

RENAN PIRES LORETO

**PROPOSTA PARA REALIZAÇÃO DE CORRENTES
MAGNÉTICAS EM GELOS DE SPIN ARTIFICIAIS**

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

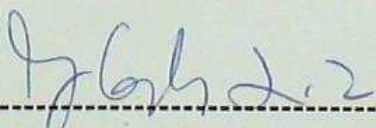
VIÇOSA
MINAS GERAIS - BRASIL
2014

RENAN PIRES LORETO

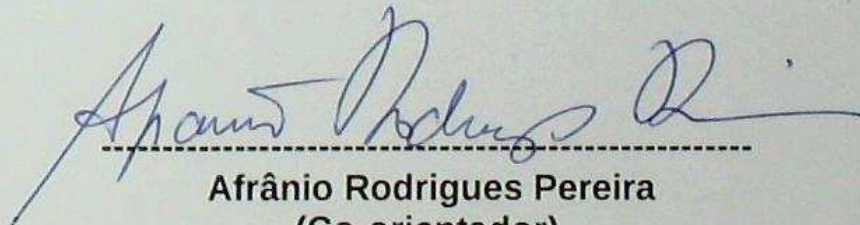
PROPOSTA PARA REALIZAÇÃO DE CORRENTES MAGNÉTICAS EM GELOS
DE SPIN ARTIFICIAIS

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

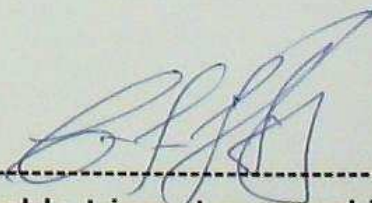
APROVADA: 22 de julho de 2014.



Luiz Carlos Sampaio Lima



Afrânio Rodrigues Pereira
(Co-orientador)



Clodoaldo Irineu Levartoski de Araújo
(Orientador)

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

T

Loreto, Renan Pires, 1989-

L868p
2014 Proposta para realização de correntes magnéticas em gelos
de spin artificiais / Renan Pires Loreto. – Viçosa, MG, 2014.
x, 41f. : il. (algumas color.) ; 29 cm.

Inclui apêndice.

Orientador: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araujo.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Viçosa.

Referências bibliográficas: f.38-41.

1. Eletromagnetismo. 2. Materiais nanoestruturados.
3. Física no estado sólido. I. Universidade Federal de Viçosa.
Departamento de Física. Programa de Pós-graduação em Física
Aplicada. II. Título.

CDD 22. ed. 537

Aos meus pais, familiares e amigos, por todo apoio.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, agradecer a Deus por ter me dado forças para iniciar e continuar este curso.

Aos meus pais e familiares pelo apoio e confiança em todos os momentos.

Aos amigos que deixei em BH, mas que não deixaram de me apoiar.

Ao meu amigo Rafael que, mesmo abandonado em Ouro Preto, não deixou de me apoiar e ajudar.

Ao meu orientador Clodoaldo, pela orientação e paciência e a todos os professores do departamento de Física da UFV, que me ajudaram e contribuíram para a minha formação de alguma forma.

Aos amigos de república e a todos os amigos que fiz em viçosa.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS.....	vi
RESUMO.....	ix
ABSTRACT	x
1 INTRODUÇÃO E MOTIVAÇÃO	1
2 REVISÃO TEÓRICA.....	3
2.1 Conceitos de Magnetismo	3
2.1.1 Domínios magnéticos	3
2.1.2 Interação Dipolar	4
2.1.3 Interação de Troca.....	5
2.1.4 Anisotropia de Forma	8
2.2 Gelos de spin.....	11
2.2.1 Frustração geométrica.....	12
2.2.2 Estrutura pirocloro	13
2.2.3 Gelos de spin artificiais.....	15
3 TÉCNICAS DE PRODUÇÃO E CARACTERIZAÇÃO.....	19
3.1 Preparação da amostra.....	19
3.1.1 Litografia por feixe de elétrons	19
3.2 Caracterização da amostra	21
3.2.1 Microscopia de Força atômica	21
3.2.2 Microscopia de Força Magnética	24
4 DISCUSSÃO DE RESULTADOS.....	26
5 CONSIDERAÇÕES FINAIS.....	34
Apêndice A.....	35
A1 - Método Monte Carlo (MC).....	35

A2 – Algoritmo Metropolis	36
REFERÊNCIAS	38

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 - Esquema de ordenamento (a) ferromagnético e (b) antiferromagnético.....	7
Figura 2.2 - Estrutura cúbica de face centrada do níquel, mostrando as direções fáceis [111] e difíceis [100] de magnetização devido a anisotropia magnetocristalina. Retirada e adaptada de: Department of Earth Sciences – University of Minnesota. Disponível em http://www.irm.umn.edu/hg2m/hg2m_c/hg2m_c.html . Acesso em 17/06/2014.....	8
Figura 2.3 - Arranjo da estrutura do gelo da água. As esferas maiores representam os íons de oxigênio, as esferas pretas menores os prótons. Para o oxigênio central, há dois prótons mais perto e dois mais afastados dele. Imagem adaptada da referencia [30].....	11
Figura 2.4 - Spins tipo ising, com interação antiferromagnética (a) na rede quadrada, onde não há frustração e (b) na rede triangular, onde uma das interações é frustrada.....	12
Figura 2.5 - Estrutura pirocloro tetraédrica, com as setas representando os momentos magnéticos, obedecendo a regra do gelo (two-in, two-out). a) apenas um tetraedro, imagem retirada da referencia [35] e b) parte de uma estrutura pirocloro obedecendo a regra do gelo, imagem retirada da referencia [36].....	13
Figura 2.6 - Dois tetraedros adjacentes com (a) obedecendo a regra do gelo e (b) com um dos spins invertidos, fazendo com que a regra do gelo seja violada (1-in, 3-out no tetraedro da direita e 3-in, 1-out no tetraedro da esquerda) fazendo com que seja criado um par de cargas magnéticas opostas, representadas pelas esferas numeradas 1 e 2. Figura extraída e adaptada da referencia [26].	14
Figura 2.7 - Separação de um par de cargas através de uma inversão sucessiva de momentos magnéticos. A string encontra-se destacada ligando as cargas magnéticas. Figura extraída da referencia [26].	15
Figura 2.8 – Imagem de AFM da estrutura de gelo de spin artificial de Wang et al. [7].	16
Figura 2.9 - 16 possíveis configurações de um vértice com 4 ilhas, com a probabilidade de ocorrência de cada tipo. As configurações do tipo I são as de menor energia e as do tipo IV as de maior energia. Figura extraída e adaptada da referencia [7].	16
Figura 2.10 - Imagem de MFM (b) da rede mostrada na figura 2.7 onde as regiões destacadas em rosa e azul mostram estruturas que obedecem a regra do gelo (2-in 2-out). A região em	

amarelo mostra uma estrutura em que a regra do gelo não é obedecida. Imagem da referencia [7]	17
Figura 2.11 - Imagem de uma rede real (esq.) e de uma rede ideal (dir.), mostrando algumas imperfeições das ilhas. Imagem retirada da referencia [34]	18
Figura 3.1 - Exemplo de estruturas desenhadas no software do E_LiNE. Cada ilha possui 250x125 nm	19
Figura 3.2 - Diagrama esquemático da nanolitografia. a) Substrato com PMMA, destacando as áreas sensibilizadas pelo feixe de elétrons; b) Revelação do polímero, retirando as áreas sensibilizadas; c) evaporação do filme metálico; d) <i>lift-off</i>	20
Figura 3.3 - Ponta de AFM. Figura extraída do site www.ntmdt-tips.com . Acesso em 23/02/2014.....	21
Figura 3.4 - Esquema de funcionamento de um AFM.....	22
Figura 3.5 - Relação entre a deflexão do cantilever e a posição do laser no detector, onde F_z é a força exercida na vertical, e F_l é uma força lateral, relevante apenas em modo contato. Imagem extraída da referencia [45]	22
Figura 3.6 - Esquema de funcionamento do modo semi-contato. Figura extraída e adaptada da referencia [44]	23
Figura 3.7 - Forças em cada modo de operação do AFM. No modo não contato, predominam as forças atrativas de Wan der Waals, já no modo contato, quando a ponteira se aproxima da amostra, os orbitais dos átomos começam a se repelir. Imagem da referencia [44].....	23
Figura 3.8 - Esquema de funcionamento do MFM. A ponta magnetizada é atraída ou repelida, dependendo da direção dos domínios magnéticos da amostra	24
Figura 3.9 – Representação do segundo passo da medida de MFM, mostrando que o caminho feito pela ponta segue a topografia da amostra a uma distancia de algumas dezenas de nanômetros. A interação magnética depende da direção da magnetização da ponta e da direção dos domínios da amostra. Imagem adaptada da referencia [46]	25
Figura 4.1 - Estado fundamental teoricamente encontrado para a rede retangular unidirecional de gelos de spin com $L=6$	27
Figura 4.2 - (a) Criação de um par de cargas magnéticas, representados por círculos vermelho e azul, representando cargas opostas. (b) (c) separação das cargas, por inversao de uma cadeia de dipolos adjacentes.	28

Figura 4.3 - a) Separação de cargas magnéticas por inversão de dipolos, formando uma string entre eles, mostrado pela região mais escura. Mostra-se também as linhas de campo magnético gerados pela separação das cargas (linhas finas). (b) Monopolo separado de seu antimonopolo.	28
Figura 4.4 - Strings ligando um par de cargas magnéticas na rede quadrada de gelos de spin. Ao contrário da rede unidirecional, essa string não é uma reta, podendo fazer vários caminhos. Figura extraída da referência [11].....	29
Figura 4.5 - Figura de topografia de AFM (a) e MFM (b) de uma região com $L_x=5$ e $L_y=4$ da rede estudada. Na figura (b) os pontos claros e escuros representam polos magnéticos opostos. As setas representam as direções dos domínios magnéticos das ilhas.	30
Figura 4.6 - (a) Imagem de AFM e (b) imagem de MFM mostrando grandes domínios ferromagnéticos, em meio a regiões de com alinhamento antiferromagnético.....	30
Figura 4.7 - Ampliação de um domínio ferromagnético da figura 4.6-b, destacado em amarelo, mostrando claramente uma predominância de cargas magnéticas de mesmo sinal (pontos escuros) na borda superior e pontos claros na borda inferior, destacados em azul.	31
Figura 4.8 - (a) Simulação da região destacada por um quadrado da figura 4.6b. (b) Cálculos teóricos que levam a padrões semelhantes ao de imagens experimentais.	32
Figura 4.9 - Rede de gelos de spin retangulares unidirecionais, submetidos a um campo magnético externo, orientado na direção y e cujos valores estão informados nas figuras. A medida que o campo aumenta, temos um aumento na densidade de cargas azuis na parte de cima, e cargas vermelhas na parte de baixo.	33

RESUMO

LORETO, Renan Pires, M. Sc., Universidade Federal de Viçosa, Julho de 2014, **PROPOSTA PARA REALIZAÇÃO DE CORRENTES MAGNÉTICAS EM GELOS DE SPIN ARTIFICIAIS**. Orientador: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araújo. Co-orientador: Afrânio Rodrigues Pereira.

Gelo de spin é uma substância que não possui um único estado de mínima energia. Mesmo a temperaturas muito baixas, esses compostos apresentam uma entropia residual, assim como no gelo da água. O ordenamento magnético de um gelo de spin se assemelha a posição dos átomos de hidrogênio no gelo da água, dispostas em um tetraedro e obedecendo a chamada regra do gelo. Os gelos de spin naturais mais comuns são compostos de titanato de hólmio e titanato de disprósio. Este sistema é sujeito à frustração geométrica, quando todas as interações entre pares não são satisfeitas simultaneamente. Os gelos de spin artificiais são estruturas que possuem monodomínios magnéticos sujeitos a frustração geométrica gerando pares monopolo-antimonopolo (ou cargas magnéticas) ligados por uma *string* observável. Assim como o fluxo de cargas elétricas produz corrente elétrica, monopolos magnéticos podendo andar livremente, geram algo parecido com uma corrente magnética nesses sistemas frustrados. Neste trabalho fabricamos e caracterizamos estruturas de gelos de spin artificiais, produzidas por técnicas de nanolitografia, dispostas em uma rede retangular unidirecional e caracterizadas por Microscopia de Força Atômica (AFM) e Microscopia de Força Magnética (MFM). Observamos que para esta rede em particular, resultados experimentais do estado fundamental condizem com os resultados teóricos também apresentados neste trabalho. Assim, estes sistemas de gelos de spin artificiais são uma proposta para uma utilização prática de correntes magnéticas, causadas pela aplicação de um campo magnético externo. Este sistema pode ser utilizado a temperatura ambiente e seus parâmetros, como tamanho das nanoilhas e espaçamento de rede, podem ser ajustados a vontade.

ABSTRACT

LORETO, Renan Pires, M. Sc., Universidade Federal de Viçosa, July 2014, **PROPOSAL FOR REALIZATION OF MAGNETIC CURRENT IN ARTIFICIAL SPIN ICES**. Adviser: Clodoaldo Irineu Levartoski de Araújo. Co-adviser: Afrânio Rodrigues Pereira.

Spin ice is a substance that does not have a single minimal-energy state . Even at very lower temperatures, these compounds shows a residual entropy as well as the water ice. The magnetic ordering of a spin ice resembles the position of hydrogen atoms in water ice, arranged in a tetrahedron and obeying the the ice rule. The most prominent ice spin compounds are holmium titanate and dysprosium titanate. This system is subject to geometrical frustration, when all interactions between pairs are not satisfied simultaneously. The artificial spin ice are structures that have magnetic monodomains subject to geometrical frustration generating mono pole - antimonopole pairs (or magnetic charges) connected by an observable string. As the flow of electrical charges produces electric current, magnetic monopoles that can walk freely generate something like a magnetic current in these frustrated systems. In this work we manufacture and characterize structures of artificial spin ice, produced by nanolithography techniques, arranged in a rectangular unidirectional lattice and characterized by Atomic Force Microscopy (AFM) and Magnetic Force Microscopy (MFM). We note that for this particular lattice, the experimental results of ground state are consistent with the theoretical results also presented in this dissertation. Thus, these systems of artificial spin ice are a proposal for a practical use of magnetic currents caused by application of an external magnetic field. This system can be used at room temperature and its parameters, as nanoislands size and lattice spacing can be turned at will.

