

FELIPE ANDRADE APOLÔNIO

UM MODELO PARA DEFEITOS ESTRUTURAIS EM  
NANOMAGNETOS

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  
2010

Ficha catalográfica preparada pela Seção de Catalogação e  
Classificação da Biblioteca Central da UFV

T

A643m  
2010

Apolônio, Felipe Andrade, 1986-  
Um modelo para defeitos estruturais em nanomagnetos /  
Felipe Andrade Apolônio. – Viçosa, MG, 2010.  
xii, 72 f. : il. (algumas color.) ; 29 cm.

Inclui apêndice.

Orientador: Winder Alexander de Moura Melo.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Viçosa.

Referências bibliográficas: f. 67-72

1. Ferromagnetismo. 2. Magnetismo. 3. Materiais nanoestruturados. 4. Vórtice. 5. Falhas estruturais. 6. Delta de Dirac. I. Universidade Federal de Viçosa. Departamento de Física. Programa de Pós-Graduação em Física Aplicada. II. Título.

CDD 22. ed. 538.44

**FELIPE ANDRADE APOLÔNIO**

**UM MODELO PARA DEFEITOS ESTRUTURAIS EM  
NANOMAGNETOS**

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:** 07 de julho de 2010.

---

Prof. Tiago José de Oliveira

---

Prof. Sidiney de Andrade Leonel

---

Prof. Alexandre Tadeu Gomes de  
Carvalho

---

Prof. Lucas Álvares da Silva Mol

---

Prof. Winder Alexander de Moura Melo  
(Orientador)

Aos meus pais, Luzia e José, dedico.

*"A mente que se abre a uma nova ideia jamais volta ao seu tamanho original."*

Albert Einstein

# Agradecimentos

Agradeço a DEUS, mantenedor do Universo, por este importante trabalho, oportunidade e cuidado. Aos meus pais Luzia e José por, desde cedo, na época mais difícil, ter me dado total apoio e sempre acreditando em mim.

Às minhas irmãs Pollyanna e Maria, que sempre souberam me animar e alegrar, tornando minha trajetória em Viçosa mais feliz e menos dolorosa. Não posso esquecer do restante da minha família, que mesmo de longe torceu por mim, apoiando sempre que podia.

Agradeço à minha namorada Renata, pelo amor, paciência, compreensão e zelo, bem como sua família, que me acolheu como um filho, fazendo com que eu me sentisse mais perto de casa.

Ao professor Winder, por acreditar que o trabalho era de grande relevância e por todo apoio, paciência e confiança.

Aos meus amigos daqui de Viçosa, Fabiano, Fábio (Ageu), Saimon, Zé, Júlio (Bixão), Maurício, Todão, Bruno, Zezé (Guilherme)... sempre com conversas descontraídas e aprendendo muitas lições. Obrigado por tornarem esse tempo mais divertido! Não poderia esquecer do pessoal da J. J.: Davidson, Cotonete, Mocotó e Rapeis.

Àqueles amigos que não mais estão aqui, como o mestre Sandro que desde cedo me apoiou, César, Júlio (o parceiro das séries e tênis), Francis (mestre da informática), Baiano, Luciano, Japa (com suas histórias) e tantos outros que marcaram época.

Aos amigos de república, Fernando 1/2 kg e Tofe, sempre descontraindo o ambiente.

Aos colegas que tive o prazer de fazer alguma disciplina e aprender algo.

Aos demais professores com os quais tive contato e funcionários do DPF.

# Sumário

<b>Lista de Figuras</b>	<b>vii</b>
<b>Resumo</b>	<b>xi</b>
<b>Abstract</b>	<b>xii</b>
<b>1 Introdução e Motivação</b>	<b>1</b>
<b>2 Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos</b>	<b>11</b>
2.1 Interação de troca . . . . .	15
2.2 Interação dipolar . . . . .	19
2.3 Anisotropia magnética . . . . .	20
2.3.1 Anisotropia magnetocristalina . . . . .	21
2.3.2 Anisotropia de forma . . . . .	22
2.4 O modelo de Heisenberg anisotrópico . . . . .	26
<b>3 Estrutura e dinâmica de vórtices em nanomagnetos</b>	<b>29</b>
3.1 Versão contínua do modelo XY e vórtices planares . . . . .	29
3.2 Vórtices com componente fora do plano ( <i>out of plane</i> ) . . . . .	31
3.2.1 Dinâmica de vórtices . . . . .	37
3.2.2 Defeitos estruturais em nanodiscos magnéticos . . . . .	43
<b>4 Modelo para defeitos estruturais em nanomagnetos</b>	<b>45</b>
4.1 Aplicação do modelo e resultados . . . . .	48
<b>5 Conclusões e perspectivas</b>	<b>53</b>

<b>A</b>	<b>Magneto-resistência gigante (GMR) e gravação magnética</b>	<b>55</b>
A.1	A descoberta do efeito GMR . . . . .	55
A.2	Gravação magnética e GMR . . . . .	57
A.3	Memória magnética de acesso aleatório (MRAM) . . . . .	59
<b>B</b>	<b>Limite contínuo da Hamiltoniana de Heisenberg isotrópica</b>	<b>60</b>
<b>C</b>	<b>Desenvolvimento de algumas equações</b>	<b>64</b>
	<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>67</b>

# Lista de Figuras

1.1	Bússola antiga utilizada pelos chineses [1]. . . . .	1
1.2	Os microdiscos são biofuncionalizados com o anti-corpo <i>anti-human-IL12<math>\alpha</math>2R</i> , especificamente para atingirem células humanas de <i>glioblastoma multiforme</i> . Ao aplicar-se um campo magnético, os discos magnéticos oscilam, comprometendo a integridade da membrana. Figura retirada da referência [6]. . . . .	3
1.3	Ilustração esquemática da fabricação de nanodiscos magnéticos utilizando-se as três técnicas: EBL, <i>thermal evaporation</i> e <i>lift-off</i> . No primeiro quadro acima temos o substrato em azul e o resiste em amarelo. Em seguida é emitido o feixe de elétrons (EBL) na amostra, a fim 'limpar' o local onde será depositada a amostra. Após feito isso, o material é depositado via a técnica de evaporação térmica (TE). Finalmente, há um banho com um solvente para a remoção do resiste ( <i>lift-off</i> ), e o resultado final é o substrato com o material depositado [17].	5
1.4	"Evolução" da gravação magnética: variação da densidade de área utilizada na gravação (em Megabits/pol <sup>2</sup> ) em função do ano em que os equipamentos tornaram-se disponíveis no mercado (IBM 2005). Figura retirada da referência [24]. . . . .	7
2.1	Representação da curva de histerese para um material ferromagnético mostrando a magnetização remanente, $M_r$ , a magnetização de saturação, $M_s$ , e a coercividade, $H_c$ . Figura retirada da referência [43]. . . . .	13
2.2	Magnetização de saturação, $M_s$ , de um ferromagneto em função da temperatura, $T$ , normalizada para a temperatura de Curie, $T_c$ . Figura retirada da referência [43]. . . . .	14

2.3	Ilustração esquemática de ordenamento ferromagnético, à esquerda, e anti-ferromagnético, à direita. . . . .	18
2.4	Domínios magnéticos com paredes de domínios formando (a) 180° e (b) 90°. Figura retirada da referência [48]. . . . .	25
2.5	Representação esquemática de um ferromagneto com anisotropia de eixo-fácil.	27
2.6	Representação esquemática de um ferromagneto com anisotropia de plano-fácil.	27
3.1	Esquema de spin clássico com $ \vec{S}  = 1$ e orientação dada pelos ângulos esféricos $\theta$ e $\phi$ . . . . .	30
3.2	Ilustração esquemática de um vórtice com $Q = +1$ (à esquerda), um antivórtice com $Q = -1$ (ao centro) e um par vórtice-antivórtice com $Q = 0$ (à direita). Os símbolos $\oplus$ e $\ominus$ representam o centro de cada estrutura. . . . .	32
3.3	Ilustração de um estado de domínio único, no qual todos os momentos magnéticos são paralelos. . . . .	33
3.4	Esquema de vórtice <i>out of plane</i> , mostrando ao centro o caroço do vórtice, neste caso com polaridade $p = +1$ . Distante do caroço, a magnetização na superfície da amostra continuamente 'circula' em torno do centro da estrutura. Em direção ao centro, a magnetização começa a revolver-se perpendicularmente ao plano da amostra. Figura retirada da referência [58]. . . . .	35
3.5	Imagem de MFM de um <i>array de dots</i> de <i>Permalloy</i> no estado remanente ( $ \vec{H}  = 0$ ), com $R = 500$ nm e $L = 50$ nm. É mostrado na figura regiões (claras e escuras) que correspondem à área onde a magnetização é alinhada perpendicularmente ( <i>up</i> ou <i>down</i> ) ao plano da amostra. Figura retirada da referência [62]. . . . .	36
3.6	As setas amarelas representam o vetor $\hat{n}$ , normal à superfície, e as setas azuis a magnetização $\vec{M}(\vec{r})$ . À esquerda representamos o que ocorre na face lateral do nanodisco, onde $\vec{M} \cdot \hat{n} = 0$ . À direita mostramos as duas situações que acontecem na face superior do nanodisco: a) magnetização no plano $xy$ e b) o caroço do vórtice com magnetização também no eixo $z$ . . . . .	37

3.7	Ilustração da magnetização de dois nanodiscos de <i>Py</i> , com $L = 50$ nm e $R = 450$ nm, submetido a um campo externo $\vec{H}_{ext}$ , em Oerstedes ( $1 \text{ Oe} \approx 79,6 \text{ A/m}$ ), aplicado no plano da amostra, conforme indicado. O campo é aumentado seguidamente, com os momentos magnéticos sucessivamente orientando-se na direção de $\vec{H}_{ext}$ . Mostramos também as "cargas magnéticas" $\sigma_M = \vec{M} \cdot \hat{n}$ e $\rho_M = -\vec{\nabla} \cdot \vec{M}$ . Ao centro do vórtice, representamos o caroço por uma região clara, $p = +1$ , ou escura, $p = -1$ . Figura modificada retirada da referência [10].	38
3.8	Curva de histerese para um disco de <i>Py</i> ( $R = 300$ nm e $L = 60$ nm) feita por magnetometria Hall. Figura modificada retirada da referência [10]. . . . .	39
3.9	Dois nanodiscos de <i>Py</i> são investigados: em (a) o caroço do vórtice é movido por meio de um campo externo num nanodisco com $R = 500$ nm. É possível ver os <i>jumps</i> na posição de equilíbrio, os quais são devidos aos <i>pinning sites</i> . Em (b) é mostrado o deslocamento do caroço por meio de um campo, para um nanodisco com $R = 1,5 \mu\text{m}$ com um defeito artificial central. Figura retirada da referência [13]. . . . .	43
4.1	Ilustração de como ocorre a interação defeito-carroço: interação é pequena na borda do caroço, onde a energia de troca é baixa; conforme o caroço desloca-se em direção ao defeito em $\vec{x}_i$ , a interação aumenta, atingindo seu máximo em $\vec{r} = \vec{x}_i$ . O efetivo intervalo de alcance é $\delta \sim 10$ nm e está em bom acordo com experimentos. A forma (gaussiana) da interação pode ser controlada variando-se o parâmetro $\alpha$ , que tomamos como $\alpha^{-1} = 2,5 \times 10^4 R^2$ , a fim de obter o alcance desejado para a interação. . . . .	47

4.2	O caminho em vermelho é a posição de equilíbrio do caroço do vórtice, $s_{eq}$ , em função do campo magnético externo, $h_{ext}$ . Vemos aí como tal caminho é afetado pela inclusão de defeitos estruturais intrínsecos na amostra. Uma comparação com a figura 3.9 mostra que nosso resultado está em bom acordo qualitativo com aquele experimental [13]. Inserimos 20 defeitos na amostra, com espaçamento de $2l_0$ entre eles. É mostrado no gráfico defeitos do tipo atrativo ( $\lambda_i < 0$ ) e repulsivo ( $\lambda_i > 0$ ), indicados por setas azuis e pretas, respectivamente. Os valores de $\lambda_i$ que reproduzem tais interações estão numa faixa $ \lambda_i  \sim 10^{-25} - 10^{-26} \text{ m}^2$ . . . . .	50
4.3	Acima: ilustração esquemática da interação do caroço do vórtice com um defeito espalhador ( <i>scatter</i> ), mostrando onde tal interação pode ser observada no gráfico de $s$ por $h_{ext}$ . Abaixo: ilustração da interação do caroço do vórtice com um defeito atrator ( <i>pinning</i> ), ilustrando a correspondente localização de tal interação no gráfico de $s$ por $h_{ext}$ . . .	51
A.1	Esquerda: camadas com momentos opostos (estado antiferromagnético), onde cada canal encontra regiões com alta probabilidade de espalhamento (resistência total alta). Direita: camadas com momentos paralelos (estado ferromagnético) graças à presença de um campo magnético aplicado. Agora temos que um canal encontrará alta resistência e outro baixa resistência (resistência total baixa). . . . .	57
A.2	Ilustração de um processo de gravação e leitura magnética, utilizando, comparativamente, um cabeçote indutivo convencional (esquerda) e um cabeçote magnetorresistivo com tecnologia moderna (direita). . . . .	58
A.3	Possível protótipo de uma célula da chamada MRAM, memória não volátil e que utiliza o princípio da GMR. Um outro protótipo pode ser encontrado em [76]. . . . .	59
B.1	Rede quadrada indicando o espaçamento de rede $a$ bem como os quatro spins que interagem com o spin do sítio $i$ . . . . .	61

# Resumo

Apolônio, Felipe Andrade, M. Sc., Universidade Federal de Viçosa, Julho de 2010. **Um modelo para defeitos estruturais em nanomagnetos.** Orientador: Winder Alexander Moura Melo. Co-Orientadores: Afrânio Rodrigues Pereira, Alvaro Vianna Novaes de Carvalho Teixeira

Materiais ferromagnéticos nanoestruturados, de diversas formas e tamanhos, têm sido amplamente investigados devido à sua vasta aplicação em dispositivos magnetoeletrônicos. Ferromagnetos podem apresentar diversas configurações de magnetização estáveis. Em nanodiscos com espessura de  $L \gtrsim 15$  nm e raio  $R \gtrsim 100$  nm, a configuração do *tipo vórtice* aparece como estado fundamental, na ausência de campo magnético externo. Por mais cuidado que se tenha na preparação das amostras, impurezas e defeitos estruturais (na estrutura cristalina, por exemplo) sempre estarão presentes, em maior ou menor quantidade, sendo geralmente puntiformes (ou bastante diminutos) e distribuindo-se aleatoriamente pelo material. É sabido experimentalmente que estes defeitos podem modificar profundamente a dinâmica do vórtice, notadamente sua posição de equilíbrio, dentre outros aspectos como seu movimento girotrópico. Em nosso trabalho, apresentamos uma proposta para modelar tais defeitos como sendo puntiformes, incluindo um potencial do tipo  $\lambda\delta^3(\vec{x} - \vec{x}_0)$ , sendo  $\lambda$  uma constante real. Tal modelo nos conduz, efetivamente, a considerar somente a interação local do defeito com o caroço do vórtice (*vortex core*). Desenvolvemos um modelo analítico, relativamente simples, que mostrou-se capaz de descrever certos aspectos de tal interação, concordando, qualitativamente bem, com resultados observados experimentalmente.

# Abstract

Apolônio, Felipe Andrade, M. Sc., Universidade Federal de Viçosa, July, 2010. **A. model for structural defects in nanomagnets.** Adviser: Winder Alexander Moura Melo. Co-Advisers: Afrânio Rodrigues Pereira, Alvaro Vianna Novaes de Carvalho Teixeira

Nanostructured ferromagnetic materials, with several shapes and sizes, have been intensively investigated because of their potential application in magnetoelectronic devices. Ferromagnets may have a number of stable magnetization configurations. In nanodisks with thickness  $L \gtrsim 15$  nm and radius  $R \gtrsim 100$  nm, vortex configuration appears as the ground-state, in the absence of external magnetic field. For more careful you are when preparing samples, impurities and structural defects (in the crystal structure, for example) will always be present, to a greater or lesser amount, and they are generally pointlike (or tiny structures) and randomly distributed throughout the material. It is experimentally known that these defects may deeply modify the vortex dynamics, notably their equilibrium position, among others aspects like their gyrotropic motion. Here, we present a proposal for modeling such defects as they were pointlike, using a potential like  $\lambda\delta^3(\vec{x} - \vec{x}_0)$ ,  $\lambda$  being a real constant. This model yields, actually, to consider only the local interaction between the defect and the vortex core. We developed a relatively simple analytical model, which was able to describe some aspects of such interaction, agreeing, qualitatively well, with results observed experimentally.

# Capítulo 1

## Introdução e Motivação

O estudo e o desenvolvimento das propriedades do magnetismo e dos materiais magnéticos são, sem dúvida, importantes aspectos na Física. Relatos da utilização desses materiais remontam à Ásia Menor, região da Magnésia (atual Grécia), onde, em torno de 600 a. C., Tales de Mileto descobriu que pequenas pedras (magnetita,  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ ) atraíam seu cajado de ferro. Durante muito tempo, a única aplicação dos materiais magnéticos foi a fabricação de bússolas, como a mostrada na figura 1.1. Apesar de sua história milenar, foi nos últimos dois séculos que o magnetismo adquiriu características de um importante campo da ciência. Desde então, materiais magnéticos vêm desempenhando um papel importante e contribuindo de forma vital na história das civilizações bem como no seu desenvolvimento tecnológico.

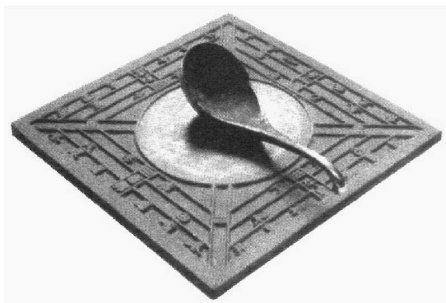


Figura 1.1: Bússola antiga utilizada pelos chineses [1].

A primeira explicação científica para os fenômenos elétricos e magnéticos veio no século XIX com o desenvolvimento da Teoria Eletromagnética. Graças a Oersted,

## 1. Introdução e Motivação

---

Ampère, Faraday, dentre outros físicos, foi possível a criação de inúmeros equipamentos. No final do século XIX, J. C. Maxwell sintetizou o conhecimento disponível à época, levando às equações do Eletromagnetismo, apresentadas em seu famoso livro "*Treatise on Electricity and Magnetism*" [2].

O final do século XIX e início do século XX foram movidos por uma enorme busca por modelos capazes de explicar o magnetismo do ponto de vista corpuscular da matéria. Podemos citar James Erwin, que publica em 1891 um livro com as propriedades conhecidas dos materiais usados em reatores, motores e geradores. Na mesma época Oberlin Smith elabora uma proposta teórica de aplicação de materiais magnéticos em gravação magnética. Em 1905 Paul Langevin explica o diamagnetismo [2]. Em 1907 Pierre Weiss faz o primeiro modelo (baseado em momentos magnéticos microscópicos) para um material ferromagnético, lançando mão do conceito de *campo molecular e paredes de domínios*.

Apesar da gama de informações sobre os materiais magnéticos, a natureza dos momentos de dipolo magnéticos ainda era um mistério. Com o surgimento da Mecânica Quântica, ainda no início do século XX, começa a ficar claro que fenômenos magnéticos têm, em última instância, explicação quântica. Pouco depois da descoberta do *spin* em 1922 por Otto Stern e Walter Gerlach, Heisenberg, Pauli, Dirac e van Vleck explicam o que acontecia no interior de um material magnético, tornando tal área um dos campos mais importantes de aplicação da Mecânica Quântica.

Dos anos 30 para cá, sem dúvida cresceu o número de aplicações tecnológicas usando-se materiais magnéticos, como a fabricação de transistores, a tecnologia da informação, geradores, motores mais potentes, etc. Concretamente, uma das mais promissoras é a gravação magnética em filmes magnéticos (geralmente feitos de óxidos de ferro, platina e cromo). Essa tecnologia é essencial no funcionamento de gravadores de som e vídeo, além de diversos equipamentos acionados por cartões magnéticos, sendo imprescindível na confecção de discos rígidos utilizados em computadores. Mais adiante, em momento oportuno, voltaremos a falar desse assunto com mais cuidado. Não menos importante, são os circuitos integrados, ou chips, presentes em quase todos os circuitos eletrônicos. Tanto a densidade de circuitos eletrônicos nos chips quanto

## 1. Introdução e Motivação

---

a densidade de gravação magnética nos discos rígidos vêm aumentando muito nos recentes anos. Além dessas aplicações, o magnetismo está presente em outras áreas, como na geologia (onde o alinhamento de momentos magnéticos sob a influência do campo magnético da Terra permite informar a evolução da Terra e a datação de rochas [3]), até o transporte de drogas que podem ser direcionadas a órgãos ou tecidos específicos [4], além do uso de nanopartículas magnéticas em métodos terapêuticos e diagnósticos [5]. Especificamente, como mostrado recentemente na referência [6], microdiscos magnéticos (MDs) apresentando configuração magnética do *tipo-vórtice* (a qual será estudada em momento oportuno) e biofuncionalizados com um determinado anti-corpo, capazes de "ligarem-se" seletivamente a células cancerígenas, ocasionam, por meio de um campo magnético oscilatório, a morte *in vitro* de, aproximadamente, 90% das células. Esquemáticamente, tal processo é descrito na figura 1.2.

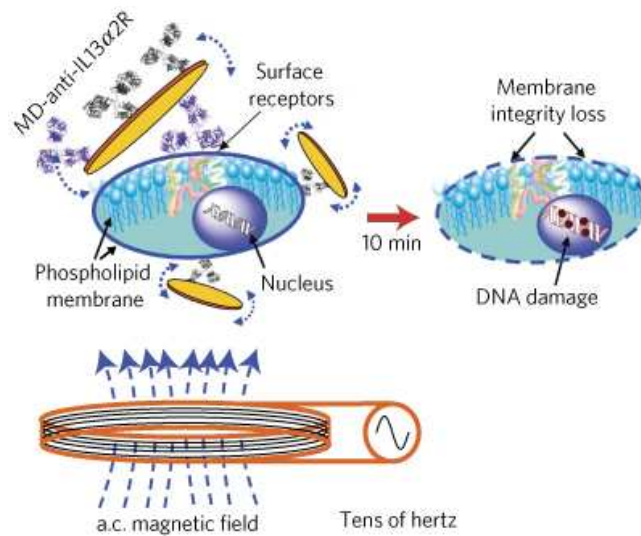


Figura 1.2: Os microdiscos são biofuncionalizados com o anti-corpo *anti-human-IL12α2R*, especificamente para atingirem células humanas de *glioblastoma multiforme*. Ao aplicar-se um campo magnético, os discos magnéticos oscilam, comprometendo a integridade da membrana. Figura retirada da referência [6].

