizando o programa MUMAX³, já descrito na seção 3.3.

Foram simuladas 20 ilhas horizontais e 20 verticais dispostas ao redor de 16 vértices. As ilhas possuem as mesmas dimensões utilizadas no sistema real. O processo de reversão foi análogo ao experimental, em que o campo magnético foi aplicado na direção horizontal e somente estas ilhas sofreram inversão na magnetização, permanecendo as demais

Figura 4.9: Simulação micromagnética utilizando ilhas (a) lisas e (b) rugosas. As direções da magnetização \vec{m} é representada pelas cores no quadro branco.



(a)



(b)

Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

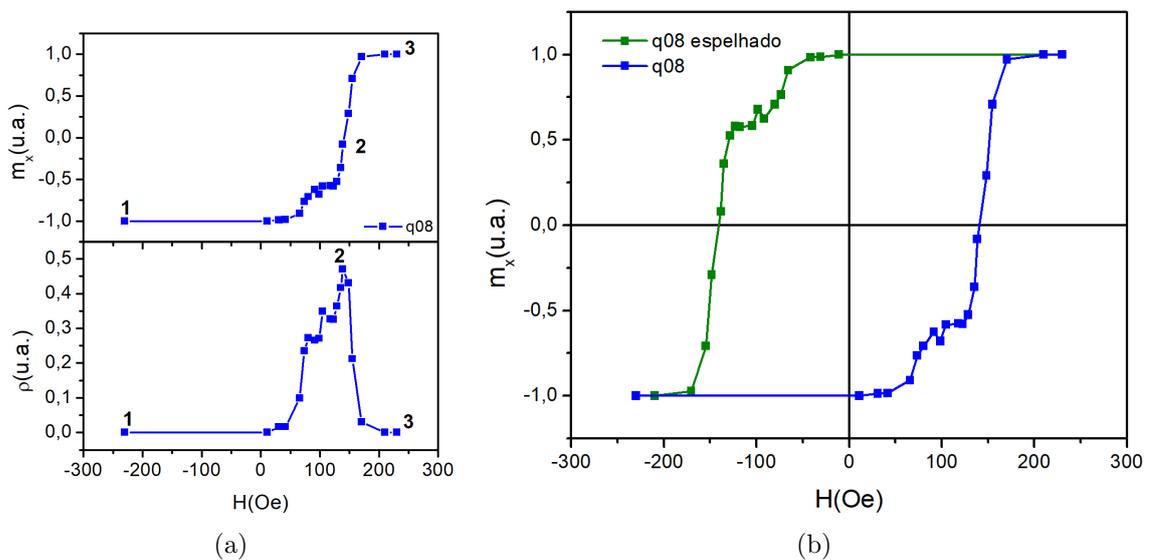
saturadas. Devido o processo de fabricação, por mais aprimorado que seja, sempre deixar imperfeições nas ilhas, realizamos simulações em redes compostas de ilhas em formato retangulares perfeitos (ilhas lisas), figura 4.9(a) e em redes com ilhas rugosas 4.9(b). As cores nas ilhas representam diferentes direções da magnetização \vec{m} . Para o caso da ilhas lisas podemos observar que a magnetização ao longo de cada estrutura é uniforme com exceção das bordas. Enquanto que para as ilhas rugosas há pequenas variações nas direções da magnetização ao longo do material.

4.3 Resultados e discussões

4.3.1 Resultados experimentais

Realizado os cálculos descritos na seção 4.2.2, foram construídos os gráficos da densidade de monopolos ρ e da magnetização média m_x , ambos em função do campo magnético H . Na figura 4.10(a) tomamos como exemplo a rede q08, que tem comportamento semelhante ao das demais redes, onde os pontos 1 e 3 em ambos os gráficos referem-se ao início e fim do experimento, respectivamente, onde a rede possui todos os vértices sendo do tipo T_2 , ver novamente figuras 4.7(a) e 4.7(d), enquanto que o ponto 2 é onde se encontra o pico de ρ , o qual corresponde ao menor módulo da magnetização média. A densidade de monopolos cresce lentamente com H até chegar ao pico e em seguida cai rapidamente até chegar a saturação. Acreditamos que a razão disto está no fato que a energia para inverter os momentos magnéticos entre o ponto 1 e ponto 2 seja maior que a energia para inverter os momentos magnéticos entre o ponto 2 e 3, uma vez que o estado de menor energia para este tipo de experimento é o que possui a rede magnetizada em ambas direções, (45, 46, 47).

Figura 4.10: (a) Gráficos da magnetização média m_x (gráfico superior) e da densidade de monopolos ρ (gráfico inferior) em função do campo magnético da rede q08, onde os pontos 1 a 3 auxiliam a análise simultânea de ambos os gráficos. (b) Histerese obtida a partir do espelhamento, curva em verde, dos resultados obtidos, curva em azul.

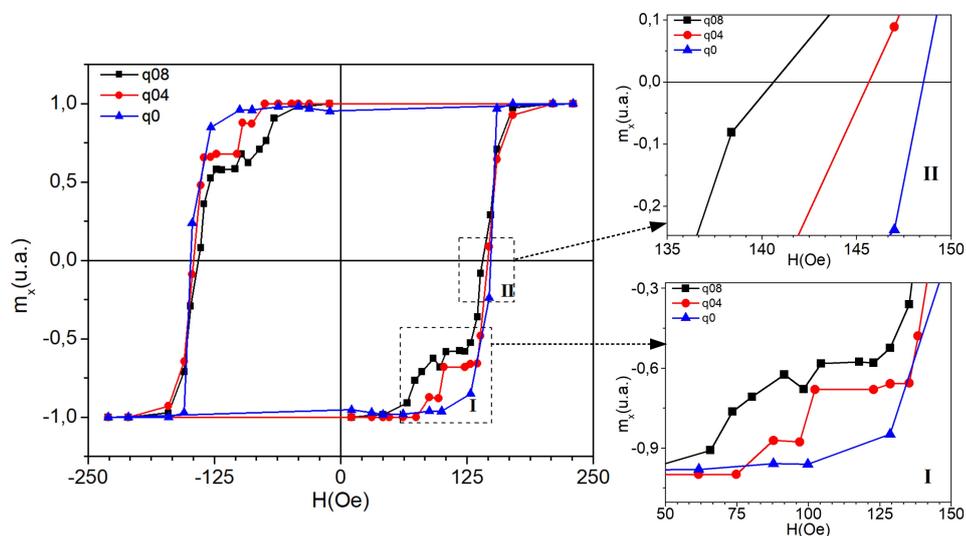


Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

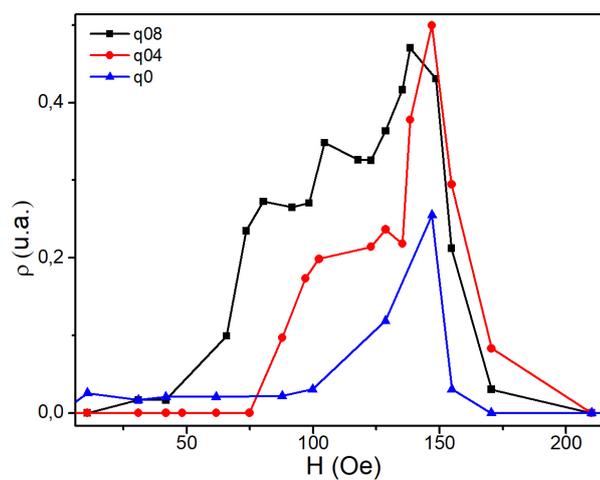
Na figura 4.10(b), temos uma curva de histerese em que os pontos em verde simbolizam

uma variação do campo de H_{max} para $-H_{max}$ mas, na realidade são apenas um reflexo dos pontos da curva crescente, pontos em azul. Desta forma construímos as curvas de histerese de todas as redes analisadas, a qual destacamos duas regiões, ver figura 4.11(a). Região I, a qual exibe platôs nas redes q_{04} e q_{08} entre a faixa de campo de 70 a 130 Oe. Nesta faixa a magnetização das redes começa a variar de forma mais lenta que no restante das curvas. Já para a rede q_0 , esse platô aparenta ser muito pequeno, tal que os pontos medidos foram insuficientes para detectá-lo.

Figura 4.11: Resultados das redes estudadas. (a) Curvas de histerese, onde se destaca duas regiões em quadros ampliados: a região I que apresenta platôs nas redes q_{04} e q_{08} e região II que mostra a coercividade. (b) Gráfico da densidade de monopolos em função do campo.



(a)



(b)

Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

Na região II há um quadro ampliado em que pode-se observar que a coercividade aumenta com a diminuição do parâmetro de rede ($H_{C_{q_{08}}} = 140,6$ Oe, $H_{C_{q_{04}}} = 145,7$ Oe e

$H_{C_{q_0}} = 148,6$ Oe). A explicação para isto está na interação dipolar, que é mais intensa quanto mais próximas as ilhas estiverem umas das outras. Necessitando, neste caso, de uma intensidade maior do campo magnético para que a inversão dos momentos magnéticos das mesmas aconteça. Os pontos desse quadro são onde ocorrem os picos na densidade de monopolos, figura 4.11(b, ou seja, o máximo de monopolos ocorre num regime que é ao menos próximo à desmagnetização do eixo da rede em que o campo foi aplicado, por isso q_0 , que apresenta o menor pico, possui um módulo de magnetização maior que as demais redes no pico.

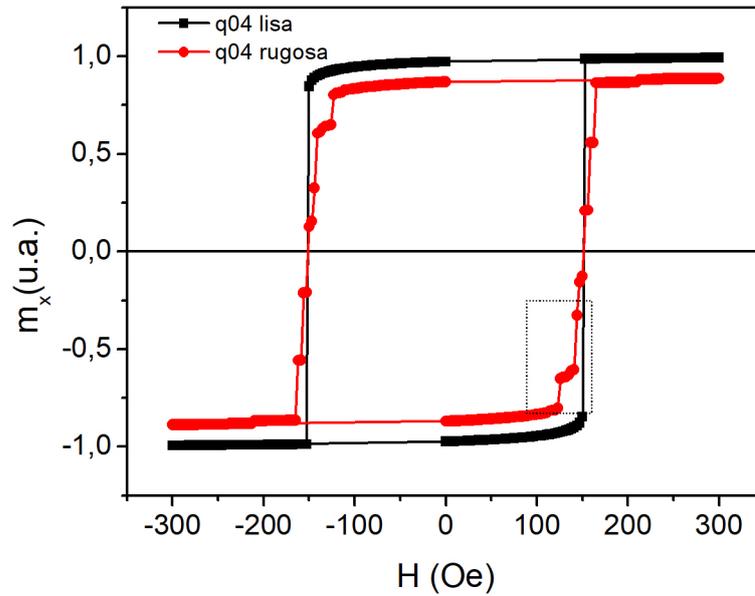
Os gráficos das densidades de monopolos das redes q_0 , q_{04} e q_{08} são mostrados na figura 4.11(b), no qual podemos observar que ρ começa a crescer a partir do zero, primeiramente para a rede q_{08} , seguida de q_{04} e por último q_0 . Isto está relacionado novamente com a interação dipolar entre as ilhas, pois as inversões da magnetização estão associadas à criação dos monopolos. Na faixa de campo de 75 Oe a 100 Oe observa-se nas redes q_{04} e q_{08} platôs correspondentes aos da região I da figura 4.11(a). Também observa-se que apesar da rede q_{04} apresentar um pico maior, o comportamento médio é que quanto maior o espaçamento de rede, maior a densidade de monopolos que emergem, resultado este que é compatível com outros estudos de GSA com diferentes parâmetros de rede, existentes na literatura (28, 48), e também concorda com o modelo de excitações emergentes, ver figura 4.2(c). Após alcançarem seus picos, a densidade de monopolos das três redes cai rapidamente e anula-se no ponto em que a magnetização alcança a saturação.