1 INTRODUÇÃO E MOTIVAÇÃO

Fenômenos magnéticos já eram conhecidos desde as civilizações antigas, por volta de 1500 a.C. com a descoberta de uma pedra que atraía metais, que hoje conhecemos como magnetita, um mineral de fórmula Fe_3O_4 . Existem registros de que o magnetismo já era utilizado desde o século III a. C, pelos chineses, que possivelmente sabiam como magnetizar aço e já possuíam artefatos parecidos com bússolas. É possível que os primeiros estudos sobre o magnetismo, tenham vindo de Petrus Peregrinus, em 1269. Já por volta de 1600, William Gilbert (1544- 1603), físico inglês, em seu livro “*De Magnete*”, faz distinção entre os efeitos elétricos e magnéticos.

A eletricidade e o magnetismo caminhavam separadamente, até que em 1820, o cientista dinamarquês Hans Christian Oersted (1777- 1851), colocou uma bússola sob um fio que conduzia corrente elétrica e verificou que essa interação causava deflexão na agulha da bússola. Iniciava-se o estudo sobre o eletromagnetismo. Estes estudos continuaram com Georg Simon Ohm, Michael Faraday, Joseph Henry, André Marie Ampère, entre outros [1-4].

Para sintetizar as teorias do eletromagnetismo, conhecidas até então, James Clerk Maxwell deu forma matemática ao eletromagnetismo, com quatro equações que conhecemos hoje como as leis de Maxwell:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}; \quad (1.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0; \quad (1.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad (1.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \vec{J}; \quad (1.4)$$

Onde \vec{E} é o campo elétrico, \vec{B} é o campo magnético, \vec{J} é a densidade de corrente elétrica, μ_0 é a permeabilidade magnética no vácuo e ϵ_0 é a permeabilidade elétrica no vácuo.

O desenvolvimento do magnetismo continuou, sem uma completa compreensão fundamental dos fenômenos, até que as primeiras evidências do *spin*, por Otto Stern e Walther Gerlach [5, 6] foram fundamentadas. A partir daí, a medida que a mecânica

INTRODUÇÃO E MOTIVAÇÃO

quântica se desenvolvia, com Bohr, Heisenberg, Dirac, Pauli, entre outros, o magnetismo ganhava uma interpretação microscópica. A mecânica quântica foi responsável por estabelecer entidades fundamentais do magnetismo, como a unidade de momento magnético (magneton de Bohr, $\mu_B = e\hbar/2m_e$) e o spin, bem como fundamentou uma melhor compreensão dos fenômenos como o ferromagnetismo, a interação de troca, entre vários outros.

Hoje em dia, são inúmeras as aplicações do magnetismo, como em geradores, transistores, processadores, gravadores magnéticos, entre outros, presentes em aparelhos e objetos comuns que usamos no dia a dia.

Recentemente, em decorrência dos avanços experimentais na fabricação de nanoestruturas, uma nova classe de materiais baseados em arranjos geométricos de ilhas nanométricas com configuração de monodomínios orientados em direções preferenciais, denominados gelos de spin, como os produzidos artificialmente por Wang *et al.* [7], surgiram como sistemas interessantes para o estudo do acoplamento dos dipolos em função das diferentes geometrias e parâmetros de rede. Nestes sistemas foram constatadas emergências de excitações topológicas conhecidas como monopolos de Nambu [8], devido à energia de acoplamento entre excitações, denominada tensão de corda.

O objetivo dessa dissertação é fabricar e caracterizar magneticamente as estruturas compostas por níquel no formato retangular, dispostas em uma rede unidirecional. Mais adiante, serão mostrados com mais detalhes o tipo de estrutura e os modos de produção e caracterização.

Algumas investigações teóricas e experimentais sobre os gelos de spin já realizadas [9-15] nos ajudam a compreender melhor o fenômeno.

2 REVISÃO TEÓRICA

2.1 Conceitos de Magnetismo

2.1.1 Domínios magnéticos

O conceito de domínios foi originalmente introduzido por Pierre Weiss [16], em 1907, para explicar o fato dos materiais magnéticos estarem desmagnetizados enquanto continuam tendo, localmente, uma magnetização espontânea não nula. Este conceito é bastante útil para uma ampla variedade de materiais magnéticos [17].

Weiss apresentou uma teoria que era capaz de explicar qualitativamente o comportamento de materiais ferromagnéticos. Estes materiais possuem magnetização espontânea (na ausência de um campo magnético externo) para temperaturas abaixo de uma temperatura crítica T_c (Temperatura de Curie) e magnetização nula para uma temperatura $T > T_c$. A ideia da teoria de Weiss (ou teoria de campo molecular) era de que um momento magnético de um íon interage com o cristal por um campo, que ele chamou de campo molecular, que é proporcional a magnetização do material. Assim, cada molécula é um dipolo sujeito ao campo magnético das outras moléculas. Esta teoria, porém, não conseguia explicar todos os fenômenos, que viriam a ser melhor compreendidos com a interação de troca.

Os efeitos ferromagnéticos assim como os paramagnéticos ocorrem em materiais cujos átomos possuam momentos de dipolo magnéticos resultantes. O que diferencia os materiais ferromagnéticos dos paramagnéticos é que nos primeiros existe uma forte interação entre momentos de dipolo atômicos vizinhos que os mantêm alinhados, mesmo na ausência de campos externos. Os materiais ferromagnéticos familiares em temperatura ambiente incluem os elementos ferro, cobalto, níquel e *Permalloy* (liga de Níquel e Ferro, sendo $\text{Fe}_x\text{Ni}_{1-x}$, com $x \sim 18-22\%$).

Em materiais magnéticos, como dos elementos citados acima, os campos magnéticos dos elétrons se alinham formando regiões que apresentam magnetismo espontâneo. Essas regiões são chamadas de domínios.

2.1.2 Interação Dipolar

Sabemos que magnetos possuem dois polos magnéticos (norte e sul), que podem ser interpretados como duas cargas pontuais de mesma intensidade, separadas por uma distância \vec{d} . Esse dipolo, de momento \vec{m} gera um campo magnético a uma distância \vec{r} , maior que \vec{d} dado por [18, 19]:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{[3(\vec{m} \cdot \vec{r})\vec{r} - \vec{m}]}{r^3}. \quad (2.1)$$

Na presença de outro dipolo, devido a seus campos magnéticos, surge uma energia de interação entre eles dada por $E_{12} = -\vec{m}_1 \cdot \vec{B}_2$, com \vec{m}_1 o momento do dipolo 1 e \vec{B}_2 o campo gerado pelo dipolo 2. Assim, de modo mais geral, para N dipolos, a energia é dada por:

$$E = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{i>j} \left[\frac{(\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j) - 3(\vec{m}_i \cdot \vec{r}_{ij}) \cdot (\vec{m}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^3} \right]. \quad (2.2)$$

Podemos fazer uma estimativa do valor dessa energia para dois dipolos paralelos entre si e paralelos a \vec{r} , considerando $|\vec{\mu}_1| = |\vec{\mu}_2| = 1\mu_B$, e $\vec{r} = 2\text{\AA}$. Com μ_B sendo o magnéton de Bohr. Assim temos:

$$E = \frac{\mu_0\mu_B}{4\pi r^3} = 2,1 \times 10^{-24} J. \quad (2.3)$$

Para esse valor de energia (a partir de $E = k_B T$, onde k_B é a constante de Boltzmann), a temperatura é menor que 1K. Assim, podemos perceber que a energia entre os dipolos é muito pequena para causar ordenamento ferromagnético a temperatura ambiente para dois dipolos [20].

2.1.3 Interação de Troca

Como vimos na seção anterior, a interação dipolar não é suficiente para gerar ordenamento ferromagnético a temperaturas ambientes, assim as propriedades magnéticas de materiais com momentos magnéticos localizados se deve principalmente a interação de troca, que tem origem quântica e é baseada na superposição de funções de onda [21]. Um desenvolvimento mais completo e formal da interação de troca pode ser encontrado em vários livros texto, como o da referência [22].

De acordo com o principio da exclusão de Pauli, em um átomo, mais de um elétron não pode ocupar o mesmo estado quântico, assim a autofunção de onda do elétron deve ser antissimétrica, desse modo, existem quatro configurações para dois spins [23]:

$$|\uparrow\uparrow\rangle, |\uparrow\downarrow\rangle, |\downarrow\uparrow\rangle, |\downarrow\downarrow\rangle, \quad (2.4)$$

onde a seta para cima, representa um spin up ($S_z = +\hbar/2$) e a seta para baixo um spin down ($S_z = -\hbar/2$). Desse modo podemos escrever quatro autofunções de spin, sendo três simétricas χ_S e uma antissimétrica χ_A .

$$\chi_S = \begin{cases} |\uparrow\uparrow\rangle \\ \frac{1}{\sqrt{2}} [|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle] \\ |\downarrow\downarrow\rangle \end{cases} \quad (2.5)$$

$$\chi_A = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle] \quad (2.6)$$

As equações 2.5 representam o caso chamado tripleto, onde os spins se encontram paralelos (estado ferromagnético) e a equação 2.6 representa o estado de singlete, onde os spins se encontram antiparalelos (estado antiferromagnético).

Da mesma forma, podemos escrever as funções de onda espaciais de forma simétrica e antissimétrica:

REVISÃO TEÓRICA

$$\psi_S(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_1(\vec{r}_1)\psi_2(\vec{r}_2) + \psi_1(\vec{r}_2)\psi_2(\vec{r}_1)] \quad (2.7)$$

$$\psi_A(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi_1(\vec{r}_1)\psi_2(\vec{r}_2) - \psi_1(\vec{r}_2)\psi_2(\vec{r}_1)] \quad (2.8)$$

Sabendo que a autofunção total do spin deve ser o produto da autofunção espacial com a autofunção de spin e ela deve ser antissimétrica. Assim:

$$\psi_T = \psi_S(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \otimes \chi_A \quad \text{ou} \quad \psi_T = \psi_A(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \otimes \chi_S \quad (2.9)$$

Onde \otimes representa produto tensorial. A partir das equações 2.9 podemos calcular as energias dos estados de tripleto e singleto:

$$E_T = \int \psi_A^* \mathcal{H} \psi_A dV_1 dV_2 \quad (2.10)$$

$$E_S = \int \psi_S^* \mathcal{H} \psi_S dV_1 dV_2 \quad (2.11)$$

Onde E_T e E_S são as energias de tripleto e singleto, respectivamente, ψ_S é a função de onda simétrica e ψ_A a função de onda antissimétrica e \mathcal{H} é a hamiltoniana do sistema.

Essa hamiltoniana pode ser escrita como [20]:

$$\mathcal{H} = \frac{1}{4} (E_S + 3E_T) - (E_S - E_T) \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \quad (2.12)$$

Nesta hamiltoniana, o primeiro termo é constante e o segundo dependente do spin, sendo este o termo relevante no estudo das propriedades magnéticas.

Definindo uma integral de troca J como a diferença entre as energias de singleto e tripleto, temos:

$$J = \frac{E_S - E_T}{2} = \int \psi_1^*(\vec{r}_1)\psi_2^*(\vec{r}_2) \mathcal{H} \psi_1(\vec{r}_2)\psi_2(\vec{r}_1) dV_1 dV_2 \quad (2.13)$$

Podemos então reescrever a equação 2.12 da seguinte forma:

$$\mathcal{H} = \pm 2J \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 \quad (2.14)$$

REVISÃO TEÓRICA

Esta equação é a chamada **hamiltoniana de Heisenberg**, onde J é a constante de troca. A partir de 2.14, inferimos que, se $J > 0$, então $E_S > E_T$, e o estado de singleto é favorável. Se $J < 0$, então $E_S < E_T$, e o estado de tripleto é favorável. O sinal \pm depende do estado de spin, se $\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = +1$, temos o estado onde os spins estão paralelos (estado de tripleto) e se $\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = -1$, temos o estado onde os spins estão antiparalelos (estado singleto).

Esse modelo se aplica bem para dois elétrons, já para um sistema com mais elétrons, a solução da equação de Schrödinger se torna inviável sem algumas aproximações. Assim, essa interação se aplica a partículas magnéticas próximas, o que nos leva ao modelo de Heisenberg:

$$\mathcal{H} = - \sum_{i,j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.15)$$

Sendo J_{ij} a constante de troca entre spins localizados em sítios i e j , desde que sejam próximos. Podemos fazer $J_{ij} = J$ para sítios próximos e $J_{ij} = 0$ para sítios afastados.

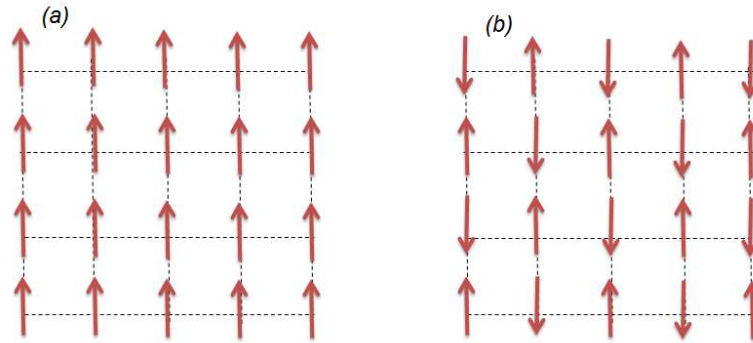


Figura 2.1 - Esquema de ordenamento (a) ferromagnético e (b) antiferromagnético

Como o modelo de Heisenberg só é válido para pequenas distâncias e temperaturas diferentes de zero [24]. Estruturas bidimensionais, como os gelos de spin deste trabalho, só apresentarão interações de longo alcance se houver presença de outras interações ou anisotropias. Neste caso, a hamiltoniana de Heisenberg (2.15) recebe um termo adicional, devido às anisotropias:

$$\mathcal{H} = -J \sum_{i,j} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j - \lambda \vec{S}_i^z \cdot \vec{S}_j^z) \quad (2.16)$$

Quando $\lambda = 0$, temos a hamiltoniana isotrópica (2.15). Quando $0 < \lambda < 1$, temos o modelo de plano-fácil, onde os spins tendem a se alinhar de acordo com o plano e quando $\lambda < 0$, temos o alinhamento de eixo-fácil, onde os spins se orientam perpendicularmente ao plano. Vale ressaltar também que a interação de um campo magnético externo pode ser introduzida através de um termo proporcional a $\sum_i \vec{B} \cdot \vec{S}_i$.