Aplicações no âmbito nanométrico requerem alto grau de sofisticação em técnicas experimentais. A evolução tecnológica dessas aplicações foi possível devida ao aperfeiçoamento das técnicas de preparação de amostras em escalas nanométricas, bem como de técnicas de imagem em alta resolução. No entanto, durante as duas últimas

## 1. Introdução e Motivação

---

décadas, a pesquisa em materiais magnéticos sofreu um grande impulso devido às descobertas feitas em estruturas artificiais de filmes finos. Como revisado nas referências [7, 5], existem três tipos principais de fabricação de materiais magnéticos: (i) *top-down* ("cima para baixo"), (ii) *bottom-up* ("baixo para cima"), e (iii) *virtual fab* ("fabricação virtual"). O primeiro tipo é o que tem sido utilizado tradicionalmente para modelar as amostras, via técnicas de litografia. Mas a litografia necessita de um aprimoramento para obter escalas de comprimentos menores ( $\lesssim 10$  nm). Neste ponto é que entra o segundo tipo, baseado na organização de micelas de surfactantes [8]. Por fim, o terceiro tipo é baseado em simulação computacional, útil no estudo de novos materiais e propriedades, oferecendo um ótimo controle do sistema, o qual é precisamente especificado de início.

Quando produzidas artificialmente, as nanoestruturas podem ser modeladas em diversas formas geométricas, como "*nanodots*": circulares, triangulares, retangulares, elípticos, etc; "*nanowires*": retangulares, cilíndricos; "*nanorings*": cilíndricos, toroidais; "nanotubos", etc. Na fabricação destes materiais, as técnicas mais utilizadas são a litografia por feixes de elétrons (EBL, *Electron Beam Lithography*) [9–14], litografia por interferência (IL, *Interference Lithography*) [15, 16], que é a técnica escolhida quando pretende-se modelar grandes áreas, por requerer um tempo menor que a primeira, além de outras como nanolitografia de raio-X (*X-ray nanolithography*) e litografia por impressão (*imprint lithography*) [16]. Com estas técnicas é possível produzir amostras com comprimentos característicos  $\gtrsim 10$  nm. Como será discutido ao longo do texto, nosso trabalho é baseado em materiais ferromagnéticos conhecidos como *Permalloy* (*Py*), que são ligas de níquel e ferro ( $\text{Fe}_x\text{Ni}_{(1-x)}$ ,  $x \sim 18 - 22\%$ ) e amostras de níquel (Ni) e cobalto (Co). Tais ligas, bem como a chamada *superpermalloy* ( $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{14}\text{Mo}_5$ ) e as amostras de Co e Ni, são preparadas pela combinação de três técnicas: EBL, *lift-off* e *thermal evaporation* (evaporação térmica) [9, 10]. A figura 1.3 ilustra esquematicamente como se dá tal processo.

A caracterização das amostras é feita por diversas técnicas, dependendo de suas funcionalidades. Dentre elas podemos citar a microscopia eletrônica de transmissão de Lorentz (LTEM) [9, 13], magnetometria Hall (*Hall magnetometry*) [10], microscópio de

## 1. Introdução e Motivação

---

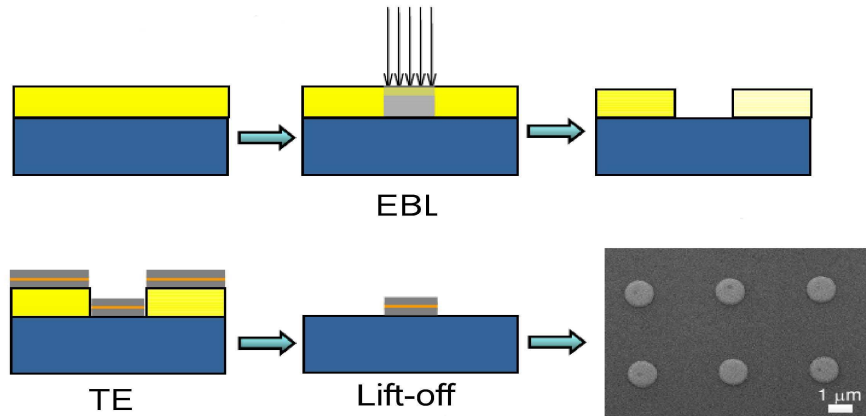


Figura 1.3: Ilustração esquemática da fabricação de nanodiscos magnéticos utilizando-se as três técnicas: EBL, *thermal evaporation* e *lift-off*. No primeiro quadro acima temos o substrato em azul e o resist em amarelo. Em seguida é emitido o feixe de elétrons (EBL) na amostra, a fim 'limpar' o local onde será depositada a amostra. Após feito isso, o material é depositado via a técnica de evaporação térmica (TE). Finalmente, há um banho com um solvente para a remoção do resist (*lift-off*), e o resultado final é o substrato com o material depositado [17].

força magnética (MFM, *magnetic force microscopy*) [10,18], que são técnicas utilizadas para monitorar, dentre outras propriedades, a reversão de magnetização em *Permalloy*, amostras de Ni e Co; o microscópio eletrônico de transmissão (TEM, *transmission electron microscopy*) pode ser usado para mostrar a microestrutura da amostra depositada ao passo que o microscópio eletrônico de varredura (SEM, *scanning electron microscopy*) pode ser usado para checar o tamanho e forma dos nanomagnetos fabricados [12]; *curvas de histerese* em amostras de pequena área superficial podem, por exemplo, ser medidas pelo dispositivo supercondutor de interferência quântica (SQUID, *superconducting quantum interference device*) [16]; temos também o microscópio de resolução temporal Kerr (TRKM, *time-resolved Kerr microscopy*), que pode ser usado para se estudar a dinâmica da magnetização em nanodiscos magnéticos [19]; por fim, podemos citar o microscópio magnético de transmissão de raios-X (MTXM, *magnetic transmission X-ray microscopy*) e o microscópio de fotoemissão de elétrons (PEEM, *photoemission electron microscopy*) utilizados, dentre outras coisas, para estudar os detalhes da dinâmica da configuração magnética dos nanomagnetos quando submetidos

## 1. Introdução e Motivação

---

a pulsos de campos magnéticos externos [20].

A possibilidade de fabricação de nanoestruturas magnéticas de diversas formas e tamanhos levou ao surgimento de novas áreas de pesquisa em magnetismo, estimuladas pela descoberta de novos fenômenos. Dentre eles, podemos destacar a descoberta da *magnetoresistência gigante* (GMR, *giant magnetoresistance*), no fim dos anos 80. GMR é um fenômeno associado a microestruturas magnéticas compostas de multicamadas, que têm sua resistência elétrica aumentada devido a presença de um campo magnético externo. Como já mencionamos, já há algum tempo que a área de aplicações em nanomagnetismo está associada com as necessidades da indústria de gravação magnética<sup>1</sup> (para uma breve revisão sobre gravação magnética e o fenômeno da GMR, o leitor é remetido às seções A.1 e A.2 do Apêndice A). Para se ter uma idéia, em 1997, poucos anos depois de sua descoberta, a IBM já lançava no mercado o primeiro disco rígido com cabeça de leitura de dados baseada no efeito GMR. E a busca por mídias de altíssimas densidades continua em desenvolvimento: no fim do ano 2000, produtos comerciais tinham uma densidade de informação armazenada de 20 Gbits/pol<sup>2</sup> (gigabits por polegadas<sup>2</sup>) [22]; em 2006 tal capacidade era de quase 100 Gbits/pol<sup>2</sup> [23]. Uma ilustração da evolução da gravação magnética é apresentada na figura 1.4. Tal fenômeno tem sido, então, coroado como um grande achado da nanotecnologia e representa um papel central na direção e foco do magnetismo de superfícies, que uniu as fronteiras entre o magnetismo puro e aplicado.

Dispositivos em nanoescala estão se tornando rapidamente o laboratório predileto de pesquisadores, motivando a procura por nanoestruturas como filmes finos, fitas e pontos (*dots*), para simular superfícies 2D, 1D e 0D, respectivamente. Dessa perspectiva, o nanomagnetismo segue os caminhos deixados pela revolução na miniaturização causada pelos semicondutores. A eletrônica de semicondutores, entretanto, utiliza apenas a carga do elétron, mas o elétron também possui spin. Neste contexto, e levada pela descoberta da GMR, vislumbrou-se, também, a possibilidade de controlar essa outra propriedade eletrônica, o spin. Há, sem dúvidas, esforços no desenvolvi-

---

<sup>1</sup>O mercado mundial em gravação magnética é estimado em torno de U\$\$ 100 bilhões por ano e vem se expandindo a uma taxa próxima de 17% ao ano [21].

## 1. Introdução e Motivação

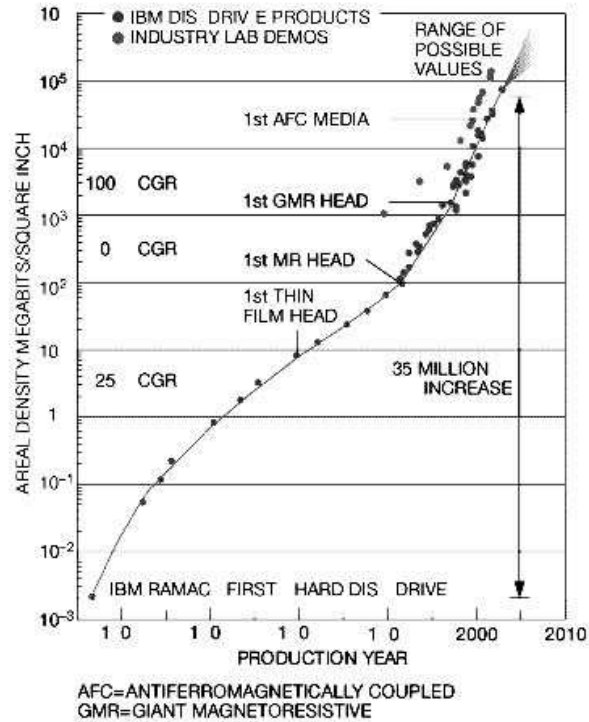


Figura 1.4: "Evolução" da gravação magnética: variação da densidade de área utilizada na gravação (em Megabits/pol<sup>2</sup>) em função do ano em que os equipamentos tornaram-se disponíveis no mercado (IBM 2005). Figura retirada da referência [24].

mento da chamada magnetoeletrônica, ou spintrônica (*spintronic*), onde uma série de ideias e protótipos utilizam as propriedades de interferências entre correntes elétricas com elétrons com um único estado de spin, que atualmente podem ser bem controladas [25]. Como exemplos, podemos citar: o transistor de spin, proposto em 1990 e ainda em desenvolvimento, que leva vantagem sobre o transistor tradicional de semicondutor pelo fato de os estados de spin serem detectados e alterados sem a aplicação de uma corrente elétrica [26]; a busca por materiais quase 100% spin-polarizado para criar circuitos onde o fluxo de spins tomem lugar - ou, talvez, colaborem - com o fluxo de cargas; e, possivelmente, a maior aplicação seja a memória magnética de acesso aleatório (MRAM, *magnetic random access memory*), a qual tem atraído grande atenção tanto de fabricantes quanto de pesquisadores por ser não-volátil<sup>2</sup>, o que a diferencia das con-

<sup>2</sup>Armazenamento não volátil é aquele onde a informação não é perdida mesmo ao se desligar a fonte de energia.

## 1. Introdução e Motivação

---

vencionais memórias voláteis RAM (*random access memory*) que são feitas à base de semicondutores (ambas são memórias de leitura e escrita). O fato de ser não-volátil talvez seja o que mais estimule a pesquisa e o desenvolvimento das MRAM's, pois podem futuramente tornar realidade o advento do computador de inicialização instantânea (*instant boot-up*), em detrimento da memória RAM, que perde a informação armazenada quando a corrente elétrica necessária ao seu periódico "refresh" é desligada e, portanto, também economizando energia [22,23]. Combinando-se as vantagens de operarem em alta velocidade, possuírem alta densidade de armazenamento de dados e serem não-voláteis, tais memórias devem tornar-se líderes na tecnologia de armazenamento de dados e prometem substituir as atuais [27]. Embora desde a década de 90 já se falava em MRAM [28,29], os primeiros chips disponíveis apareceram apenas em 2006, produzidos pela *Freescale* e, apesar de tão interessantes e vantajosas, esbarram no alto custo. O leitor interessado num funcionamento esquemático da MRAM é remetido à seção A.3 do Apêndice A. Além disso, G. A. Prinz relata na referência [30] a fabricação de dispositivos híbridos, empregando elementos magnéticos com semicondutores e supercondutores.

Como já dito, o interesse e progresso em sistemas magnéticos com reduzidas dimensões tem sido estimulado pela rápida evolução das diversas técnicas de micro-fabricação, o que está levando a diversos dispositivos, com variadas aplicações. Além da MRAM e de dispositivos de gravação de alta densidade, podemos citar sensores de campo magnético de alta resolução [31], havendo assim um grande interesse nas propriedades micromagnéticas dos magnetos nanoestruturados. Sem dúvida, a aplicação de partículas nanomagnéticas (*nanodots*<sup>3</sup>) nesses dispositivos requer um controle das configurações magnéticas. Neste ponto, podemos falar da configuração do *tipo-vórtice*, que será revista adiante no trabalho. Esta é uma configuração em que os spins (mais precisamente os momentos de dipolo magnéticos) dispõem-se em "loops" fechados no plano da amostra (*curling spin configuration*) e é observada como estado fundamental na ausência de campo magnético (estado remanente) em amostras ferromagnéticas

---

<sup>3</sup>Apesar do estudo das configurações das diversas formas, neste trabalho nos concentraremos no formato cilíndrico circular.

## 1. Introdução e Motivação

---

submicrométricas feitas de  $Py$ ,  $Ni$  e  $Co$ . Tal configuração tem sido observada experimentalmente, assim como seu papel na magnetização de nanopartículas [9, 11, 13, 18]. Por exemplo, num nanodisco tal configuração ocorre para a razão  $L/R \ll 1$ , onde  $L$  é a espessura e  $R$  é o raio do nanodisco (concretamente, valores típicos podem ser:  $5 \text{ nm} \leq L \leq 60 \text{ nm}$  e  $100 \text{ nm} \leq R \leq 1 \text{ }\mu\text{m}$  [10]). Lembramos aqui que vórtices estão presentes em diversos sistemas físicos além do magnetismo. Por exemplo, podem ser observados no hélio superfluido, supercondutores, estruturas galácticas, furacões e até mesmo em situações mais simples como no escoamento de água num ralo.

Uma vantagem, como veremos adiante, é que uma MRAM, que na verdade é constituída por várias células (ou um *array*), em princípio pode armazenar até dois *bits* de informação em apenas uma única célula com magnetização do tipo-vórtice, fato este associado ao mecanismo de *switching* (*reversão da magnetização - polaridade - e da direção de rotação - quiralidade - do vórtice*) e é devido às quatro possibilidades diferentes de magnetização (combinando-se a polaridade - *up* ou *down* - com a quiralidade - *horária* ou *anti-horária*) no estado remanente de um vórtice num nanodisco [10]. Foi demonstrado que as MRAM's podem ser utilizadas na produção de elementos lógicos (AND, OR, NAND, NOR), necessários na produção de processadores. Mas, para tanto, tais elementos requerem um *switching* (comutação) entre dois estados magnéticos estáveis, o que pode ser feito num nanodisco contendo dois buracos litograficamente inseridos (*nanodots*), que agem como verdadeiros atratores ("*pinning sites*") do vórtice [27].

Apesar das mais variadas técnicas utilizadas na preparação e fabricação de amostras terem evoluído muito, por mais cuidado que se tome no processo, as amostras sempre apresentam *defeitos estruturais intrínsecos* ("*pinning or scattering sites*"), aqueles advindos do processo de formação dos nanomagnetos. Acima descrevemos um exemplo da inserção de dois defeitos (neste caso propositalmente inseridos) levando a uma possível aplicação. Os chamados *pinning sites* em nanomagnetos são, concretamente, um forte objeto de pesquisa, pois eles estão envolvidos diretamente no processo da reversão de magnetização, que está intimamente associado com gravação magnética. Vários trabalhos experimentais têm considerado a presença de defeitos, tanto os estru-

## 1. Introdução e Motivação

---

turais [13, 14, 32], quanto aqueles inseridos por litografia [11, 33–35], alterando profundamente a dinâmica do vórtice. Certamente motivados por tal fato, modelos analíticos, que conseguem reproduzir tais defeitos artificiais, concordando muito bem com resultados experimentais, foram desenvolvidos [36–40]. No entanto, há na literatura uma carência de modelos analíticos capazes de explicar variações em certas propriedades dos vórtices em nanodiscos quando estes interagem com defeitos estruturais. Em nosso trabalho desenvolvemos um modelo analítico simples, representando defeitos estruturais como sendo puntiformes, e analisando como eles influenciam a dinâmica do vórtice em um nanodisco. Mostramos que no caso mais simples, do movimento do vórtice sob ação de campo externo tempo-independente, nosso modelo reproduz qualitativamente bem os resultados experimentais atribuídos a defeitos estruturais.

A dissertação a seguir se encontra dividida do seguinte modo: no Capítulo 2 iniciamos com uma introdução que leva à necessidade de uma formulação quântica para explicar o ferromagnetismo - a interação de troca representada pela chamada *hamiltoniana de Heisenberg*. Complementando o estudo das interações, estudamos outras interações magnéticas que são responsáveis pelas propriedades magnéticas. Por fim apresentamos algumas versões para o modelo de Heisenberg anisotrópico. No Capítulo 3, fazemos um apanhado geral sobre vórtices planares e, principalmente, sobre vórtices com componente fora do plano (*out of plane*), destacando a dinâmica desta estrutura. Já no Capítulo 4, apresentamos nosso modelo para defeitos estruturais puntiformes, bem como os resultados oriundos dele, além de fazermos uma comparação com resultados experimentais. No Capítulo 5, apresentamos as conclusões obtidas em nosso trabalho, bem como perspectivas de trabalhos. Por fim, apresentamos alguns apêndices com a finalidade de tornar o texto mais rico em detalhes, mas podem ser deixados de lado, sem comprometimento direto na compreensão do texto principal.

## Capítulo 2

# Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos

É conhecido experimentalmente que todo material magnético submetido a um campo magnético externo,  $\vec{H}$ , adquire um momento magnético. O momento de dipolo por unidade de volume é definido como sendo a magnetização, denotada por  $\vec{M}$ . Nos materiais lineares  $\vec{M}$  é proporcional ao campo aplicado  $\vec{H}$ , sendo a relação entre eles dada por:

$$\vec{M} = \chi \vec{H}, \quad (2.1)$$

onde  $\chi$ , grandeza adimensional, é chamada de *susceptibilidade magnética* do material<sup>1</sup>. As equações de Maxwell são geralmente escritas para o vetor *indução magnética*  $\vec{B}$ :

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}). \quad (2.2)$$

Para materiais que obedecem à equação (2.1), podemos escrever (2.2) como:

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (2.3)$$

em que  $\mu = \mu_0(1 + \chi)$  é conhecido como *permeabilidade magnética*. O material é classificado como *paramagnético* se  $\chi > 0$  e como *diamagnético* se  $\chi < 0$ . Então, o primeiro tipo de material, sob um campo  $\vec{H}$ , induz momentos de dipolo magnéticos orientados paralelamente a ele. Já o segundo tipo apresenta magnetização oposta ao campo aplicado. Hoje em dia, sabe-se que o paramagnetismo é um fenômeno que ocorre

---

<sup>1</sup>Materiais que obedecem à equação 2.1 são chamados de materiais lineares.

## 2. Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos

---

normalmente em materiais compostos por átomos e/ou moléculas com um número ímpar de elétrons e que pode ser explicado com base no *Princípio de Exclusão de Pauli*: elétrons dentro de um determinado átomo estão confinados aos pares, mas com spins opostos, o que faz com que, ao aplicarmos um campo externo, os torques associados com os momentos angulares de spin se cancelem, cabendo ao elétron desemparelhado ser o responsável pelo fenômeno [41]. O diamagnetismo, característico de todos os átomos, é mais fraco que o paramagnetismo, sendo também um fenômeno explicado quanticamente [42]. No entanto, até o início do século XX nos deparávamos com teorias semi-clássicas - que impunham a órbita de Bohr dos elétrons - para explicar ambos os fenômenos. Não vamos nos ater aqui a explicações detalhadas desses fenômenos. Para uma boa revisão sobre materiais magnéticos, o leitor poderá consultar as referências [41, 43, 44] e trabalhos lá citados.

Há, contudo, os *materiais ferromagnéticos*, que possuem magnetização que não se comporta linearmente<sup>2</sup> com o campo externo  $\vec{H}$ , como o fazem os dois tipos vistos acima. Em tais materiais, por exemplo, podemos ter magnetização,  $\vec{M}$ , não nula mesmo em  $\vec{H} = \vec{0}$ , o que reflete o fato destes materiais serem conhecidos por terem magnetização espontânea ( $\vec{M} \neq \vec{0}$ , na ausência de campo  $\vec{H}$ ). De fato,  $\vec{M}$  em tais materiais não é uma função unicamente valorada de  $\vec{H}$  e seu valor depende da "história" do material. Um caso típico é mostrado na curva de histerese da figura 2.1.

Conceitos básicos podem ser tirados desta figura, como a *remanência* ou *magnetização remanente*,  $M_r$ , que é o valor da magnetização no limite em que  $|\vec{H}| = 0$ ; *coercividade*,  $H_c$ , é a magnitude de  $\vec{H}$  para  $\vec{M} = \vec{0}$ ; temos também a *magnetização de saturação* ou *espontânea*,  $M_s$ , que é definida como a magnitude de  $\vec{M}$  para campos muito grandes.