4.3.2 Resultados das simulações micromagnéticas

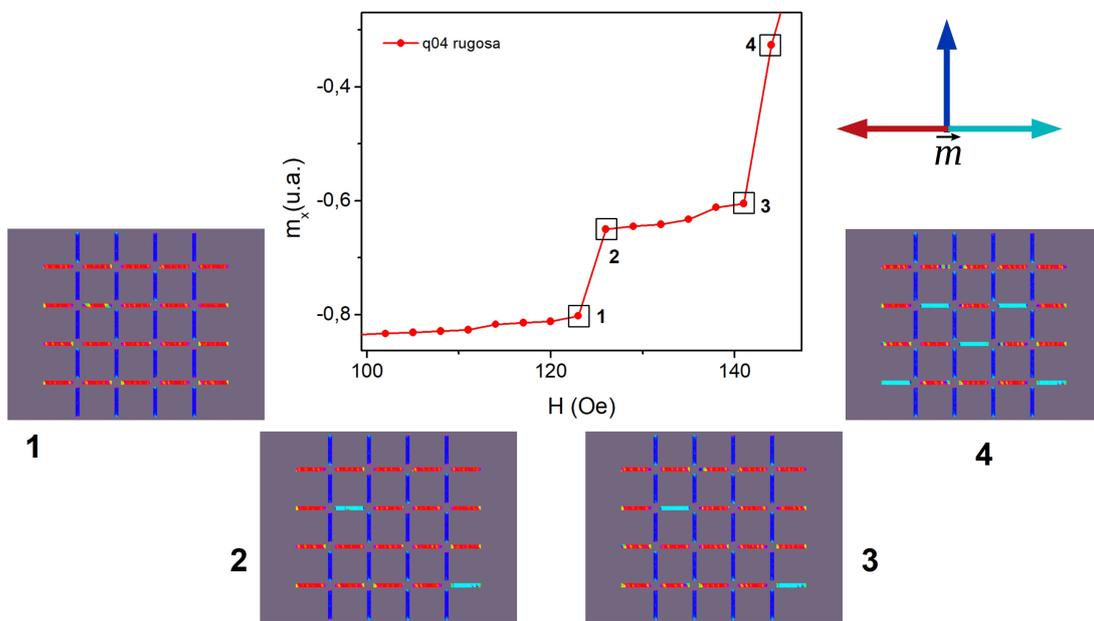
A figura 4.12 mostra os resultados da simulação micromagnética obtidos para a rede q_{04} . Na figura 4.12(a) mostra-se as histereses para rede lisa e rugosa e pode-se observar que a curva para a rede rugosa tem um comportamento bem similar a curva experimental, ver figura 4.11(a), apresentando um platô que está indicado por uma linha retangular tracejada. Este platô pode ser visto em mais detalhes na figura 4.12(b), na qual são destacados quatro pontos que mostram a configuração magnética da rede através das cores que representam o sentido da magnetização das ilhas. Observa-se que do ponto 1 para o ponto 2 apenas duas ilhas sofreram inversão (cores mudaram de vermelho para ciano), daí até o ponto 3 nenhuma ilha sofre inversão (fim da região do platô), por fim,

no ponto 4 (após o degrau) mais ilhas sofrem inversão.

Figura 4.12: (a) Curvas de histereses da rede q04 obtidas via MUMAX³ para ilhas lisas e rugosas. (b) Ampliação da região destacada em (a), que mostra um platô o qual, é destacado 4 pontos. A configuração magnética de cada ponto é mostrada nas figuras ao redor do gráfico, em cores, vermelho, azul e ciano representa uma direção para a magnetização \vec{m} . Demais cores representam outras direções de \vec{m} .



(a)



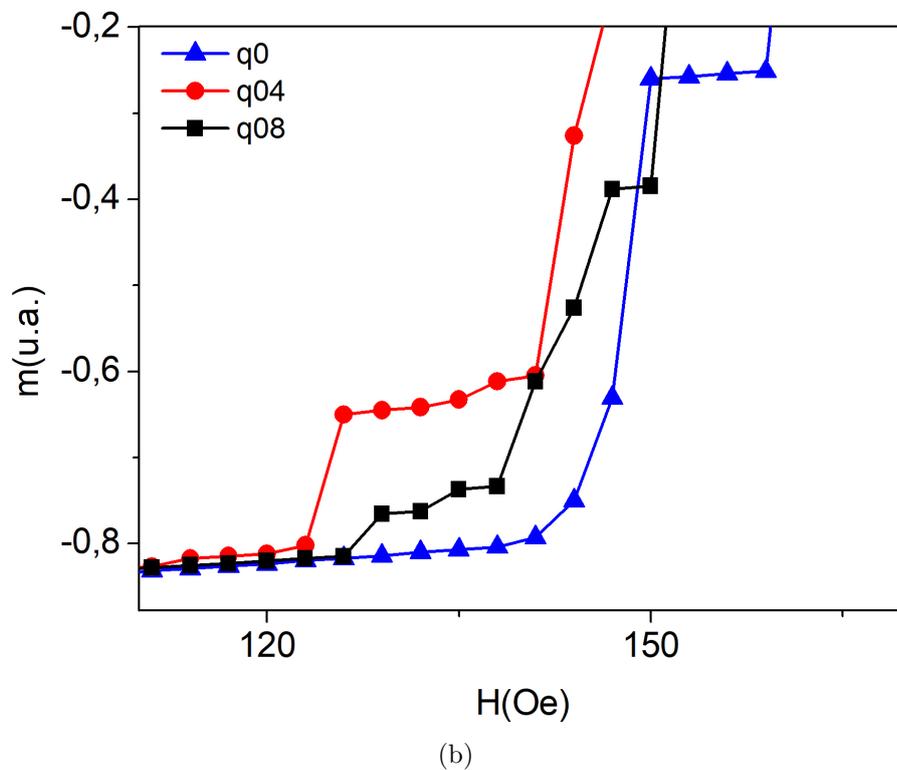
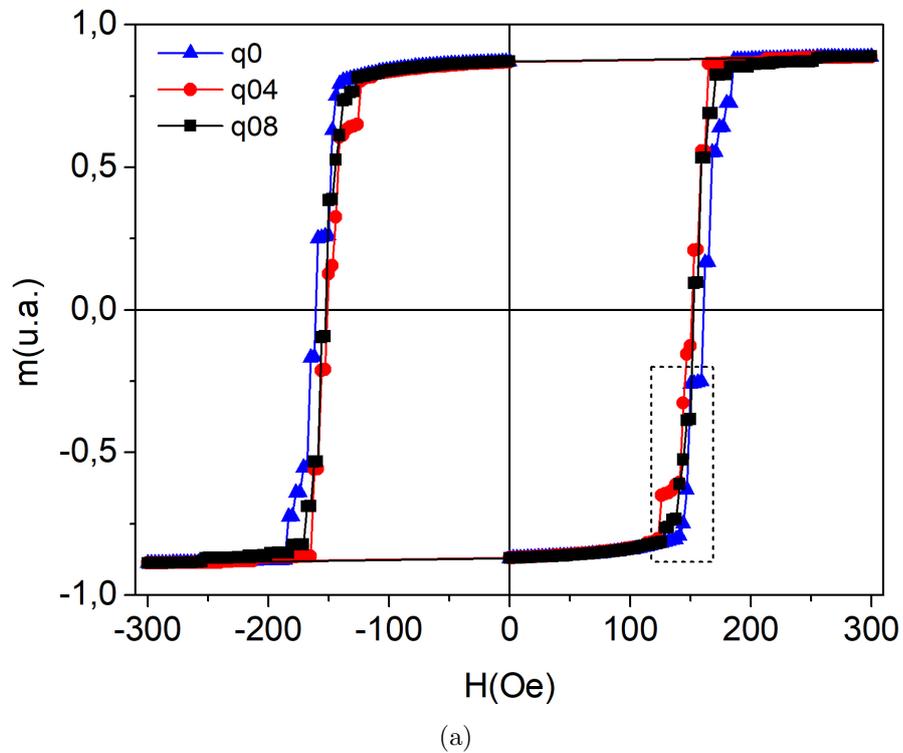
(b)

Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

O comportamento da magnetização durante esse platô é análogo ao que acontece experimentalmente, onde poucas ilhas sofrem a inversão, mantendo assim a magnetização

e a densidade de monopolos praticamente constantes.

Figura 4.13: (a) Curvas de histeres obtidas por simulação micromagnética para as redes, q_0 , q_{04} e q_{08} . (b) Imagem ampliada da região interna à linha retangular tracejada em (a).



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

As redes q_0 e q_{08} têm o comportamento semelhante à rede q_{04} , para o caso de ilhas

lisas. Já para as ilhas rugosas as curvas de histereses para todas as redes são apresentadas na figura 4.13(a). Em todas as curvas são observadas regiões de platôs, as quais estão destacadas através da linha retangular tracejada. A figura 4.13(b) mostra esta região de forma ampliada, na qual observa-se que apesar de todas as redes apresentarem os platôs, estes não concordam com os da figura 4.11(a).

A discrepância entre os resultados experimentais e de simulação micromagnética pode estar relacionado a quantidade de ilhas utilizadas nas simulações que, além de terem sido poucas (comparando com as redes fabricadas) foram utilizadas em mesmo número para todas as redes, em vez de diminuir com o aumento do espaçamento de rede, com é no caso real. O fato de não se ter medido a rugosidade ou defeitos das redes utilizadas no experimento também pode afetar a concordância entre os resultados, uma vez, que a rugosidade utilizada na simulação pode não ser a mesma das redes reais. Outro fator pode estar relacionado com o tamanho utilizado das ilhas, que nas simulações micromagnéticas do MuMAX³, que diminuem a anisotropia de forma das mesmas, permitindo que as ilhas se magnetizem ao longo do seu eixo de menor comprimento.

Mesmos com estas diferenças entre a simulação micromagnética e experimento, os resultados desta seção mostram que, defeitos nas ilhas das redes podem ser os responsáveis pelos platôs apresentados na figura 4.11(a).

4.3.3 Comparação com o modelo de excitações emergentes

Os resultados apresentados na seção anterior, podem ser comparados com o modelo de excitações emergentes, apresentado na seção 4.1.1. Para isto, cada vértice deve ser associado a uma carga magnética residual q_r e um momento de dipolo residual \vec{p}_r , através das equações 4.2 e 4.3. Em nosso experimento os vértices das redes se encontram somente nas topologias T_2 e T_3 , assim os valores de q_r e $|\vec{p}_r|$ para essas topologias são apresentados na tabela 4.2

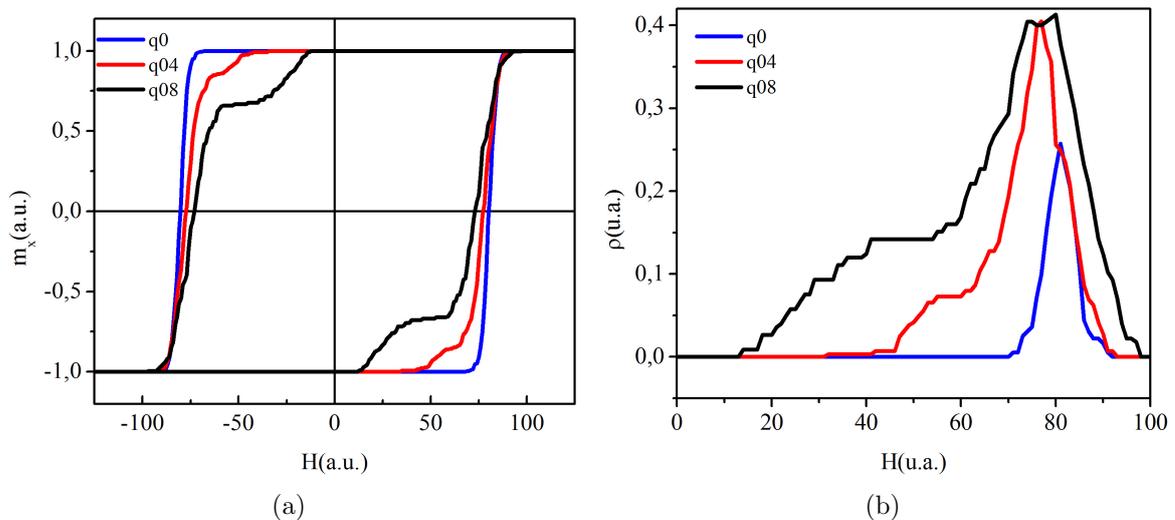
Tabela 4.2: Valores das cargas residuais q_r e do módulo do momento de dipolo residual \vec{p}_r , para as topologias T_2 e T_3 .

Topologia	q_r	$ \vec{p}_r $
T_2	0	$\sqrt{2}qd$
T_3	2q	qd

Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

Cada rede estudada possui um valor para q_r e \vec{p}_r , que dependem do valor q das cargas dos halteres. Este último é dependente do parâmetro de rede l (ver equação 4.1), logo a rede q_0 possui a carga residual de maior módulo e momento de dipolo de menor módulo, enquanto a rede q_{08} , o contrário.

Figura 4.14: Simulações das curvas de(a) histerese e (b) densidade de monopolos para as redes q_0 , q_{04} e q_{08} .



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

Comparando os gráficos das figuras 4.11(b) e 4.2(c) observamos que a concordância entre eles está apenas em mostrar que a densidade de monopolos é maior para cargas magnéticas de módulo menor. Devido então a necessidade de uma melhor concordância entre os resultados do experimento e das simulações, os autores do modelo, Rodrigues e Mol, em colaboração com este trabalho fizeram os seguintes ajustes no mesmo:

1. Aumento no momento de dipolo com espaçamento de rede. Nos resultados originais do Modelo de excitações emergentes foi considerado somente variações na carga magnética. Uma vez que analisamos diferentes espaçamentos de rede, fez-se necessário incluirmos a variação do momento de dipolo, pois este é proporcional a distância que separam as cargas;
2. Diminuição da barreira de energia da reversão das ilhas com o aumento do espaçamento de rede. Cargas de menores módulos possuem uma interação coulombiana mais fraca, logo as ilhas necessitam de um menor campo para ter a magnetização invertida;

3. Consideraram que 10% das ilhas possuem um campo de reversão 30% menor que as demais. Este fator pode estar relacionado com possíveis defeitos nas redes reais, devido a imperfeições no processo de litografia.