2.1.4 Anisotropia de Forma

As considerações feitas até aqui foram para modelos isotrópicos, ou seja, quando um sistema possui as mesmas propriedades físicas em todas as direções. Na equação 2.16 começamos a introduzir um termo, referente a anisotropias, que indica que certa propriedade física é diferente em alguma das direções.

Um dos tipos de anisotropias, presentes em materiais magnéticos é a **anisotropia magnetocristalina**, que tem sua origem na interação spin-órbita e faz com que ele mude sua direção preferencial de orientação. Essa anisotropia depende da posição do elétron na estrutura cristalográfica do material. Assim, a interação de troca é afetada, fazendo com que existam “eixos fáceis” de magnetização e com que uma energia associada a anisotropia seja minimizada.

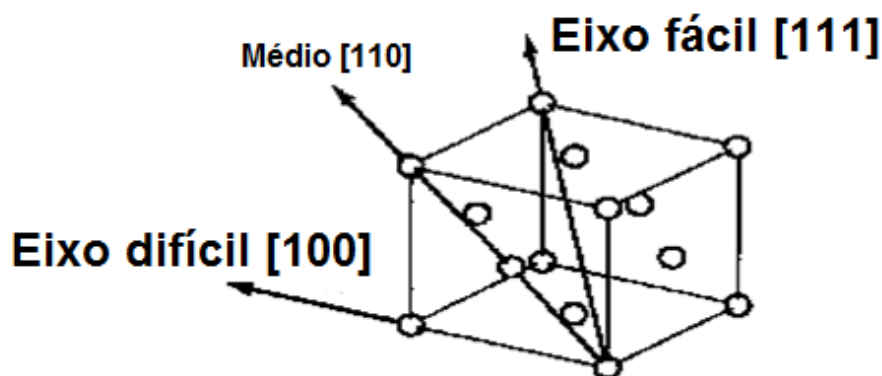


Figura 2.2 - Estrutura cúbica de face centrada do níquel, mostrando as direções fáceis [111] e difíceis [100] de magnetização devido a anisotropia magnetocristalina. Retirada e adaptada de: Department of Earth Sciences – University of Minnesota. Disponível em http://www.irm.umn.edu/hg2m/hg2m_c/hg2m_c.html. Acesso em 17/06/2014

REVISÃO TEÓRICA

Para alguns materiais ferromagnéticos, como o níquel e o *Permalloy*, a energia magnetocristalina, devido a essa anisotropia é pequena se comparada a energia de troca, já vista na seção anterior [25]. A anisotropia magnetocristalina do material é quase nula, ou seja, a influência da estrutura cristalina do material é desprezível, o que faz com que a anisotropia de forma seja a principal responsável pelo alinhamento dos momentos magnéticos em um domínio, se a estrutura for mais alongada em uma das direções (como é o caso das nanoilhas que serão utilizadas neste trabalho), se comportando assim como um spin do tipo *ising*.

Os domínios magnéticos em estruturas bidimensionais são formados principalmente pela **anisotropia de forma**, que tem origem principalmente na interação dipolar entre momentos magnéticos do material. Um comportamento isotrópico ocorreria se a amostra fosse perfeitamente esférica, caso contrário, uma ou mais direções fáceis de magnetização ocorrem, devido à forma da amostra.

No caso de amostras finitas, é formado um campo de desmagnetização H_d no interior da amostra, causado por um '*stray field*' fora dela, que ocorre em decorrência dos polos de sua superfície. Da Lei de Ampère, temos:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}_d = 0; \quad (2.17)$$

A solução de 2.17 é bem conhecida, análoga ao caso eletrostático, sendo H_d o gradiente de um potencial escalar.

$$\vec{H}_d = -\vec{\nabla}\phi. \quad (2.18)$$

Da equação 1.2 ($\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$) e sabendo que $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$ é o vetor de indução magnética, com \vec{M} a magnetização, podemos substituir 2.18 em 1.2, daí temos:

$$\vec{\nabla}^2 \phi_{interno} = \vec{\nabla} \cdot \vec{M} \quad (2.19)$$

Isto é válido para o interior do material ferromagnético [22]. A solução para ϕ é conhecida [19]:

$$\phi_{interno} = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{\vec{\nabla}' \cdot \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3r' \quad (2.20)$$

REVISÃO TEÓRICA

Onde \vec{r} é a posição para o cálculo do potencial e \vec{r}' a posição de um volume infinitesimal do material. Como fora do material, $\vec{M} = 0$, então $\vec{\nabla}^2 \phi_{\text{externo}} = 0$.

Podemos comparar a equação 2.19 com o caso eletrostático, como sendo a densidade de cargas magnéticas:

$$\rho_m = -\vec{\nabla} \cdot \vec{M} \quad (2.21)$$

E aplicando em 2.21 o teorema da divergência, obtemos uma densidade superficial de cargas:

$$\sigma_m = \vec{M} \cdot \hat{n} \quad (2.22)$$

E a partir daí temos um potencial, agora com condições de contorno superficiais:

$$\phi(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{\vec{\nabla}' \cdot \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3r' + \frac{1}{4\pi} \oint \frac{\hat{n} \cdot \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dS \quad (2.23)$$

A energia magnetostática, devido à anisotropia de forma, causada pelo seu próprio campo H_d é:

$$E_m = \frac{1}{2} \int \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_d d^3r \quad (2.24)$$

Para não levar em conta a interação entre o mesmo par de dipolos duas vezes, é inserido o fator $\frac{1}{2}$.

A presença de domínios em materiais ferromagnéticos é devido a essa anisotropia, que tenta minimizar essa energia, fazendo com que a amostra tenha uma magnetização uniforme.

2.2 Gelos de spin

Um ímã possui dois polos magnéticos. Como já vimos anteriormente, se cortarmos esse ímã em duas partes cada uma continuará a possuir dois polos. Porém uma recente proposta teórica [14] sugere que uma estrutura de spins alinhados pode criar monopolos magnéticos efetivos. Essas estruturas são chamadas de gelos de spin. Elas recebem esse nome, pois a orientação de menor energia dos spins imita o estado mais estável do arranjo de prótons no gelo da água [26].

Em 1935, Giauque *et al.* [27,28] observaram que o gelo da água possuía uma entropia residual que difere de zero, este fenômeno contradiz a terceira lei da termodinâmica. Fato que viria a ser explicado por Linus Pauling [29]. A desordem das configurações do próton (H^+) na estrutura é responsável por essa entropia finita.

Pauling percebeu que no gelo da água, um íon de O^{2-} , estava no centro de um tetraedro cercado por outros quatro íons O^{2-} nos vértices do tetraedro e quatro hidrogênios, sendo dois mais próximos do íon O^{2-} do centro, e dois mais afastados.

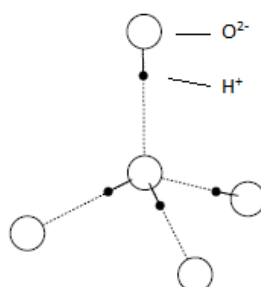


Figura 2.3 - Arranjo da estrutura do gelo da água. As esferas maiores representam os íons de oxigênio, as esferas pretas menores os prótons. Para o oxigênio central, há dois prótons mais perto e dois mais afastados dele. Imagem adaptada da referencia [30]

Assim, Bernal e Fowler [31], denominam a *regra do gelo*, que diz que para cada íon O^{2-} localizado no centro do tetraedro, haveria dois prótons mais próximos e dois mais afastados dele (*regra two in, two out*).

2.2.1 Frustração geométrica

A frustração em um sistema físico surge da impossibilidade desse sistema em minimizar todas as interações entre pares simultaneamente, que pode aparecer a partir de uma desordem estrutural intrínseca ou de uma geometria regular que equilibra as interações concorrentes [15]. Quando essa propriedade é consequência direta da geometria da rede, é chamada de frustração geométrica.

Frustração geométrica pode ser facilmente visualizada em materiais com spins do tipo *Ising*, que se orientam em apenas uma direção. Se considerarmos esses spins em redes, sujeitos a interação antiferromagnética, na qual os spins tendem a se alinhar antiparalelamente aos seus vizinhos.

Em uma rede quadrada, essa configuração é possível, como podemos ver na figura abaixo. Já na rede triangular, como proposta por Wannier [32], uma das interações é frustrada, ou seja, em um dos vértices do triângulo, um spin não conseguirá satisfazer a condição de se alinhar antiparalelamente aos seus dois vizinhos simultaneamente.

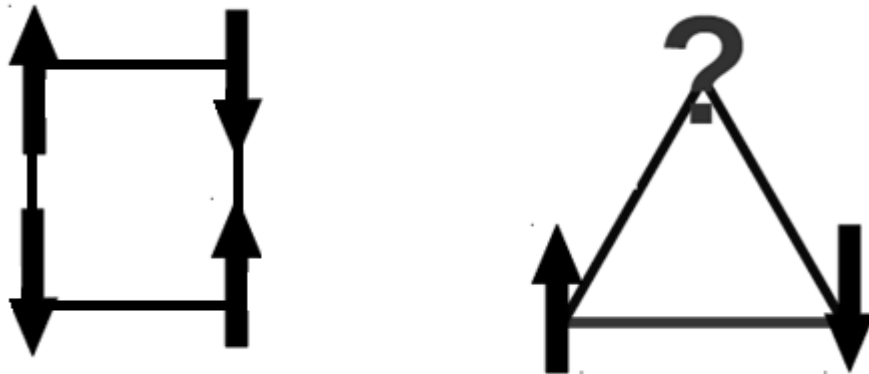


Figura 2.4 - Spins tipo Ising, com interação antiferromagnética (a) na rede quadrada, onde não há frustração e (b) na rede triangular, onde uma das interações é frustrada.

Uma das características da frustração é que ela gera estados fundamentais degenerados. No caso triangular, há seis estados possíveis de mesma energia. Para uma rede mais extensa, formada por estruturas triangulares, há inúmeros estados fundamentais. Essa rede já foi estudada em trabalhos como [33, 34].

2.2.2 Estrutura pirocloro

Harris et al. [35] em 1997 descobriram uma classe de materiais com estruturas parecidas com a do gelo da água. Esses materiais, óxidos da forma genérica $A_2B_2O_7$, apresentam uma rede tridimensional, de forma tetraédrica com vértices em comum, com os momentos magnéticos localizados nesses vértices.

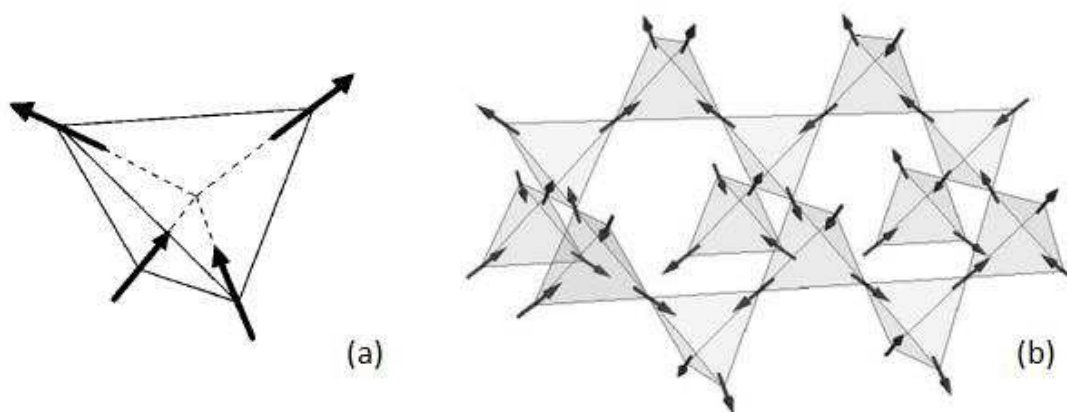


Figura 2.5 - Estrutura pirocloro tetraédrica, com as setas representando os momentos magnéticos, obedecendo a regra do gelo (two-in, two-out). a) apenas um tetraedro, imagem retirada da referencia [35] e b) parte de uma estrutura pirocloro obedecendo a regra do gelo, imagem retirada da referencia [36]

Em seu estado fundamental, cada tetraedro possui dois momentos magnéticos que apontam para seu centro e dois que apontam para fora, obedecendo assim, a chamada *regra do gelo*, como na estrutura do gelo da água.

Os materiais mais comuns, que obedecem as relações acima descritas, são o titanato de hólmio $Ho_2Ti_2O_7$ e o titanato de disprósio $Dy_2Ti_2O_7$. Nestes casos, os íons Ho^{3+} ou Dy^{3+} , são os responsáveis pelos momentos magnéticos, estando localizados nos vértices dos tetraedros, se comportando assim como spins *Ising* e, sendo limitados pela anisotropia, apontam para dentro ou para fora do tetraedro. Os íons Ti^{4+} não são magnéticos.

O íon Ho^{3+} possui um grande momento magnético, na ordem de dez magnetons de Bohr ($10 \mu_B$) que se mantém em baixas temperaturas e faz com que a estrutura mantenha a magnetização até mesmo a temperatura ambiente [30].

REVISÃO TEÓRICA

Um tetraedro que obedece a regra do gelo leva a uma neutralização das cargas magnéticas, com duas apontando para dentro, e duas para fora, se cancelando no centro do tetraedro.

Um momento magnético que muda de direção, devido a flutuações térmicas, por exemplo, pode criar na estrutura, um par monopolo-antimonopolo, com diferentes cargas magnéticas, como mostrado na figura abaixo.

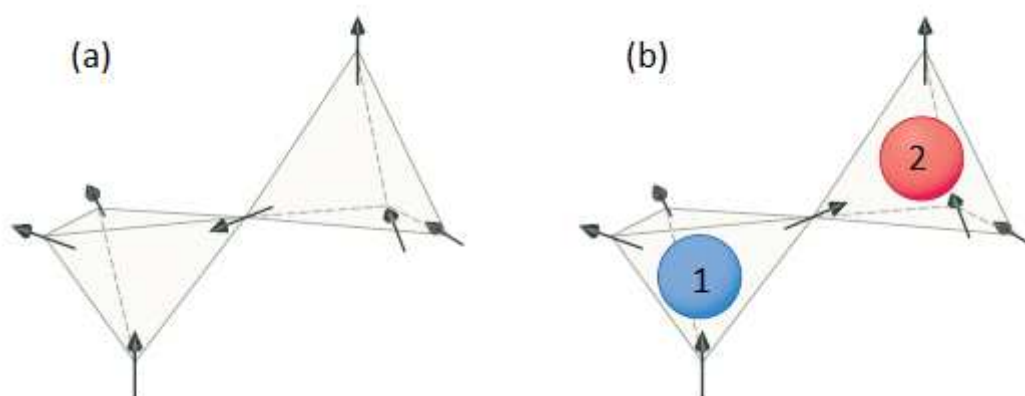


Figura 2.6 - Dois tetraedros adjacentes com (a) obedecendo a regra do gelo e (b) com um dos spins invertidos, fazendo com que a regra do gelo seja violada (1-in, 3-out no tetraedro da direita e 3-in, 1-out no tetraedro da esquerda) fazendo com que seja criado um par de cargas magnéticas opostas, representadas pelas esferas numeradas 1 e 2. Figura extraída e adaptada da referencia [26].