A magnetização de saturação é uma propriedade intrínseca do material, independente da amostra. Ela é uma função da temperatura e na figura 2.2 é apresentada uma forma típica deste comportamento. Nesta figura,  $M_s(T)$  é normalizada com respeito ao seu valor à temperatura nula. Já a temperatura é normalizada em relação à

---

<sup>2</sup>Apesar do comportamento não-linear apresentado por materiais ferromagnéticos, é costume encontrar definições de *permeabilidade efetiva* num valor particular de  $H$  como  $\mu_{ef} = \partial B_H / \partial H$ , ou mesmo sobre um intervalo de valores de  $H$  como  $\mu_{ef} = \Delta B_H / \Delta H$ .

## 2. Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos

---

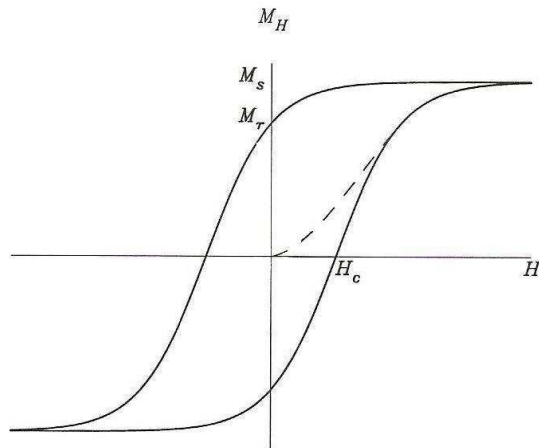


Figura 2.1: Representação da curva de histerese para um material ferromagnético mostrando a magnetização remanente,  $M_r$ , a magnetização de saturação,  $M_s$ , e a coercividade,  $H_c$ . Figura retirada da referência [43].

chamada *temperatura de Curie*,  $T_c$ , do material, que é a temperatura em que  $M_s \rightarrow 0$  no limite  $H \rightarrow 0$ . Todos os ferromagnetos tornam-se paramagnetos em temperaturas acima de  $T_c$  ( $T > T_c$ ) e, assim, têm uma magnetização não nula apenas na presença de um campo.

Qualitativamente, ambos os fenômenos (o comportamento mostrado na curva de histerese e a dependência de  $M_s$  com a temperatura) eram compreendidos até certo ponto por uma explicação dada por Pierre Weiss em 1907. Ele assumiu que havia um certo campo interno - campo molecular<sup>3</sup> - em materiais ferromagnéticos que tendia a alinhar os dipolos magnéticos dos átomos em oposição às flutuações térmicas que preferiam desordená-los. A fim de explicar a dependência da magnetização com o campo, Weiss assumiu que os ferromagnetos eram feitos de muitos *domínios magnéticos* (regiões finitas de uma particular direção de magnetização), cada um deles sendo magnetizado no valor de  $M_s(T)$ , mas a direção do vetor  $\vec{M}$  variava entre os domínios, ou seja, orientavam-se aleatoriamente. Weiss não justificou nenhuma de suas duas suposições, no entanto elas eram até certo ponto válidas e continham uma

---

<sup>3</sup>A expressão do campo dada por Weiss era  $\vec{B}_m = \lambda_m \vec{M}$ , sendo  $\lambda_m$  a constante de campo molecular [45]. Este modelo era suficiente para explicar a dependência de  $M_s$  com a temperatura e o paramagnetismo acima de  $T_c$ , levando porém a uma magnetização constante em temperaturas abaixo de  $T_c$ .

## 2. Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos

---

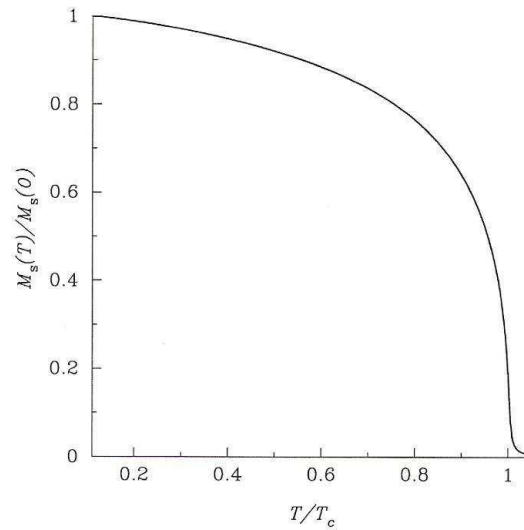


Figura 2.2: Magnetização de saturação,  $M_s$ , de um ferromagneto em função da temperatura,  $T$ , normalizada para a temperatura de Curie,  $T_c$ . Figura retirada da referência [43].

compreensão básica do ferromagnetismo. O campo molecular é conhecido hoje como uma certa aproximação à chamada *interação de troca* entre os spins; a existência dos domínios, magnetizados em diferentes direções, não é mais uma suposição e conhece-se que eles são magnetizados em certas direções e não aleatoriamente como postulou Weiss. Contudo, apesar de modelos clássicos explicarem qualitativamente bem o ferromagnetismo, precisamos considerar o famoso *teorema de Bohr-van Leeuwen* que, em 1919, mostrou que a Física Clássica não podia explicar qualquer fenômeno magnético, pois classicamente um elétron não interage com um campo magnético aplicado [43].

Ao contrário do paramagnetismo, o qual interage apenas com um campo magnético externo, os spins atômicos nos ferromagnetos também interagem um com o outro, cada um deles age tentando alinhar os outros em sua própria direção. A interação entre eles origina-se das propriedades quânticas dos spins que, somada à interação Coulombiana (eletromagnética, mais precisamente) entre os elétrons, dão origem à *interação de troca*. Devido à sua importância no estudo de sistemas magnéticos, apresentaremos uma discussão detalhada da interação de troca. Posteriormente, apresentaremos outras interações também importantes no estudo de fenômenos magnéticos.

## 2. Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos

---

### 2.1 Interação de troca

Relacionado ao spin eletrônico temos o *Princípio de Exclusão de Pauli*, o qual, como vimos, afirma que num átomo nunca pode haver mais de um elétron ocupando o mesmo estado quântico. A consequência imediata de tal afirmação é que a função de onda total (espacial  $\oplus$  spin) do elétron deve ser anti-simétrica. Para analisarmos isso mais a fundo, considere a equação de Schrödinger independente do tempo para o caso simples de dois elétrons (observe que a função de onda de spin não entra na equação de Schrödinger e deve ser posta à parte):

$$-\frac{\hbar^2}{2m}(\nabla_1^2 + \nabla_2^2)\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) + V(\vec{r}_1, \vec{r}_2)\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = E\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2), \quad (2.4)$$

em que  $\hbar$  é a constante de Planck dividida por  $2\pi$  e  $m$  é a massa do elétron. Os índices 1 e 2 referem-se às posições dos dois elétrons. Existem quatro possibilidades para os spins, que iremos representar por:

$$|\uparrow\uparrow\rangle, \quad |\uparrow\downarrow\rangle, \quad |\downarrow\uparrow\rangle, \quad |\downarrow\downarrow\rangle,$$

em que a seta para cima representa o estado de spin **up** ( $S_z = +\hbar/2$ ) e a seta para baixo representa o estado **down** ( $S_z = -\hbar/2$ ). A partir dessas combinações, podemos construir uma função anti-simétrica ( $\chi_A$ ) e três funções simétricas ( $\chi_S$ ):

$$\chi_A = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle - |\downarrow\uparrow\rangle), \quad (2.5)$$

$$\chi_S = \begin{cases} |\uparrow\uparrow\rangle \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle + |\downarrow\uparrow\rangle) \\ |\downarrow\downarrow\rangle \end{cases} \quad (2.6)$$

A equação (2.5) corresponde ao caso em que os spins estão "antiparalelos", chamado de estado *singlete*. As situações descritas pela equação (2.6) correspondem ao caso onde os spins estão "paralelos", chamado de estado *tripleto*.

Da mesma forma, podemos contruir funções espaciais simétricas e anti-simétricas. Designando por  $\phi$  a função de onda de uma partícula e  $\alpha$  e  $\beta$  dois estados orbitais,

## 2. Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos

---

temos:

$$\begin{aligned}\psi_S(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= \frac{1}{\sqrt{2}}[\phi_\alpha(\vec{r}_1)\phi_\beta(\vec{r}_2) + \phi_\alpha(\vec{r}_2)\phi_\beta(\vec{r}_1)], \\ \psi_A(\vec{r}_1, \vec{r}_2) &= \frac{1}{\sqrt{2}}[\phi_\alpha(\vec{r}_1)\phi_\beta(\vec{r}_2) - \phi_\alpha(\vec{r}_2)\phi_\beta(\vec{r}_1)].\end{aligned}\quad (2.7)$$

Se fizermos, agora, as partículas se aproximarem uma da outra ( $\vec{r}_1 \rightarrow \vec{r}_2$ ), temos que  $\psi_S \rightarrow 2\phi_\alpha\phi_\beta$ , enquanto  $\psi_A \rightarrow 0$ , mostrando que é improvável que partículas no estado anti-simétrico se encontrem próximas.

Sabe-se que a função de onda total do elétron é formada pelo produto da parte espacial pela parte de spin. Como dito antes, tal função deve ser anti-simétrica, o que implica que se a parte espacial for simétrica ( $\psi_S$ ), a função de spin deve ser anti-simétrica ( $\chi_A$ ), e vice-versa. Assim, as possíveis funções de onda totais são:

$$\Psi_{total} = \psi_S(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \otimes \chi_A \quad \text{ou} \quad \Psi_{total} = \psi_A(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \otimes \chi_S, \quad (2.8)$$

onde o símbolo  $\otimes$  denota o produto tensorial.

A exigência de que uma descrição precisa do sistema deva utilizar uma função de onda total que seja anti-simétrica pela troca das partículas conduz a um acoplamento entre as variáveis espaciais e de spin. As partículas se comportam como se seu movimento fosse influenciado por uma força cujo sinal dependesse da orientação relativa de seus spins. A tal fenômeno chamamos de *força de troca* (ou interação de troca), efeito essencialmente quântico e que não possui análogo clássico. Utilizaremos o que foi discutido acima para demonstrar a *hamiltoniana de Heisenberg*.

### Hamiltoniana de Heisenberg

Considere a interação coulombiana entre dois elétrons:

$$U(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{12}}, \quad (2.9)$$

onde  $r_{12}$  é a distância entre os elétrons. Agora, calculamos a energia média, usando as funções de onda espaciais (2.7) (a interação não depende do spin):

$$\langle U \rangle = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \int \psi^*(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \frac{1}{r_{12}} \psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) d^3r_1 d^3r_2. \quad (2.10)$$

Substituindo  $\psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}[\phi_\alpha(\vec{r}_1)\phi_\beta(\vec{r}_2) \pm \phi_\alpha(\vec{r}_2)\phi_\beta(\vec{r}_1)]$ , obtemos:

$$\langle U \rangle = E \pm J, \quad (2.11)$$

## 2. Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos

---

onde:

$$E = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \int \phi_\alpha^*(\vec{r}_1)\phi_\beta^*(\vec{r}_2) \frac{1}{r_{12}} \phi_\alpha(\vec{r}_1)\phi_\beta(\vec{r}_2) d^3r_1 d^3r_2, \quad (2.12)$$

$$J = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \int \phi_\alpha^*(\vec{r}_1)\phi_\beta^*(\vec{r}_2) \frac{1}{r_{12}} \phi_\alpha(\vec{r}_2)\phi_\beta(\vec{r}_1) d^3r_1 d^3r_2. \quad (2.13)$$

Notemos que  $E$  representa a energia coulombiana média do sistema. Tal termo seria o único termo presente se não levássemos em conta o princípio da exclusão. Assim, a imposição do princípio de Pauli nos levou a um termo extra,  $J$ , chamado de *integral* ou *constante de troca*<sup>4</sup>, que corresponde à diferença entre os estados singleto e tripleto. O sinal  $\pm$  na expressão (2.11) depende do estado de spin (se singleto ou tripleto). Apesar da interação entre os elétrons não depender do estado de spin, a energia média dependerá, nos levando então a pensar que a energia do sistema possa ser escrita em termos das variáveis de spin. Para tanto, escrevemos  $\langle U \rangle$  da seguinte forma:

$$\langle U \rangle = E \pm J \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2, \quad (2.14)$$

e, devida à sua conveniência, consideraremos  $S_i$  como sendo as projeções dos momentos angulares de spin (normalizadas pelo fator  $\hbar/2$ ). Desta forma, teremos que  $\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = +1$  corresponde aos spins estarem paralelos (estado tripleto) e  $\vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2 = -1$  corresponde aos spins estarem antiparalelos (estado singleto). Quem primeiro chamou atenção da energia de troca para explicar a ordem magnética nos materiais foi Werner Heisenberg, em 1928. A hamiltoniana de Heisenberg é, então, dada por:

$$H = \pm 2 J_{12} \vec{S}_1 \cdot \vec{S}_2, \quad (2.15)$$

onde  $J_{12}$ , a chamada de contante de troca, está associada aos elétrons 1 e 2 [45]. Vimos que esta situação, considerando apenas dois elétrons, é relativamente simples. Entretanto átomos em sistemas magnéticos têm muitos elétrons. A equação de Schrödinger deste sistema de muitos elétrons não pode ser resolvida sem suposições/aproximações. Notamos que tal interação aplica-se principalmente entre átomos vizinhos, pois a interação como apresentada aqui leva em conta a superposição de funções de onda que apenas se tornam apreciáveis entre sítios vizinhos [47]. Esta consideração nos leva ao

---

<sup>4</sup>Por exemplo, para o ferro a constante de troca é  $J \approx 3,45 \cdot 10^{-21} \text{J}$  [46].

## 2. Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos

---

modelo de Heisenberg para sistemas com muitos átomos [48]:

$$H = - \sum_{\langle i,j \rangle} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (2.16)$$

com  $J_{ij}$  sendo a constante de troca entre o spin  $i$  e spin  $j$  e a notação  $\langle \cdot, \cdot \rangle$  indica que a soma é feita entre primeiros vizinhos. Uma boa aproximação é fazer  $J_{ij} = J$  para vizinhos mais próximos e  $J_{ij} = 0$  para os demais vizinhos (interação de curto alcance).

Assim:

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j. \quad (2.17)$$

Ressaltamos que em (2.16) e (2.17) o fator 2 é incluído no somatório, pois contamos a mesma interação duas vezes. Observe também que o sinal  $\pm$ , presente em (2.15) não aparece mais, pois este foi incluso em  $J$  e agora podemos ter  $J > 0$  e  $J < 0$ . Ao analisarmos (2.17), vemos que a configuração de menor energia para o caso em que  $J < 0$  é tal que  $\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j < 0$ , ocorrendo o alinhamento antiparalelo (ordem anti-ferromagnética); já a menor energia para o caso em que  $J > 0$  é tal que  $\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j > 0$  e temos alinhamento paralelo (ordem ferromagnética). Esses comportamentos são ilustrados na figura 2.3. Lembramos ainda que neste modelo uma interação com um campo magnético externo  $\vec{H}$  pode ser introduzida pela adição em (2.17) de um termo proporcional a  $\sum_i \vec{H} \cdot \vec{S}_i$ .

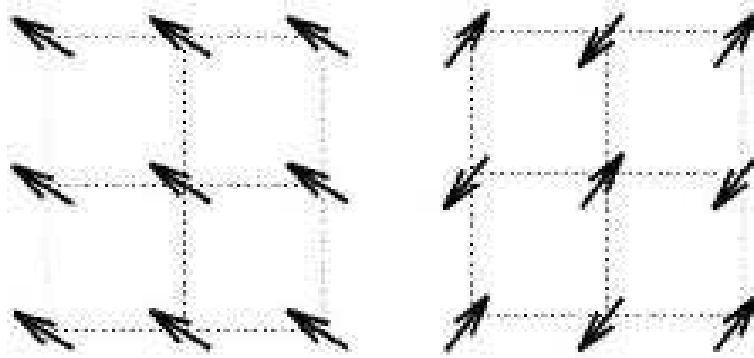


Figura 2.3: Ilustração esquemática de ordenamento ferromagnético, à esquerda, e anti-ferromagnético, à direita.

A situação que acabamos de estudar, com elétrons interagindo diretamente com os átomos vizinhos é chamada de *troca direta*, pois não há a necessidade de átomos

## 2. Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos

---

intermediários. Se, entretanto, a superposição das funções de onda é pequena, a troca direta não representa o mecanismo dominante para as propriedades magnéticas. Para esse tipo de sistema a *troca indireta* é a responsável por tais propriedades. Uma revisão da troca indireta é apresentada na referência [48].

Microscopicamente, além do ferromagnetismo e antiferromagnetismo, a interação de troca pode originar diversos tipos de arranjos espaciais dos spins atômicos. Uma variação simples do anti-ferromagnetismo é o *ferrimagnetismo*, onde os spins apontam em sentidos opostos mas possuem magnitudes diferentes. Há ainda arranjos cônicos, os vidros de spin (*spin glasses*), antiferromagneto inclinado, arranjo helicoidal.

Do ponto de vista de aplicações do magnetismo, os materiais podem ser classificados de acordo com sua *dureza magnética*. Por exemplo, materiais *duros* (*hard*) possuem alto valor da coercividade e são normalmente utilizados como elementos de memória em discos rígidos, ou como ímas permanentes, dentre outros. Como exemplo temos os compostos  $\text{SmCo}_5$ ,  $\text{Nd}_2\text{Fe}_{14}$ ,  $\text{CrO}_2$ . Por outro lado, materiais magneticamente *moles* (*soft*), ou seja, de baixa coercividade, podem ser utilizados como elementos de gravação magnética em fitas, como núcleos de transformadores, etc, onde podemos citar o *Permalloy*, os materiais amorfos, ligas de Fe-Co [45].

### 2.2 Interação dipolar

A energia entre dois dipolos magnéticos  $\vec{\mu}_1$  e  $\vec{\mu}_2$ , no vácuo e separados por uma distância  $\vec{r}$ , é dada por:

$$E_{dip} = \frac{\mu_0}{4\pi r^3} [\vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2 - \frac{3}{r^2} (\vec{\mu}_1 \cdot \vec{r})(\vec{\mu}_2 \cdot \vec{r})], \quad (2.18)$$

onde  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética do vácuo. Vemos assim que a interação entre dipolos,  $E_{dip}$ , depende da distância (interação de longo alcance) e da orientação relativa entre eles.

Para uma estimativa de  $E_{dip}$ , escolhemos valores típicos, como  $|\vec{\mu}_1| = |\vec{\mu}_2| = 1\mu_B$ <sup>5</sup> e  $r = 2\text{\AA}$  e, além disso, consideramos  $\vec{\mu}_1$  paralelo a  $\vec{\mu}_2$  e estes paralelos a  $\vec{r}$ . Com

---

<sup>5</sup> $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m}$ , onde  $e$  é a carga e  $m$  a massa do elétron, é chamado de magneton de Bohr.

## 2. Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos

---

esta situação, encontramos que:

$$E_{dip} = \frac{\mu_0 \mu_B^2}{2\pi r^3} = 2,1 \cdot 10^{-24} \text{J}. \quad (2.19)$$

A temperatura correspondente ( $E = k_B T$ , onde  $k_B$  é a constante de Boltzmann) a este valor de energia é pouco menor que 1K. No entanto, a temperatura de ordenamento em ferromagnetos (temperatura de Curie) atinge centenas de Kelvins - tal temperatura para o ferro é em torno de 1000 K - e, desta forma, vemos que a interação dipolar é muito pequena para causar o ordenamento ferromagnético [48].

### 2.3 Anisotropia magnética

Nas seções anteriores estudamos o surgimento da magnetização seja na aplicação de um campo magnético, como é o caso do paramagnetismo, seja devido à interação de troca, como é o caso do ferromagnetismo e outras configurações magnéticas. No entanto, as considerações feitas até aqui eram relacionadas apenas a sistemas isotrópicos, isto é, a sistemas onde as propriedades físicas são idênticas em todas as direções. Nesta seção, nós vamos estudar mais qualitativamente efeitos magnéticos dependentes de direções cristalográficas. Por exemplo, a hamiltoniana de Heisenberg na forma apresentada em (2.17) é completamente isotrópica, não levando em conta uma possível direção em que o material possa ser cristalizado.

Para ilustrar a necessidade da inclusão de anisotropias em modelos que descrevem o magnetismo, consideremos o comportamento de um ferromagneto completamente isotrópico. Em temperaturas baixas, isto é, em baixas energias térmicas, a força de troca é suficiente para manter os spins paralelos e a direção destes spins define a direção no espaço do momento magnético  $\vec{\mu} = -g\mu_B \sum \vec{S}$ , em que  $g$  é o fator de spin. Considerando que  $\vec{\mu}$  faz um ângulo  $\theta$  com um campo magnético fixo  $\vec{H}$ , a energia de interação entre o campo e a magnetização é  $-\mu H \cos \theta$ . No equilíbrio térmico a probabilidade de termos uma configuração em um particular ângulo  $\theta$  numa temperatura  $T$  é proporcional a  $e^{-E/k_B T} = e^{x \cos \theta}$ , onde  $x = (\mu H)/(k_B T)$ . Assim, a média para um ensemble de ferromagnetos é:

## 2. Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos

---

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \cos \theta e^{x \cos \theta} \sin \theta d\theta d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi e^{x \cos \theta} \sin \theta d\theta d\phi} = \coth x - \frac{1}{x} = L(x), \quad (2.20)$$

onde  $L(x)$  é chamada de *função de Langevin*. O lado esquerdo de (2.20) é, pela definição de  $\theta$ , a componente paralela a  $\vec{H}$  de um vetor unitário na direção da magnetização:

$$\frac{M_H}{|\vec{M}|} = \langle \cos \theta \rangle = L \left( \frac{\mu H}{k_B T} \right). \quad (2.21)$$

A análise de (2.21) a campos nulos, a saber  $|\vec{H}| = 0$ , mostra que seu limite é nulo e, conseqüentemente, que todos ferromagnetos são, deste ponto de vista, iguais aos paramagnetos. Portanto, se, de fato, não houvesse outro termo de energia presente nestes materiais, termo este que é adicionado à hamiltoniana de Heisenberg isotrópica, teria sido impossível medir qualquer magnetização a campo nulo e não teria sentido, por exemplo, falar em temperatura de Curie. A magnetização da forma mostrada em (2.21) contradiz não apenas experimentos que produzem gráficos como o da figura 2.1, mas também com a experiência diária onde, por exemplo, vemos que os dispositivos que armazenam informação as mantêm gravadas neles mesmo quando o campo responsável pela 'escrita' é desligado. Isto é devido ao fato de que materiais magnéticos reais não são isotrópicos e que nem todos os valores de  $\theta$  são igualmente prováveis [43]. A seguir discutiremos brevemente dois importantes tipos de anisotropia.