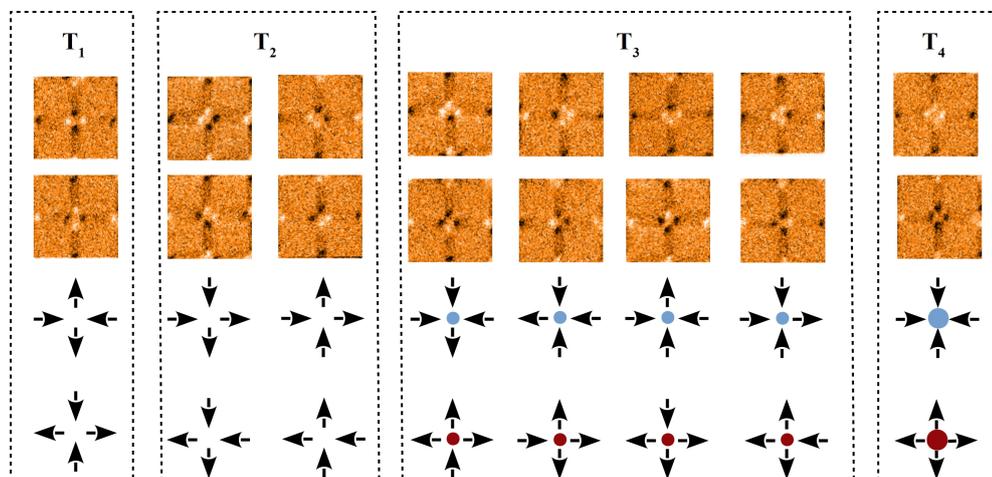
Feito os ajustes, Rodrigues e Mol conseguiram simulações que descrevem qualitativamente bem os platôs nas redes q_{04} e q_{08} e a assimetria na densidade de monopolos, como é mostrado na figura 4.14. O ajuste n° 3 foi necessário para o surgimento dos platôs nas curvas.

4.3.4 Desmagnetização

Após a desmagnetização, os vértices das redes encontraram-se distribuídos nas topologias da figura 4.15. As regiões analisadas em cada rede são mostradas na figura 4.16.

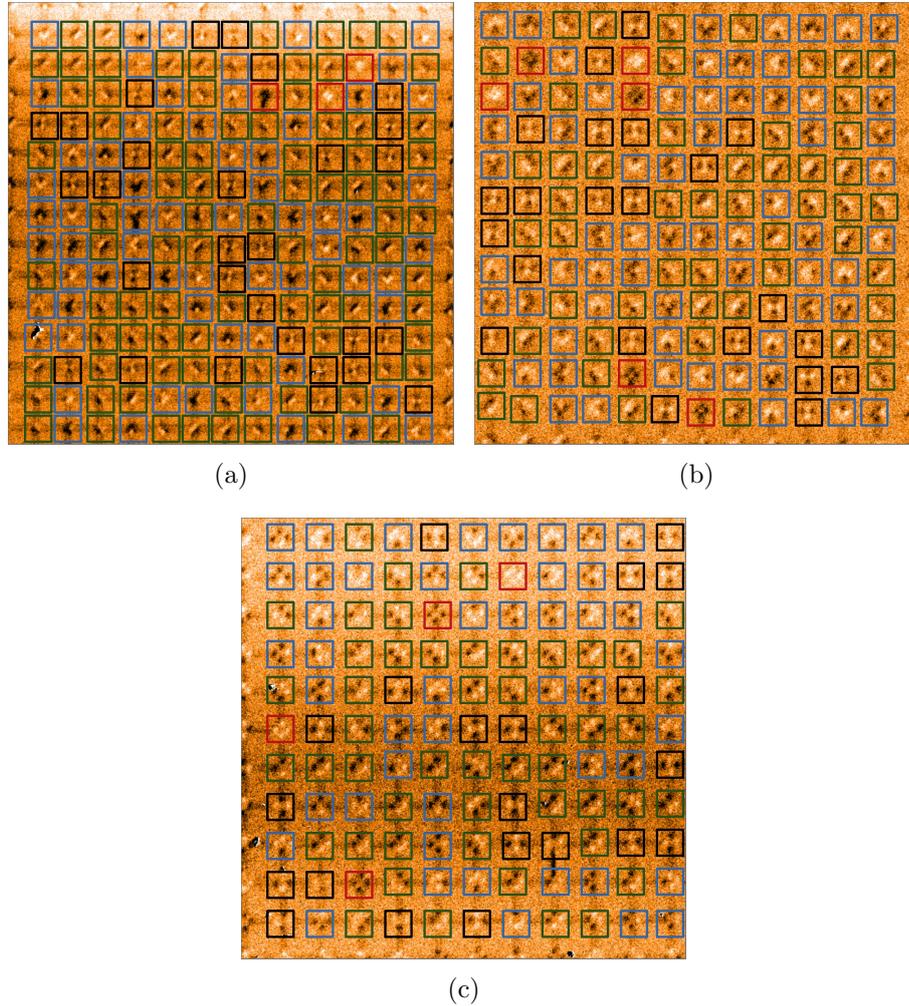
As densidades de cada topologia e a magnetização total média para cada rede estão organizadas na tabela 4.3. A rede q_0 mostrou uma magnetização bem mais baixa que as demais, o que indica que um protocolo de desmagnetização mais apropriado, como o utilizado por Wang e colaboradores (47), deva ser aplicado. As topologias T_1 e T_2 , que obedecem a regra do gelo, possuem juntas a maior densidade em cada rede e juntas com as demais densidades mostram que nossas redes são interagentes, pois estes resultados são bem diferentes do que é esperado para redes com momentos magnéticos não interagentes ($\rho(T_1) = 12,5\%$, $\rho(T_2) = 25\%$, $\rho(T_3) = 50\%$ e $\rho(T_4) = 12,5\%$ (28))

Figura 4.15: Configurações possíveis de um vértice de rede quadrada de GSA, encontradas após o processo de desmagnetização.



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

Figura 4.16: Imagens de MFM das redes (a) q_0 , (b) q_{04} e (c) q_{08} após a desmagnetização. Os quadrados em preto, verde, azul e vermelho representam as topologias T_1 , T_2 , T_3 e T_4 respectivamente.



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

Tabela 4.3: Densidades de cada topologia e magnetização média das redes após a desmagnetização.

rede	T_1	T_2	T_3	T_4	m_T
q_0	0,1593	0,4780	0,3462	0,0165	0,0692
q_{04}	0,1528	0,3611	0,4444	0,0417	0,1496
q_{08}	0,1736	0,4050	0,3884	0,033	0,2163

Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

4.4 Conclusões

Neste trabalho redes de GSA com diferentes parâmetros foram submetidas a uma inversão da magnetização. Os resultados experimentais obtidos, como densidades de monopolos e coercividade, mostraram concordância com o fato da diminuição da interação dipolar com o aumento do parâmetro de rede. Simulações micromagnéticas mostraram que os platôs apresentados na figura 4.11 são provenientes de imperfeições nas ilhas devido ao processo de fabricação. Isto nos mostra que efeitos de desordem, geralmente observados através de técnicas de magnetometria, podem ser obtidos por meio da simples metodologia utilizada aqui. Contudo, simulações micromagnéticas mais próximas dos resultados experimentais poderiam ser obtidas através do mapeamento computacional das imagens de microscopia de força atômica das redes, a fim de utilizar nas simulações a rugosidade real das redes. Porém, sujeiras como restos de resistes, podem atrapalhar a simulação.

O modelo de excitações emergentes, feito os ajustes necessários para adequação do problema real, mostrou-se aplicável a redes reais podendo ser utilizado em GSA de variadas geometrias para análise de diferentes excitações.

5 Influência dos portadores de cargas elétricas em gelos de spins artificiais

Este capítulo apresenta um estudo sobre o efeito que portadores de cargas elétricas produzem nas interações entre os dipolos magnéticos de redes de GSA.

5.1 Motivação e objetivos

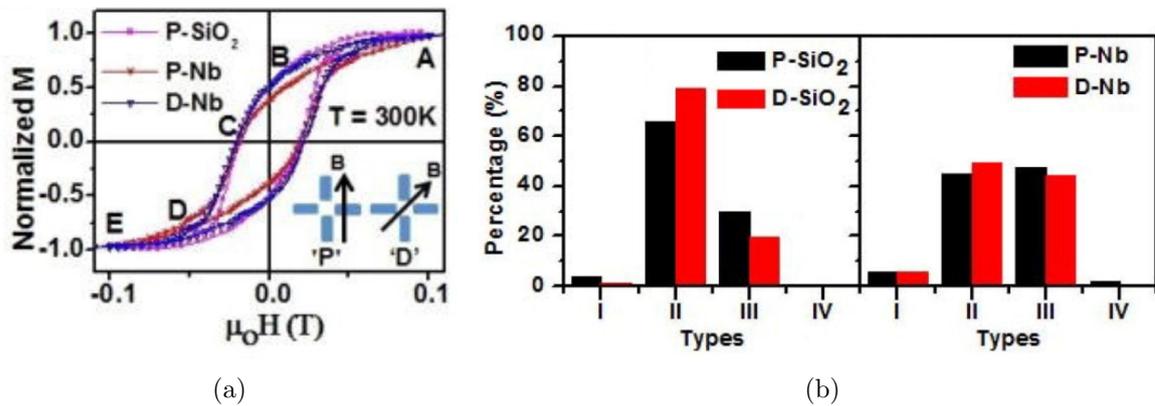
5.1.1 Efeito de uma base condutora em GSA

Em 2017, Kaur e colaboradores estudaram a influência de uma base condutora sob uma rede quadrada de gelos de spins artificiais (49). Para isto fabricaram uma rede de nano-ilhas de NiFe de fraca interação, sobre uma camada de SiO₂ e sobre um filme de Nb. A figura 5.1(a) mostra curvas de histerese para as redes crescidas sobre o Nb e sobre SiO₂, para campos aplicados nas direções paralelas (“P”- paralela a rede quadrada) e diagonal (“D”- 45° com a rede quadrada). As curvas foram obtidas a temperatura de 300 K, e mostram que para P-Nb a curva tem um formato mais “S” do que para P-SiO₂, e o campo coercivo foi relatado ser menor para P-Nb. Estes resultados são um indicativo que as interações entre as ilhas foram modificadas pela presença do material condutor (nióbio).

Outro indicativo é mostrado na figura 5.1(b), a qual mostra a porcentagem de topologias encontradas nas redes em temperatura ambiente e em estado remanente, através de imagens de MFM. Os gráficos mostram que as porcentagens de monopolos (tipos III e tipo IV) são maiores para redes com Nb. Assim os autores observaram que o nióbio reduziu a interação dipolar entre as ilhas e que a explicação para isto está numa possível interação

RKKY entre as ilhas devido a presença do Nb. Outra possível explicação, segundo os autores, é a proximidade entre os materiais ferromagnéticos (NiFe) e não magnéticos (Nb), ocasione um enfraquecimento no ferromagnetismo das ilhas.

Figura 5.1: (a) Curvas de histereses para redes sobre Nb e SiO₂, para campos com orientação paralelas (P) e diagonais (D). (b) Porcentagens dos tipos de configurações dos vértices das redes, obtidas através de análises de imagens de MFM.



Fonte: Kaur *et al.* (49).

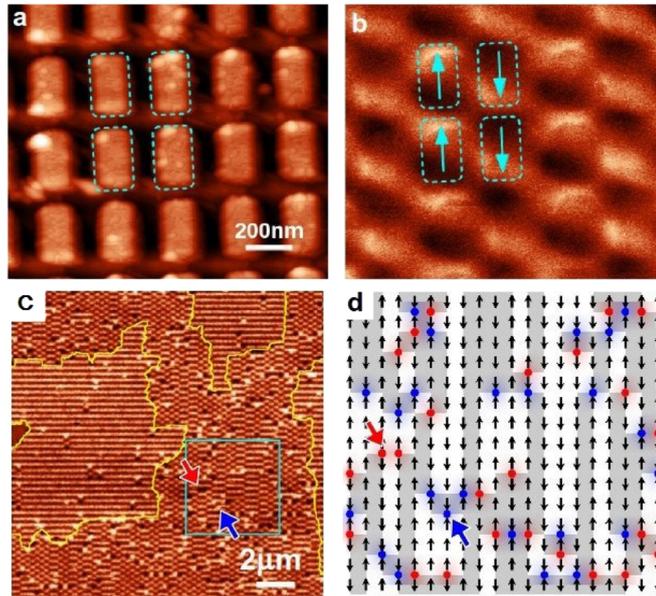
5.1.2 Redes Lineares

Em 2015, Loreto e colaboradores (50) propuseram uma cadeia linear de nanomagnetos, figura 5.2(a), que mostrou possuir vantagens em relação as redes de GSA quadradas no quesito emergência e mobilidade de monopólos, uma vez que a disposição das ilhas permite que os monopólos se movimentem somente na direção paralela as mesmas.