Em 2008, Castelnovo, Moessner and Sondhi [37] propuseram que as excitações elementares nos *spin-ice* se comportam como monopolos magnéticos. Eles surgem quando a regra do gelo é violada: 3-in, 1-out e vice-versa, como mostrado na figura anterior. Os pólos poderiam ser separados sem outras violações da regra do gelo, apenas invertendo uma cadeia de momentos magnéticos na estrutura, desse modo, haveria uma *string* (corda) conectando os polos, sujeitos a interação coulombiana.

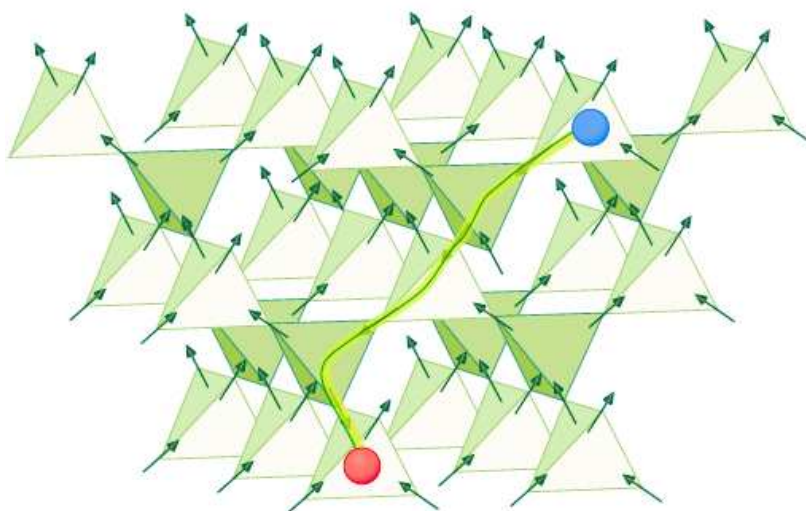


Figura 2.7 - Separação de um par de cargas através de uma inversão sucessiva de momentos magnéticos. A string encontra-se destacada ligando as cargas magnéticas. Figura extraída da referência [26].

Essas cordas que ligam as cargas não são energéticas, elas são reais e observáveis. Ela pode mudar seu comprimento e forma sem custo de energia, dependendo apenas da interação coulombiana entre as cargas magnéticas nas suas extremidades, ou seja, é necessária uma quantidade finita de energia para separar os monopólios a grandes distâncias. Já nos gelos de spin artificiais, como veremos adiante, essa *string* possui conteúdo energético, ou seja, a energia associada a essa *string* varia com seu comprimento e forma, limitando a separação das cargas magnéticas. Assim, em gelos de spin artificiais são buscadas diferentes geometrias para tornar a energia associada a *string* desprezível, de forma que os monopolos possam ser separados.

2.2.3 Gelos de spin artificiais

Assim como na estrutura pirocloro, vista anteriormente, é possível produzir um gelo de spin artificialmente, ou seja, uma estrutura artificial, bidimensional, disposta em diferentes geometrias, apresentando efeitos de frustração, o que impede os momentos magnéticos de se orientarem em uma configuração de menor energia. Porém, nos gelos de spin artificiais, em vez de átomos com momentos magnéticos, são feitas estruturas em escala nanométrica, com monodomínios magnéticos com orientação preferencial (tipo *ising*).

REVISÃO TEÓRICA

A primeira estrutura de gelo de spin artificial construída, foi a de Wang et al. [7], com as nanoilhas, alongadas, dispostas em uma rede quadrada, como na figura abaixo.

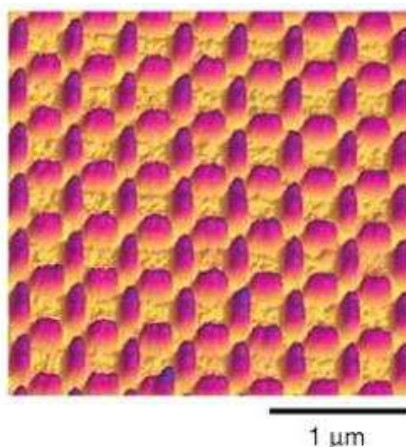


Figura 2.8 – Imagem de AFM da estrutura de gelo de spin artificial de Wang et al. [7].

Nessa estrutura, as ilhas possuíam dimensões de 80 x 220 nm e eram compostas por *Permalloy* com 25 nm. Como a espessura do filme é bastante menor que suas dimensões, esse sistema pode ser considerado bidimensional. Nessas configurações, as propriedades magnéticas das ilhas eram estáveis a temperatura ambiente, e cada uma formava um domínio magnético que se comportava como um spin tipo *Ising*. Os momentos magnéticos de cada ilha tinha um valor aproximado de 3×10^7 magnetons de Bohr. O campo magnético gerado por eles tinha intensidade na ordem de 10 Oe, fazendo com que a energia de interação entre as ilhas seja na ordem de 10^{-19} J.

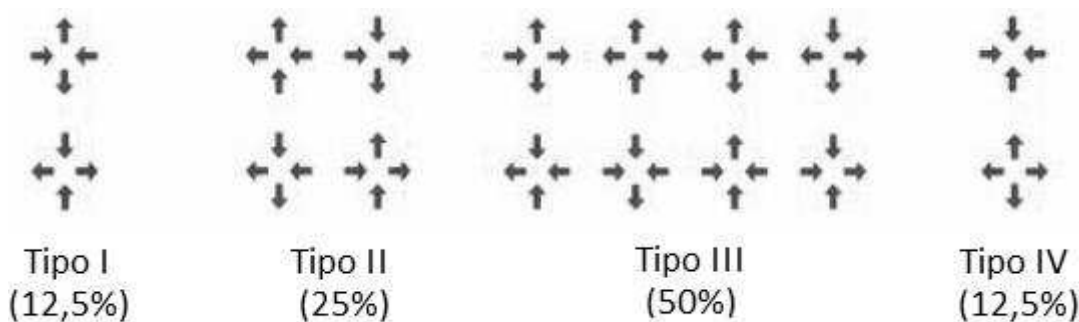


Figura 2.9 - 16 possíveis configurações de um vértice com 4 ilhas, com a probabilidade de ocorrência de cada tipo. As configurações do tipo I são as de menor energia e as do tipo IV as de maior energia. Figura extraída e adaptada da referencia [7].

REVISÃO TEÓRICA

Nesta rede, o grupo de Wang estudou a frustração presente no arranjo e considerando um vértice com quatro ilhas, com as setas indicando os domínios ferromagnéticos ao longo do eixo maior da ilha, temos as possíveis configurações mostradas na figura 2.8.

Para que a energia dessa rede seja minimizada, a regra do gelo, para um vértice com quatro ilhas, deve ser obedecida, com dois momentos apontando para dentro do vértice e dois momentos para fora. Na imagem anterior, vemos que as configurações dos tipos I e II obedecem à regra do gelo, assim a probabilidade de uma distribuição aleatória obedecer a regra seria de $37,5\%$. Porém em observações experimentais, as distribuições que obedeciam à regra do gelo eram de aproximadamente 70% , indicando que havia um favorecimento ao aparecimento da regra, fazendo com que esse sistema se assemelhe ao gelo de spin cristalino.

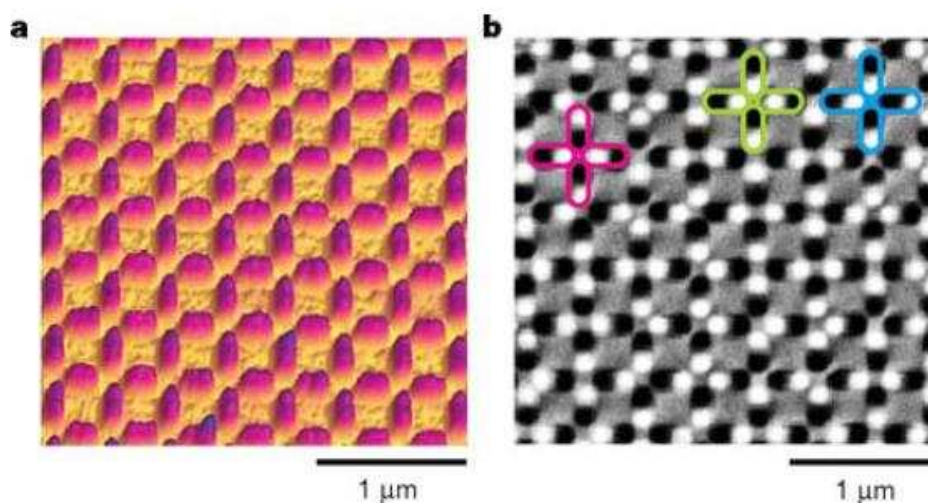


Figura 2.10 - Imagem de MFM (b) da rede mostrada na figura 2.7 onde as regiões destacadas em rosa e azul mostram estruturas que obedecem a regra do gelo (2-in 2-out). A região em amarelo mostra uma estrutura em que a regra do gelo não é obedecida. Imagem da referencia [7]

Vale ressaltar que no estudo das redes artificiais produzidas em laboratórios, as estruturas fabricadas podem ser imperfeitas, devido a imprecisão nos processos de fabricação. Podem ocorrer pequenas diferenças nos tamanhos e posições das ilhas, fazendo com que algumas fiquem fora de alinhamento e podem ocorrer pequenas diferenças na espessura do filme ferromagnético, entre outras imperfeições como mostrado por Kohli *et al.* [38].

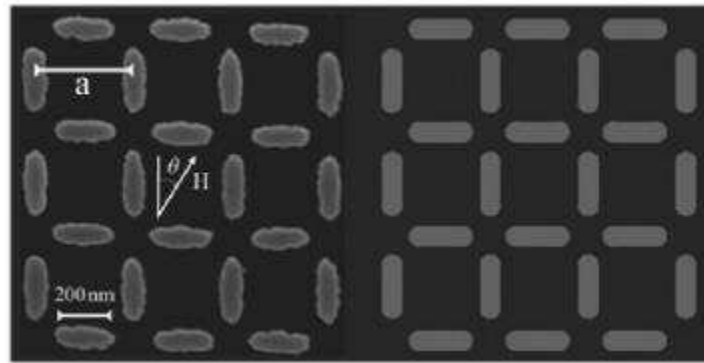


Figura 2.11 - Imagem de uma rede real (esq.) e de uma rede ideal (dir.), mostrando algumas imperfeições das ilhas. Imagem retirada da referencia [34]

Essas imperfeições podem alterar as propriedades das ilhas, como mostrado por Pollard [39]. Neste trabalho, por exemplo, foi medido que o campo necessário para inverter a direção do domínio de uma ilha, não era igual para todas elas. A intensidade média do campo necessário era de $320 Oe$, com uma desordem de aproximadamente $\pm 60 Oe$, devido às diferenças entre ilhas.

Além da rede quadrada de Wang, outras geometrias devem ser consideradas, como a Kagome, Brickwork e Honeycomb (ou hexagonal) [40-42].

3 TÉCNICAS DE PRODUÇÃO E CARACTERIZAÇÃO

3.1 Preparação da amostra

3.1.1 Litografia por feixe de elétrons

A litografia por feixe de elétrons (*Electron Beam Litography-EBL*) utiliza um feixe focalizado de elétrons que realiza uma varredura sobre um substrato, geralmente de silício, coberto com alguma substância sensível ao feixe, como o PMMA (polimetil-metacrilato, ou *Polymethylmethacrylate*). As geometrias a serem definidas pelo feixe eletrônico são previamente desenhadas em software dedicado. As estruturas estudadas nesse trabalho, foram produzidas pelo processo de EBL, evaporação térmica e *lift-off*. Primeiramente, são feitos os desenhos da estrutura, no software do EBL utilizado, um *Raith E_LiNEplus* [43].

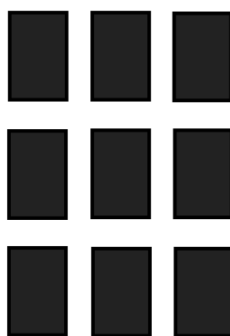


Figura 3.1 - Exemplo de estruturas desenhadas no software do E_LiNE. Cada ilha possui 250x125 nm

O substrato de silício que recebe as estruturas é revestido por uma camada de PMMA, depositada pelo processo de *spincoating* em rotação de 4000 rpm por 1 min. A evaporação do solvente do PMMA ocorre por aquecimento em chapa quente a 180°C por 10 minutos.

O substrato com o PMMA, levado a câmara de vácuo do aparelho, receberá o feixe de elétrons, e as estruturas previamente desenhadas serão sensibilizadas no PMMA. Após o processo de revelação da parte sensibilizada, é evaporado um filme de Níquel de 25 nm sobre um filme de 3nm de titânio, previamente evaporado para melhora da aderência.

TÉCNICAS DE PRODUÇÃO E CARACTERIZAÇÃO

Acima do níquel, é colocado um filme de ouro de 3nm, para evitar oxidação. A estrutura é então finalizada pelo processo de *lift-off*, em um banho de acetona em ultrassom.