### 2.3.1 Anisotropia magnetocristalina

A interação spin-órbita, associada ao acoplamento entre os momentos angulares de spin e orbital do elétron, assim como a interação dipolar spin-spin discutida na seção 2.2, é bastante fraca se comparada à interação de troca [49]. No entanto, tal interação é responsável pela chamada *anisotropia magnetocristalina*. As órbitas do elétron estão relacionadas à estrutura cristalográfica e, por suas interações com os spins, elas fazem com que estes prefiram alinhar-se ao longo de eixos cristalográficos bem definidos. Entretanto, há direções no espaço nas quais o material magnético é mais fácil de se magnetizar do que em outras (*eixos fáceis*), sendo que tal diferença para os eixos pode ser expressa com um termo de energia dependente da direção.

## 2. Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos

---

A energia magnetocristalina é corriqueiramente pequena quando comparada com a energia de troca, e a magnitude da magnetização,  $|\vec{M}|$ , é determinada quase que exclusivamente pela energia de troca, sendo a contribuição da anisotropia negligenciável para quase todos os materiais ferromagnéticos conhecidos, dentre os quais estão os materiais magnéticos moles, que contêm, como vimos, o *Permalloy* [50]. Entretanto, vale ressaltar que a *direção* da magnetização é determinada apenas por tal anisotropia, pois a energia de troca não leva em conta qualquer direção no espaço. Vimos então que o termo de troca tenta alinhar todos os spins paralelos uns aos outros, ao passo que termo magnetocristalino tenta alinhá-los em certas direções cristalográficas. Juntos, os dois termos tentam alinhar todos spins paralelos em determinada direção, mas não são responsáveis pela formação dos domínios magnéticos [43]. O termo que causa os domínios será visto em momento oportuno.

Apesar de a interação spin-órbita poder ser calculada por princípios teóricos, as energias de anisotropia são escritas com expressões fenomenológicas, as quais são expansões em séries de potência que levam em conta a simetria do cristal, sendo os coeficientes obtidos de experimentos. Há, entretanto, expressões para diferentes sistemas cristalográficos, como sistemas cúbicos, tetragonais, hexagonais [48].

### 2.3.2 Anisotropia de forma

Amostras policristalinas sem uma orientação preferida de seus grãos, não possuem qualquer anisotropia magnetocristalina. Um comportamento isotrópico, entretanto, é somente dado para formas esféricas, pois se a amostra não é esférica, então uma ou mais direções específicas ocorrem, a(s) qual(is) representa(m) os chamados eixos fáceis de magnetização, que são causados unicamente pela forma da amostra [48]. Este tipo de anisotropia é também chamado de *energia magnetostática*, e tem sua origem na interação clássica entre dipolos. Para entendermos melhor a causa desta anisotropia, faremos uso de algumas das equações de Maxwell. A *lei de Ampère* em materiais magnetizados, especificamente em ferromagnetos, e sem a presença de qualquer tipo de corrente, é tal que:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}_d = \vec{0}. \quad (2.22)$$

## 2. Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos

---

É costume, no estudo do ferromagnetismo, separar os campos magnéticos em duas categorias e tratar o campo  $\vec{H}_d$  em (2.22) separadamente do campo aplicado  $\vec{H}_{ext}$ , o qual é produzido externamente à amostra. Uma amostra finita exhibe pólos em sua superfície, que levam à formação de um "campo perdido" (*stray field*) fora da amostra. Este campo, então, é responsável pela ocorrência de um campo no interior da amostra, chamado de *campo de desmagnetização*,  $\vec{H}_d$ , produzido pela distribuição de magnetização (função de  $\vec{M}$ ). A solução de (2.22) é bem conhecida, sendo  $\vec{H}_d$  escrito como o gradiente de um *potencial escalar*<sup>6</sup>  $\Phi$ , análogo ao caso eletrostático. Usando-se a convenção do sinal negativo na definição, temos:

$$\vec{H}_d = -\vec{\nabla} \Phi. \quad (2.23)$$

Uma outra equação de Maxwell é:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0, \quad (2.24)$$

onde  $\vec{B}$  é a indução magnética, definida em (2.2). Agora, substituindo as equações (2.2) e (2.23) em (2.24), temos que:

$$\nabla^2 \Phi_{in} = \vec{\nabla} \cdot \vec{M}, \quad (2.25)$$

a qual deve ser válida dentro do(s) material(is) ferromagnético(s) [43]. Podemos identificar, comparando com a eletrostática,

$$\rho_M = -\vec{\nabla} \cdot \vec{M} \quad (2.26)$$

como sendo a *densidade volumétrica de carga magnética*. A solução para  $\Phi$ , no caso em que não há condições do contorno na superfície do material, é [51]:

$$\Phi_{in}(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\vec{\nabla}' \cdot \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3r', \quad (2.27)$$

onde  $V$  é o volume do ferromagneto,  $\vec{r}$  é a posição no espaço onde o potencial é calculado e  $\vec{r}'$  é a posição de uma porção  $d^3r'$  do ferromagneto.

---

<sup>6</sup>Em vez do potencial escalar, o problema pode ser formulado com base no *vetor potencial*,  $\vec{A}$ , em que  $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$  e, daí, encontrar a equação diferencial e as condições de contorno para  $\vec{A}$ .

## 2. Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos

---

Já na região externa ao material,  $\vec{M} = \vec{0}$ , e então  $\vec{B} = \mu_0 \vec{H}_d$ . Assim a equação diferencial nessa região é:

$$\nabla^2 \Phi_{out} = 0. \quad (2.28)$$

É conhecido a partir das equações de Maxwell que as componentes de  $\vec{H}_d$  paralelas à superfície (imediatamente dentro e fora do material), não havendo correntes superficiais, são contínuas, assim como as componentes de  $\vec{B}$  perpendiculares à superfície [41]. Estes requerimentos levam às condições de contorno na superfície  $S$  do ferromagneto:

$$\Phi_{in} \Big|_S = \Phi_{out} \Big|_S, \quad \frac{\partial \Phi_{in}}{\partial n} \Big|_S - \frac{\partial \Phi_{out}}{\partial n} \Big|_S = \vec{M} \cdot \hat{n}, \quad (2.29)$$

onde  $\hat{n}$  é um vetor unitário normal à superfície do corpo ferromagnético, sendo positivo na direção que sai do corpo. Apesar destas condições de contorno, queremos ainda que o potencial seja *regular* no infinito, o que significa que  $|r\Phi|$  e  $|r^2 \vec{\nabla} \Phi|$  não devem divergir conforme  $r \rightarrow \infty$ . Esta regularidade significa que o comportamento do potencial a grandes distâncias do ferromagneto é o mesmo que o do potencial de uma carga puntiforme, o que pode ser esperado se a magnetização vai a zero fora de um certo volume finito.

A aplicação do *teorema da divergência* ( $\int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{A} dV = \oint_S \vec{A} \cdot \hat{n} dS$ ) em  $\rho_M$ , equação (2.26), numa superfície gaussiana de espessura que tenda a zero, leva a uma *densidade superficial de carga magnética*:

$$\sigma_M = \vec{M} \cdot \hat{n}. \quad (2.30)$$

Desta forma, em vez de usarmos a expressão (2.27) para  $\Phi$ , temos que o potencial num caso mais realístico envolvendo condições de contorno superficiais é dado por [51]:

$$\Phi(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\vec{\nabla}' \cdot \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d^3 r' + \frac{1}{4\pi} \oint_S \frac{\hat{n} \cdot \vec{M}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dS. \quad (2.31)$$

Agora, conhecendo-se  $\Phi$ ,  $\vec{H}_d$  pode ser encontrado de (2.23) e a energia magnetostática pode ser calculada, resultando em:

$$E_{mag} = -\frac{1}{2} \int_V \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_d d^3 r, \quad (2.32)$$

## 2. Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos

---

onde a integração é feita no ferromagneto de volume  $V$ . A partir deste resultado, podemos inferir que a energia magnetostática é minimizada quando a amostra não exibe pólos ( $\vec{\nabla} \cdot \vec{M} = 0$  e  $\vec{M} \cdot \hat{n} = 0$ ), que são justamente os agentes formadores de  $\vec{H}_d$ . Daqui em diante, quando nos referirmos a este termo de energia, usaremos o nome *energia magnetostática*.

Esta equação nada mais é do que a interação de cada dipolo com o campo  $\vec{H}_d$  criado pelos outros dipolos, sendo o fator  $1/2$  introduzido com a finalidade de evitar contar duas vezes a interação entre dois dipolos. Neste ponto, apenas afirmaremos ser a energia magnetostática a responsável pela existência dos domínios magnéticos, ou, pelo menos, é este termo de energia que prefere a subdivisão de um ferromagneto em domínios [43], ou seja, os materiais ferromagnéticos, geralmente, formam domínios para minimizar tal termo de energia. A figura 2.4 é uma representação esquemática de domínios magnéticos, que são separados pelas chamadas *paredes de domínios*, as quais são regiões microscópicas que têm um comprimento da ordem de  $10\text{-}10^2$  nm (da ordem e pouco menores que os nanodiscos aqui considerados), dependendo do material [30].

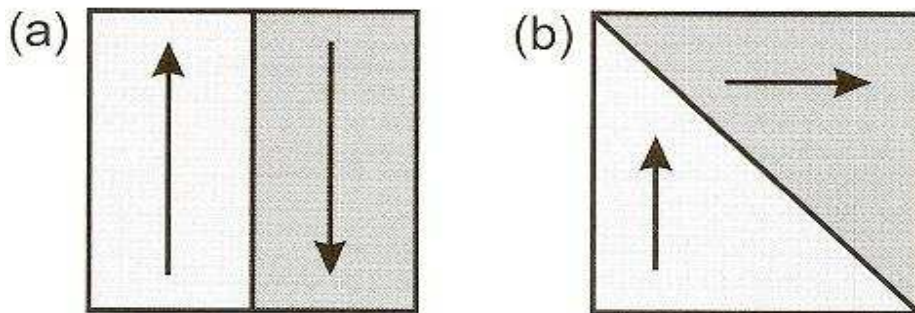


Figura 2.4: Domínios magnéticos com paredes de domínios formando (a)  $180^\circ$  e (b)  $90^\circ$ . Figura retirada da referência [48].

Há ainda outras fontes de anisotropia além das duas discutidas acima. Podemos citar a *magnetostricção*, na qual, quando um ferromagneto é magnetizado ele se retrai ou expande na direção da magnetização, tornando inválida a definição de  $\vec{M}$  como o momento de dipolo por unidade de volume, pois o volume muda com a magnetização que, por sua vez, muda com o campo aplicado. É conhecido que o *Permalloy*, na com-

## 2. Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos

---

posição com cerca de 78% de Ni, além de possuir baixa anisotropia magnetocrsitalina, também possui baixa magnetostricção [52]. Temos também a *anisotropia induzida*: é observado, por exemplo, que quando um filme fino é depositado em um ângulo oblíquo ao substrato, ou mesmo quando um campo magnético ou elétrico, é aplicado durante a deposição, uma anisotropia *uniaxial* desenvolve-se (é *induzida*) no plano do filme, mas tal anisotropia é complexa e de difícil tratamento quantitativo. Podemos citar ainda a *anisotropia de superfície e interface*, que está associada à assimetria exibida pela superfície em comparação com a parte interna da amostra; o spin na superfície tem um vizinho mais próximo de um lado mas não tem vizinhos na parte externa da amostra, tal que a energia de troca neste ambiente não pode ser igual àquela no interior da mesma. Um metal não-magnético - ou até mesmo um outro corpo ferromagnético - depositado sobre um ferromagneto fornece, também, uma interface com ambiente diferente para os spins na superfície [43].

### 2.4 O modelo de Heisenberg anisotrópico

Como dito, a hamiltoniana de Heisenberg é isotrópica e, após estudarmos alguns tipos de anisotropia, é conveniente acrescentar termo(s) à expressão isotrópica (2.17) que leve(m) em conta a presença de tal fenômeno, proporcionando um modelo que descreva melhor os diversos materiais. Desta forma, uma expressão para a hamiltoniana<sup>7</sup> de spin no modelo de Heisenberg *anisotrópico* pode ser dada por:

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y + \lambda S_i^z S_j^z) \quad (2.33)$$

em que  $\lambda$  é chamada de constante de anisotropia. Esta hamiltoniana contém alguns casos limite que dependem do parâmetro de anisotropia  $\lambda$ . Agora, destacamos os seguintes casos:

- **Isotrópico**: para  $\lambda = 1$  recuperamos o modelo de Heisenberg isotrópico, onde os spins não têm direção preferencial. Como exemplo, temos os íons  $\text{Mn}^{2+}$  e  $\text{Fe}^{3+}$  [53];

---

<sup>7</sup>Há outras versões anisotrópicas mais gerais da hamiltoniana de Heisenberg, onde casos particulares levam ao modelo de Ising e XY. Veja, por exemplo, a referência [48].

## 2. Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos

---

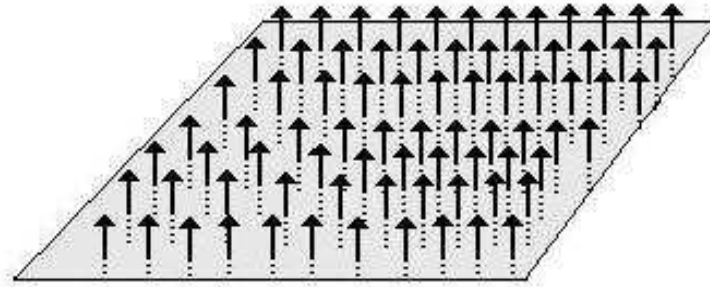


Figura 2.5: Representação esquemática de um ferromagneto com anisotropia de eixo-fácil.

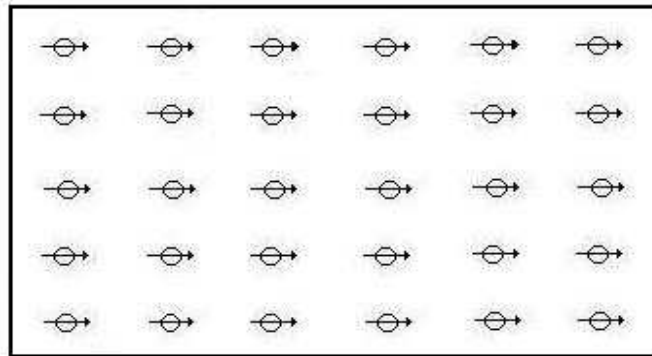


Figura 2.6: Representação esquemática de um ferromagneto com anisotropia de plano-fácil.

- **Eixo-fácil:** para  $\lambda > 1$  os spins têm a preferência de apontar numa dada direção, eixo  $z$  por exemplo. Isto caracteriza uma simetria de eixo-fácil (veja a figura 2.5). Temos como exemplos  $\text{YFeO}_3$ ,  $\text{CrBr}_3$ ,  $\text{LiHoF}_4$  [54];

- **Plano-fácil:** para  $0 < \lambda < 1$  os spins tendem a se alinhar com o plano  $xy$  (veja a figura 2.6), o que acarreta no modelo de Heisenberg de plano-fácil.

Um esquema de spin clássico está ilustrado na figura 3.1, no capítulo 3.

## 2. Considerações gerais sobre magnetismo e fenômenos magnéticos

---

### O modelo XY e o Rotor Planar

Além dos modelos citados acima, temos dois de grande interesse no magnetismo: o *modelo XY* e o *Rotor Planar*<sup>8</sup>. Estes modelos são obtidos fazendo-se  $\lambda = 0$  em (2.33):

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y). \quad (2.34)$$

Apesar da hamiltoniana do modelo XY e a do Rotor Planar possuírem expressões iguais, a diferença dos modelos reside no fato de o primeiro possuir dinâmica em detrimento ao segundo. Isto decorre que no modelo XY o vínculo é  $S^2 = (S^x)^2 + (S^y)^2 + (S^z)^2 = 1$  e existem as três componentes de spin, ao passo que no modelo do Rotor Planar temos o vínculo  $S^2 = (S^x)^2 + (S^y)^2 = 1$ , não havendo a componente  $S^z$ . A dinâmica de um modelo de spins é descrita pela equação de movimento de Heisenberg:

$$i\hbar \frac{d\vec{S}_j}{dt} = [\vec{S}_j, H], \quad (2.35)$$

onde  $i = \sqrt{-1}$  e  $[\vec{S}_j, H] = \vec{S}_j H - H \vec{S}_j$ . Ainda temos que os operadores de spin ( $S^x$ ,  $S^y$  e  $S^z$ ) satisfazem à regra de comutação de momento angular de spin  $[S_i^\alpha, S_j^\beta] = i\hbar \varepsilon^{\alpha\beta\gamma} \delta_i^j S_\gamma^i$ , em que  $\varepsilon^{\alpha\beta\gamma}$  é o símbolo de Levi-Civita, que assume o valor  $+1$  se  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  forem cíclicos,  $-1$  se  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  forem anticíclicos e  $0$  caso contrário [56]. Por conseguinte, temos que no Rotor Planar  $[S^x, S^y] = 0$ , já que  $S^z = 0$ , o que implica em  $[S^x, H] = [S^y, H] = 0$  e, portanto, não temos dinâmica ( $d\vec{S}_j/dt = \vec{0}$ ). Já para o modelo XY,  $S^z \neq 0$  e podemos ver que  $d\vec{S}_j/dt \neq \vec{0}$ . Apesar de termos a componente  $S^z$  no modelo XY, o fato deste termo não estar presente em (2.34) nos mostra a grande tendência dos spins permanecerem alinhados no plano.

Se estivermos estudando sistemas magnéticos de muitas partículas, tal estudo torna-se inviável, senão impossível, através das expressões dadas nesta seção. Para tanto, adotamos um modelo contínuo para a hamiltoniana do sistema. Tal modelo, para o caso isotrópico, é desenvolvido no Apêndice B.

---

<sup>8</sup> Às vezes é comum falar no modelo de Plano-fácil como englobando os modelos XY e Rotor Planar. Para isso, fazemos com que a restrição para  $\lambda$  no modelo inclua  $\lambda = 0$ , ou seja,  $0 \leq \lambda < 1$ . Um tal tratamento é usado, por exemplo, pelos autores da referência [55].

# Capítulo 3

## Estrutura e dinâmica de vórtices em nanomagnetos

Alguns dos modelos descritos anteriormente, apresentam como soluções excitações não-lineares (devido ao vínculo  $|\vec{S}| = 1$ ) os vórtices de spin. Existem dois tipos de vórtices: o primeiro é o *vórtice planar (in plane)*, a forma mais simples de vórtice, surgindo quando a anisotropia é suficientemente grande para confinar os spins ao plano  $xy$ ; o segundo é o chamado *vórtice fora do plano (out of plane)*, onde os spins próximos ao centro do vórtice (*vortex core*) possuem componentes perpendiculares ao plano  $xy$ . Primeiro, elucidaremos vórtices planares.

### 3.1 Versão contínua do modelo XY e vórtices planares

Aproveitando o ensejo, podemos, de forma análoga ao desenvolvimento feito Apêndice B, obter, por exemplo, a aproximação contínua do modelo XY<sup>1</sup>:

$$H_{XY} = \frac{J}{2} \int_S \left\{ \sum_{\alpha=1}^2 \left[ \left( \frac{\partial S_\alpha}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial S_\alpha}{\partial y} \right)^2 \right] + \frac{4}{a^2} (S^z)^2 \right\} d^2r, \quad (3.1)$$

onde a integração é feita na superfície  $S$  do sistema - bidimensional - e  $\alpha = x, y$ .

No entanto, visto que existe o vínculo  $|\vec{S}|^2 = 1$ , podemos parametrizar os spins por meio de dois campos escalares  $m = \cos \theta$  e  $\phi$ , de maneira que  $\vec{S} = (\sqrt{1 - m^2} \cos \phi,$

---

<sup>1</sup>O desenvolvimento passo a passo desta equação pode ser encontrado, por exemplo, na referência [53].

### 3. Estrutura e dinâmica de vórtices em nanomagnetos

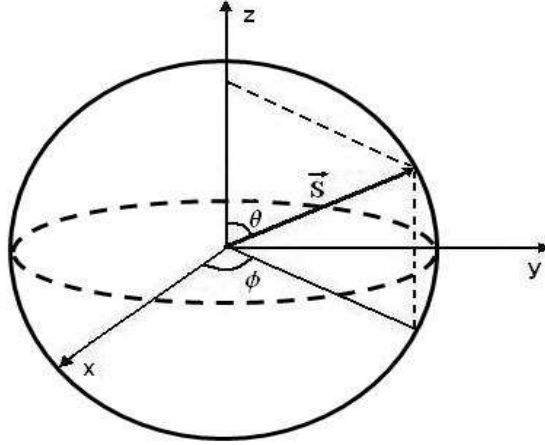


Figura 3.1: Esquema de spin clássico com  $|\vec{S}| = 1$  e orientação dada pelos ângulos esféricos  $\theta$  e  $\phi$ .

$\sqrt{1 - m^2} \sin\phi$ ,  $m$ )<sup>2</sup>, conforme ilustrado na figura 3.1. Desta forma, a hamiltoniana (3.1) fica:

$$H_{XY} = \frac{J}{2} \int_S \left[ \frac{m^2 (\vec{\nabla} m)^2}{1 - m^2} + (1 - m^2) (\vec{\nabla} \phi)^2 + \frac{4}{a^2} m^2 \right] d^2 r, \quad (3.2)$$

em que  $\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y}$ .

Fazendo  $m = 0$  ( $\theta = \pi/2$ ) na equação (3.2), ganhamos a versão contínua do modelo do Rotor Planar:

$$H_{RP} = \frac{J}{2} \int_S (\vec{\nabla} \phi)^2 d^2 r, \quad (3.3)$$

no qual os spins só possuem duas componentes, a saber,  $S_x$  e  $S_y$ . A equação de movimento para o caso estático ( $d\phi/dt = 0$ ), via *equações de Hamilton* para o campo  $\phi$ , obtida a partir de  $H_{RP}$ , é dada por:

$$\frac{\delta H_{RP}}{\delta \phi(\vec{r})} = 0 \quad \Rightarrow \quad \vec{\nabla}^2 \phi(\vec{r}) = 0, \quad (3.4)$$

sendo  $\vec{r} = (x, y)$ , que é a *equação de Laplace*.