A interação entre os primeiros vizinhos horizontais e verticais produz um estado fundamental semelhante a uma configuração de um material antiferromagnético, como é mostrado nas imagens de MFM da figura 5.2(b). Imagens de MFM numa larga área da rede também mostram que o sistema é muito adequado para uma localização precisa dos monopólos, pois eles aparecem em bordas opostas de regiões ferromagnéticas, as quais consistem de cordas unidimensionais. A figura 5.2(d) mostra a visualização da configuração magnética do quadrado em azul da figura 5.2(c), que mostra a emergência de monopólos magnéticos devido excitações acima do estado fundamental.

Recentemente, em colaboração com Gonçalves (51) realizamos, um estudo sobre populações de monopólos em redes lineares, ver figura 5.3, com diferentes parâmetros de

Figura 5.2: Rede linear. (a) Imagem de AFM. (b) Imagem de MFM exibindo o estado fundamental da rede. (c) Larga imagem de MFM mostrando regiões de domínios ferromagnéticos destacada por linhas amarelas. (d) Configuração magnética da região destacada pelo quadrado azul da figura (c), em que os círculos azuis e vermelhos representam as cargas magnéticas.

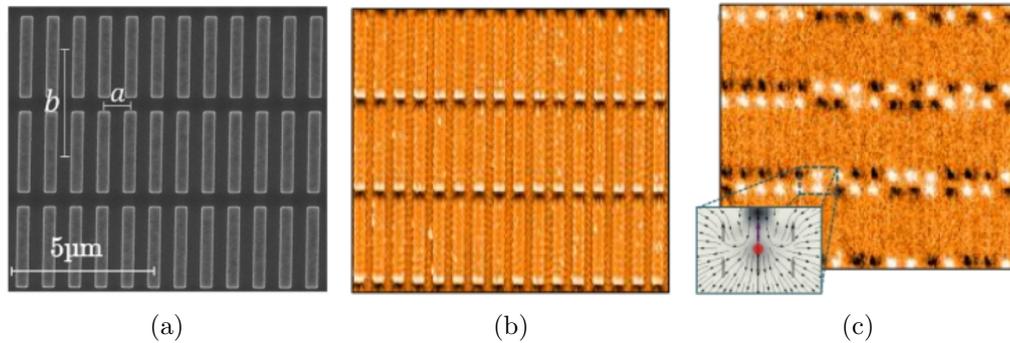


Fonte: Loreto *et al.* (50).

rede, utilizando o mesmo método descrito na seção 4.2.2. Gonçalves também investigou a influência da presença de materiais condutores entre as ilhas magnéticas e os resultados preliminares mostraram que quando a rede é revestida por alumínio, a coercividade tende a mudar em relação à mesma rede antes de ser recoberta (52). A figura 5.4, mostra as curvas de magnetização e a densidade de monopolos para redes com e sem alumínio, e com diferentes parâmetros horizontais, nomeadas como L00, L20 e L40, em que L00 é a que possui o menor parâmetro e L40 o maior.

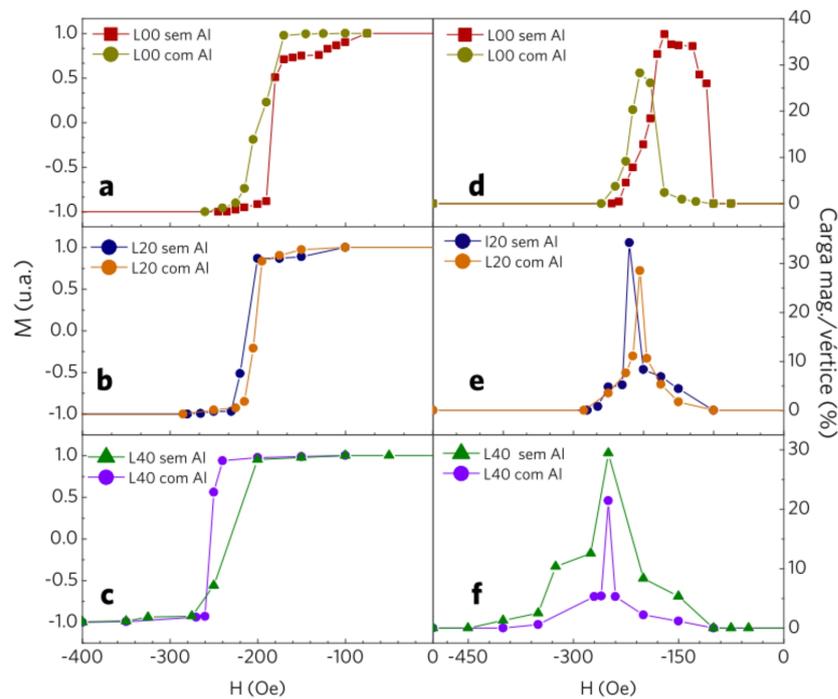
Os resultados das pesquisas de Kaur e Gonçalves mostram a possibilidade de controlar monopolos magnéticos em GSA não pela alteração da geometria das redes, mas, em vez disso, pela inserção de portadores de cargas elétricas nas redes. Com intuito de aprofundar o entendimento nestas pesquisas estamos analisando o efeito que a luz visível causa em redes de GSA. Uma vez que em nossas redes, as ilhas estão sobre silício tipo P, a absorção de luz visível por este material, gera pares elétrons-buracos (53), e esperamos que o aumento da concentração dessas cargas causem alguma mudança nas interações das ilhas. Na seção a seguir a metodologia para essa investigação é explicada com mais detalhes.

Figura 5.3: Imagens de (a) microscopia eletrônica de varredura, de (b) AFM e (c) MFM de uma das redes lineares estudada por Gonçalves e colaboradores, em que a e b representam os parâmetros horizontal e vertical da rede, respectivamente.



Fonte: Gonçalves *et al.* (51).

Figura 5.4: Magnetização média em função do campo para as redes (a) L00, (b) L20 e (c) L40 com e sem revestimento de alumínio. (c-e) Populações de monopolos respectivamente para as mesmas redes, também com revestimento e sem de alumínio.



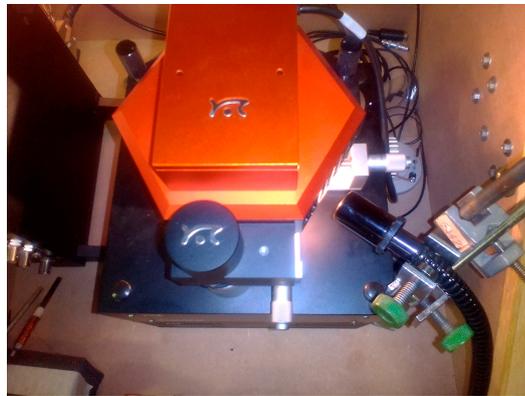
Fonte: Gonçalves (52).

5.2 Metodologia

Utilizamos uma rede linear com parâmetros horizontal e vertical de $0,95 \mu\text{m}$ e $3,55 \mu\text{m}$, respectivamente. A composição da rede, as dimensões das ilhas e o processo de fabricação são os mesmos da seção 4.2.1.

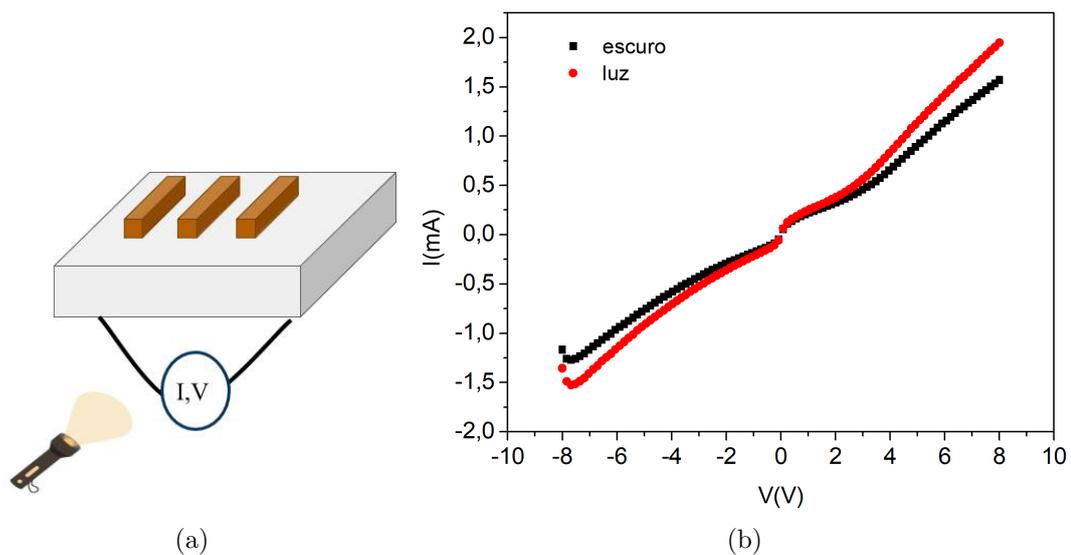
Submetemos a amostra ao mesmo processo de reversão de magnetização da seção 4.2.2. Contudo, examinamos a rede em duas condições: a primeira foi com mínima incidência de luz ambiente, esta condição chamamos de “escuro”, enquanto que na segunda condição, chamada de “luz”, a amostra esteve sob iluminação, ver figura 5.5, através de uma fonte de luz visível, de potência de 150 W. Obtidas as imagens de MFM, que neste caso foi sobre uma área de $40\mu\text{m} \times 40\mu\text{m}$ que abrangeu 516 ilhas, nas duas condições realizamos as contagens da magnetização média m e da densidade de monopolos, ρ de maneira análoga a da seção 4.2.2.

Figura 5.5: Iluminação da amostra durante a varredura de MFM.



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

Figura 5.6: (a) Ilustração do processo de obtenção do gráfico de $I \times V$ do substrato da amostra na condição de luz. (b) Resultados de $I \times V$ nas condições de escuro e de luz.



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

A fim de verificar se a potência da fonte de luz utilizada era suficiente para alterar a

densidade de portadores de cargas no silício que compõe o substrato da amostra, fizemos contatos elétricos na parte inferior do substrato utilizando gálio-índio e fios de cobre, ver figura 5.6(a) e obtivemos curvas I (corrente elétrica) x V (tensão) para as condições de escuro e luz, figura 5.6(b). Analisando os dados obtidos pudemos verificar que a resistência elétrica é cerca de 20% menor na condição de luz que na condição escuro. Isso mostra que a fonte de luz utilizada conseguiu alterar a densidade de portadores de cargas do silício.

5.3 Resultados

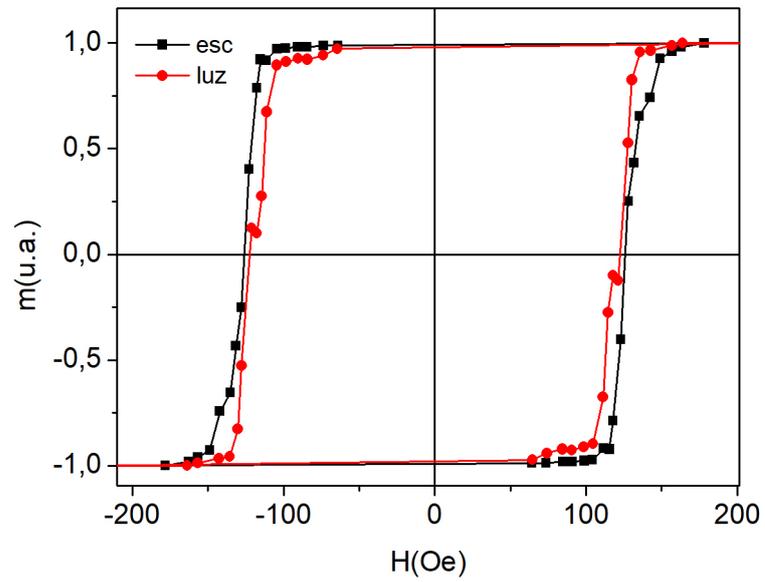
As figuras 5.7(a) e 5.7(b) mostram respectivamente os gráficos da magnetização média e densidade de monopolos em função do campo magnético aplicado. Nota-se que a coercividade para a rede na condição de luz é ligeiramente menor (cerca de 3 Oe) que na condição de escuro. Enquanto que na densidade de monopolos, observa-se que começa aumentar primeiramente na condição de luz e que os picos dos gráficos se encontram nas coordenadas (127,80 Oe, 31,71%) e (117,84 Oe, 37,84%) respectivamente para as condições de escuro e luz.