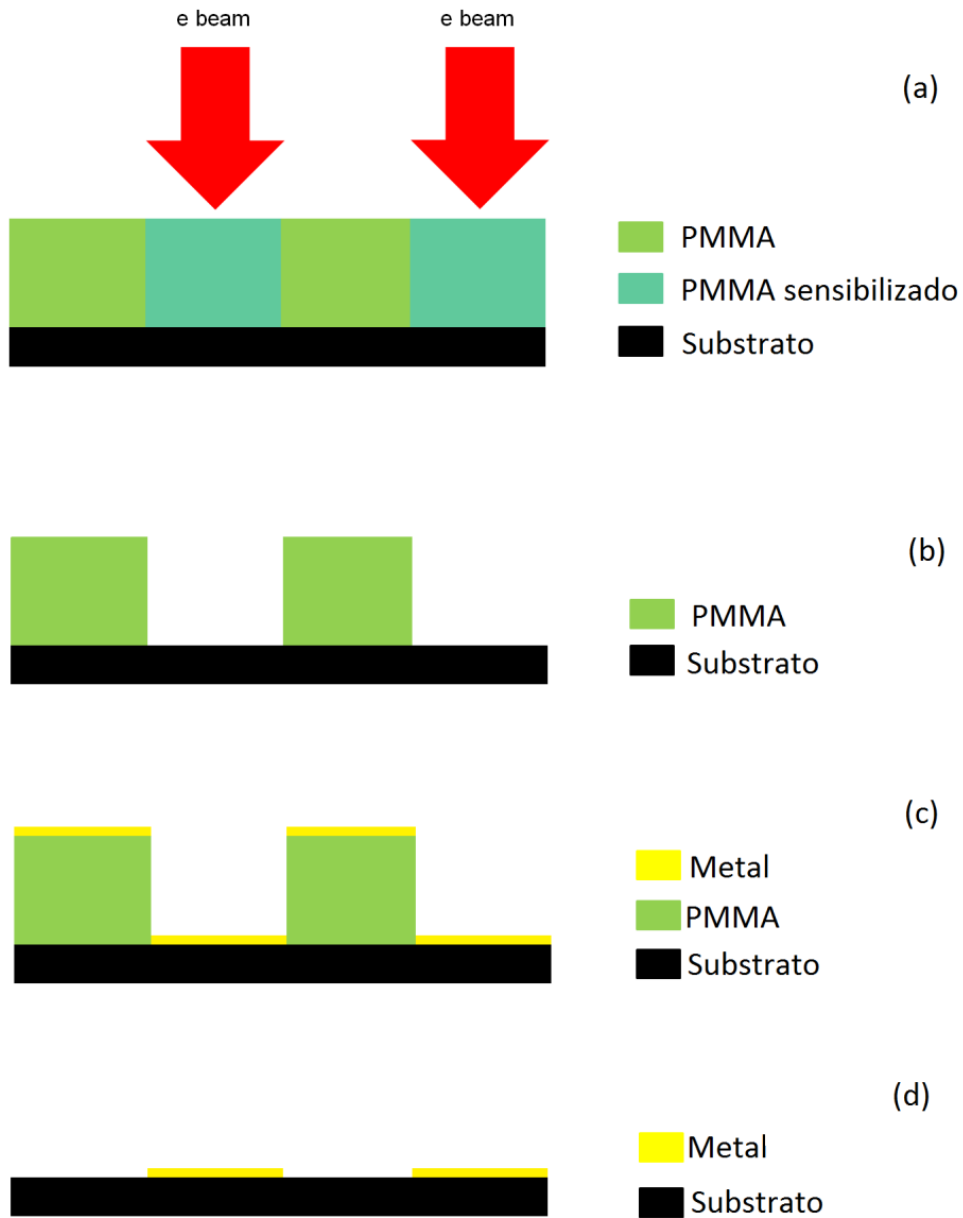


Figura 3.2 - Diagrama esquemático da nanolitografia. a) Substrato com PMMA, destacando as áreas sensibilizadas pelo feixe de elétrons; b) Revelação do polímero, retirando as áreas sensibilizadas; c) evaporação do filme metálico; d) *lift-off*.

3.2 Caracterização da amostra

3.2.1 Microscopia de Força atômica

As imagens obtidas das amostras neste trabalho foram obtidas por meio de microscopia de força atômica (Atomic Force Microscopy, AFM) ou microscópio de varredura por sonda (*Scanning Probe Microscopy*, SPM). Na realidade estes microscópios fazem parte de um grupo de instrumentos compostos basicamente por uma ponta de prova, cerâmicas piezelétricas utilizadas para mover a amostra ou a ponta e fazer varreduras, circuitos de realimentação para controlar a posição da sonda e um computador para mover os *scanners* de varredura, armazenar dados e os converter em imagens por meio de *softwares* específicos para esse fim. As informações contidas nessa seção foram retiradas de uma apostila do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, CBPF [44] onde é possível encontrar informações mais precisas sobre o funcionamento do microscópio.

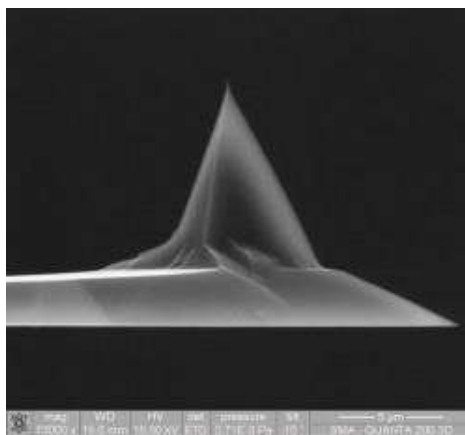


Figura 3.3 - Ponta de AFM. Figura extraída do site www.ntmdt-tips.com. Acesso em 23/02/2014

A figura a seguir mostra esquematicamente o funcionamento do AFM, que consiste em uma ponta que faz a varredura na amostra. Esta ponta está fixada em um suporte, o *cantilever*, que reflete um feixe de *laser* até um detector. As imagens são geradas pela deflexão do feixe de laser, causadas pela oscilação do cantilever, que por sua vez ocorre devido a topografia da amostra. No AFM, o piezoelétrico pode ser utilizado para movimentar o cantilever, a amostra ou ambos e este movimento é controlado pelo circuito de realimentação do aparelho.

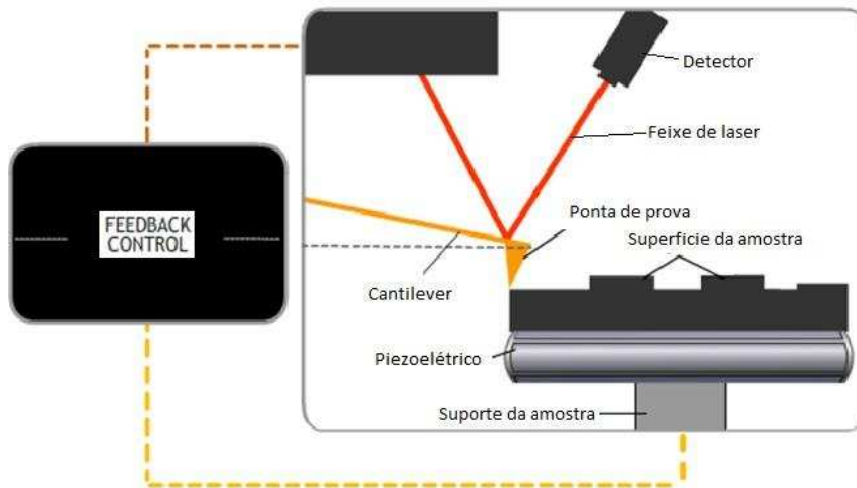


Figura 3.4 - Esquema de funcionamento de um AFM

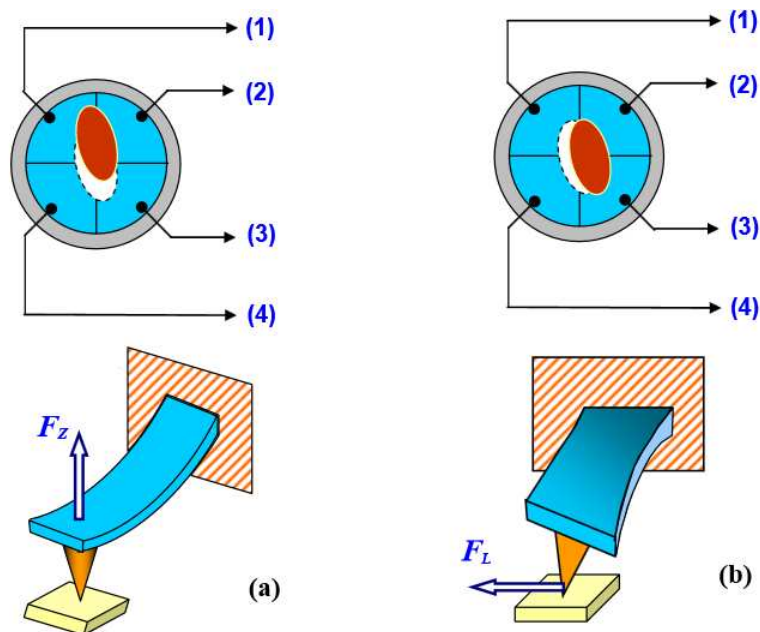


Figura 3.5 - Relação entre a deflexão do cantilever e a posição do laser no detector, onde F_z é a força exercida na vertical, e F_L é uma força lateral, relevante apenas em modo contato. Imagem extraída da referência [45]

O AFM pode operar de vários modos diferentes, entre eles o modo contato, modo não contato e o modo semi-contato, ou contato intermitente, este último, utilizado em nossas imagens.

TÉCNICAS DE PRODUÇÃO E CARACTERIZAÇÃO

Neste modo de operação o *cantilever* é forçado a oscilar a uma frequência próxima de sua frequência de ressonância enquanto é feita a varredura sobre a amostra. A ponteira é aproximada da amostra até que ela comece a fazer contato intermitente (*Tap*) sobre a superfície. A vantagem desse modo é devido ao contato com a amostra ser apenas intermitente, a ponteira faz um atrito desprezível sobre a amostra. A cada ciclo, a ponteira toca a amostra e as mudanças na amplitude e frequência de oscilação do *cantilever* causadas por esta interação são utilizadas para produzir a imagem.

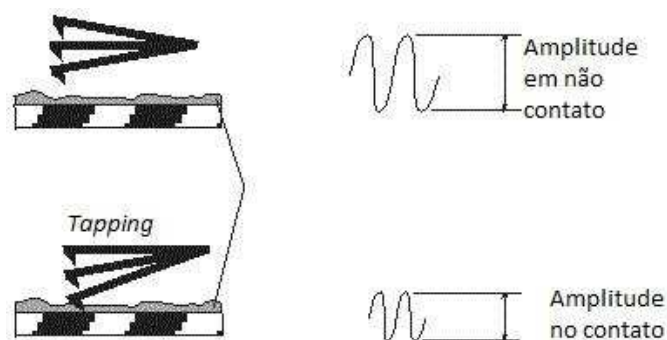


Figura 3.6 - Esquema de funcionamento do modo semi-contato. Figura extraída e adaptada da referencia [44]

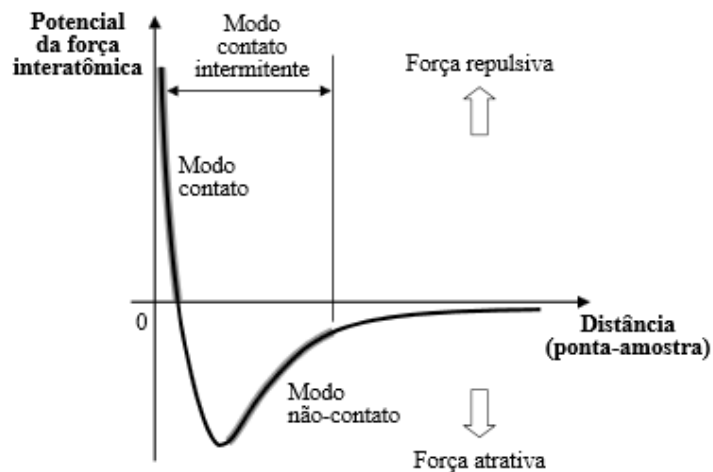


Figura 3.7 - Forças em cada modo de operação do AFM. No modo não contato, predominam as forças atrativas de Wan der Waals, já no modo contato, quando a ponteira se aproxima da amostra, os orbitais dos átomos começam a se repelir. Imagem da referencia [44]

3.2.2 Microscopia de Força Magnética

A microscopia de força magnética (ou Magnetic Force Microscopy, MFM) é uma extensão do microscópio de força atômica, utilizada para medir domínios magnéticos em estruturas micro e nanométricas.

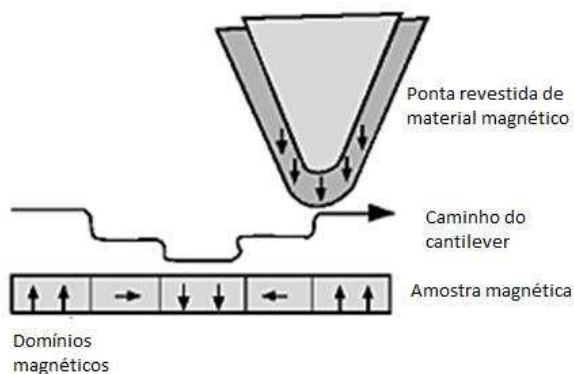


Figura 3.8 - Esquema de funcionamento do MFM. A ponta magnetizada é atraída ou repelida, dependendo da direção dos domínios magnéticos da amostra

Para realizar medidas em microscopia de força magnética, é necessário a utilização de uma ponta revestida geralmente de uma liga cobalto-cromo, de modo que ela possa ser magnetizada. A interação dipolar magnética é de longo alcance e detecta-se usando o método AC, ou seja, mede-se gradiente de força entre a ponta e a amostra, sendo assim, o MFM é operado em modo não-contato.

Neste caso, a interação entre a ponta e a amostra envolve duas forças, a de Wan de Waals e a magnética, por isso o processo é separado em dois passos, o primeiro consiste em uma varredura de AFM, geralmente em modo semi-contato ou contato. Durante o segundo passo, a ponta é afastada a uma altura de algumas dezenas de nanômetros, constante em relação a topografia da amostra gravada durante a primeira medida, tornando desprezíveis os efeitos da força de Wan der Waals, assim com a separação constante entre a amostra e a ponta no segundo passo, a interação depende apenas da magnetização da ponta e sua interação com os domínios magnéticos da amostra [46].