A equação de Laplace possui dois tipos de solução: o primeiro corresponde ao estado fundamental, ou seja,  $\phi(\vec{r}) = \text{constante}$ ; o segundo tipo consiste numa

---

<sup>2</sup>O vetor  $\vec{S}$ , quando parametrizado desta forma, é também conhecido como vetor magnetização unitário, normalizado por  $M_s$ ,  $\vec{m} = \vec{S} = \vec{M}/M_s$ . Daqui em diante usaremos para representar a magnetização.

### 3. Estrutura e dinâmica de vórtices em nanomagnetos

---

configuração do tipo vórtice, cuja solução é dada por:

$$\phi(x, y) = Q \arctan \left( \frac{y - y_v}{x - x_v} \right) + C, \quad (3.5)$$

onde  $C$  é uma constante, o par  $(x_v, y_v)$  indica o centro do sistema,  $\vec{r}_v$ , e  $Q = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$  é a *carga topológica* (ou *vorticidade*) do vórtice.

Outra forma de definir um vórtice planar é por meio das seguintes condições de contorno sobre a integral de circulação de  $\phi(\vec{r})$  [49]:

*i)* Para todas as curvas fechadas,  $C$ , que englobam a posição  $\vec{r}_v = (x_v, y_v)$  do centro do vórtice, temos:

$$\oint_C \vec{\nabla} \phi(\vec{r}) \cdot d\vec{l} = 2\pi Q, \quad (3.6)$$

definindo, desta forma, a carga topológica  $Q$ . Ou seja, uma configuração do tipo vórtice é tal que a soma da diferença entre ângulos formados pelos spins vizinhos a uma mesma distância do centro do vórtice numa rede de spins seja um múltiplo inteiro de  $2\pi$ ;

*ii)* Para todos os caminhos,  $C$ , que não englobam  $\vec{r}_v$ , temos:

$$\oint_C \vec{\nabla} \phi(\vec{r}) \cdot d\vec{l} = 0. \quad (3.7)$$

Com  $Q = 1$  em (3.5), temos um vórtice, com os momentos magnéticos formando "loops" fechados ao longo de  $\vec{r}_v$ , e o sentido de rotação, ou *quiralidade* (*chirality*)  $q$ , pode ser horária ou anti-horária, dependendo da constante  $C$ , e uma solução com  $Q = -1$  representa um antivórtice. Como a equação (3.4) é uma equação diferencial linear, qualquer combinação linear de  $\phi_1 = + \arctan[(y - y_v)/(x - x_v)] + C_1$  e  $\phi_2 = - \arctan[(y - y_v)/(x - x_v)] + C_2$  é também solução de (3.4), o que resulta na formação de um par vórtice-antivórtice. As três configurações descritas acima estão representadas na figura 3.2.

## 3.2 Vórtices com componente fora do plano (*out of plane*)

Em contraste com os vórtices planares, que possuem anisotropia suficientemente grande para confinar os spins no plano, em alguns materiais magnéticos duros, tais como

### 3. Estrutura e dinâmica de vórtices em nanomagnetos

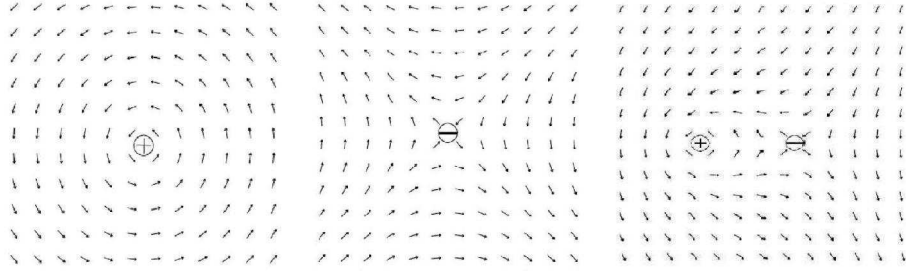


Figura 3.2: Ilustração esquemática de um vórtice com  $Q = +1$  (à esquerda), um antivórtice com  $Q = -1$  (ao centro) e um par vórtice-antivórtice com  $Q = 0$  (à direita). Os símbolos  $\oplus$  e  $\ominus$  representam o centro de cada estrutura.

*Permalloy* e amostras de Ni e Co, a anisotropia magnetocristalina, como vimos na seção 2.3.1, é desprezível e assim, nestes materiais, as possíveis configurações surgem devido à competição entre as energias de troca e magnetostática [50]. Enfatizando, esses materiais serão o objeto de estudo nas próximas discussões.

No desenvolvimento feito no Apêndice B, encontramos que o limite contínuo da hamiltoniana de Heisenberg isotrópica 3D (equação B.14) é:

$$E_{tr} = \frac{A}{2} \int_V \sum_{\alpha=1}^3 (\vec{\nabla} m_\alpha)^2 d^3r, \quad (3.8)$$

em que  $A$  é a constante de troca em J/m e  $A \approx 10^{-11}$  J/m para *Permalloy*. A energia de troca é minimizada quando todos os momentos estão alinhados para formar um *estado de domínio único (single domain state)*, que é ilustrado na figura 3.3, com a magnetização de saturação  $M_s$ . Qualquer outra configuração que não seja o alinhamento paralelo, aumenta a energia de troca com uma densidade que é proporcional tanto à constante de troca,  $A$ , quanto com o quadrado do gradiente da magnetização. Em se tratando deste tipo de interação, um importante comprimento é  $l_{ex}$ , chamado de comprimento de troca, escala característica associada ao alcance da interação de troca, dada por [57]  $l_{ex} = \sqrt{2A/\mu_0 M_s^2}$  (ou  $l_{ex} = \sqrt{A/M_s^2}$  em *unidades Gaussianas*,  $\mu_0 = 1$ )<sup>3</sup> e  $l_{ex} \approx 5,7$  nm para o *Permalloy* [13], visto que  $M_s \approx 8 \times 10^5$  A/m para este material.

<sup>3</sup>É importante frisar que não há uma definição padrão para o comprimento de troca  $l_{ex}$ . Na literatura podemos encontrar  $l_{ex} = \sqrt{A/4\pi M_s^2}$ ,  $l_{ex} = \sqrt{4\pi A/\mu_0 M_s^2}$ .

### 3. Estrutura e dinâmica de vórtices em nanomagnetos

---

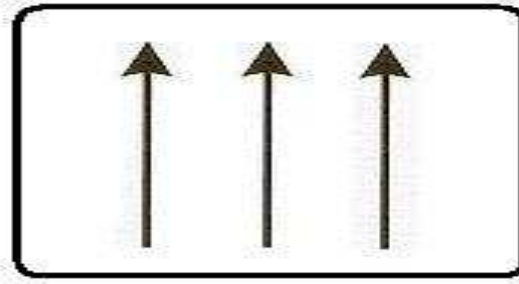


Figura 3.3: Ilustração de um estado de domínio único, no qual todos os momentos magnéticos são paralelos.

Para nanomagnetos muito pequenos, com dimensões de dezenas de nanômetros, a energia de troca domina e o estado de domínio único é energeticamente favorável. Entretanto, em nanomagnetos maiores, tal estado dá lugar a outras configurações, dependendo da forma da amostra, devido à importância do termo magnetostático. Por exemplo, para nanodiscos circulares, o domínio único é sucedido pelo estado de vórtice<sup>4</sup>. Experimentalmente foi observado que um nanodisco cilíndrico de *Permalloy* com  $L = 15$  nm compreende um estado de vórtice para  $R \geq 50$  nm, enquanto que para raios menores, um estado intermediário e, progressivamente, o estado de domínio único é observado [12], sendo interessante notar que a configuração magnética na superfície também é a apresentada dentro do disco. Assim, configurações do tipo vórtice são obtidas com pequena razão espessura/raio,  $L/R \ll 1$ . Inversamente, se agora fixarmos  $R$  e aumentarmos  $L$ , tal estado de vórtice progressivamente alinha seus momentos de dipolo magnético, dando surgimento novamente ao estado de domínio único acima de um certo valor de  $L$ , só que agora os momentos estão alinhados no eixo de crescimento de  $L$ .

Tentaremos agora, qualitativamente, explicar porquê isso ocorre. Considere, para tanto, um nanodisco circular com razão  $L/R \ll 1$ . A energia magnetostática, obtida na seção 2.3.2, é  $E_{mag} = -(\mu_0/2) \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_d dV$  e, como podemos ver, aumenta

---

<sup>4</sup>Como outros exemplos, discos quadrados também podem apresentar magnetização do tipo vórtice, formando quatro domínios triangulares que se interceptam no centro do vórtice. Esta estrutura é conhecida como *estrutura de Landau*. Um par de vórtices também pode ser formado num disco elíptico [50].

### 3. Estrutura e dinâmica de vórtices em nanomagnetos

---

com as dimensões do disco. A energia de troca, diminui conforme nos afastamos do centro do disco, o que pode ser compreendido vendo, por exemplo, a figura 3.2. Lá, é observado que os momentos magnéticos variam cada vez menos conforme nos afastamos do centro  $r_v$  do vórtice. E, como vimos, a energia de troca no limite contínuo é proporcional a  $(\vec{\nabla}m_\alpha)^2$ . Portanto, a energia de troca tem uma dependência mais fraca com  $R$  do que a magnetostática e, conseqüentemente, um disco suficientemente grande adquire o estado de vórtice.

Assim como os vórtices planares, os vórtices com magnetização *out of plane* também possuem momentos magnéticos que estão dispostos em "loops" fechados em torno de  $\vec{r}_v$ , pois como veremos a seguir, essa disposição em "loops" minimiza a energia magnetostática e, assim, a equação 3.5 também é válida aqui. A diferença reside numa pequena região central do nanodisco, denominada *caroço do vórtice* (*vortex core*), onde agora não há mais a disposição perfeita no plano da amostra (o que era garantido pela forte anisotropia magnetocristalina no caso planar [50]), o que é percebido pelo fato de  $\theta \neq \pi/2$  no *core*, como será visto. Isto ocorre, mais uma vez, devido a alta densidade de energia de troca próximo à origem (singularidade). É, portanto, energeticamente favorável aos momentos magnéticos na pequena região central revolverem-se e alinharem-se perpendicularmente ao plano do disco, diminuindo a energia de troca e formando um pólo nesta região, como podemos ver na figura 3.4. A *polaridade* do caroço do vórtice pode ser *up* ( $p = +1$ ) ou *down* ( $p = -1$ ). O vórtice *out of plane* é, dessa forma, uma estrutura de spin tridimensional, que combina quatro possibilidades de configuração, juntando-se quiralidade e polaridade, visto que estes são independentes [18].

Utilizando-se a parametrização para  $\vec{m}$ , conforme visto na seção 3.1, mostramos no Apêndice C que:

$$\sum_{\alpha=1}^3 (\vec{\nabla}m_\alpha)^2 = \text{sen}^2\theta (\vec{\nabla}\phi)^2 + (\vec{\nabla}\theta)^2. \quad (3.9)$$

A variável  $\theta$  em 3.9 descreve o perfil do caroço do vórtice (magnetização fora do plano) mas no entanto, apenas conhecemos seu valor assintótico:  $\cos\theta \rightarrow \pm 1$  no centro do vórtice (que daqui em diante tomaremos em  $\vec{r}_v = (0, 0)$ ), em que o valor  $+1$  representa um vórtice com polaridade *up* e  $-1$  a polaridade *down*. Este valor vai

### 3. Estrutura e dinâmica de vórtices em nanomagnetos

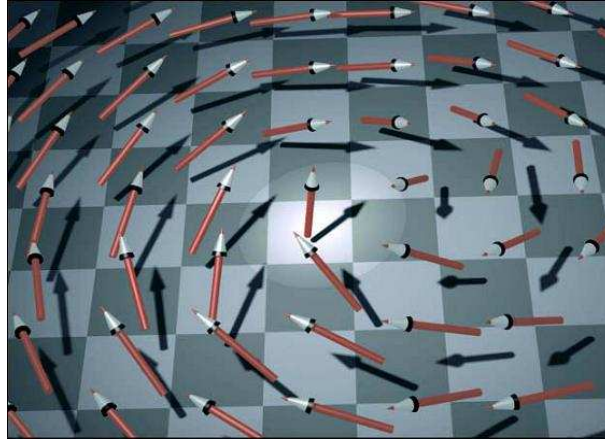


Figura 3.4: Esquema de vórtice *out of plane*, mostrando ao centro o caroço do vórtice, neste caso com polaridade  $p = +1$ . Distante do caroço, a magnetização na superfície da amostra continuamente 'circula' em torno do centro da estrutura. Em direção ao centro, a magnetização começa a revolver-se perpendicularmente ao plano da amostra. Figura retirada da referência [58].

diminuindo progressivamente ( $\cos \theta \rightarrow 0$ ) conforme nos afastamos do centro, e desaparece ( $\cos \theta = 0$ ) quando  $|\vec{r}| > l_0$ , onde  $\vec{r} = (x, y)$  representa uma dada posição no plano do nanodisco e [59]  $l_0 \approx 0,68l_{ex}(L/l_{ex})^{1/3} \approx 10$  nm para um nanodisco de *Permalloy* com  $L = 100$  nm, valor este que será usado em nosso trabalho. Esse resultado,  $\cos \theta = 0$  ( $\theta = \pi/2$ ), era esperado, pois nesta região temos apenas magnetização no plano  $xy$ . Dentre as diversas funções tentativas (*trial functions*) que apresentam tal comportamento assintótico, tomaremos aquele em que:

$$\theta = \begin{cases} \pi/2 & \text{se } r > l_0 \\ p \cos^{-1} \left( 1 - \frac{r^2}{l_0^2} \right)^n & \text{se } r \leq l_0, \end{cases} \quad (3.10)$$

onde  $p = \pm 1$  é a polaridade do vórtice. O parâmetro  $n$  é escolhido com a finalidade de ajustar o perfil do caroço do vórtice. O modelo com  $n = 4$  é apresentado por Aharoni em [60], já aquele em que  $n = 1$  é proposto por Landeros *et al.* em [61]. Para maiores detalhes desta e de outras funções tentativas, recomendamos, por exemplo, a referência [57].

Apesar de já existirem estudos teóricos detalhados acerca da largura e estrutura do caroço do vórtice, apenas no início dos anos 2000 foi observado experimentalmente

### 3. Estrutura e dinâmica de vórtices em nanomagnetos

---

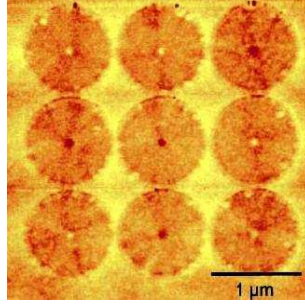


Figura 3.5: Imagem de MFM de um *array* de *dots* de *Permalloy* no estado remanente ( $|\vec{H}| = 0$ ), com  $R = 500$  nm e  $L = 50$  nm. É mostrado na figura regiões (claras e escuras) que correspondem à área onde a magnetização é alinhada perpendicularmente (*up* ou *down*) ao plano da amostra. Figura retirada da referência [62].

o caroço de vórtices magnéticos [18, 62]. Ressaltamos também, que um dispositivo de MFM pode detectar a polaridade do caroço do vórtice, mas não sua quiralidade, ao passo que um PEEM detecta apenas a quiralidade. Na figura 3.5, mostramos uma imagem de MFM de um *array* de *dots* de *Permalloy* na ausência de campo magnético externo. A imagem mostra claramente o contraste no centro de cada *dot*, sendo sugerido que essas regiões claras ( $p = +1$ ) ou escuras ( $p = -1$ ) ao centro correspondam à área onde a magnetização é alinhada perpendicularmente ao plano da amostra. Entretanto, o contraste mostrado no centro de cada *dot* dá a impressão de estar distribuído aleatoriamente entre os *dots* que compõem o *array*, o que é justificado pelo fato de ambas configurações serem equivalentes energeticamente, independentemente de sua polaridade e quiralidade [62].

Levando-se em conta que estamos considerando nanodiscos com a razão  $L/R \ll 1$ , podemos assumir que a magnetização  $\vec{M} = M_s \vec{m}$  ao longo do eixo  $z$  no interior do nanodisco é uniforme e  $\vec{\nabla} \cdot \vec{M}(\vec{r}) = 0$ . Mas note que o produto  $\vec{M} \cdot \hat{n}$  ao longo da face lateral do nanodisco não é nulo. De fato, o vetor magnetização tende a ficar paralelo à superfície lateral do disco a fim de minimizar a energia magnetostática que, como vimos na seção 3.4, é obtida pela ausência de pólos ( $\rho_M = -\vec{\nabla} \cdot \vec{M} = 0$  e  $\sigma_M = \vec{M} \cdot \hat{n} = 0$ ). Isto é conseguido com a formação de um "loop" fechado na superfície lateral, arranjo este que é seguido na superfície superior, à exceção do caroço, onde  $\vec{M} \cdot \hat{n} \neq 0$ . Vemos

### 3. Estrutura e dinâmica de vórtices em nanomagnetos

---

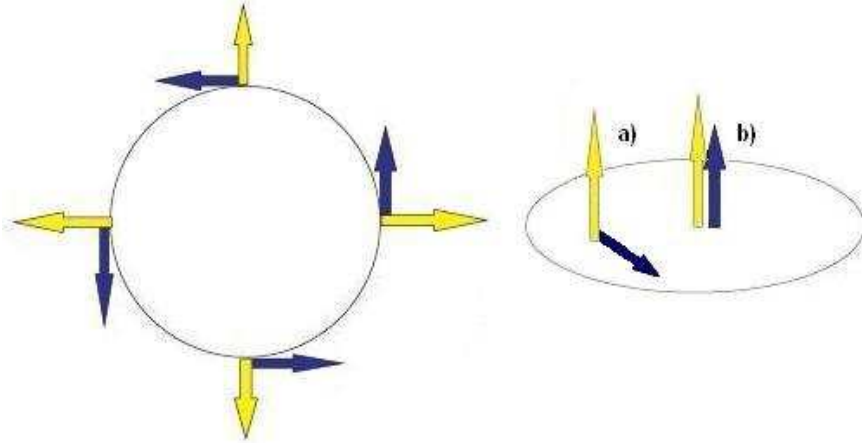


Figura 3.6: As setas amarelas representam o vetor  $\hat{n}$ , normal à superfície, e as setas azuis a magnetização  $\vec{M}(\vec{r})$ . À esquerda representamos o que ocorre na face lateral do nanodisco, onde  $\vec{M} \cdot \hat{n} = 0$ . À direita mostramos as duas situações que acontecem na face superior do nanodisco: a) magnetização no plano  $xy$  e b) o carço do vórtice com magnetização também no eixo  $z$ .

desta forma que somente  $\sigma_M$  dá contribuições no termo magnetostático. A figura 3.6 é uma ilustração do que acabamos de falar, mostrando como deve ser a magnetização nas superfícies superior e lateral do nanodisco.

Agora estamos em posição de determinar a constante  $C$ , que aparece na equação (3.5) para o campo  $\phi$ . Para que a magnetização acima seja verificada,  $C = q\pi/2$ , em que a quiralidade  $q = \pm 1$  ( $q = +1$  para circulação anti-horária e  $q = -1$  para horária).

#### 3.2.1 Dinâmica de vórtices

Estudaremos agora a dinâmica do vórtice quando submetido a um campo magnético externo  $\vec{H}_{ext}$  no plano  $xy$  da amostra. Tal dinâmica é dada principalmente pelo deslocamento do carço do vórtice. Para compreender tal fenômeno, faremos uso das figuras 3.7 e 3.8. Como pode ser visto na figura 3.7, a campo nulo temos o estado de vórtice perfeito (a) (estado remanente), com a componente perpendicular no centro do disco (região clara ao centro da figura). Quando um pequeno campo é aplicado, o centro do vórtice move-se na direção normal ao campo aplicado (b), pois a porção do vórtice com spins paralelos ao campo expande-se. Se ele move para a esquerda ou

### 3. Estrutura e dinâmica de vórtices em nanomagnetos

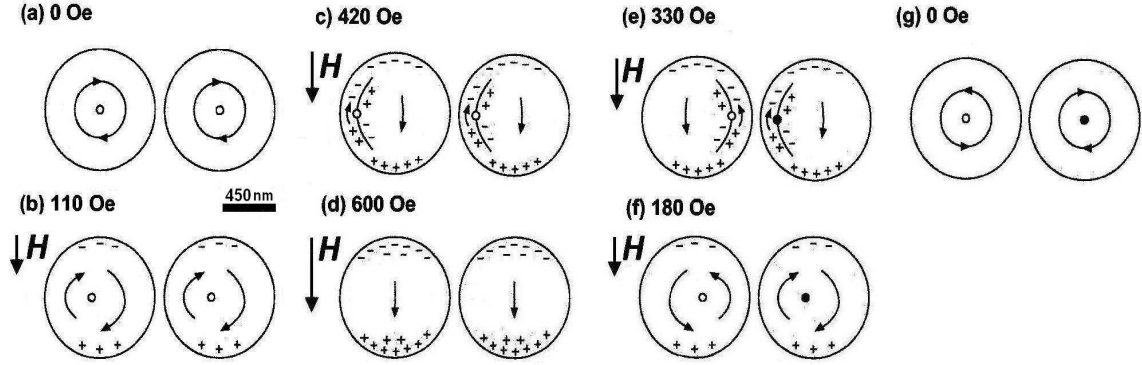


Figura 3.7: Ilustração da magnetização de dois nanodiscos de *Py*, com  $L = 50$  nm e  $R = 450$  nm, submetido a um campo externo  $\vec{H}_{ext}$ , em Oersted (1 Oe  $\approx 79,6$  A/m), aplicado no plano da amostra, conforme indicado. O campo é aumentado seguidamente, com os momentos magnéticos sucessivamente orientando-se na direção de  $\vec{H}_{ext}$ . Mostramos também as "cargas magnéticas"  $\sigma_M = \vec{M} \cdot \hat{n}$  e  $\rho_M = -\vec{\nabla} \cdot \vec{M}$ . Ao centro do vórtice, representamos o caroço por uma região clara,  $p = +1$ , ou escura,  $p = -1$ . Figura modificada retirada da referência [10].

direita, depende da quiralidade do vórtice, se horária ou anti-horária, e/ou do sentido de aplicação do campo. Aumentando-se o campo, há um concomitante aumento da magnetização (c) linearmente dependente do módulo de  $\vec{H}_{ext}$ , fato que é ilustrado pela curva de histerese da figura 3.8. O movimento do vórtice continua até que o caroço atinja a lateral do disco e este desaparece no *campo de aniquilação (annihilation field)*  $H_A$ , no qual  $M$  cresce abruptamente dando origem a um estado quase saturado (d). O módulo  $H_A$  também é mostrado na figura 3.8. Num campo de módulo ligeiramente superior a  $H_A$ , o disco encontra-se no estado de domínio único (não mostrado), onde  $M = M_s$ .