5.4 Conclusões

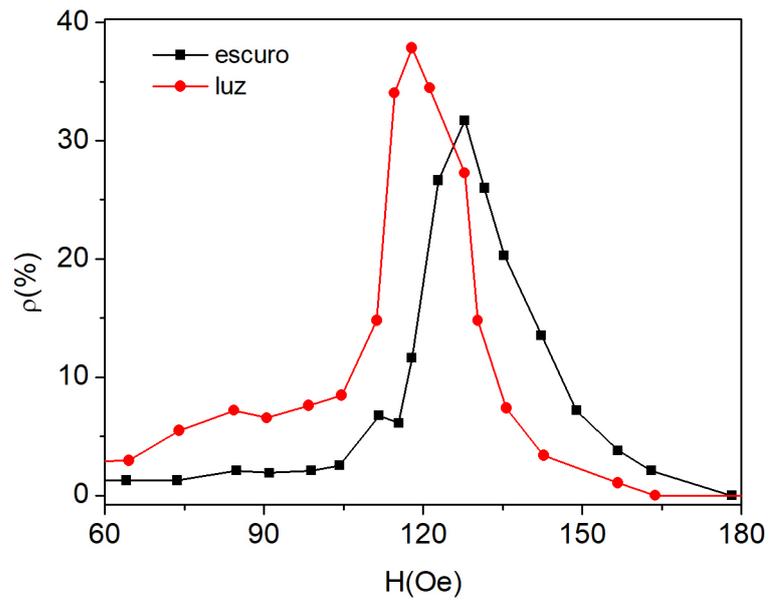
As comparações dos resultados obtidos para as duas condições indicam que a interação da luz com a amostra diminuiu a interação entre as ilhas. Este efeito foi semelhante ao de alongar redes de GSA, ver figura 4.11. O fato da coercividade ter diminuído, e a densidade de monopolos ter aumentado para a condição com luz, mostra uma concordância com o trabalho de Kaur e colaboradores. Assim, concluímos que o aumento na densidade de portadores de cargas no substrato devido a absorção de luz alterou as propriedades magnéticas da rede linear.

Mais estudos devem ser realizados para compreendermos mais o efeito da luz na interação das ilhas. A fim de comprovarmos que as cargas elétricas oriundas do silício afetam as interações da ilhas, pretendemos repetir os procedimentos, aqui mostrados, em redes fabricadas sobre óxido de silício. Este é um material isolante logo, espera-se não obter diferenças consideráveis entre as condições luz e escuro. Pretendemos também estender esses estudos a redes de GSA de diferentes geometrias. Por fim, vale ressaltar que este

Figura 5.7: Gráficos de (a) histerese e (b) densidades de monopolos para as condições de luz e escuro.



(a)



(b)

Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

estudo pode abrir caminhos para novas áreas de pesquisa em gelos de spins e fabricação de dispositivos ópticos-magnéticos.

6 Estudo magnetorresistivo em GSA

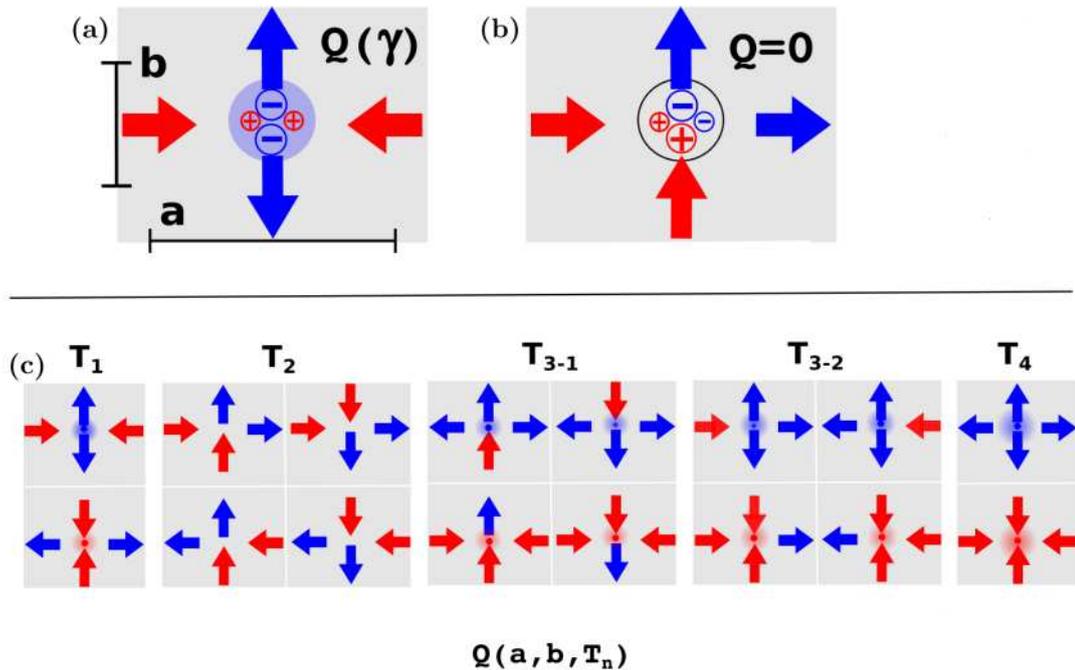
Este capítulo estuda a detecção de emergência de monopolos em redes retangulares, através de medidas de magnetorresistência.

6.1 Motivação e objetivos

6.1.1 GSA com monopolos livres

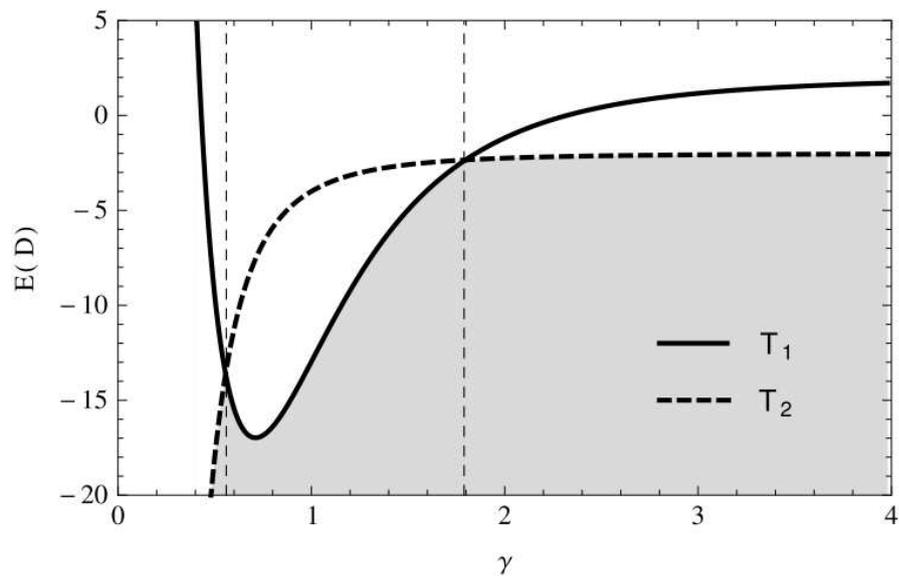
A fim de se ter aplicações tecnológicas dos monopolos é interessante pensar em uma maneira de separá-los e controlá-los. Uma possível forma de se desconfinar monopolos foi proposta por Nascimento e colaboradores, (54), em uma determinada rede de gelos de spin artificiais retangular (GSAR), utilizando um modelo onde as magnetizações das nanoilhas foram representadas por dipolos puntiformes. No modelo foram consideradas diferentes redes de diferentes dimensões com um parâmetro horizontal de rede a , um parâmetro vertical de rede b , ver figura 6.1(a), e razão de aspecto $\gamma \equiv a/b$ quando, $\gamma = 1$ a rede é quadrada, para outros valores a rede é retangular. A topologia T_1 não apresenta carga nula para $\gamma \neq 1$, a carga magnética fica assim dependente da topologia e do parâmetro γ , sendo a carga nula encontrada apenas na configuração da figura 6.1(b), as topologias da rede retangular são apresentadas na figura 6.1(c). Simulações de Monte Carlo mostram que o estado fundamental é dependente de γ , para $1/\sqrt{3} < \gamma < \sqrt{3}$ a topologia T_1 possui mínima energia, logo em uma rede o estado fundamental seria composto por uma configuração em que todos os vértices estão nesta topologia. Para $\gamma > \sqrt{3}$ ou para $\gamma < 1/\sqrt{3}$, T_2 se torna menos energética. As simulações também mostraram que para $\gamma = 1/\sqrt{3}$ e $\gamma = \sqrt{3}$ as topologias T_1 e T_2 possuem a mesma energia, figura 6.2, assim o estado fundamental será degenerado e o desconfinamento dos monopolos pode ser possível.

Figura 6.1: Vértice de uma rede retangular. As setas representam a orientação do dipolo, a e b são os parâmetros de rede, os sinais $+$ e $-$ representam polarizações das cargas magnética. Em (a) ilustra-se a topologia T_1 , bem como sua carga residual dependente de γ , enquanto que em (b) ilustra-se a topologia T_2 com carga residual nula independentemente de γ . As topologias da rede retangular são representadas em (c), onde a energia aumenta da esquerda para a direita.



Fonte: Nascimento *et al.* (54).

Figura 6.2: Gráfico da energia total das interações dipolares em um vértice da rede retangular nas topologias T_1 e T_2 em função de γ (54).



Fonte: Nascimento *et al.* (54).

Estudos recentes mostraram através de imagens magnéticas e de simulações de Monte

Carlo, (55, 56) que numa rede com $\gamma = \sqrt{3}$, os monopolos magnéticos emergem em quantidade maior do que quando comparado com redes possuindo outros valores para γ , concordando assim com o trabalho de Nascimento e colaboradores (54).

6.1.2 Magnetotransporte em GSA

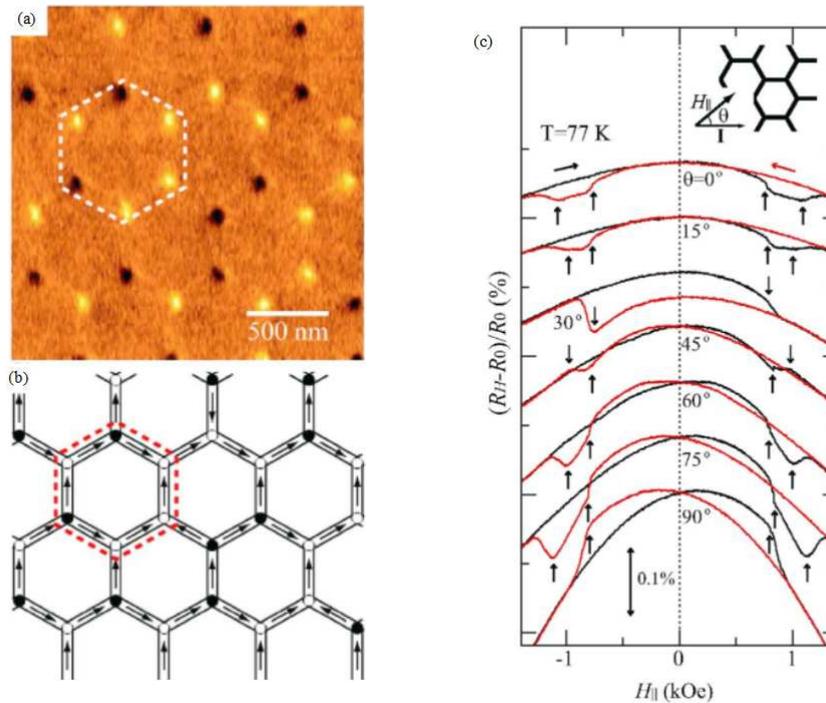
Em 2006, Tanaka e colaboradores (57) desenvolveram uma rede hexagonal em formato de colmeia de nanofios ferromagnéticos, figura 6.3.(a). Em cada vértice dessa estrutura três nanofios se encontram e a configuração que dá a mínima energia é similar a regra do gelo, dois momentos magnéticos apontam para o vértice e um aponta para fora, ou vice-versa, figura 6.3.(b). O fato dos fios serem conectados nos vértices permite a passagem de corrente elétrica e assim é possível estudar a frustração geométrica através da magnetorresistência (mudança na resistência elétrica de um material, quando este é submetido a um campo magnético). As curvas de magnetorresistência (MR), figura 6.3.(c), mostram repentinas quedas no valor da resistência, setas em preto, devido a reversão da magnetização em dois dos três grupos de fios, de forma a sempre manter a menor energia no vértice, revelando assim que a regra do gelo domina o processo de magnetização do sistema.