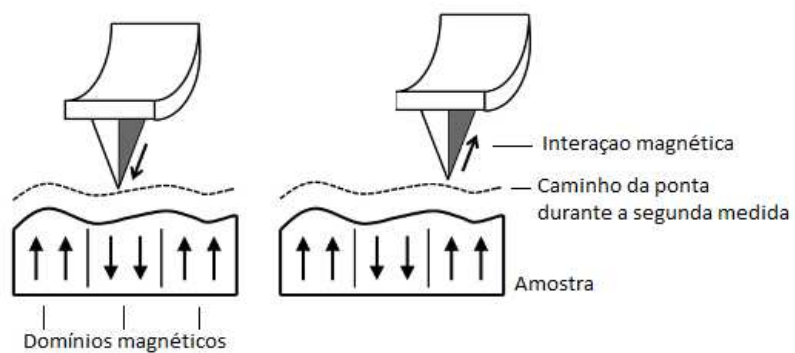


Figura 3.9 – Representação do segundo passo da medida de MFM, mostrando que o caminho feito pela ponta segue a topografia da amostra a uma distancia de algumas dezenas de nanômetros. A interação magnética depende da direção da magnetização da ponta e da direção dos domínios da amostra. Imagem adaptada da referencia [46]

4 DISCUSSÃO DE RESULTADOS

Neste capítulo serão apresentados os resultados teóricos e experimentais das redes retangulares unidirecionais de gelos de spin artificiais (ou UDRASI – Unidirectional Rectangular Artificial Spin Ices). Para as simulações, foi elaborado um programa na linguagem de programação *fortran90* e as imagens geradas pelo software *xmakemol*. As simulações foram feitas em colaboração com o Grupo de Teoria de Campos e Simulações Computacionais em Física da Matéria Condensada¹ (TCSCFMC).

Na rede estudada, como a distância (~ 200 nm) das nanoilhas é muito superior ao alcance da interação de troca, que é de curto alcance (~ 10 nm) e de origem quântica, a interação entre essas ilhas é essencialmente dipolar [37]. Assim desprezamos o primeiro termo na equação 4.1, que é associado a energia de troca.

Neste modelo a hamiltoniana associada a esse sistema é dada por:

$$\mathcal{H} = \frac{J}{3} \sum_{i,j} \vec{S}_i \vec{S}_j + D b^3 \sum_{i>j} \left[\frac{(\vec{m}_i \cdot \vec{m}_j)}{r_{ij}^3} - 3 \frac{(\vec{m}_i \cdot \vec{r}_{ij}) \cdot (\vec{m}_j \cdot \vec{r}_{ij})}{r_{ij}^5} \right] \quad (4.1)$$

Onde $D = \mu_0 \mu^2 / 2\pi b$, é a constante de interação dipolar, b é o espaçamento de rede na direção y (o espaçamento de rede na direção x é $a \neq b$), μ é o momento magnético de cada ilha e r_{ij} é o vetor entre duas ilhas distintas abrangendo todo o sistema. $\vec{S}_i = \vec{\mu}_i / \mu$ é o momento magnético normalizado de cada ilha na direção do eixo positivo ou negativo do eixo y .

O estado fundamental da rede encontrado teoricamente é mostrado na figura 4.1. Nestas simulações as redes possuem tamanhos L_x na direção x e L_y na direção y , com um número de dipolos $N = L^2 = L_x L_y$. Para se obter esse estado fundamental, foi realizado um processo de *simulated annealing* [11, 47], que consiste em um cálculo Monte Carlo (melhor explicado no apêndice A), em que uma configuração de magnetização aleatória é dada ao sistema, então a temperatura do sistema é reduzida gradualmente, com a finalidade de levá-lo ao seu estado de mínima energia.

¹ Página do grupo: <https://sites.google.com/site/grupotcfmc/home>. Acesso em 03/08/2014.

DISCUSSÃO DE RESULTADOS

Foram usadas condições de contorno periódicas (Periodic Boundary Conditions - PBC) e condições de contorno abertas (Open Boundary Conditions – OBC), introduzidas no processo de simulação. Variando L de 10 a 70, os resultados se mostraram independentes da escolha das condições de contorno.

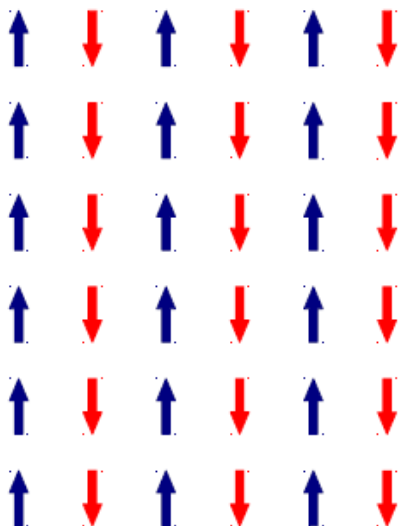


Figura 4.1 - Estado fundamental teoricamente encontrado para a rede retangular unidirecional de gelos de spin com $L=6$.

Como pode ser facilmente percebido, tal estado fundamental é composto por linhas de dipolos alinhados com magnetização alternada, semelhante a um ordenamento antiferromagnético em uma linha e ordenamento ferromagnético ao longo de uma mesma coluna. A excitação mais simples acima do estado fundamental consiste em inverter um único dipolo, quebrando o alinhamento ferromagnético na coluna. Inversões adicionais ao longo da coluna de dipolos são realizadas para calcular a diferença de energia entre os respectivos estados excitados e fundamentais. A figura 4.2-a mostra uma rede em que o momento magnético de uma ilha foi invertido, criando um par de cargas magnéticas (ou par monopolo-antimonopolo, uma vez que ao se juntarem, se aniquilariam). As figuras 4.2b-c mostram os processos de separação dessas cargas, invertendo uma cadeia de dipolos, criando assim uma *string* entre as duas cargas.

DISCUSSÃO DE RESULTADOS

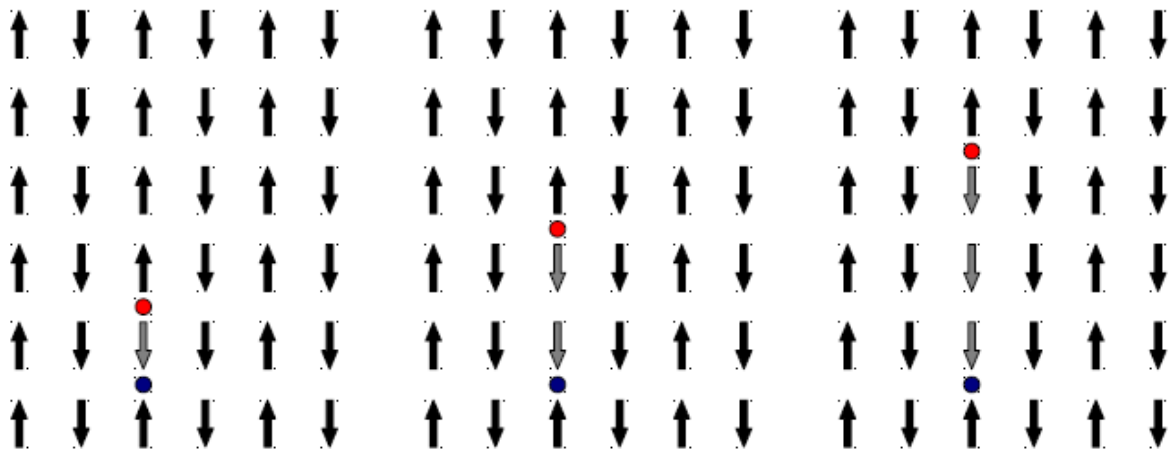


Figura 4.2 - (a) Criação de um par de cargas magnéticas, representados por círculos vermelho e azul, representando cargas opostas. (b) (c) separação das cargas, por inversão de uma cadeia de dipolos adjacentes.

Cada inversão de dipolos nas ilhas causa uma diferença da energia do estado, em relação ao estado fundamental. Essa diferença de energia é dada por:

$$\Delta E = E_c + \beta y + \frac{Q}{y} \quad (4.2)$$

Com $E_c = 7,2D$ associada à energia para criação de uma excitação, $\beta = 0,9D/a$, é a tensão da *string* que liga as duas cargas (mostrada na figura 4.4a), Q é a constante associada a carga magnética. As cargas magnéticas se comportam como objetos pontuais (mostrada na figura 4.3b), o que é evidenciado pela energia de interação coulombiana Q/y , com $Q = -\mu_0 q_m^2 / 4\pi$.

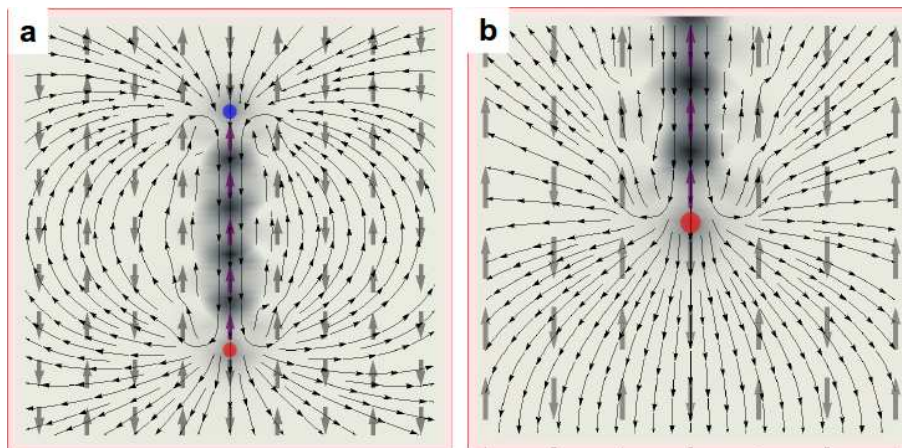


Figura 4.3 - a) Separação de cargas magnéticas por inversão de dipolos, formando uma string entre eles, mostrado pela região mais escura. Mostra-se também as linhas de campo magnético gerados pela separação das cargas (linhas finas). (b) Monopolo separado de seu antimonopolo, mostrando que o campo de uma dessas cargas magnéticas se assemelha ao campo de uma carga elétrica.

DISCUSSÃO DE RESULTADOS

A partir daí, a carga magnética de cada monopolo é $\pm q = \sqrt{4\pi Q/\mu_0}$, que normalmente gira em torno de uma centena de carga menor do que a do monopolo Dirac, $q_{Dirac} = 2\pi\hbar/\mu_0 e$. Para efeitos de comparação, em sistemas de gelos de spin artificiais em redes quadradas, $(E, \beta, Q) = (30D; 10D/b; -4Db)$ [48-50].

Enquanto em arranjos 2d quadrados, como o das figuras 2.7 e 4.4, as *strings* tem muitos caminhos possíveis para ligar um monopolo ao seu anti-monopolo, no sistema retangular unidirecional, ela se restringe ao caminho mais curto, em linha reta ligando o par ao longo de uma determinada linha de dipolos na direção y , como mostrado na figura 4.2. Assim, a tensão da string nos arranjos unidirecionais ($\beta = 0,9D/a$) são cerca de 10 vezes menores que nos arranjos quadrados ($\beta = 10D/b$).

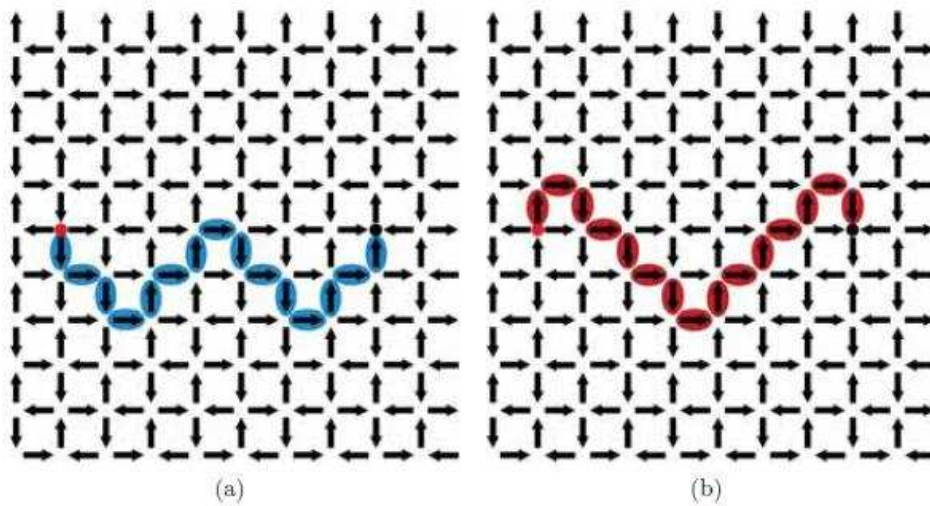


Figura 4.4 - Strings ligando um par de cargas magnéticas na rede quadrada de gelos de spin. Ao contrário da rede unidirecional, essa string não é uma reta, podendo fazer vários caminhos. Figura extraída da referência [11]

As medidas experimentais, foram realizadas no laboratório de nanoscopia da UFV, associado ao SisNano². Em nossas medidas, os resultados encontrados para este sistema mostraram ser coerentes com os estudos teóricos já apresentados. A rede fabricada possuía um tamanho total de 100x100 μm , com aproximadamente 250 ilhas na direção X e 200 ilhas na direção Y, num total de aproximadamente 100.000 ilhas em todo o sistema.

O estado fundamental desta rede foi observado por medidas de MFM, como mostrado na figura 4.5-b. Na imagem magnética, as regiões claras e escuras representam campos magnéticos opostos.

² <http://nano.mct.gov.br/>. Acesso em 03/08/2014.

DISCUSSÃO DE RESULTADOS

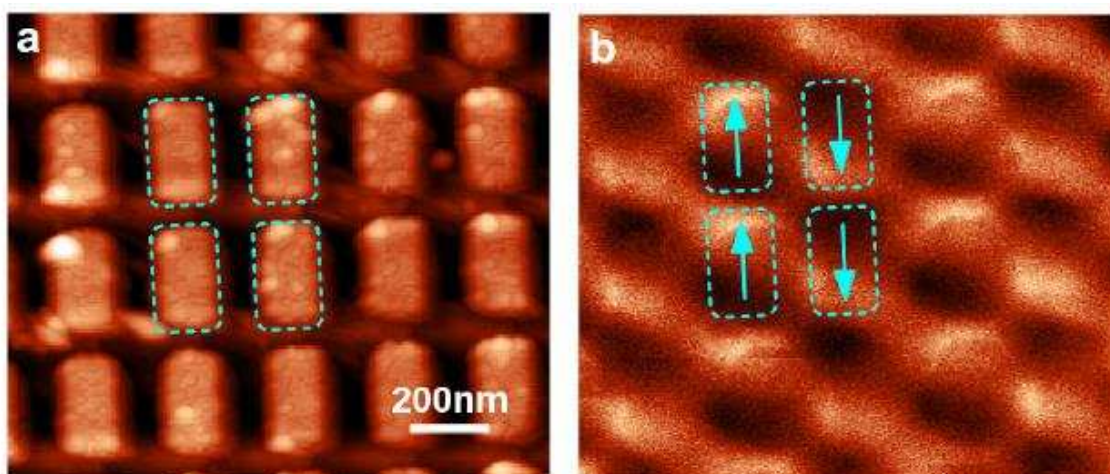


Figura 4.5 - Figura de topografia de AFM (a) e MFM (b) de uma região com $L_x=5$ e $L_y=4$ da rede estudada. Na figura (b) os pontos claros e escuros representam polos magnéticos opostos. As setas representam as direções dos domínios magnéticos das ilhas.