Diminuindo o campo externo sucessivamente, o caroço não "reaparece" até que  $H_{ext}$  atinja o *campo de nucleação (nucleation field)*  $H_N$ , ponto onde a magnetização cai drasticamente (e), como indicado na figura 3.8. Se continuarmos diminuindo o campo (f), retomaremos o estado de vórtice perfeito (g) [10]. Se continuarmos a diminuir o campo, agora com valores negativos, um comportamento análogo é verificado, com o caroço deslocando-se perpendicularmente ao campo mas desta vez no sentido oposto. Entretanto, é importante observar que os valores de  $H_N$  e  $H_A$  dependem fortemente do

### 3. Estrutura e dinâmica de vórtices em nanomagnetos

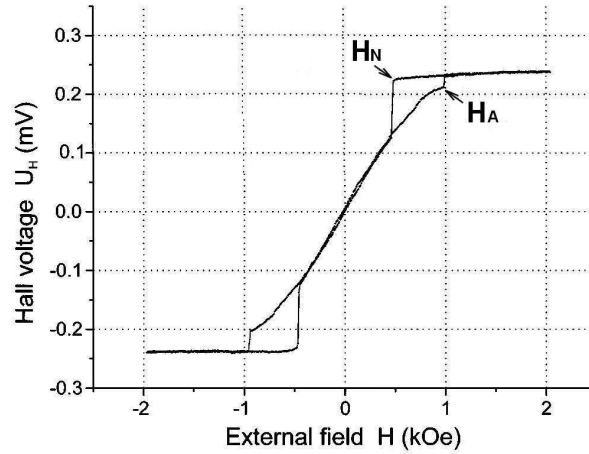


Figura 3.8: Curva de histerese para um disco de  $Py$  ( $R = 300$  nm e  $L = 60$  nm) feita por magnetometria Hall. Figura modificada retirada da referência [10].

raio, espessura<sup>5</sup>, material e densidade de defeitos do disco. Um representativo intervalo para  $H_A$  e  $H_N$  é em torno de  $10^{-2} - 10^{-1}$  T [50].

Comparando o estado inicial (a) dos dois discos com o estado final (g), vemos que o disco da esquerda mudou a quiralidade do vórtice apenas, já o da direita inverteu apenas sua polaridade, fenômeno este conhecido como *switching*. Bussmann e colaboradores mostraram [63] que é possível inverter também a quiralidade do vórtice, o que é feito por meio de uma corrente elétrica na vizinhança do nanodisco e aplicada perpendicularmente através do nanodisco, que são as células que compõem as MRAM's. Assim, tanto o fenômeno de *switching* da polaridade quanto o da quiralidade aparecem como um dos importantes aspectos associados à magnetização do tipo vórtice, uma vez que a reversão controlada fornece a possibilidade de armazenamento de dois *bits* de informação quando tal configuração é usada numa célula de MRAM [10].

### Determinação da posição de equilíbrio do vórtice

Evidentemente, temos também um termo de energia associado à interação do campo externo aplicado,  $\vec{H}_{ext}$ , com os momentos de dipolo. Tal termo é chamado de

<sup>5</sup>A referência [10], por exemplo, apresenta um gráfico mostrando a variação do campo  $H_A$  em função da razão  $2R/L$ . O campo de nucleação pode até mesmo ser negativo para discos de dimensões menores, como o é, por exemplo, para um disco com  $R = 50$  nm [50].

### 3. Estrutura e dinâmica de vórtices em nanomagnetos

---

*energia Zeeman*, por ser esta interação a responsável pelo *efeito Zeeman* em átomos quando submetidos a campos magnéticos. Tal energia é dada por:

$$E_H = - \int_V \mu_0 \vec{M}(\vec{r}) \cdot \vec{H}_{ext} d^3r. \quad (3.11)$$

Entretanto, se nos restringirmos somente a pequenos deslocamentos do caroço do vórtice ( $s = |\vec{s}| = |\vec{r}|/R \ll 1$ ) e se considerarmos ainda que o caroço move-se mantendo sua configuração de spins, estaremos no chamado *modelo de vórtice rígido* [64]. Neste modelo, temos que a energia Zeeman pode ser calculada, resultando em:

$$w_H = \frac{E_H}{\mu_0 \pi R^2 L M_s^2} = -h_{ext} s + \mathcal{O}(s^3), \quad (3.12)$$

em que  $\vec{h}_{ext} = \vec{H}_{ext}/M_s$ .

Como estamos considerando a magnetização sendo distribuída uniformemente dentro do nanodisco, podemos fazer a integração em  $z$  em (3.8), o que nos fornece:

$$E_{tr} = \frac{1}{2} AL \int_S \sum_{\alpha=1}^3 \left( \vec{\nabla} m_\alpha \right)^2 d^2r. \quad (3.13)$$

Dentro desse regime de vórtice rígido, temos que a energia de troca normalizada é:

$$w_{tr} = \frac{E_{tr}}{\mu_0 \pi R^2 L M_s^2} = w_{tr}(0) + \frac{1}{2} \left( \frac{l_{ex}}{R} \right)^2 \ln(1 - s^2) + \mathcal{O}(s^4), \quad (3.14)$$

onde  $w_{tr}(0)$  é a densidade de energia de troca na origem e temos usado a definição de  $l_{ex}$  dada anteriormente no texto. A energia magnetostática está associada somente às cargas magnéticas superficiais,  $\sigma = \vec{M} \cdot \hat{n}$ , como já discutimos e, neste modelo, a equação (2.32) pode ser calculada, resultando na energia (normalizada):

$$w_{mag} = \frac{E_{mag}}{\mu_0 \pi R^2 L M_s^2} = w_m(0) + 2\pi F_1(\beta) s^2 + \mathcal{O}(s^4), \quad (3.15)$$

sendo  $w_m(0)$  a densidade de energia magnetostática na origem,  $\beta = L/R$  e:

$$F_\mu(x) = \int_0^\infty \frac{f(xt) J_\mu^2(t)}{t} dt, \quad f(x) = 1 - \frac{1 - e^{-x}}{x}, \quad (3.16)$$

onde  $J_\mu(x)$  são as funções de Bessel.

Podemos obter agora a energia total do nanodisco em função das grandezas  $L$ ,  $R$  e  $H$  e, minimizando as energias (3.12), (3.14) e (3.15), podemos encontrar a posição de

### 3. Estrutura e dinâmica de vórtices em nanomagnetos

---

equilíbrio do caroço do vórtice,  $s$ . Usando a expansão em *série de Taylor* em (3.14) em torno de  $s = 0$ , encontramos que  $\ln(1 - s^2) \approx -s^2$  e agora desconsiderando os termos  $\mathcal{O}(s^3)$  (pois  $s \ll 1$ ), chegamos à energia total  $W = \mu_0 \pi R^2 L M_s^2 w(s)$ , cuja densidade é [64]:

$$\begin{aligned} w(s) &= w_{tr}(s) + w_m(s) + w_H(s) \\ &= w(0) + 2\pi F_1(\beta) s^2 - \frac{1}{2} \left( \frac{l_{ex}}{R} \right) s^2 - h_{ext} s + \mathcal{O}(s^3). \end{aligned} \quad (3.17)$$

Fazendo  $dw(s)/ds = 0$  e mostrando que é mínimo de energia, encontramos a posição de equilíbrio  $s_h$  em função de  $h_{ext}$ :

$$s_h = \frac{x_h}{R} = \frac{-q h_{ext}}{4\pi F_1(\beta) - (l_{ex}/R)^2}. \quad (3.18)$$

onde estamos considerando um campo paralelo ao plano do nanodisco na direção  $y$ ,  $\vec{h}_{ext} = (0, h_{ext})$ , e a quiralidade  $q$  é quem define o sentido do deslocamento do caroço no eixo  $x$ ,  $\vec{s}_h = (x_h/R, 0)$ . Assim, vemos claramente que a posição de equilíbrio  $s_h$  do caroço comporta-se/desloca-se *linearmente* em função de  $h_{ext}$  (pelo menos para  $s$  pequeno).

### Movimento Girotrópico

Se agora aplicarmos um campo magnético oscilatório de pequenas amplitudes, o vórtice não apenas oscila, mas também executa um movimento conhecido como *movimento girotrópico*. As propriedades dessa dinâmica são descritas pela equação de Landau-Lifshitz-Gilbert [55]:

$$\vec{G} \times \vec{v} - k\vec{r} = m_v \vec{a}, \quad (3.19)$$

onde  $\vec{r}$ ,  $\vec{v}$  e  $\vec{a}$  são, respectivamente, a posição, velocidade e aceleração do centro do vórtice (a única região que confere dinâmica), ao passo que  $m_v$  é a massa do vórtice, que em geral é um tensor,  $\vec{G}$  é chamado de *giroveto* do caroço do vórtice. A constante  $k$  é um parâmetro do tipo contante elástica, associado à força restauradora magnetostática, que tende a puxar o caroço do vórtice para o centro do disco, análogo à força restauradora da lei de Hooke, e está associado ao potencial experimentado pelo vórtice na ausência

### 3. Estrutura e dinâmica de vórtices em nanomagnetos

---

de campo magnético (equação (3.17) com  $h=0$ ), que para pequenos deslocamentos pode ser obtido de  $W|_{h=0} = \mu_0\pi R^2 LM_s^2 [w_{tr}(s) + w_m s]$ , fazendo-se  $\vec{F}_{rest} = -k\vec{r} = -\vec{\nabla}W|_{h=0}$ , donde resulta que:

$$k = \mu_0\pi R^2 LM_s^2 \left[ 4\pi F_1(\beta) - \frac{l_{ex}^2}{R^2} \right]. \quad (3.20)$$

A força girotrópica sentida pelo caroço do vórtice é dada por  $\vec{F}_{gir} = \vec{G} \times \vec{v}$ , perpendicular à velocidade do centro do vórtice e análoga à força magnética sentida por uma carga elétrica em movimento. Num nanodisco com magnetização uniforme ao longo do eixo  $z$ , temos que [50]  $\vec{G} = -2\pi p M_s L / \gamma \hat{z}$ , em que  $\gamma$  é a taxa giromagnética e vale cerca de  $10^4$  Hz m/A para nanodiscos de *Py*. Sendo a massa efetiva do caroço do vórtice  $m_v$  pequena [65], sua trajetória é unicamente determinada pelo balanço das forças girotrópica e restauradora. A frequência de ressonância do movimento girotrópico depende da magnitude das duas forças, e é dada por [55]:

$$\omega_G = \frac{k}{|\vec{G}|} = \frac{\gamma M_s}{2} \left[ 4\pi F_1(\beta) - \frac{l_{ex}^2}{R^2} \right], \quad (3.21)$$

sendo este resultado estritamente válido dentro do regime de vórtice rígido. Como vimos, a frequência depende da taxa  $\beta = L/R$  e tal dependência é quase linear para um vasto intervalo de  $\beta$  [55]. Especificamente,  $\omega_G \approx 100$  MHz para um nanodisco de *Py* com  $L = 20$  nm e  $R = 1$   $\mu$ m.

A reversão da polaridade é de grande importância do ponto de vista de aplicações tecnológicas, pois seu controle torna-se indispensável quando células com configuração do tipo-vórtice são usadas para armazenamento de dados. Atualmente há duas formas de realizar o controle da reversão da polaridade: por meio de correntes de spin-polarizado, que tem o mesmo efeito de se aplicar um campo magnético no nanodisco [66, 67], ou aplicando pulsos de campo magnéticos oscilatórios - capazes de excitar o movimento girotrópico - de apenas 1,5 mT [50, 68], que é muito menor que aqueles valores de campo necessários à inversão de polaridade discutida anteriormente e da ordem de  $10^{-1}$  T. Entretanto, tem sido proposto e verificado em simulações que a reversão da polaridade pode ser induzida pela interação *vórtice-buraco* [69] (neste sentido, *buracos* são defeitos artificialmente - litograficamente - inseridos na amostra) ou mesmo por meio de uma interface que divide a amostra em dois meios [70] (cada meio com uma

### 3. Estrutura e dinâmica de vórtices em nanomagnetos

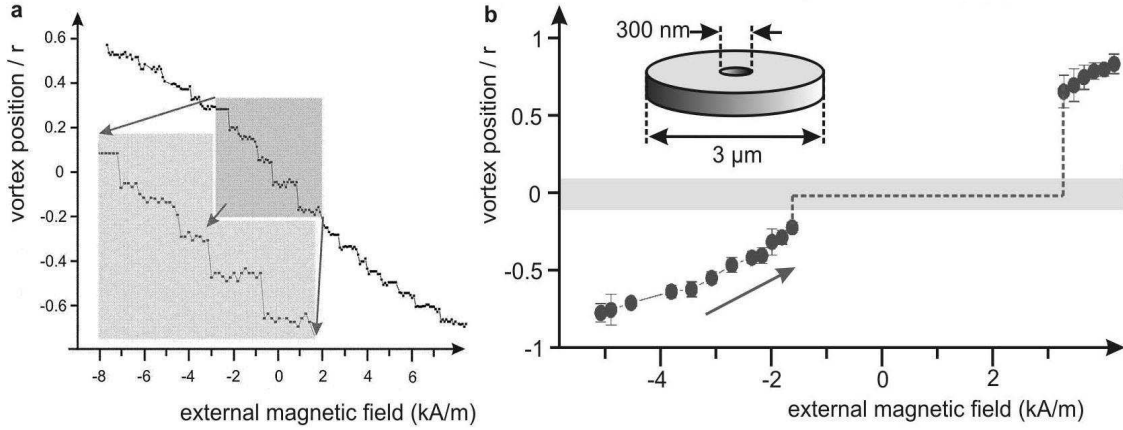


Figura 3.9: Dois nanodiscos de  $Py$  são investigados: em (a) o caroço do vórtice é movido por meio de um campo externo num nanodisco com  $R = 500$  nm. É possível ver os *jumps* na posição de equilíbrio, os quais são devidos aos *pinning sites*. Em (b) é mostrado o deslocamento do caroço por meio de um campo, para um nanodisco com  $R = 1,5 \mu\text{m}$  com um defeito artificial central. Figura retirada da referência [13].

constante de troca  $J$  diferente). Concretamente, tem sido verificado recentemente [71] que o processo de reversão do caroço do vórtice, ao menos em amostras puras, toma lugar sempre que o vórtice atinge uma certa velocidade crítica  $v_{cr} = \gamma\sqrt{2A/\mu_0}$ , que para  $Py$  é encontrado ser  $\sim 340$  m/s, sendo uma grandeza característica do material. Entretanto, se e como defeitos estruturais afetam tal dinâmica de *switching* ainda é desconhecido.

#### 3.2.2 Defeitos estruturais em nanodiscos magnéticos

Já mencionamos neste trabalho que tanto defeitos estruturais quanto aqueles inseridos artificialmente nas amostras estão requerendo cada vez mais atenção entre os pesquisadores. Apesar do uso das técnicas mais refinadas na preparação de amostras, é importante notar que mesmo naquelas mais puras, defeitos estão presentes, geralmente distribuídos aleatoriamente no material. Os autores da referência [14] estimam uma densidade de  $\sim 10^{11}$  defeitos/cm<sup>2</sup> em discos de  $Py$ , concluindo neste mesmo trabalho que tais defeitos podem modificar seriamente a dinâmica do vórtice.

Foi realizado na referência [13] um experimento para verificar como a trajetória

### 3. Estrutura e dinâmica de vórtices em nanomagnetos

---

do vórtice é afetada, possivelmente, por defeitos estruturais: um campo magnético é adequadamente aplicado, proporcionando o deslocamento do vórtice; se a amostra fosse pura (sem defeitos) esperaríamos um gráfico linear da posição de equilíbrio com o campo, conforme mostrado pela equação 3.18. Entretanto, como pode ser visto na figura 3.9, em (a), foi encontrado uma trajetória complicada, com rugosidades, juntamente com sucessivos "pulos" (*jumps*) na posição de equilíbrio. As posições onde acontecem tais fenômenos são chamadas de *pinning sites*, pois aí o caroço do vórtice encontra-se ligeiramente "preso". Até então não tinha sido possível associar as posições dos *pinning sites* a defeitos estruturais. Na parte (b) da figura 3.9 é mostrado o comportamento do caroço, também num nanodisco de *Py*, só que com um defeito artificial central considerável de 300 nm de diâmetro. É observado que o caroço encontra-se "preso" ao atingir uma margem do defeito e permanece assim durante um certo intervalo do campo externo, até que este atinja a margem oposta à que foi capturado pelo defeito, onde novamente pode ser verificado (*depinned*).

Apresentaremos no próximo capítulo uma proposta que modela tais defeitos estruturais como sendo puntiformes. Apesar de teoricamente simples, nosso modelo leva a uma trajetória do caroço que está em acordo qualitativo com aquela experimental descrita acima. Também discutimos dois tipos possíveis de defeitos, que agem como um *i*) defeito atrativo (*pinning site*) ou *ii*) repulsivo (*scatter*), e ainda o importante papel que estes podem ter com as oscilações girotrópicas e, conseqüentemente, na dinâmica de reversão da polaridade via interação com o caroço do vórtice.

# Capítulo 4

## Modelo para defeitos estruturais em nanomagnetos

Como queremos estudar o efeito de pequenos defeitos intrinsecamente formados em nanodiscos com a configuração de vórtice, precisamos representar tais estruturas em nosso modelo. Faremos isso por meio de uma aproximação, supondo que tais estruturas sejam puntiformes e representadas por um potencial do tipo  $\lambda_i \delta^3(\vec{x} - \vec{x}_i)$ , em que  $\delta^3(\vec{x})$  é a "função-delta" de Dirac<sup>1</sup>,  $\lambda_i$  é um parâmetro real com dimensão de  $m^3$ , tal que  $\lambda_i > 0$  implica num defeito repulsivo e  $\lambda_i < 0$  num defeito atrativo, como veremos a seguir. Variando  $\lambda_i$  podemos controlar a intensidade da interação - essencialmente do caroço do vórtice - com o defeito localizado na posição  $\vec{x}_i$ .

Por termos assumido um caráter puntiforme para os defeitos, afirmamos que estes não vão alterar apreciavelmente a energia magnetostática, pois tais defeitos possuem área e volume - praticamente - nulos e, por conseguinte, não induzirão cargas magnéticas superficiais ou volumétricas (que como vimos da discussão feita na seção 2.3.2 são as responsáveis por tal interação). Temos, também, que tal defeito não muda significativamente a configuração da magnetização na região à sua volta. Entretanto, a energia de troca é modificada, principalmente no caroço do vórtice, onde a den-

---

<sup>1</sup>A função  $\delta$ -Dirac 3D é definida de forma que:

$$\int_V f(\vec{x}) \delta^3(\vec{x} - \vec{x}_0) d^3x = \begin{cases} f(\vec{x}_0), & \text{se } \vec{x}_0 \in V \\ 0, & \text{caso contrário.} \end{cases}$$

#### 4. Modelo para defeitos estruturais em nanomagnetos

---

sidade de tal interação é mais apreciável. Na região externa ao caroço, a interação defeito-vórtice é aproximadamente constante e certamente é menos pronunciada do que a defeito-caroço. Assim, concluímos que o termo importante a se calcular na variação da energia total sempre quando há interação com um ou mais defeitos, é aquele relacionado à interação defeito-caroço. Uma vez que o vórtice vai interagir apenas com aqueles defeitos localizados na face superior do nanodisco, temos essencialmente um problema bidimensional, tal que  $\lambda_i$  é medido em unidades de área. Valores típicos do parâmetro  $\lambda_i$  devem ser tomados de experimentos e, do ponto de vista teórico, são bastante pequenos quando comparados, por exemplo, com o comprimento de troca, de forma tal que  $\lambda_i \ll l_{ex}^2$ , como veremos adiante em nossa discussão. Então, enquanto ocorre a interação defeito-caroço, o parâmetro  $\lambda_i$  indica a intensidade - por meio do seu módulo - e também se o defeito é atrativo ou repulsivo - por meio de seu sinal. Portanto, um defeito localizado em  $\vec{x}_i$  altera a energia de troca, equação (3.13), por uma quantidade:

$$\Delta E_{tr} = E_{tr} - E_{tr}|_{def} = -E_{tr}(\vec{x}_i)\xi_i, \quad (4.1)$$

pois estamos supondo que a energia de interação associada ao defeito em  $x_i$ , por razões discutidas acima, é proporcional à energia de troca no local em que o defeito se encontra, sendo tal proporcionalidade dada por:

$$\xi_i = \mathcal{G}_i(\vec{r} - \vec{x}_i) \int \lambda_i \delta^2(\vec{x}' - \vec{x}_i) \sum_{\alpha=1}^3 \left[ \vec{\nabla} m_\alpha(\vec{x}') \right]^2 d^2x'. \quad (4.2)$$

Observe que a função  $\delta^3(\vec{r} - \vec{x}_i)$  dentro da integral multiplica o termo  $[\vec{\nabla} m_\alpha(\vec{x}')]^2$ , termo este diretamente proporcional à energia de troca em  $\vec{x}'$ . Na expressão acima,  $\mathcal{G}_i$  é uma função que leva em conta como o defeito localizado em  $\vec{x}_i$  interage com o caroço do vórtice. Apesar de o perfil do caroço do vórtice ser difícil de ser determinado na prática (não há expressões analíticas exatas), faremos, para tal, uma escolha razoável e consideraremos uma função gaussiana:

$$\mathcal{G}_i(\vec{r} - \vec{x}_i) = e^{-\alpha(\vec{r} - \vec{x}_i)^2}. \quad (4.3)$$

Apesar dessa escolha, outras funções poderiam ser escolhidas para simular esta interação, como a função  $\theta$  dada pela equação (3.10). Observe também que há um

#### 4. Modelo para defeitos estruturais em nanomagnetos

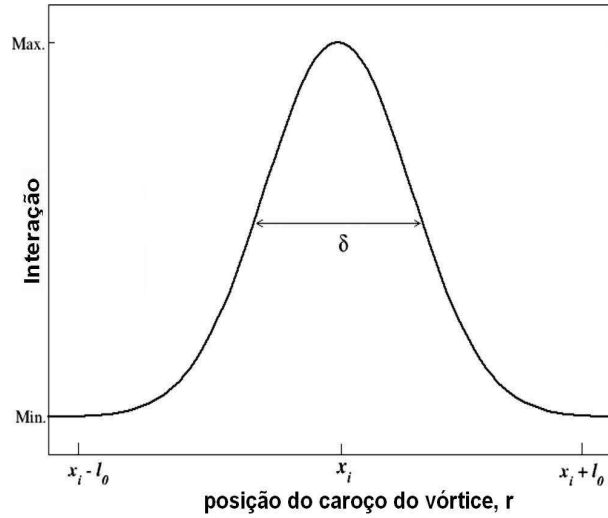


Figura 4.1: Ilustração de como ocorre a interação defeito-carço: interação é pequena na borda do carço, onde a energia de troca é baixa; conforme o carço desloca-se em direção ao defeito em  $\vec{x}_i$ , a interação aumenta, atingindo seu máximo em  $\vec{r} = \vec{x}_i$ . O efetivo intervalo de alcance é  $\delta \sim 10$  nm e está em bom acordo com experimentos. A forma (gaussiana) da interação pode ser controlada variando-se o parâmetro  $\alpha$ , que tomamos como  $\alpha^{-1} = 2,5 \times 10^4 R^2$ , a fim de obter o alcance desejado para a interação.

parâmetro livre  $\alpha$ , com dimensão de  $\text{m}^2$ . A presença deste termo assegura que a interação defeito-carço é, de certa forma, suave. Observando a figura 4.1, vemos que tal interação é iniciada, efetivamente, quando a periferia do carço alcança a posição  $\vec{x}_i$  de determinado defeito, e vai aumentando progressivamente até um máximo, onde o centro do carço atinge o defeito e suas posições coincidem,  $\vec{r} = \vec{x}_i$ . Após isso, a interação volta a diminuir até extinguir-se quando encontra a borda posterior do carço. Podemos extrair também de  $\mathcal{G}_i$  um intervalo razoável para o alcance de tal interação que, para nosso modelo, é dado por  $\delta = 2l_0/e \approx 10$  nm, o que está em bom acordo com resultados experimentais [13, 14], se usarmos os valores de  $l_0 \sim 8 - 15$  nm, valores típicos para nanodiscos de  $Py$ . Desta forma, vemos que o termo da integral na equação (4.2), juntamente com a presença de  $\mathcal{G}_i$ , nos diz que  $\xi_i$  leva em conta quantitativamente bem o efeito da presença de um defeito em  $\vec{x}_i$ .