Outro trabalho de grande relevância é o de Le e colaboradores (58), que também estudaram a magnetorresistência na rede hexagonal tanto de forma experimental como através de simulações micromagnéticas. Para as medidas de MR, utilizaram uma geometria em formato Hall, onde foi possível tanto medir tensões transversais a corrente aplicada quanto longitudinais. Enquanto que as simulações basearam-se na obtenção da MR através do cálculo do campo elétrico associado com o fenômeno da magnetorresistência anisotrópica (10), que é dado por

$$\mathbf{E} = \rho_0 \mathbf{J} + \Delta\rho(\hat{\mathbf{m}} \cdot \mathbf{J})\hat{\mathbf{m}}, \quad (6.1)$$

em que ρ_0 é a resistividade isotrópica, $\Delta\rho$ é magnetorresistividade anisotrópica, \mathbf{J} é o vetor densidade de corrente elétrica e $\hat{\mathbf{m}}$ é o vetor unitário na direção da magnetização. Uma vez obtido o campo elétrico \mathbf{E} , calcularam as tensões elétricas através da integração

Figura 6.3: Rede hexagonal. (a) Imagem de microscopia de força magnética. (b) Possível configuração magnética da rede. (c) Curvas de MR, onde θ denota o ângulo entre a corrente elétrica, I , e o campo aplicado paralelo ao plano da amostra, H_{\parallel} . As setas em preto no gráfico indicam repentinas quedas na resistência devido a inversão da magnetização em dois dos três fios de cada vértice.



Fonte: Tanaka *et al.* (57).

do campo elétrico ao longo de um caminho representativo que imita o deslocamento entre os contatos elétricos no dispositivo real:

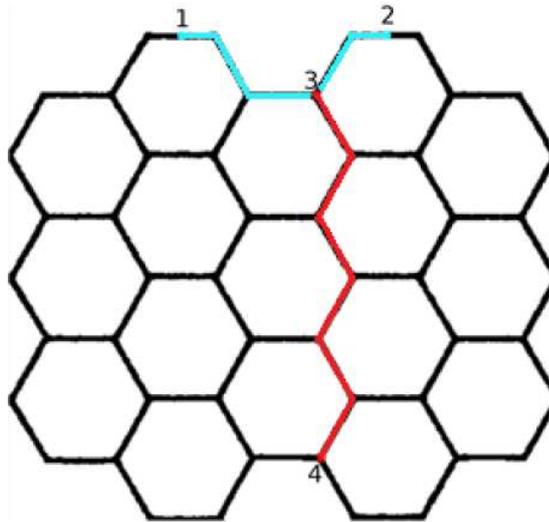
$$V_{long} = - \int_1^2 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} \quad (6.2)$$

$$V_{trans} = - \int_3^4 \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s} \quad (6.3)$$

Os índices 1 e 2 representam respectivamente o ponto inicial e final do caminho longitudinal no qual o campo elétrico foi integrado, enquanto os índices 3 e 4 representam respectivamente o ponto inicial e final do caminho transversal, figura 6.4.

Na figura 6.5 podemos ver os resultados de MR obtidos, tanto experimentais quanto

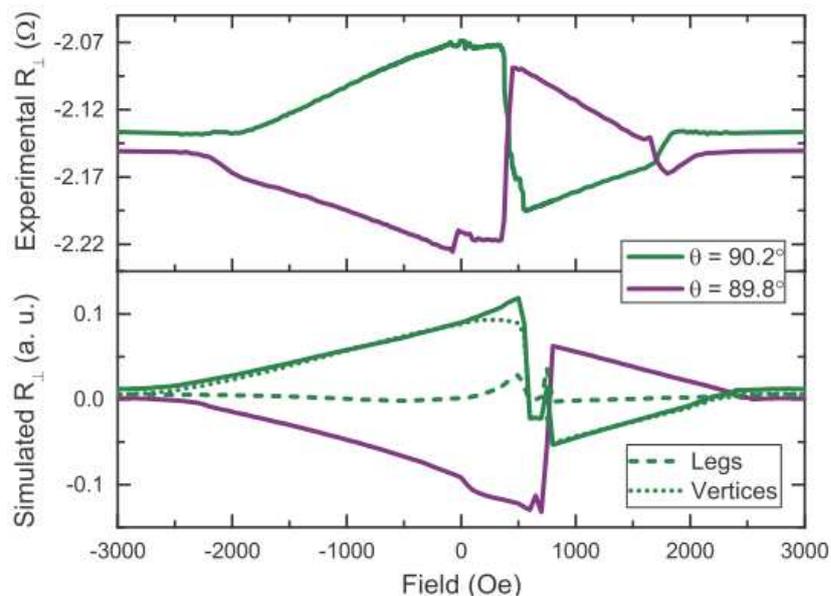
Figura 6.4: Representação dos caminhos utilizados para os cálculos da tensão elétrica. De 1 a 2 é o caminho utilizado para calcular a tensão longitudinal, enquanto que de 3 a 4 é o caminho para a tensão transversal.



Fonte: Le *et al.* (58).

simulações que foram muito representativas do ponto de vista qualitativo. As simulações também mostram que o vértice é o principal responsável pelo sinal de MR, ao invés dos nanofios, os quais eles chamaram de “*legs*”

Figura 6.5: Gráfico da MR transversal com pequenas variações angulares. Dividindo os dados da simulação em duas contribuições: “*legs*” (linha verde tracejada) e vértices (linha verde pontilhada) observa-se a importância fundamental para a magnetorresistência total (58).



Fonte: Le *et al.* (58).

A abordagem de Le e seus colaboradores tem sido bem utilizada em outras redes de

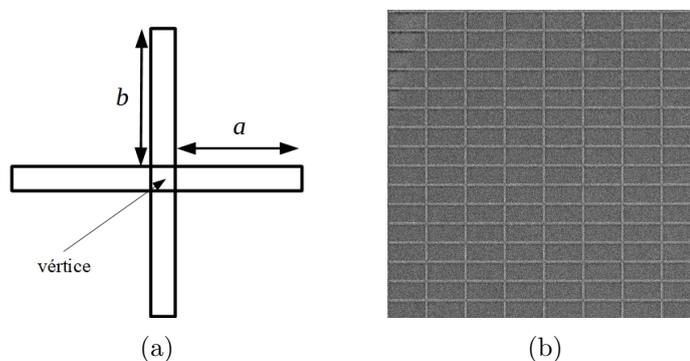
GSA (59, 60), o que confirma a utilidade do magnetotransporte para estudos de sistemas magnéticos frustrados.

Assim, nossos objetivos nesta etapa do trabalho consistem em aplicar a MR em GSAR, a fim de se investigar a emergência de monopolos e o desconfinoamento dos mesmos, analisando redes com diferentes parâmetros γ e diferentes estados fundamentais.

6.2 Metodologia

Para se estudar as amostras de GSAR conectadas, através da magnetorresistência, foram fabricadas redes com linhas cruzadas, figura 6.6(a), constituídas de *permalloy*, com 10 nm de espessura, 400 nm de largura. O parâmetro b que determina o comprimento das ilhas verticais foi fixo em 3000 nm, enquanto o parâmetro a foi variado para diferentes redes, de forma que γ teve os seguintes valores, 1, $\sqrt{2}$, $\sqrt{3}$ e $\sqrt{4}$. A figura 6.6(b) mostra a rede para $\gamma = \sqrt{4}$.

Figura 6.6: GSAR conectadas. (a) Ilustração da estrutura básica de cada rede estudada, onde a e b definem o parâmetro $\gamma \equiv a/b$. (b) Exemplo de uma rede retangular com, $\gamma = \sqrt{4}$.

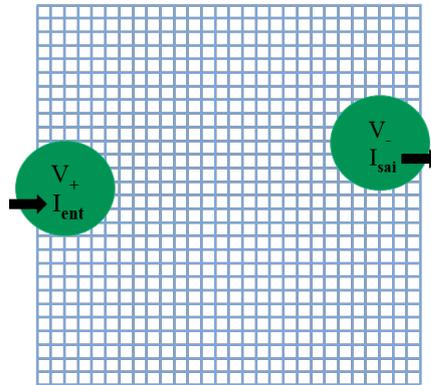


Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

A figura 6.7, ilustra o esquema utilizado para medição de magnetorresistência. Dois contatos elétricos foram realizados nas bordas do filme pelos quais foi aplicada uma corrente elétrica e medido o potencial elétrico. Estes contatos foram feitos com fios de cobre que foram anexados ao filme por meio de índio prensado. Os contatos estão desalinhados propositalmente, pois foram colocados manualmente e a olho nu. Para medir a magnetorresistência, medimos a tensão V em função do campo magnético, no qual a amostra foi submetida. O campo magnético foi aplicado no plano da amostra nas direções transversal

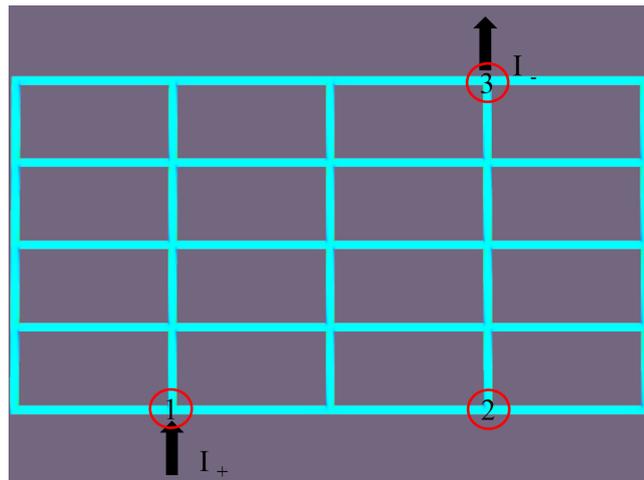
e longitudinal às direções de entrada e saída de corrente.

Figura 6.7: Ilustração da amostra com contatos para passagem de corrente elétrica.



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

Figura 6.8: Simulação para medida de magnetorresistência na rede $\gamma = \sqrt{4}$.



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

Utilizamos o modelo de Le (58) para realizarmos simulações micromagnéticas através do mumax₃, em nossas amostras. A figura 6.8 mostra a rede $\gamma = \sqrt{4}$ discretizada na simulação. O caminho utilizado para o cálculo do potencial elétrico foi do vértice 1 ao 3 passando pelo vértice 2. Foi considerada uma corrente elétrica que entra pelo vértice 1 e sai pelo vértice 3, e se divide entre as ilhas como se estas fossem resistores com resistência proporcional ao seu comprimento. Desta forma na rede $\gamma = \sqrt{4}$, as ilhas horizontais possuem o dobro da resistência das ilhas verticais.

6.3 Resultados

As figuras 6.9(a) e 6.9(b) mostram respectivamente os resultados experimentais e de simulação obtidos para $\gamma = \sqrt{4}$. Os gráficos concordam qualitativamente bem, mostrando que a resistência diminui com a aplicação do campo magnético. Padrões de reversão de magnetização (pequenos picos descentralizados) das ilhas também foram observados tanto na simulação quanto no experimento. As figuras 6.9(c) e 6.9(d) mostram as configurações nos pontos destacados da figura 6.9(b). Os pontos 1L, 2L e 3L, mostram que na curva de MR longitudinal o pico (ponto 3L) ocorre quando a maior parte das linhas paralelas ao campo (linhas na horizontal) tem sua magnetização invertida. Agora, analisando os pontos 1T, 2T e 3T, vemos que este último está contabilizando inversões de linhas transversais ao campo (linhas horizontais) e também excitações tipo monopolos magnéticos, vértices destacados por círculos em laranja. A figura 6.9(e), mostra em forma de vórtice a representação por cores das direções da magnetização, para auxiliar as análises das figuras 6.9(c) e 6.9(d).

O fato da resistência diminuir com o aumento da intensidade do campo magnético se está relacionado com a magnetorresistência anisotrópica e geometria da rede. Pois quando o campo é nulo a magnetização das linhas se orienta ao longo da direção do seu comprimento, logo estará paralela a corrente elétrica. Esta é configuração que maximiza a resistência elétrica da rede, ver figura 6.10(a). Contudo, quando o campo magnético aumenta em módulo as linhas perpendiculares ao campo começam a se magnetizar nesta direção. Assim, nestas linhas a magnetização estará perpendicular ao campo, diminuindo a resistência elétrica ver figura 6.10(b).