Medidas de MFM sugerem fortemente que estes sistemas unidirecionais, dada a possibilidade de aproximação entre ilhas, são mais propícios para observação e localização dos monopolos. Como mostrado na figura 4.6.

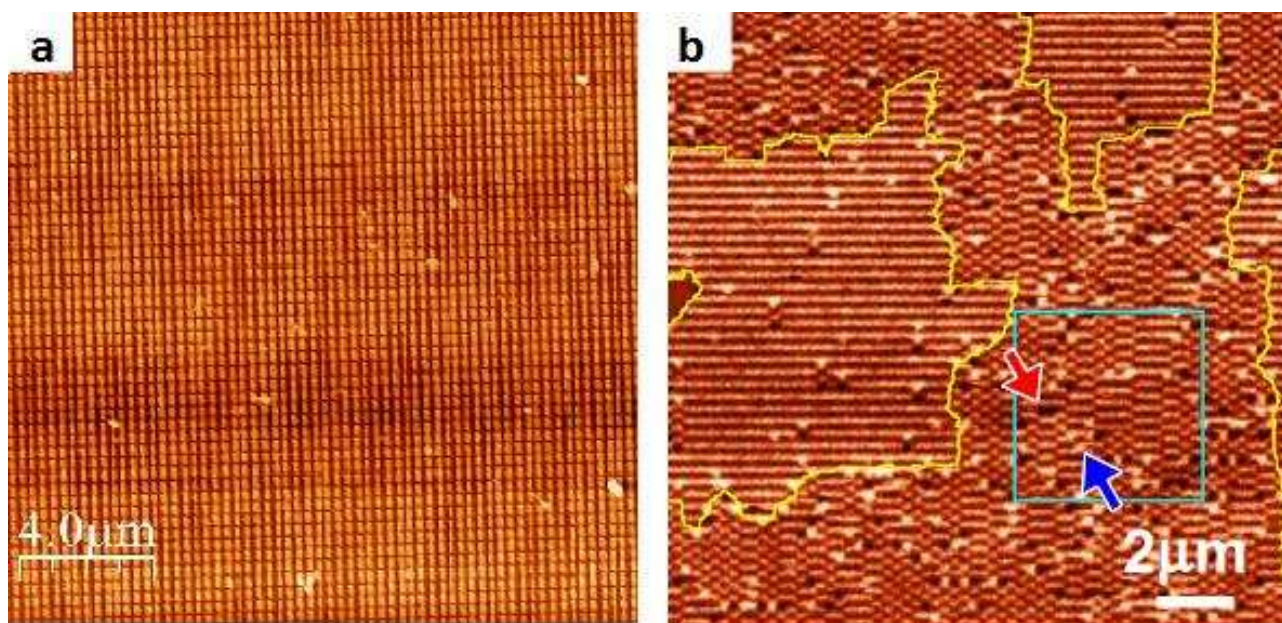


Figura 4.6 - (a) Imagem de AFM e (b) imagem de MFM mostrando grandes domínios ferromagnéticos, em meio a regiões de com alinhamento antiferromagnético.

DISCUSSÃO DE RESULTADOS

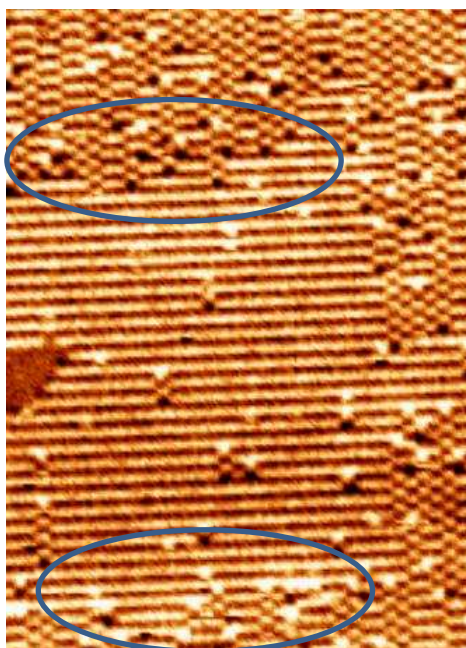


Figura 4.7 - Ampliação de um domínio ferromagnético da figura 4.6-b, destacado em amarelo, mostrando claramente uma predominância de cargas magnéticas de mesmo sinal (pontos escuros) na borda superior e pontos claros na borda inferior, destacados em azul.

Nas regiões com domínio ferromagnético (figura 4.6b e 4.7), podemos perceber que há uma concentração de monopolos que aparecem preferencialmente nas interfaces entre domínios ferromagnéticos e antiferromagnéticos, cujos volumes estão associados ao tamanho das *strings* que ligam os pares de monopolos. Na figura 4.7, notamos que na borda superior, aparecem preferencialmente pontos escuros, que representam cargas magnéticas de um determinado sinal. Na outra borda do domínio, aparecem pontos claros, que representam as cargas opostas (figura 4.6b).

A figura 4.8-a mostra a região dentro de um quadrado na figura 4.6-b, que destaca um par de monopolos e as regiões de domínios ferromagnéticos e antiferromagnéticos. A figura 4.8-b mostra que os padrões teóricos, encontrados por simulações são coerentes com os resultados experimentais.

DISCUSSÃO DE RESULTADOS

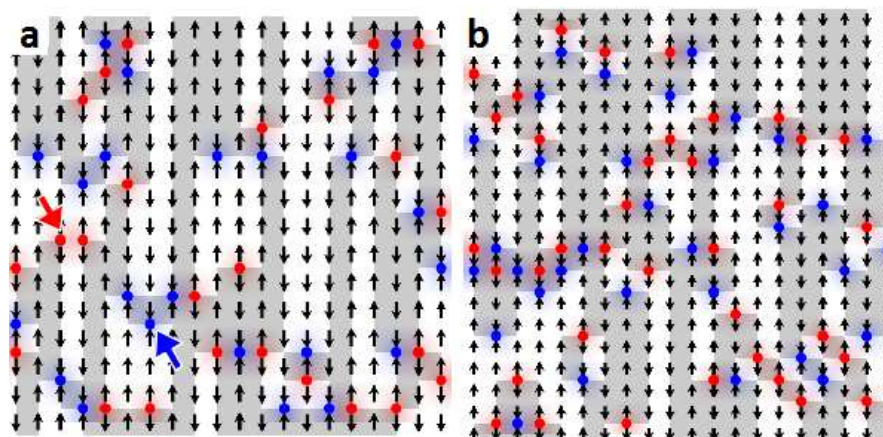


Figura 4.8 - (a) Simulação da região destacada por um quadrado da figura 4.6b. (b) Cálculos teóricos que levam a padrões semelhantes ao de imagens experimentais.

Estes domínios ferromagnéticos podem ter seu tamanho aumentado, aplicando-se um campo magnético externo, por exemplo, fazendo com que os pares de monopolos sejam separados e a tensão da *string* reduzida. Esta é, talvez, a principal vantagem do sistema unidirecional sobre outras configurações de gelos de spin artificiais. Desde que os monopolos são localizados no sistema, eles podem ser colocados para se mover, gerando assim uma corrente magnética controlada.

Ao considerar a excitação, como mostrado na fig. 4.5-a, se o campo é aplicado na direção vertical, o tipo de carga vermelha se move para baixo, enquanto o tipo de carga azul se move para cima. Há uma tensão na *string* que ligam as duas cargas, mas ela é pequena demais para que elas fiquem juntas. Induzindo o movimento dos monopolos ao longo da direção y , como mostrado na figura 4.9, as densidades de monopolo e de corrente magnética crescem. Caso essas cargas encontrem seu respectivo par, elas se aniquilam, voltando ao estado fundamental.

DISCUSSÃO DE RESULTADOS

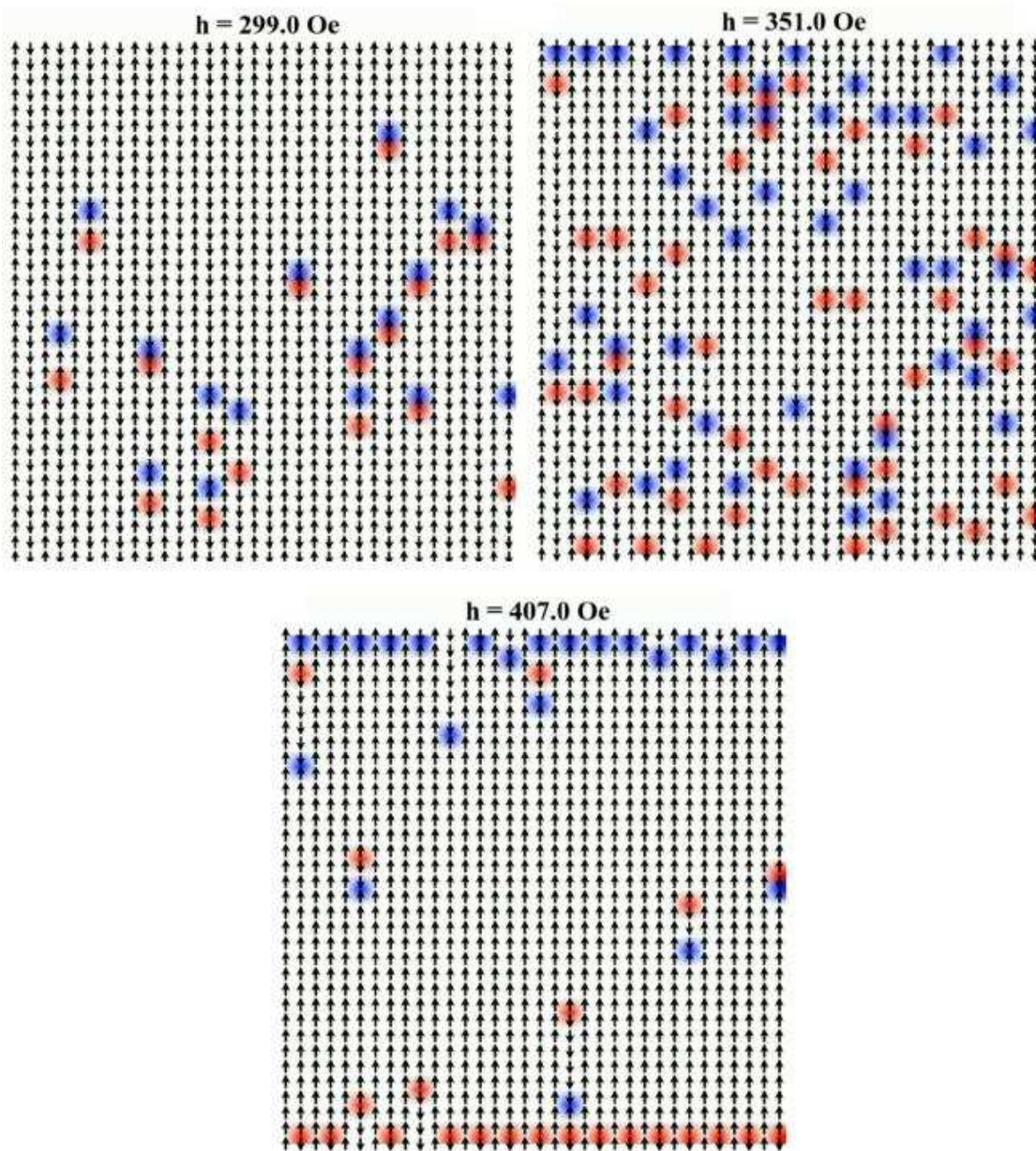


Figura 4.9 - Rede de gelos de spin retangulares unidireccionais, submetidos a um campo magnético externo, orientado na direção y cujos valores estão informados nas figuras. A medida que o campo aumenta, temos um aumento na densidade de cargas azuis na parte de cima, e cargas vermelhas na parte de baixo.

5 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho, foram produzidas e analisadas estruturas de gelos de spin artificiais bidimensionais, dispostos em uma rede retangular unidirecional (Unidirectional Rectangular Artificial Spin Ices - UDRASI). Mostramos que, mesmo a temperatura ambiente, as estruturas possuem um estado fundamental e alguns estados excitados, gerando assim cargas magnéticas aos pares.

Análises teóricas sobre a rede retangular unidirecional de gelos de spin mostraram que esses dispositivos podem facilitar a criação de uma corrente magnética, separando um monopolo de seu antimonopolo, já que a tensão da corda que liga essas duas cargas, nos UDRASI é menor que em outras configurações de rede, como a quadrada ou triangular. Nestas outras redes as configurações proporcionam um custo energético maior para obter um alinhamento antiferromagnético entre spins adjacentes devido à frustração.

No UDRASI ainda, as cargas magnéticas ficam confinadas a uma coluna, podendo se mover apenas na direção y , o que implica em um valor menor de energia necessária para separá-las, facilitando o controle do seu movimento.

Uma vez que as cargas podem se mover apenas em uma direção, em um movimento ordenado, essa rede de gelos de spin pode proporcionar a realização prática da magnetricidade – um equivalente magnético da eletricidade – já que uma corrente controlada é fornecido por cargas magnéticas ao invés de portadores de carga elétrica em um circuito nanométrico, levando a uma espécie de dispositivo magnetrônico.

Como perspectivas futuras, pode-se analisar experimentalmente a influência de um campo magnético externo nos UDRASI, que possa mostrar a separação de cargas magnéticas, como feito teoricamente neste trabalho.