Temos, primeiramente, que calcular a quantidade  $\sum_{\alpha} (\vec{\nabla} m_{\alpha})^2$  que aparece na definição de  $\xi_i$  na equação (4.2). Com a equação (3.9) em mãos, podemos, de fato,

## 4. Modelo para defeitos estruturais em nanomagnetos

---

obter sua expressão para um nanodisco com configuração do tipo vórtice, via uso das equações para  $\phi$  e  $\theta$ , conforme vimos e, a partir de tais, encontrar uma expressão para  $\xi_i$  no caso de um vórtice com vorticidade  $Q = 1$  e polaridade  $p = 1$ . Mais uma vez, com o desenvolvimento feito no Apêndice C, encontramos que:

$$\xi_i = \frac{(2l_0^2 - x_i^2)^2 + 4l_0^4}{l_0^4(2l_0^2 - x_i^2)} \lambda_i \mathcal{G}_i(\vec{r} - \vec{x}_i). \quad (4.4)$$

Agora que sabemos como o defeito afeta a energia (essencialmente a de troca) de um nanodisco com configuração do tipo vórtice, escrevemos a energia total normalizada ( $w_{def}(s) = W_{def}(s)/\mu_0\pi R^2 LM_s^2$ ) desta configuração como:

$$w_{def}(s) = 2\pi F_1(\beta)s^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{l_{ex}}{R} \right)^2 \ln(1 - s^2) [1 - \xi_i] - h_{ext} s + \mathcal{O}(s^3). \quad (4.5)$$

Observe que a energia normalizada acima é relativa à origem, em  $\vec{s} = \vec{r}/R = \vec{0}$ , pois ela não quantifica a interação entre um defeito e o caroço do vórtice neste local - veja que  $s = 0$  em (4.5) resulta numa interação defeito-caróço nula -, mas tal interação pode, de fato, ser calculada como da mesma forma que para um defeito localizado em  $\vec{x}_i \neq \vec{0}$ .

Novamente, tomando a expansão em Taylor em torno de  $s = 0$  para o termo de troca e ficando com termos até  $s^2$ , podemos, da mesma maneira feita na seção 3.2.1, encontrar a nova posição de equilíbrio do caroço do vórtice na presença de defeitos:

$$s_{eq} = \frac{x_{eq}}{R} = \frac{-q h_{ext}}{4\pi F_1(\beta) - (1 - \xi_i) (l_{ex}/R)^2}, \quad (4.6)$$

onde novamente tomamos um campo magnético externo paralelo ao plano do nanodisco, na direção  $y$ ,  $h_{ext} = (0, h_{ext})$ . Obviamente, as equações (4.5) e (4.6) recobrem aquelas sem a presença de defeitos ( $\xi_i = 0$ ), (3.17) e (3.18) respectivamente.

### 4.1 Aplicação do modelo e resultados

Consideramos agora um número de defeitos, por exemplo, ao longo de uma linha reta. Ao aplicarmos em seguida um campo magnético na direção  $y$  positiva, o caroço do vórtice moverá no sentido negativo ( $q = +1$ ) ou positivo ( $q = -1$ ), encontrando e, possivelmente, interagindo com os defeitos ao longo do caminho. Desta forma,

#### 4. Modelo para defeitos estruturais em nanomagnetos

---

estaremos aptos a mostrar como nosso modelo descreve a interação defeito-carço mais claramente, tornando possível uma comparação com os resultados experimentais mencionados na seção 3.2.2. Para tanto, e sem perda de generalidade, inserimos 20 defeitos puntiformes ao longo do eixo  $x$ , com diferentes parâmetros de interação  $\lambda_i$  e, como dissemos, analisamos sua dinâmica sob a presença de  $\vec{H}_{ext}$ . Devido à relativa complexidade na determinação exata da posição de equilíbrio do carço do vórtice, utilizamos um programa escrito na linguagem *FORTAN 90*. Basicamente, tal programa tem como entradas a posição de equilíbrio atual do carço, bem como o valor de  $|\vec{H}_{ext}|$  e os aspectos relativos aos defeitos ( $\vec{x}_i$ ,  $\lambda_i$  e  $\alpha$ ); a seguir, é calculado a interação do defeito com o carço - mediante o cálculo de  $\mathcal{G}(\vec{r} - \vec{x}_i)$  e de  $\xi_i$  - e, a partir daí, encontra-se a nova posição de equilíbrio; o processo se repete com tal posição como nova entrada. Tal passo é feito 100 vezes em cada defeito e, em cada um deles, gravamos a posição de equilíbrio do vórtice,  $s_{eq}$ . Um gráfico da posição de equilíbrio versus o campo magnético externo  $h_{ext}$  para um vórtice com quiralidade  $q = +1$  é apresentado na figura 4.2.

Observe que em virtude da interação dos defeitos com o carço do vórtice, seu caminho não é mais uma linha reta, como encontrado para uma amostra pura, como descrito pela equação (3.18). Podemos perceber ao observarmos a figura 4.2, que a trajetória apresenta consideráveis rugosidades, principalmente em torno da posição  $\vec{x}_i$  de cada defeito, que tomamos como  $s_{eq} = |\vec{x}_i|/R = -0,19, -0,17, \dots, 0,17, 0,19$ . Podemos notar também através da figura 4.2, que há dois tipos de defeitos: *i*) repentinas mudanças em  $s_{eq}$  que ocorrem, praticamente para o mesmo campo  $h_{ext}$ , o que nos mostra que o carço está interagindo com um defeito repulsivo ( $\lambda_i > 0$ ). Isto é, atribuímos tais mudanças abruptas essencialmente à interação carço-defeito, pois há uma pequena variação em  $h_{ext}$  que não é capaz de afetar consideravelmente o movimento (tais defeitos são representados por setas pretas); *ii*) observamos ainda na figura 4.2 que em outros lugares  $s_{eq}$  praticamente não varia, ao passo que  $h_{ext}$  muda consideravelmente, evidenciando uma interação do carço com um defeito do tipo atrativo ( $\lambda_i < 0$ ). Consideramos tal defeito como atrativo pois ele mantém "preso" ( $s_{eq} \approx \text{constante}$ ) o carço do vórtice durante um intervalo considerável do campo externo  $h_{ext}$ . As situ-

#### 4. Modelo para defeitos estruturais em nanomagnetos

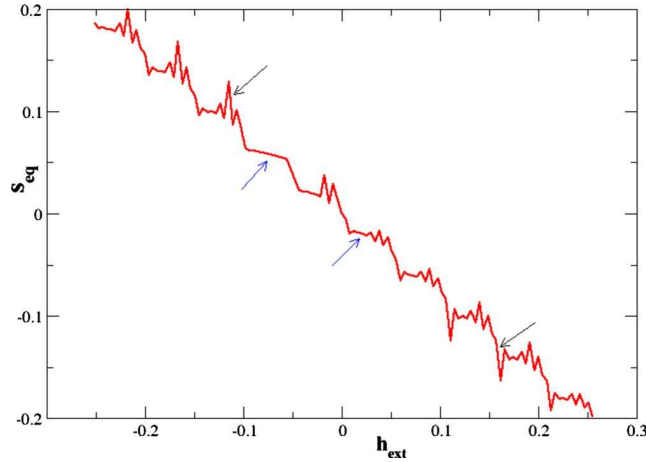


Figura 4.2: O caminho em vermelho é a posição de equilíbrio do caroço do vórtice,  $s_{eq}$ , em função do campo magnético externo,  $h_{ext}$ . Vemos aí como tal caminho é afetado pela inclusão de defeitos estruturais intrínsecos na amostra. Uma comparação com a figura 3.9 mostra que nosso resultado está em bom acordo qualitativo com aquele experimental [13]. Inserimos 20 defeitos na amostra, com espaçamento de  $2l_0$  entre eles. É mostrado no gráfico defeitos do tipo atrativo ( $\lambda_i < 0$ ) e repulsivo ( $\lambda_i > 0$ ), indicados por setas azuis e pretas, respectivamente. Os valores de  $\lambda_i$  que reproduzem tais interações estão numa faixa  $|\lambda_i| \sim 10^{-25} - 10^{-26} \text{ m}^2$ .

ações *i*) e *ii*) que acabamos de descrever estão ilustradas na figura 4.3. Ao compararmos tal resultado com aquele experimental [13] apresentado na figura 3.9, vemos um bom acordo qualitativo entre ambos resultados.

Além da interação defeito-caroço e a conseqüente alteração na posição de equilíbrio do caroço do vórtice, podemos indagar se e como tais defeitos afetam o movimento girotrópico (e assim sua frequência  $\omega_G$ ). Qualitativamente, é esperado que tal movimento (trajetória do movimento girotrópico do caroço no nanodisco) seja mais complicado do que a trajetória suave observada em amostras puras. A rugosidade ao longo do caminho assemelha-se a algo como "movimento Browniano", aumentando a distância percorrida pelo caroço do vórtice ao completar uma revolução. Entretanto, se há uma concentração aproximadamente similar de defeitos atrativos e repulsivos, é esperado uma compensação na trajetória, tal que a frequência girotrópica  $\omega_G$  permaneça aproximadamente inalterada pela presença de tais defeitos, visto que o rápido deslocamento promovido por defeitos do tipo *scatter* ( $\lambda_i > 0$ ) é equilibrado pelo lento

#### 4. Modelo para defeitos estruturais em nanomagnetos

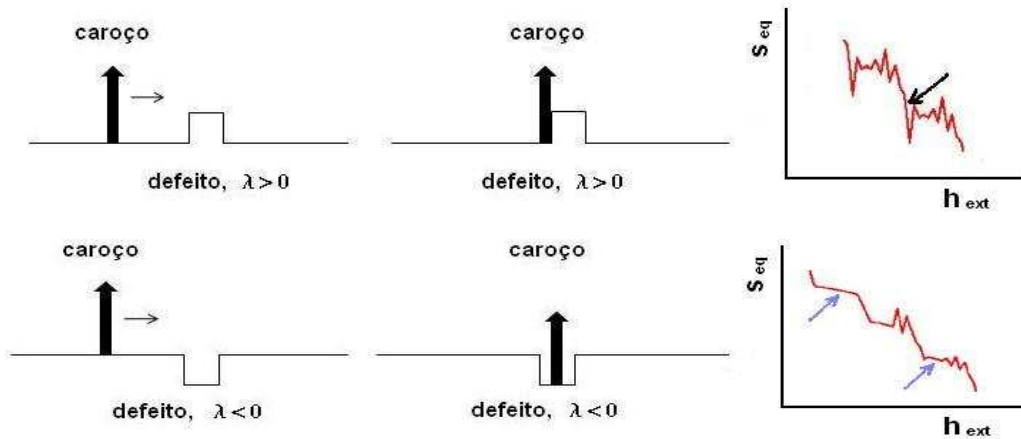


Figura 4.3: Acima: ilustração esquemática da interação do caroço do vórtice com um defeito espalhador (*scatter*), mostrando onde tal interação pode ser observada no gráfico de  $s$  por  $h_{ext}$ . Abaixo: ilustração da interação do caroço do vórtice com um defeito atrator (*pinning*), ilustrando a correspondente localização de tal interação no gráfico de  $s$  por  $h_{ext}$ .

deslocamento proporcionado por defeitos do tipo *pinning* ( $\lambda_i < 0$ ). No entanto, se há um desbalanceamento nas concentrações de ambos, é esperado um retardamento no movimento do vórtice - se há mais defeitos atrativos que repulsivos - ou um avanço - caso tenhamos mais defeitos repulsivos - o que é evidenciado por uma diminuição ou aumento na frequência, respectivamente.

Se procedermos da mesma forma que na obtenção da equação (3.20), ou seja  $\vec{F}_{rest} = -k\vec{r} = -\vec{\nabla}W_{def}|_{h=0}$ , encontraremos que:

$$k = \mu_0\pi LM_s^2 \left[ 4\pi F_1(\beta) - (1 - \xi_i) \frac{l_{ex}}{R^2} \right]. \quad (4.7)$$

Assim, como  $k$  é afetado pelo fator  $\xi_i$ , vemos claramente que defeitos estruturais alteram o movimento girotrópico do caroço do vórtice. Entretanto, não podemos proceder além com nossa análise, pois não podemos assumir que o caroço do vórtice realiza oscilações harmônicas em torno de sua posição de equilíbrio, uma vez que desvios da posição de equilíbrio são apreciáveis sempre que defeitos estão presentes, tornando ineficiente nossa aproximação analítica. Neste cenário, simulações numéricas aparecem como possíveis alternativas para o estudo da alteração do movimento girotrópico

#### 4. Modelo para defeitos estruturais em nanomagnetos

---

em virtude da presença de defeitos estruturais [72]. Além disso, podemos esperar que tais defeitos, quando interagindo com o caroço do vórtice no movimento girotrópico, também alterem a situação onde a reversão da polarização acontece, pois mesmo tais defeitos não alterando a velocidade crítica  $v_{cr}$  (característica do material), eles podem significativamente afetar o mecanismo de *switching*. Por exemplo, se o caroço do vórtice está se movendo numa região onde a concentração de defeitos atrativos é maior, teremos mais regiões onde o caroço ficará "preso" do que regiões que o espalhem e, conseqüentemente, tal estrutura desacelerará, dissipando energia cinética na forma de ondas de spins e/ou calor e, neste caso, retardando o caroço do vórtice a encontrar sua velocidade crítica. Tal qual no caso do movimento girotrópico, o processo de inversão da polaridade carece de respostas e mais investigações via simulações numéricas. Os resultados aqui obtidos foram publicados no *Journal of Applied Physics* [73].

# Capítulo 5

## Conclusões e perspectivas

Apresentamos aqui um modelo simples para defeitos estruturais puntiformes em sistemas ferromagnéticos em nanoescala. No entanto, apesar de simples em sua estrutura matemática, tal modelo nos levou a resultados interessantes. Como supomos os puntiformes, eles modificam principalmente sua energia de troca, não afetando o termo magnetostático pois, por não possuírem consideráveis área e volume, não são capazes de induzir cargas magnéticas superficiais e/ou volumétricas. Usamos nosso modelo para um nanodisco ferromagnético (com razão  $L/R \ll 1$ ) com configuração do tipo vórtice. Obtivemos uma expressão analítica para a posição de equilíbrio do caroço do vórtice numa amostra com defeitos, quando esta é submetida a um campo magnético externo e vemos ainda que tal equação, num modelo sem a presença de defeitos, é imediatamente recuperada se a influência dos defeitos é retirada. Ainda neste cenário, observamos num gráfico da posição de equilíbrio versus campo externo, um bom acordo qualitativo entre resultados experimentais [13] e aqueles teóricos obtidos pelo nosso modelo, mostrando como defeitos estruturais modificam o movimento do caroço do vórtice.

Podemos citar dentre as perspectivas a serem investigadas, alguns elementos associados ao tipo de defeito (por exemplo, agora havendo uma interação do defeito com o termo magnetostático da energia), intensidade da interação, dependência da configuração de magnetização e/ou forma da amostra na interação com defeitos, etc. Ao aplicarmos nosso modelo e considerarmos certa anisotropia, esperamos que o parâmetro

## 5. Conclusões e perspectivas

---

$\lambda_i$  associado ao defeito, dê lugar a uma função vetorial  $\vec{\Lambda}_i$ , a qual deve quantificar a preferência da magnetização em apontar em determinada direção em cada região do magneto. Esperamos que tal aperfeiçoamento corrobore na compreensão da forte assimetria observada na frequência girotrópica entre polaridades *up* e *down*, como observado experimentalmente em [74] e recentemente estudado e explicado em [75]. Podemos também investigar, via simulações numéricas [72], o efeito de defeitos estruturais na frequência girotrópica.

Como mencionado antes, este trabalho foi publicado recentemente no *Journal of Applied Physics* [73].

# Apêndice A

## Magnetoresistência gigante (GMR) e gravação magnética

### A.1 A descoberta do efeito GMR

Os anos 80 foram marcados pelo enorme esforço devotado à área de materiais magnéticos nanoestruturados, já sendo possível, por exemplo, crescer controladamente filmes ultra-finos. Em especial, dois grupos de pesquisa se destacaram: Albert Fert e colaboradores<sup>1</sup> na Universidade de Paris-Sul (Orsay, França) e Peter Grünberg e seu grupo no Centro de Pesquisas Nucleares (Jülich, Alemanha). Esses dois grupos estudavam, independentemente, filmes finos, ultra-finos e de multicamadas. Fert investigava o efeito da aplicação de um campo magnético na corrente elétrica através de multicamadas de ferro e cromo (várias camadas alternadas de Fe e Cr, cada uma com espessura de poucos átomos); Grünberg estudava efeitos semelhantes em camadas de Fe e Cr, só que utilizando amostras com apenas duas camadas de ferro intercaladas por uma fina camada de cromo. Ambos obtiveram resultados experimentais que evidenciavam uma mudança enorme na resistência elétrica em função do campo magnético aplicado. Os valores observados chegavam a variações de até 50%, que eram, à época, muito superiores aos valores conhecidos da magnetoresistência tradicional apresenta-

---

<sup>1</sup>Lembramos que o trabalho realizado no laboratório de A. Fert contou com a colaboração de Mário N. Baibich, pesquisador brasileiro e atualmente docente no Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul (UFRGS).

## Apêndice A

---

da por metais, que é de no máximo 2%. Daí em diante este fenômeno passou a ser conhecido como magnetoresistência gigante (GMR).

A explicação para o fenômeno é razoavelmente complexa e está relacionada com a mobilidade eletrônica em materiais magnéticos. Variando a espessura da camada de Cr, foi possível encontrar diferentes espessuras para as quais as camadas externas de Fe possuíam momentos magnéticos apontando em sentidos contrários. Aí, a aplicação do campo leva a uma configuração onde os momentos magnéticos de ambas camadas se alinham. Como os elétrons possuem dois estados de spin, *up* e *down*, podemos considerar que a corrente elétrica é o resultado de duas correntes paralelas, uma devida a elétrons no estado *up* e outra a elétrons no estado *down*. O que leva à magnetoresistência é o fato da resistividade elétrica depender da orientação relativa entre o spin eletrônico e a magnetização do material. A figura A.1 ilustra o efeito. No esquema à esquerda temos camadas magnéticas no estado antiferromagnético. Neste caso, cada canal de elétrons encontra regiões com alta probabilidade de espalhamento e, assim, os canais têm uma resistência similar, implicando numa resistência total alta. Já no esquema da direita temos a situação oposta (estado ferromagnético), onde os momentos magnéticos das camadas apontam no mesmo sentido devido à aplicação de um campo magnético. Agora, apesar de um dos canais de elétrons ter uma resistência alta, o outro canal certamente sofrerá pouco espalhamento, implicando numa resistência baixa para esse canal e, tal qual num sistema de resistores em paralelo, a resistência do sistema é bem menor do que no primeiro caso [25].

O imenso potencial da GMR para aplicações tecnológicas foi imediatamente percebido tanto pelos descobridores e pesquisadores da área quanto pela indústria de gravação magnética. A partir dessa descoberta o tamanho físico dos dispositivos de armazenamento não parou de diminuir. A seguir faremos uma breve discussão de como a GMR atuou nessa área.