6.4 Conclusões e perspectivas

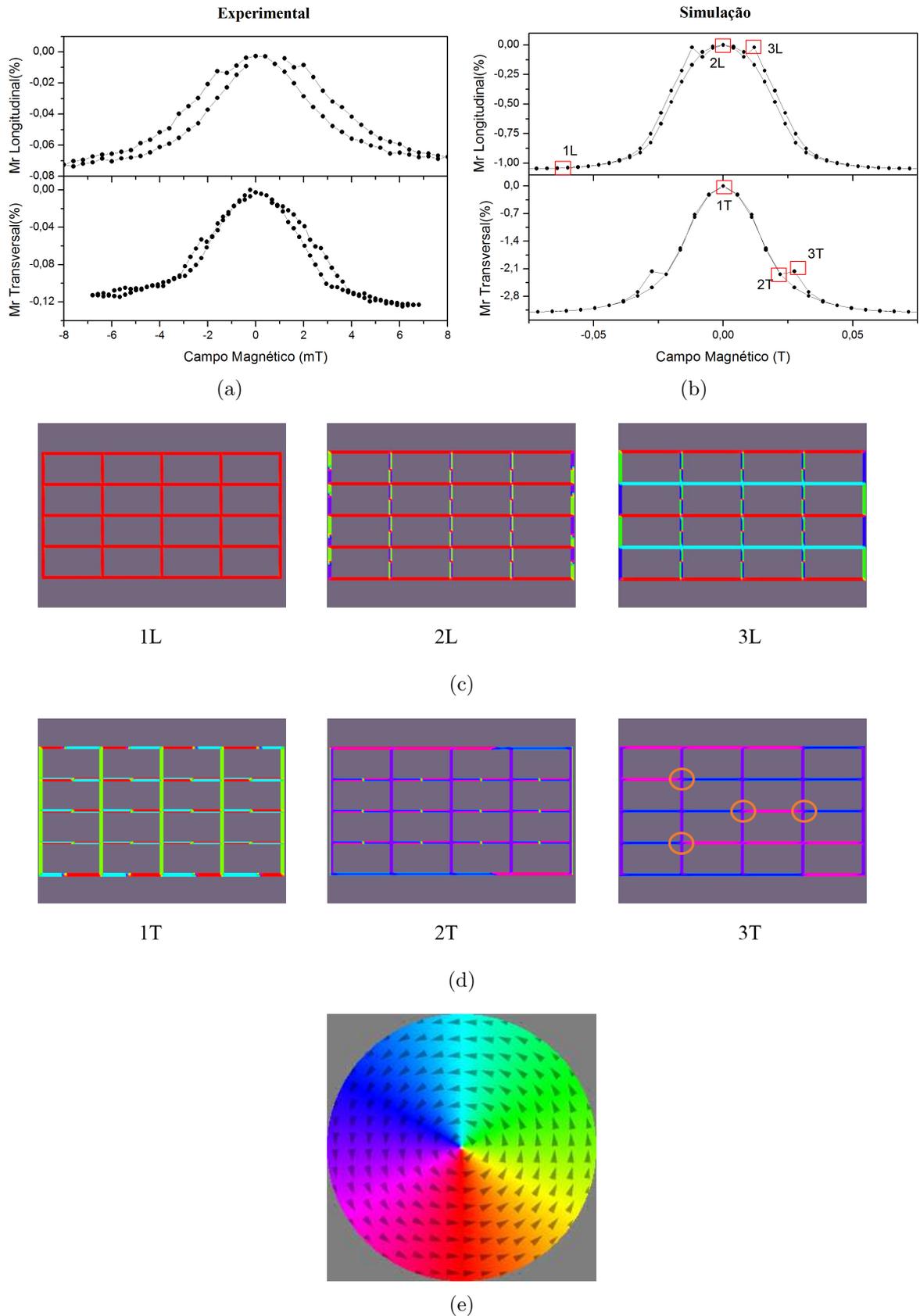
Os resultados apresentados aqui mostram que pode-se estudar as excitações semelhantes a monopolos, utilizando medidas de magneto transporte, e que o modelo de Le pode ser aplicado para auxiliar as interpretações das medidas experimentais.

Redes retangulares de diferentes parâmetros foram estudadas e os seus resultados foram análogos aos da figura 6.9(a), não apresentando diferenças quantitativas interessantes

para nossos objetivos. Acreditamos que podemos melhorar este estudo quantitativamente reduzindo as dimensões b das ilhas verticais para 400nm x 100nm x 20nm, pois nestas dimensões, simulações não mostram a formação de domínios magnéticos. Outro aperfeiçoamento deste estudo pode ser feito a partir de medidas utilizando 4 contatos ao invés de dois e o uso de um amplificador *Lock-in*, assim espera-se eliminar ruídos oriundos de efeitos térmicos e de contatos. É necessário também remover o material magnético dos vértices, pois este altera o estado fundamental da rede, como foi mostrado por Nascimento, através de simulações micromagnéticas, (61).

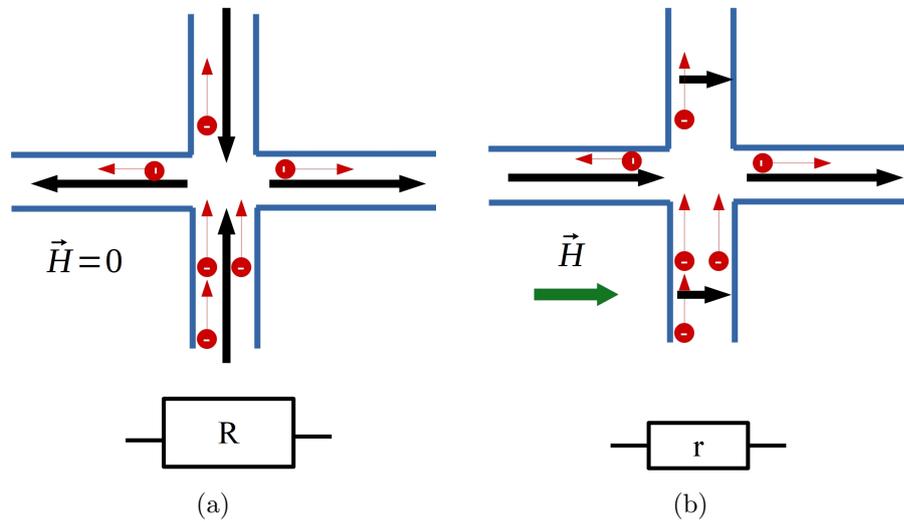
Uma possível alternativa para estudar os GSAR pelo magneto transporte seria conectar as ilhas com algum material condutor não magnético, a fim de que o estado fundamental da rede não seja alterado. A figura 6.11, mostra como seria uma rede de GSAR para este tipo de análise, onde o filme não magnético é simbolizado pelos retângulos em azul e a rede possui dois contatos específicos, retângulos grandes em amarelo, para aplicação da corrente e seis contatos, retângulos pequenos em amarelo, que permitem diversas formas de medir a tensão, evitando a influência da resistência dos contatos, tais como medidas longitudinais, V_{\parallel} , e transversais, V_{\perp} , à corrente I . Este dispositivo pode ser utilizado não somente para o estudos magnetorresistivos, mas também para estudos via MFM, como os apresentados no capítulo 4. Assim, investigações de microscopia magnética, magneto-transporte e simulações podem ser utilizadas juntas para uma melhor caracterização, não somente de GSAR, mas de redes das mais variadas geometrias.

Figura 6.9: Resultados de MR (a) experimental e de simulação (b) para uma rede retangular. Configurações para os pontos destacado dos gráficos em (b) para (c) Mr longitudinal e (d) transversal, em que os círculos em laranja representam monopólos. (e) Representação das direções da magnetização através das cores.



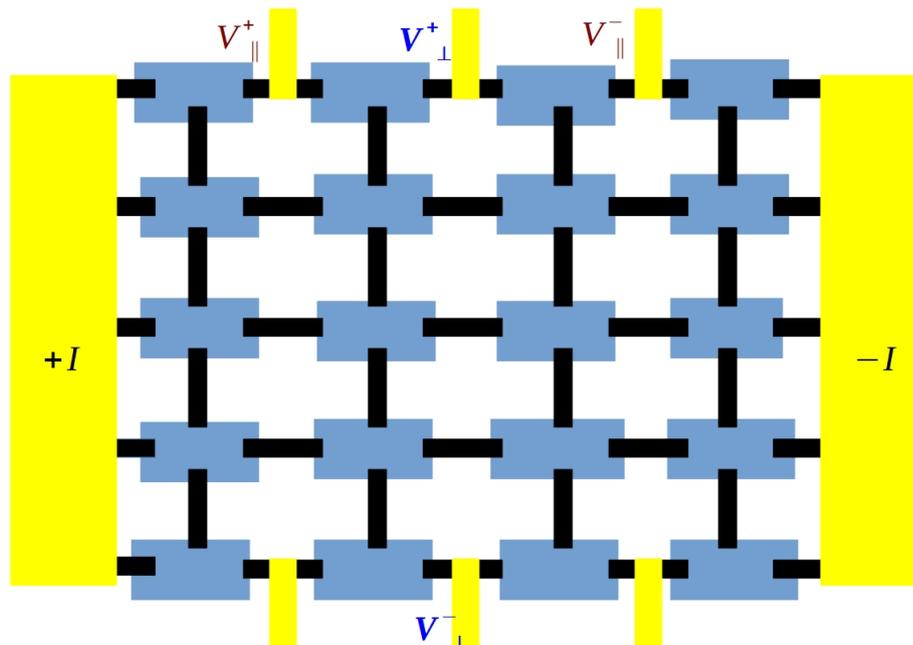
Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

Figura 6.10: Ilustração da rede conectada para o campo (a) $\vec{H} = 0$ e (b) $\vec{H} \neq 0$. Seta em preto simbolizam a magnetização das linhas, enquanto as setas e círculos em vermelho representam a corrente elétrica. Os resistores R e r representam respectivamente uma resistência maior e menor.



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

Figura 6.11: Ilustração de uma amostra para estudo do magnetotransporte em GSAR. Os retângulos em preto representam as ilhas que são conectadas através de um condutor não magnético, retângulos em azul. I_+ e I_- são a corrente de entrada e saída enquanto V_{\parallel} e V_{\perp} são as tensões longitudinais e transversais, respectivamente.



Fonte: Elaborada pelo próprio autor.

Referências Bibliográficas

- 1 MACHADO, K. D. *Teoria do eletromagnetismo*. Ponta Grossa: UEPG, 2002. v. 2.
- 2 BAIGRIE, B. S. *Electricity and Magnetism: A Historical Perspective*. Westport: PAPERBACKSHOP UK IMPORT, 2006.
- 3 MARTINS, R. de A. O estudo experimental sobre o magnetismo na idade média, com uma tradução da carta sobre o magneto de petrus peregrinus. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, FapUNIFESP (SciELO), v. 39, n. 1, 2016.
- 4 JILES, D. *Introduction to Magnetism and Magnetic Materials*. London: Chapman and Hall, 1991.
- 5 RAJANTIE, A. The search for magnetic monopoles. *Physics Today*, AIP Publishing, v. 69, n. 10, p. 40–46, 2016.
- 6 POWELL, D. Matter & energy: ‘magnetricity’ acts like electricity: Currents of isolated magnetic charges flow through crystals. *Science News*, Wiley, v. 179, n. 6, 2011.
- 7 LADAK, S. *et al.* Direct observation of magnetic monopole defects in an artificial spin-ice system. *Nature Physics*, Springer Nature, v. 6, n. 5, p. 359–363, 2010.
- 8 KRISHNAN, K. M. *Fundamentals and Applications of Magnetic Materials*. New York: Oxford University Press, 2016.
- 9 GRIFFITHS, D. J. *Introduction to Electrodynamics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2017.
- 10 COEY, J. M. D. *Magnetism and Magnetic Materials*. Cambridge: Cambridge University Press, 2009.
- 11 GETZLAFF, M. *Fundamentals of Magnetism*. New York: Springer Berlin Heidelberg, 2007.
- 12 BLUNDELL, S. *Magnetism in Condensed Matter*. New York: Oxford University Press, 2001.
- 13 SHANKAR, R. *Principles of Quantum Mechanics*. New York: Springer US, 2011.
- 14 O’HANDLEY, R. C. *Modern Magnetic Materials*. New York: Wiley-Blackwell, 2000.
- 15 CULLITY, B. D.; GRAHAM, C. D. *Introduction to Magnetic Materials*. Piscataway: Wiley-IEEE Press, 2008.