Pode-se também introduzir defeitos estruturais na rede, como a falta de algumas ilhas, mudanças no tamanho das mesmas, ou mudanças no espaçamento de rede. Outra proposta seria inverter perpendicularmente a orientação de algumas colunas, para que seja possível o movimento das cargas nas direções x e y .

Apêndice A

Neste apêndice serão discutidos as técnicas computacionais que foram utilizadas neste trabalho. Será abordado, na primeira seção, o método de Monte Carlo e alguns algoritmos utilizados para sua implementação. Em seguida, será feita uma descrição sobre a soma de Ewald, uma técnica importantíssima para este estudo.

A1 - Método Monte Carlo (MC)

Este método consiste em gerar as configurações em equilíbrio térmico mais relevantes do espaço amostral do sistema, as quais são utilizadas para calcular valores esperados das grandezas termodinâmicas, tais como energia, calor específico, magnetização, susceptibilidade magnética, etc [47].

No equilíbrio, o valor esperado de uma grandeza termodinâmica é dado por:

$$\langle A \rangle = \frac{1}{Z} \sum_i A_i e^{-\beta E_i},$$

em que $Z = \sum_{\sigma} \exp(-\beta E_{\sigma})$, é a função de partição canônica e $\beta = 1/K_b T$, sendo K_b a constante de Boltzmann, T é a temperatura do sistema e $\langle A \rangle$ é o valor médio da grandeza A no estado de energia E_i . O somatório em i é feito sobre todos os microestados acessíveis ao sistema e, em geral, tal soma não pode ser efetuada devido ao grande número de configurações envolvidas.

O método de Monte Carlo consiste em escolher as M configurações mais relevantes do sistema em cada temperatura e calcular as quantidades físicas por meio de uma média aritmética simples, dada pela equação

$$\langle A \rangle = \frac{1}{M} \sum_i^M A_i.$$

As M configurações são obtidas através de uma cadeia de Markov, em que novos estados são gerados a partir dos estados anteriores. Ao se utilizar o método de MC em simulações independentes, a trajetória percorrida pelo sistema no espaço de fase, dificilmente será a mesma, entretanto, as médias das grandezas físicas permanecem

inalteradas. Para obter uma cadeia de Markov, foi utilizado o algoritmo apresentado a seguir.

A2 – Algoritmo Metropolis

Este algoritmo foi criado por Nicholas Metropolis e colaboradores [51] em 1953. Este algoritmo certamente é o mais importante e utilizado para os processos de Markov.

No método de Metropolis clássico, as configurações são geradas partindo de um estado inicial e usando uma probabilidade de transição que depende da diferença entre as energias do estado inicial e final. A sucessão de estados segue um caminho ordenado de tempo interno, chamada de tempo de MC (uma medida do “tempo” de simulação). O comportamento da dependência temporal é descrito pela equação mestra:

$$\frac{\partial \mathcal{P}_n(t)}{\partial t} = - \sum_{n \neq m} (\mathcal{P}_n(t) W_{n \rightarrow m} - \mathcal{P}_m(t) W_{m \rightarrow n}),$$

em que $\mathcal{P}_n(t)$ é a probabilidade do sistema se encontrar no estado n no tempo t e W_{nm} é a taxa de transição do estado n para o estado m . No equilíbrio, $\partial \mathcal{P}_n(t) / \partial t = 0$.

Essa probabilidade, dada por $\mathcal{P}_n(t) = e^{-\beta E_i} / \mathcal{Z}$. Mas ela não é bem conhecida, pois envolve o conhecimento prévio da função de partição.

Assim, o algoritmo Metropolis é feito a partir dos seguintes passos:

- 1 – Escolher um estado inicial para o sistema. Aleatório, no nosso caso;
- 2 – Escolher um sítio i da rede;
- 3 – Calcular a variação de energia $\Delta E = E_n - E_n$, necessária para modificar a direção de \vec{S}_i ;
- 4 – Gerar um número aleatório r , compreendido entre 0 e 1;
- 5 – Se $\mathcal{P}_n(t) > r$, inverter o spin;
- 6 – Voltar ao passo 2.

Quando este procedimento é repetido N vezes (em que N é número de sítios da rede), fala-se que um passo de MC foi dado. As primeiras configurações criadas devem ser desprezadas, pois não seguem uma distribuição de probabilidade dada por $\mathcal{P}_n(t)$, período

Apêndice A

este chamado de tempo de termalização. A determinação do tempo de termalização é um trabalho de suma importância para que os resultados obtidos sejam confiáveis.

REFERÊNCIAS

- [1] A.K.T. ASSIS. *Os fundamentos experimentais e históricos da eletricidade*; Montreal: Apeiron, (2010).
- [2] D. BODANIS. *Universo Elétrico: a impressionante história da eletricidade*. Rio de Janeiro: Record, (2008).
- [3] R. A. MARTINS. *Oersted e a descoberta do eletromagnetismo*. Cadernos de História e Filosofia da Ciência, Campinas, n. 10, p. 89-114, (1986).
- [4] J.F. ROCHA. *Origens E Evolução Das Idéias Da Física*. Bahia: EDUFBA, (2002).
- [5] W. Gerlach, O. Stern. *Der experimentelle Nachweis der Richtungsquantelung im Magnetfeld*. Zeitschrift für Physik **9**: 349-352 (1922).
- [6] W. Gerlach, O. Stern. *Das magnetische Moment des Silberatoms*. Zeitschrift für Physik **9**: 353-355 (1922).
- [7] R. F. Wang, C. Nisoli, R. S. Freitas, J. Li, W. McConville, B. J. Cooley, M. S. Lund, N. Samarth, C. Leighton, V. H. Crespi, P. Schiffer. *Artificial 'spin ice' in a geometrically frustrated lattice of nanoscale ferromagnetic islands*. Nature **439**, 303, (2006).
- [8] Y. Nambu. *Strings, monopoles, and gauge fields*. Phys. Rev. D **10**, (1974).
- [9] G. M. Wysin, W. A. Moura-Melo, L. A. S. Mól, A. R. Pereira. *Magnetic anisotropy of elongated thin ferromagnetic nano-islands for artificial spin ice arrays*. J. Phys.: Condens. Matter **24**, 296001, (2012).
- [10] R. C. Silva, F. S. Nascimento, L. A. S. Mól, W. A. Moura-Melo, A. R. Pereira. *Thermodynamics of elementary excitations in artificial magnetic square ice*. New J. Phys. **14** 015008, (2012).
- [11] R. C. Silva. *Investigações de excitações magnéticas em gelos de spin bidimensionais*. Dissertação de mestrado UFV, (2012).
- [12] H. Kadowaki, N. Doi, Y. Aoki, Y. Tabata, T. J. Sato, J.W. Lynn, K. Matsuhira, Z. Hiroi. *Observation of Magnetic Monopoles in Spin Ice*. J. Phys. Soc. Jpn. **78**, 103706, (2009).
- [13] S. T. Bramwell, S. R. Giblin, S. Calder, R. Aldus, D. Prabhakaran, T. Fennell. *Measurement of the charge and current of magnetic monopoles in spin ice*. Nature **461**, 956-959, (2009).
- [14] L. A. Mól, R. L. Silva, R. C. Silva, A. R. Pereira, W. A. Moura-Melo, B. V. Costa. *Magnetic monopole and string excitations in two-dimensional spin ice*. J. Appl. Phys. **106**, 063913 (2009)

REFERÊNCIAS

- [15] C. Nisoli, R. Moessner, P. Schiffer. *Colloquium: Artificial spin ice: Designing and imaging magnetic frustration*. Rev. Mod. Phys. **85**, 1473, (2013).
- [16] P. Weiss. *L'hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique*. J. Phys. Theor. Appl. **6**, 661-690 (1907)
- [17] F. A. Apolônio. *Um modelo para defeitos estruturais em nanomagnetos*. Dissertação de mestrado UFV, (2010).
- [18] D. J. Griffiths . *Introduction to electrodynamics*. Prentice Hall. New Jersey. Third Edition (2008).
- [19] J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics*. Wiley, New York, Third Edition (1999).
- [20] M. Getzlaf. *Fundamentals of magnetism*. Springer-Verlag. Berlin, (2008).
- [21] M. W. Ashcroft, N.D. Mermin. *Solid state physics, international edition*. Saunders college publishing. (1976).
- [22] A. Aharoni. *Introduction to the theory of ferromagnetism*. Clarendon-Press. Oxford (1998).
- [23] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloe. *Quantum Mechanics*, Volume 1. Wiley-VCH, (1992).
- [24] N. D. Mermin and H. Wagner. *Absence of Ferromagnetism or Antiferromagnetism in One- or Two-Dimensional Isotropic Heisenberg Models*. Phys. Rev. Lett. **17**, 1133, (1966).
- [25] C. L. Chien, Frank Q. Zhu and Jian-Gang Zhu. *Patterned nanomagnets*. Physics Today **60**, 40, (2007).
- [26] M.J.P. Gingras. *Observing Monopoles in a Magnetic Analog of Ice*. Science **326**, 5951 pp. 375-376, (2009).
- [27] W. F. Giauque, M.F. Ashley. *Molecular Rotation in Ice at 10°K. Free Energy of Formation and Entropy of Water*. Phys. Rev. **43**, 81, (1933).
- [28] W. F. Giauque, J. W. Stout. *The Entropy of Water and the Third Law of Thermodynamics. The Heat Capacity of Ice from 15 to 273°K*. J. Am. Chem. Soc., **58** (7), pp 1144–1150, (1936).
- [29] L. Pauling. *The Structure and Entropy of Ice and of Other Crystals with Some Randomness of Atomic Arrangement*. J. Am. Chem. Soc., **57** (12), pp 2680–2684, (1935).
- [30] S.T. Bramwell, M.J. Gingras. *Spin ice state in frustrated magnetic pyrochlore materials*. Science. **294**(5546), 1495-501, (2001).
- [31] J. D Bernal, R. H Fowler. *A Theory of Water and Ionic Solution, with Particular Reference to Hydrogen and Hydroxyl Ions*. Journal of Chemical Physics, **1**, p.515-548, (1933).

REFERÊNCIAS

- [32] G. H. Wannier . *Antiferromagnetism. The Triangular Ising Net*. Phys. Rev. **79**, 357, (1950).
- [33] X. Ke, J. Li, S. Zhang, C. Nisoli, V.H. Crespi, P. Schiffer. *Tuning magnetic frustration of nanomagnets in triangular-lattice geometry*. Appl. Phys. Lett. **93**, 252504, (2008).
- [34] Y. Li, T.X. Wang, H.Y. Liu, X.F. Dai, G.D. Liu; *Geometry effect on the magnetic ordering of geometrically frustrated rectangular and triangular magnets*. Phys. Lett. A, **375**, 13, (2011).
- [35] M. J. Harris, S. T. Bramwell, D. F. McMorrow, T. Zeiske, K. W. Godfrey. *Geometrical Frustration in the Ferromagnetic Pyrochlore Ho₂Ti₂O₇* . Phys. Rev. Lett, **79**, 2554, (1997).
- [36] G. Chern, S. Maiti, R.M. Fernandes, P. Wölfle. *Electronic transport in the Coulomb phase of the pyrochlore spin ice*. Phys. Rev. Lett, **110**, 146602, (2013).
- [37] C. Castelnovo, R. Moessner, S. L. Sondhi. *Magnetic monopoles in spin ice*. Nature, **451**, 42-45 (2008).
- [38] K. K. Kohli, Andrew L. Balk, Jie Li, Sheng Zhang, Ian Gilbert, Paul E. Lammert, Vincent H. Crespi, Peter Schiffer, and Nitin Samarth. *Magneto-optical Kerr effect studies of square artificial spin ice*. Phys. Rev. B, **84**, 180412, (2011) .
- [39] S. D. Pollard, V. Volkov, and Y. Zhu. *Propagation of magnetic charge monopoles and Dirac flux strings in an artificial spin-ice lattice*. Phys. Rev. B **85**, 180402(R) (2012).
- [40] J. Li, X. Ke, S. Zhang, D. Garand, C. Nisoli, P. Lammert, V. H. Crespi, and P. Schiffer. *Comparing artificial frustrated magnets by tuning the symmetry of nanoscale permalloy arrays*. Phys. Rev. B **81**, 092406 (2010)
- [41] S. Ladak, D. E. Read, G. K. Perkins, L. F. Cohen, W. R. Branford. *Direct observation of magnetic monopole defects in an artificial spin-ice system*. Nature Physics, **6**, 359 – 363, (2010).
- [42] E. Mengotti,; L.J. Heyderman, A.F. Rodríguez, F. Nolting, R.V. Hügli, H. Braun. *Real-space observation of emergent magnetic monopoles and associated Dirac strings in artificial kagome spin ice*. Nature Physics **7**, 68–74 (2011) .
- [43] < www.raith.com >. Acesso em 24/04/2014.
- [44] CBPF. < <http://www.cbpf.br/~nanos/Apostila/01.html> >. Acesso em 23/02/2014.
- [45] V. L. Mironov. *The Fundamentals of Scanning Probe Microscopy*. The Russian Academy of Sciences, Institute of Physics of Microstructures. (2004).

REFERÊNCIAS

- [46] V. Cambel ; M. Precner ; J. Fedor ; J. Šoltýs ; J. Tóvik ; T. Ščepka ; G. Karapetrov. *High resolution switching magnetization magnetic force microscopy*. Applied Physics Letters **102**, 062405 (2013).
- [47] D.P. Landau, K. Binder. *A Guide to Monte Carlo Simulations in Statistical Physics*. Cambridge University Press. New York. 2005.
- [48] L.A.S. Mol, R.L. Silva, R.C. Silva, A.R. Pereira, W.A. Moura-Melo, B.V. Costa. *Magnetic monopole and string excitations in a two-dimensional spin ice*. Journal of Applied Physics **106**, 06391, (2009)
- [49] L. A. S. Mól, W. A. Moura-Melo, A. R. Pereira. *Conditions for free magnetic monopoles in nanoscale square arrays of dipolar spin ice*. Phys. Rev. B, **82**, 054434, (2010).
- [50] J.P. Morgan, A. Stein, S. Langridge, C.H. Marrows. *Thermal ground-state ordering and elementary excitations in artificial magnetic square ice*. Nature Physics **7**, 75–79 (2011).
- [51] N. Metropolis, A. W. Rosenbluth, M. N. Rosenbluth, A. H. Teller and E. J. Teller; Equation of State Calculations by Fast Computing Machines. Journal of Chemical Physics **21**, 1087 (1953).