- 16 RUDERMAN, M. A.; KITTEL, C. Indirect exchange coupling of nuclear magnetic moments by conduction electrons. *Physical Review*, American Physical Society (APS), v. 96, n. 1, p. 99–102, 1954.
- 17 KASUYA, T. A theory of metallic ferro- and antiferromagnetism on zener's model. *Progress of Theoretical Physics*, Oxford University Press (OUP), v. 16, n. 1, p. 45–57, 1956.
- 18 YOSIDA, K. Magnetic properties of cu-mn alloys. *Physical Review*, American Physical Society (APS), v. 106, n. 5, p. 893–898, 1957.
- 19 JAKUBOVICS, J. P. *Magnetism and magnetic materials*. Cambridge: Maney Publishing, 1994.
- 20 SPALDIN, N. A. *Magnetic Materials*. New York: Cambridge University Press, 2014.
- 21 BALENTS, L. Spin liquids in frustrated magnets. *Nature*, Springer Nature, v. 464, n. 7286, p. 199–208, 2010.
- 22 MOESSNER, R.; RAMIREZ, A. P. Geometrical frustration. *Physics Today*, AIP Publishing, v. 59, n. 2, p. 24–29, 2006.
- 23 PAULING, L. The structure and entropy of ice and of other crystals with some randomness of atomic arrangement. *Journal of the American Chemical Society*, American Chemical Society (ACS), v. 57, n. 12, p. 2680–2684, 1935.
- 24 RAMIREZ, A. P. *et al.* Zero-point entropy in 'spin ice'. *Nature*, Springer Nature, v. 399, n. 6734, p. 333–335, 1999.
- 25 CASTELNOVO, C.; MOESSNER, R.; SONDHI, S. Spin ice, fractionalization, and topological order. *Annual Review of Condensed Matter Physics*, Annual Reviews, v. 3, n. 1, p. 35–55, 2012.
- 26 BRAMWELL, S. T. Spin ice state in frustrated magnetic pyrochlore materials. *Science*, American Association for the Advancement of Science (AAAS), v. 294, n. 5546, p. 1495–1501, 2001.
- 27 CASTELNOVO, C.; MOESSNER, R.; SONDHI, S. L. Magnetic monopoles in spin ice. *Nature*, Springer Nature, v. 451, n. 7174, p. 42–45, 2008.
- 28 WANG, R. F. *et al.* Artificial 'spin ice' in a geometrically frustrated lattice of nanoscale ferromagnetic islands. *Nature*, Springer Nature, v. 439, n. 7074, p. 303–306, 2006.
- 29 MÓL, L. A. *et al.* Magnetic monopole and string excitations in two-dimensional spin ice. *Journal of Applied Physics*, AIP Publishing, v. 106, n. 6, p. 063913, sep 2009.
- 30 MORGAN, J. P. *et al.* Thermal ground-state ordering and elementary excitations in artificial magnetic square ice. *Nature Physics*, Springer Nature, v. 7, n. 1, p. 75–79, 2010.
- 31 SIMON, S. H. *The Oxford Solid State Basics*. New York: OUP Oxford, 2013.

- 32 JALILI, N.; LAXMINARAYANA, K. A review of atomic force microscopy imaging systems: application to molecular metrology and biological sciences. *Mechatronics*, Elsevier BV, v. 14, n. 8, p. 907–945, 2004.
- 33 BRUKER AFM Probes. <https://www.brukerafmprobes.com/p-3365-nchv.aspx>. Acessado em 03/05/2019.
- 34 NANOSURF FlexAFM Version 5 Operating Instructions for C3000 Control Software Version 3.5. [S.l.].
- 35 NTEGRA PROBE NANOLABORATORY. *Performing Measurements AFM and STM measurements Spectroscopy, Many-pass techniques Lithography , Instruction Manual*. Moscow.
- 36 VANSTEENKISTE, A.; WIELE, B. V. de. MuMax: A new high-performance micromagnetic simulation tool. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier BV, v. 323, n. 21, p. 2585–2591, 2011.
- 37 MUMAX3 GPU-accelerated micromagnetism. <http://mumax.github.io/index.html>. Acessado em 09/06/2019.
- 38 VANSTEENKISTE, A. *et al.* The design and verification of MuMax3. *AIP Advances*, AIP Publishing, v. 4, n. 10, p. 107133, 2014.
- 39 RODRIGUES, J.; MÓL, L. Towards magnetic monopole interaction measurement in artificial spin ice systems. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Elsevier BV, v. 458, p. 327–334, 2018.
- 40 RODRIGUES, J. H. *Um modelo de excitações interagentes para descrição de gelos de spins artificiais*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Viçosa, 2018.
- 41 KOHLI, K. K. *et al.* Magneto-optical kerr effect studies of square artificial spin ice. *Physical Review B*, American Physical Society (APS), v. 84, n. 18, 2011.
- 42 JEROME Borme. <https://inl.int/inl-people/jerome-borme/>. Accessed in 07/05/2019.
- 43 SILICON AFM Force Modulation, MFM & Contact Mode Probes. https://www.tedpella.com/probes_html/budgetsensors-2.htm. Acessado em 28/05/19.
- 44 NISOLI, C. *et al.* Effective temperature in an interacting vertex system: Theory and experiment on artificial spin ice. *Physical Review Letters*, American Physical Society (APS), v. 105, n. 4, 2010.
- 45 KAPAKLIS, V. *et al.* Melting artificial spin ice. *New Journal of Physics*, IOP Publishing, v. 14, n. 3, p. 035009, 2012.
- 46 POLLARD, S. D.; VOLKOV, V.; ZHU, Y. Propagation of magnetic charge monopoles and dirac flux strings in an artificial spin-ice lattice. *Physical Review B*, American Physical Society (APS), v. 85, n. 18, 2012.
- 47 WANG, R. F. *et al.* Demagnetization protocols for frustrated interacting nanomagnet arrays. *Journal of Applied Physics*, AIP Publishing, v. 101, n. 9, 2007.

- 48 KAPAKLIS, V. *et al.* Thermal fluctuations in artificial spin ice. *Nature Nanotechnology*, Springer Nature, v. 9, n. 7, p. 514–519, 2014.
- 49 KAUR, M. *et al.* Magnetic reversal dynamics of NiFe-based artificial spin ice: Effect of nb layer in normal and superconducting state. *Journal of Applied Physics*, AIP Publishing, v. 122, n. 19, p. 193903, 2017.
- 50 LORETO, R. P. *et al.* Emergence and mobility of monopoles in a unidirectional arrangement of magnetic nanoislands. *Nanotechnology*, IOP Publishing, v. 26, n. 29, p. 295303, 2015.
- 51 GONÇALVES, R. S. *et al.* Tuning magnetic monopole population and mobility in unidirectional array of nanomagnets as a function of lattice parameters. *Applied Physics Letters*, AIP Publishing, v. 114, n. 14, p. 142401, 2019.
- 52 GONÇALVES, R. S. *Estudo da interação magnética em válvulas de spin e gelo de spin artificial unidirecional para aplicação em efeito de proximidade supercondutora*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Viçosa, 2019.
- 53 REZENDE, S. M. *Materiais e Dispositivos Eletrônicos*. 3. ed. São Paulo: Livraria da Física, 2012.
- 54 NASCIMENTO, F. S. *et al.* From confinement to deconfinement of magnetic monopoles in artificial rectangular spin ices. *New Journal of Physics*, IOP Publishing, v. 14, n. 11, p. 115019, 2012.
- 55 RIBEIRO, I. R. B. *et al.* Realization of rectangular artificial spin ice and direct observation of high energy topology. *Scientific Reports*, Springer Nature, v. 7, n. 1, 2017.
- 56 LORETO, R. P. *Topological states applied to spintronics devices*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Viçosa, 2018.
- 57 TANAKA, M. *et al.* Magnetic interactions in a ferromagnetic honeycomb nanoscale network. *Physical Review B*, American Physical Society (APS), v. 73, n. 5, 2006.
- 58 LE, B. L. *et al.* Understanding magnetotransport signatures in networks of connected permalloy nanowires. *Physical Review B*, American Physical Society (APS), v. 95, n. 6, 2017.
- 59 PARK, J. *et al.* Magnetic response of brickwork artificial spin ice. *Physical Review B*, American Physical Society (APS), v. 96, n. 2, 2017.
- 60 JUNGFLEISCH, M. B. *et al.* High-frequency dynamics modulated by collective magnetization reversal in artificial spin ice. *Physical Review Applied*, American Physical Society (APS), v. 8, n. 6, 2017.
- 61 NASCIMENTO, F. S. *Estudo das propriedades térmicas e magnéticas de gelos de spin retangulares*. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Viçosa, 2014.

Apêndice A - Códigos utilizados

A sintaxe utilizada pelo MuMAX³ é um subconjunto da linguagem *Go* e sua escrita é relativamente simples para usuários já familiarizados com lógica de programação. No sítio (37) do desenvolvedor é apresentado vários exemplos de simulações e definições de cada comando.

A.1 Excitações emergentes

Abaixo está o código utilizado na simulação micromagnética para a rede q_{04} com ilhas rugosas. Para o caso sem rugosidade, basta retirar o comando `.intersect(grainroughness(5e-9,1e-9,20e-9,100))`.

```

//////// Codigo Escitacoes Emergentes //////////
L := 3000E-9 //comprimento de uma ilha
es := 400e-9 //largura de uma ilha
alt := 20e-9 //espessura de uma ilha
pr := 3950e-9 //parametro da rede q04
redex := 4*pr+L //comprimento horizontal da rede
redey := 4*pr+L //comprimento vertical da rede
//definicao da quantidade de celulas e seus tamanhos
Nx := 512
Ny := 512
Nz := 2

```

```

celx := redex/Nx
cely := redeg/Ny
celz := alt/Nz
SetGridsize(Nx,Ny, Nz)
setcellsize(celx,cely, celz)
//definicao das geometrias horizontais
h23 := cuboid(L,es,alt).transl(0,pr/2,0)
h13 := h23.transl(0,pr,0)
h33 := h23.transl(0,-pr,0)
h43 := h33.transl(0,-pr,0)
h3 := h13.add(h23).add(h33).add(h43)
h2 := h3.transl(pr,0,0)
h1 := h2.transl(pr,0,0)
h4 := h3.transl(-pr,0,0)
h5 := h4.transl(-pr,0,0)
h := h1.add(h2).add(h3).add(h4).add(h5)
DefRegion(1,h)
//definicao das geometrias verticais
v23 := cuboid(es,L,alt).transl(pr/2,0,0)
v13 := v23.transl(pr,0,0)
v33 := v23.transl(-pr,0,0)
v43 := v33.transl(-pr,0,0)
v3 := v13.add(v23).add(v33).add(v43)
v2 := v3.transl(0,pr,0)
v1 := v2.transl(0,pr,0)
v4 := v3.transl(0,-pr,0)
v5 := v4.transl(0,-pr,0)
v := v1.add(v2).add(v3).add(v4).add(v5)
DefRegion(2,v)
r := v.add(h) //rede de spins ices
setgeom(r.intersect(grainroughness(5e-9,1e-9,20e-9,100))) //insercao da rugosidade
//magnetizacao inicial e propiedades do material

```

```

m.setRegion(1,uniform(-1, 0, 0))
m.setRegion(2,uniform(0, 1, 0))
Msat=4.8e5 //magnetizacao de saturacao
Aex=13e-12 //constante de troca
alpha = 0.1 //amortecimento
//aplicao do campo magnetico
Bmax := 30.0e-3
Bstep := 0.3e-3
TableAdd(B_ext)
TableAdd(m.region(1))
for B:=-Bmax; B<=0; B+=Bmax{
    B_ext = vector(B, 0, 0)
    relax() // small changes best minimized by minimize()
    tablesave()
    save(m)
}
for B:=0.0; B<=Bmax; B+=Bstep{
    B_ext = vector(B, 0, 0)
    relax()
    tablesave()
    save(m)
}

```

A.2 Magnetorresistência

O código a seguir mostra um exemplo de simulação para obtenção da magnetorresistência longitudinal num filme retangular com dimensões definidas como *lar*, *es*, *alt*. Para obter uma curva de magnetorresistência transversal, basta considerar o campo como $B_ext = \text{vector}(0, B, 0)$.

```

///// Codigo Magnetoresistencia
//config da estrutura e da caixa de simulacao
L := 3550e-9
es := 400e-9 //espessura do filme
alt := 6e-9 //altura z do filme
cel := 5e-9
lar := 4*L+5*es //comprimento do filme
Ncelx := lar/cel
Ncely := es/cel
SetGridsize(Ncelx/10, Ncely/10, 1)
setcellsize(cel*10, cel*10, 6e-9)
//estrutura
b := cuboid(lar, es, alt) //filme deitado na origem
m=uniform(0, 1, 0)
Msat=8.6e5 //permalloy
Aex=13e-12 //permalloy
alpha = 0.1
Bmax := 100.0e-3
Bstep := 2.0e-3
TableAdd(B_ext)
TableAddVar(V, "V","v")
mg:=NewScalarMask(Ncelx/10, 2, 1) //matriz para mgnetizacao numa dada fila y de
celulas
sm:=0.0
V:=0 //potencial eletrico
//aplicacao do campo
for B:=-Bmax; B<=Bmax; B+=Bstep{   B_ext = vector(B, 0, 0)
    relax()
//calculo de todos os m
    for i:=0; i<Ncelx/10; i++{
        mcell := m.getcell(i,5,0)
        mcellx := mcell.X()

```

```
mcelly := mcell.Y()
mg.SetScalar(i, 0, 0, mcellx)
mg.SetScalar(i, 1, 0, mcelly)
//calculo de todos os campos
Ecx:= 0.55*0.5+0.05*(mg.Get(0,i,0,0))*(mg.Get(0,i,0,0))*0.5
//Ec.SetScalar(i,0,0, Ecx)
//soma de todos os campos
sm=sm +Ecx
}
V=sm*lar // potencial
tablesave()
save(m)
sm=0.0
}
```