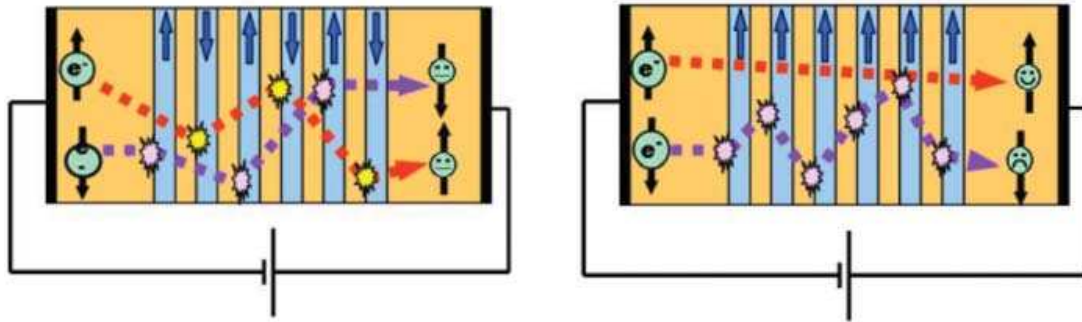


Figura A.1: Esquerda: camadas com momentos opostos (estado antiferromagnético), onde cada canal encontra regiões com alta probabilidade de espalhamento (resistência total alta). Direita: camadas com momentos paralelos (estado ferromagnético) graças à presença de um campo magnético aplicado. Agora temos que um canal encontrará alta resistência e outro baixa resistência (resistência total baixa).

## A.2 Gravação magnética e GMR

O princípio da gravação e leitura magnética é relativamente simples. Na gravação magnética convencional, um cabeçote magnético indutivo é usado para "escrever" a informação em um meio de gravação magnética (fita ou disco). Esse meio se move com relação ao cabeçote, e assim os *bits* (pequenas regiões magnetizadas - domínios magnéticos - em sentidos opostos, indicando a linguagem binária '0' e '1') são gravados ao aplicar pulsos de correntes positivas ou negativas à bobina que faz parte do cabeçote. O mesmo cabeçote pode ser utilizado para ler a informação, pois o movimento das regiões magnetizadas da mídia sobre ele induz pequeníssimas correntes na bobina sensora. Estas correntes são detectadas após uma cuidadosa amplificação e processamento. O sinal obtido está diretamente relacionado com a velocidade relativa do cabeçote e com o tamanho do *bit*.

Ambas as tecnologias, convencional e magnetorresistiva, utilizam o cabeçote indutivo para alterar a magnetização da mídia e gravar a informação. No entanto, diferentemente da leitura convencional que usa o mesmo cabeçote, no processo de leitura magnetorresistivo existe um segundo cabeçote baseado no princípio da GMR, que é muito mais sensível para detectar a região magnetizada (informação gravada), pois esta região causa no cabeçote uma alteração na resistência elétrica, tal como vimos acima,

## Apêndice A

onde o estado de baixa resistência representa o '0' binário e o de alta resistência o '1' binário [48]. Para um estudo detalhado de como ocorre a alteração da resistência num cabeçote que utiliza a tecnologia magnetorresistiva, recomendamos ler a referência [30]. O que discutimos aqui pode ser visto na figura A.2.

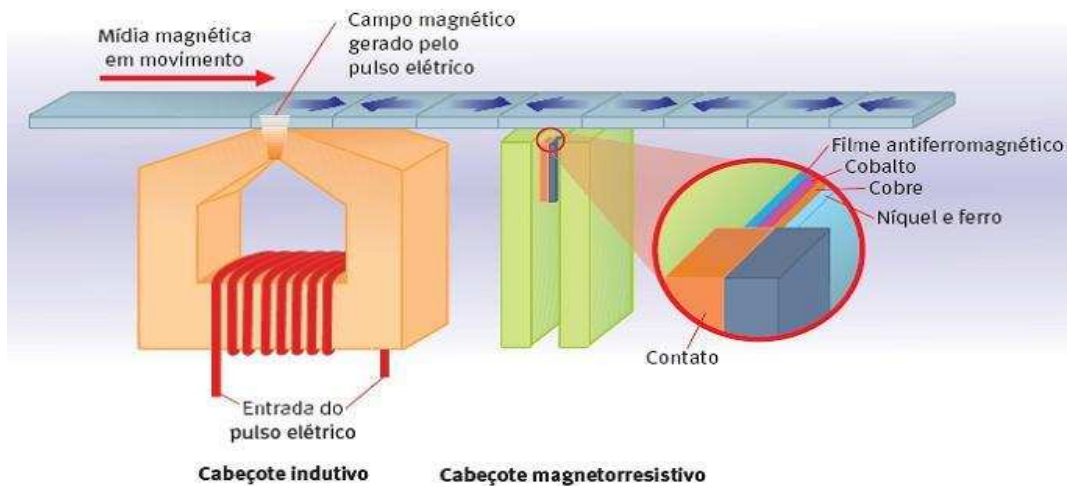


Figura A.2: Ilustração de um processo de gravação e leitura magnética, utilizando, comparativamente, um cabeçote indutivo convencional (esquerda) e um cabeçote magnetorresistivo com tecnologia moderna (direita).

O objetivo desse cabeçote de leitura é obter a maior taxa de variação de sua resistência pela variação do campo magnético medido nos discos de gravação. Ter um efeito maior na resistência significa poder ler coisas menores e com mais precisão. A utilização da GMR em tais dispositivos permitiu que se convertessem alterações mínimas de campos magnéticos em diferenças significativas na resistência elétrica e, por sua vez, em diferenças de sinal elétrico facilmente observáveis pelo cabeçote de leitura. Além disso, tais cabeçotes não precisam ter uma geometria complicada e, juntando-se todos esses fatores, ajudaram e ainda ajudam a aumentar a densidade de informação contida nos discos magnéticos, pois são capazes de ler as informações mesmo em maior densidade [21].

### A.3 Memória magnética de acesso aleatório (MRAM)

Para mais uma importante aplicação do efeito magnetoresistivo, vamos explicar, esquematicamente, como se dá o funcionamento de uma MRAM, que tem a importante propriedade de ser não volátil, e que pode substituir em breve as tradicionais memórias RAM. Abaixo, na figura A.3, apresentamos um possível esquema de MRAM. As linhas de corrente elétrica formam uma espécie de tecido, onde duas matrizes perpendiculares, conectadas por junções, apresentam GMR. É possível controlar a leitura de cada linha dessa complicada matriz e, assim, descobrir se a resistência da junção é alta ou baixa, indicando assim o estado magnético de suas camadas, que por sua vez representam os ‘zeros’ e ‘uns’ onde a informação é armazenada.

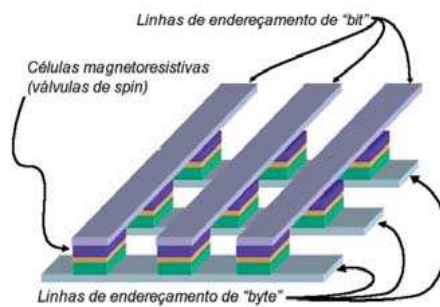


Figura A.3: Possível protótipo de uma célula da chamada MRAM, memória não volátil e que utiliza o princípio da GMR. Um outro protótipo pode ser encontrado em [76].

# Apêndice B

## Limite contínuo da Hamiltoniana de Heisenberg isotrópica

Embora a hamiltoniana de Heisenberg possa descrever bem sistemas magnéticos, o estudo de sistemas macroscópicos com  $10^{23}$  partículas se torna difícil via uso das expressões isotrópica (2.17) e mesmo da anisotrópica (2.33). Entretanto, recorre-se muitas vezes à técnicas de aproximação, como o campo molecular (onde substituímos o operador quântico de spin pelo seu valor médio térmico [45]) e métodos computacionais como o de Monte Carlo [36]. Analiticamente, podemos trabalhar com teorias de campos [56], as quais descrevem sistemas com infinitos graus de liberdade e, em uma primeira aproximação, um sistema com  $10^{23}$  partículas pode ser considerado como tendo infinitos graus de liberdade. Para obtermos uma teoria de campo correspondente ao modelo de Heisenberg bidimensional isotrópico<sup>1</sup> (2.17), consideraremos o *limite contínuo*. Neste limite, assumimos que a distância entre dois spins vizinhos mais próximos (espaçamento de rede  $a$ ; ver figura B.1) é muito pequena comparada a outras escalas espaciais, além de que a direção dos spins vizinhos varia lentamente.

Partindo da hamiltoniana (2.17), consideramos que o spin no sítio  $i$  interage com os spins vizinhos localizados nos sítios  $i + 1$  (à direita),  $i - 1$  (à esquerda),  $i + 2$  (acima) e  $i - 2$  (abaixo), conforme mostrado na rede da figura B.1. Definimos:

$$T^\alpha = S_i^\alpha (S_{i+1}^\alpha + S_{i-1}^\alpha) + S_i^\alpha (S_{i+2}^\alpha + S_{i-2}^\alpha), \quad (\text{B.1})$$

---

<sup>1</sup>Apesar de existirem versões contínuas para modelos *anisotrópicos*, aqui somente demonstraremos a versão contínua do modelo *isotrópico*.

## Apêndice B

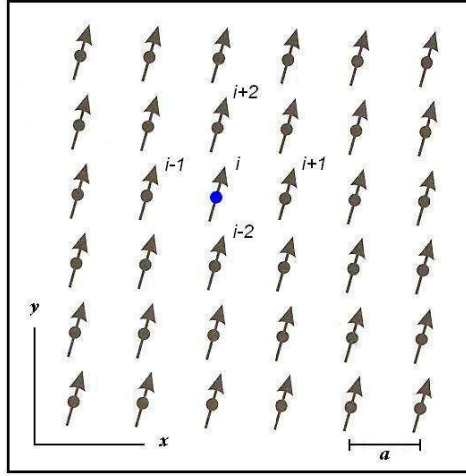


Figura B.1: Rede quadrada indicando o espaçamento de rede  $a$  bem como os quatro spins que interagem com o spin do sítio  $i$ .

onde  $\alpha = x, y$  e  $z$ . Expandindo as componentes de spin em *séries de Taylor*, com uma boa aproximação até segunda ordem, temos:

$$S_{i+1}^\alpha = S_i^\alpha + a \frac{\partial S_i^\alpha}{\partial x} + \frac{a^2}{2} \frac{\partial^2 S_i^\alpha}{\partial x^2} + \dots, \quad (\text{B.2})$$

$$S_{i-1}^\alpha = S_i^\alpha - a \frac{\partial S_i^\alpha}{\partial x} + \frac{a^2}{2} \frac{\partial^2 S_i^\alpha}{\partial x^2} - \dots, \quad (\text{B.3})$$

$$S_{i+2}^\alpha = S_i^\alpha + a \frac{\partial S_i^\alpha}{\partial y} + \frac{a^2}{2} \frac{\partial^2 S_i^\alpha}{\partial y^2} + \dots, \quad (\text{B.4})$$

$$S_{i-2}^\alpha = S_i^\alpha - a \frac{\partial S_i^\alpha}{\partial y} + \frac{a^2}{2} \frac{\partial^2 S_i^\alpha}{\partial y^2} - \dots \quad (\text{B.5})$$

Daí, tiramos que:

$$T^\alpha = 2S_i^\alpha S_i^\alpha + a^2 \frac{\partial^2 S_i^\alpha}{\partial x^2} S_i^\alpha + 2S_i^\alpha S_i^\alpha + a^2 \frac{\partial^2 S_i^\alpha}{\partial y^2} S_i^\alpha + \dots \quad (\text{B.6})$$

$$\Rightarrow \frac{T^\alpha}{2} = 2(S_i^\alpha)^2 + \frac{a^2}{2} \left[ \frac{\partial^2 S_i^\alpha}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 S_i^\alpha}{\partial y^2} \right] S_i^\alpha. \quad (\text{B.7})$$

Agora, considerando os três termos de interação,  $T^x$ ,  $T^y$  e  $T^z$  e aproximando os somatórios em  $i$  e  $j$  que aparecem na hamiltoniana (2.17) por integrais em  $dx$  e  $dy$ :

$$\sum_{i,j} \mapsto \int \int \frac{dx dy}{a^2} = \int_S \frac{d^2 r}{a^2}, \quad (\text{B.8})$$

## Apêndice B

obtemos que:

$$\begin{aligned} H &= 2J \int_S [(S_x)^2 + (S_y)^2 + (S_z)^2] \frac{d^2r}{a^2} - \frac{J}{2} \int \sum_{\alpha=1}^3 \left[ \frac{\partial^2 S_i^\alpha}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 S_i^\alpha}{\partial y^2} \right] S^\alpha d^2r \\ &= -2J \int |\vec{S}|^2 \frac{d^2r}{a^2} - \frac{J}{2} \int \sum_{\alpha=1}^3 \left[ \frac{\partial^2 S_i^\alpha}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 S_i^\alpha}{\partial y^2} \right] S^\alpha d^2r, \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

sendo a integração feita na superfície  $S$  do magneto e que  $S^1 = S^x$ ,  $S^2 = S^y$  e  $S^3 = S^z$ . O índice  $i$  foi omitido pois todos os sítios foram considerados e assim, para evitarmos a contagem dupla de cada par de sítios  $\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$ , uma divisão por 2 foi feita na obtenção da equação acima. Fazendo uma integração por partes no último termo de (B.9), temos:

$$\int dx \frac{\partial^2 S^\alpha}{\partial x^2} S^\alpha = - \int \left( \frac{\partial S^\alpha}{\partial x} \right)^2 dx \quad \text{e} \quad \int dy \frac{\partial^2 S^\alpha}{\partial y^2} S^\alpha = - \int \left( \frac{\partial S^\alpha}{\partial y} \right)^2 dy. \quad (\text{B.10})$$

O termo  $-2J \int |\vec{S}|^2 \frac{d^2r}{a^2}$  presente em (B.9) é a energia  $E_0$  do *estado fundamental* do sistema, e é infinito para uma rede infinita, pois estamos supondo o vínculo não-linear  $|\vec{S}|^2 = 1$  e, portanto, tal termo deve ser subtraído do resultado final (B.9); a energia do estado fundamental é, então, renormalizada para zero. Desta forma, a aproximação contínua da *hamiltoniana de Heisenberg bidimensional isotrópica* é dada por:

$$H = \frac{J}{2} \int_S \sum_{\alpha=1}^3 \left[ \left( \frac{\partial S^\alpha}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial S^\alpha}{\partial y} \right)^2 \right] d^2r = \frac{J}{2} \int_S \sum_{\alpha=1}^3 \left( \vec{\nabla} m_\alpha \right)^2 d^2r, \quad (\text{B.11})$$

em que  $\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y}$  e onde temos usado como parametrização  $\vec{m} = \vec{S}$ . Esta hamiltoniana pode ser reescrita como [77]:

$$H = \frac{J}{2} \int_S (\partial_\mu \vec{m}) \cdot (\partial^\mu \vec{m}) d^2r, \quad \mu = 1, 2, \quad (\text{B.12})$$

onde  $\partial_1 = \frac{\partial}{\partial x}$  e  $\partial_2 = \frac{\partial}{\partial y}$ . O modelo descrito por (B.12) é um modelo muito conhecido em teoria de campos, chamado de modelo  $\sigma$  não-linear (devido ao vínculo  $|\vec{S}|^2 = 1$ ).

Tendo feito isto, não é de difícil visualização que se usássemos uma rede quadrada tridimensional em vez da bidimensional, a equação (B.8) daria lugar a:

$$\sum_{i,j,k} \mapsto \int \int \int \frac{dx dy dz}{a^3} = \int_V \frac{d^3r}{a^3}, \quad (\text{B.13})$$

## Apêndice B

---

onde agora a integração seria feita em todo o volume do magneto, e chegaríamos à versão contínua da *hamiltoniana de Heisenberg 3D isotrópica*, dada por:

$$H = \frac{A}{2} \int_V \sum_{\alpha=1}^3 (\vec{\nabla} m_\alpha)^2 d^3r, \quad (\text{B.14})$$

onde agora  $\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{z}$ ,  $A$  é a constante de troca expressa em joules/metro.

Esta equação pode ainda ser reescrita como:

$$H = \frac{A}{2} \int_V (\partial_\mu \vec{m}) \cdot (\partial^\mu \vec{m}) d^3r \quad \mu = 1, 2, 3. \quad (\text{B.15})$$

# Apêndice C

## Desenvolvimento de algumas equações

Neste Apêndice, deduziremos as equações (3.9) e (4.4).

### Dedução da equação (3.9)

Primeiro, tomando-se a parametrização de  $\vec{m} = (\text{sen}\theta \cos\phi, \text{sen}\theta \text{sen}\phi, \cos\theta)$ , temos que:

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha=1}^3 (\vec{\nabla} m_{\alpha})^2 &= [\vec{\nabla} (\text{sen}\theta \cos\phi)]^2 + [\vec{\nabla} (\text{sen}\theta \text{sen}\phi)]^2 + [\vec{\nabla} \cos\theta]^2 \\ &= [\text{sen}\theta \vec{\nabla} \cos\phi + \cos\phi \vec{\nabla} \text{sen}\theta]^2 + [\text{sen}\theta \vec{\nabla} \text{sen}\phi + \text{sen}\phi \vec{\nabla} \text{sen}\theta]^2 + [\vec{\nabla} \cos\theta]^2. \end{aligned} \quad (\text{C.1})$$

Podemos desenvolver a equação (C.1) e chegar em:

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha=1}^3 (\vec{\nabla} m_{\alpha})^2 &= \text{sen}^2\theta \left[ (\vec{\nabla} \cos\phi)^2 + (\vec{\nabla} \text{sen}\phi)^2 \right] + (\vec{\nabla} \cos\theta)^2 + (\vec{\nabla} \text{sen}\theta)^2 + \\ &\quad + 2 \text{sen}\theta \vec{\nabla} \text{sen}\theta \cdot (\cos\phi + \text{sen}\phi \vec{\nabla} \text{sen}\phi). \end{aligned} \quad (\text{C.2})$$

Se observarmos as definições de  $\phi$ , na equação (3.5), e de  $\theta$ , na equação (3.10), vemos que ambas são funções de  $(x, y)$ , as coordenadas do plano do nanodisco. Assim:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cos\theta(x, y) &= -\text{sen}\theta(x, y) \vec{\nabla}\theta(x, y) \\ \Rightarrow [\vec{\nabla} \cos\theta(x, y)]^2 &= \text{sen}^2\theta [\vec{\nabla}\theta(x, y)]^2, \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \text{sen}\theta(x, y) &= \cos\theta(x, y) \vec{\nabla}\theta(x, y) \\ \Rightarrow [\vec{\nabla} \text{sen}\theta(x, y)]^2 &= \cos^2\theta [\vec{\nabla}\theta(x, y)]^2, \end{aligned} \quad (\text{C.4})$$

## Apêndice C

---

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cos \phi(x, y) &= -\text{sen } \phi(x, y) \vec{\nabla} \phi(x, y) \\ \Rightarrow \left[ \vec{\nabla} \cos \phi(x, y) \right]^2 &= \text{sen}^2 \phi \left[ \vec{\nabla} \phi(x, y) \right]^2, \end{aligned} \quad (\text{C.5})$$

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \text{sen } \phi(x, y) &= \cos \phi(x, y) \vec{\nabla} \phi(x, y) \\ \Rightarrow \left[ \vec{\nabla} \text{sen } \phi(x, y) \right]^2 &= \cos^2 \phi \left[ \vec{\nabla} \phi(x, y) \right]^2. \end{aligned} \quad (\text{C.6})$$

De posse das equações (C.3) à (C.6), substituindo-as em (C.2) e rearranjando os termos, temos que:

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha=1}^3 \left( \vec{\nabla} m_{\alpha} \right)^2 &= \text{sen}^2 \theta \left( \text{sen}^2 \phi + \cos^2 \phi \right) \left( \vec{\nabla} \phi \right)^2 + \left( \text{sen}^2 \theta + \cos^2 \theta \right) \left( \vec{\nabla} \theta \right)^2 + \\ &+ 2 \text{sen } \theta \cos \theta \vec{\nabla} \theta \cdot \underbrace{\left( \cos \phi \vec{\nabla} \cos \phi + \text{sen} \phi \vec{\nabla} \text{sen} \phi \right)}_{=\vec{I}}, \end{aligned} \quad (\text{C.7})$$

onde  $\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y}$ .

Agora, procederemos para calcular o termo destacado em (C.7):

$$\vec{I} = \cos \phi \left( -\text{sen } \phi \vec{\nabla} \phi \right) + \text{sen } \phi \left( \cos \phi \vec{\nabla} \phi \right) \equiv \vec{0}. \quad (\text{C.8})$$

Levando o resultado (C.8) na equação (C.7), encontramos que:

$$\sum_{\alpha=1}^3 \left( \vec{\nabla} m_{\alpha} \right)^2 = \text{sen}^2 \theta \left( \vec{\nabla} \phi \right)^2 + \left( \vec{\nabla} \theta \right)^2, \quad (\text{C.9})$$

que é a equação (3.9), primeiro resultado o qual nos propomos provar.

## Dedução da equação (4.4)

Tomando as definições de  $\phi$  e  $\theta$  nas equações (3.5) e (3.10), respectivamente, lembramos que estamos tomando  $Q = 1$ ,  $\vec{r}_v = (0, 0)$  em (3.5) e  $p = 1$ ,  $n = 1$  em (3.10).

A seguir, procedemos para calcular os termos de (C.9). Primeiro:

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} = \frac{-y}{x^2 + y^2} \quad \text{e} \quad \frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{x}{x^2 + y^2}. \quad (\text{C.10})$$

Agora, de (C.10), ficamos com:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \phi &= \frac{-y}{x^2 + y^2} \hat{x} + \frac{x}{x^2 + y^2} \hat{y} \\ \Rightarrow \left( \vec{\nabla} \phi \right)^2 &= \left( \frac{x}{x^2 + y^2} \right)^2 = \frac{x^2 + y^2}{(x^2 + y^2)^2} = \frac{1}{r^2}. \end{aligned} \quad (\text{C.11})$$

## Apêndice C

---

Com  $\theta = \theta(r)$ , temos que:

$$\frac{d\theta}{dr} = \frac{2r}{\sqrt{2r^2 l_0^2 - r^4}} \quad \Rightarrow \quad (\vec{\nabla}\theta)^2 = \frac{2r}{2l_0^2 - r^2}. \quad (\text{C.12})$$

Temos também que:

$$\text{sen}^2\theta = 1 - \left(\frac{l_0^2 - r^2}{l_0^2}\right)^2 = \frac{2r^2 l_0^2 - r^4}{l_0^4}. \quad (\text{C.13})$$

Substituindo as equações (C.11), (C.12) e (C.13) na equação (C.9), encontramos:

$$\sum_{\alpha=1}^3 (\vec{\nabla}m_\alpha)^2 = \left(\frac{2r^2 l_0^2 - r^4}{l_0^4}\right) \frac{1}{r^2} + \frac{4}{2l_0^2 - r^2} = \frac{(2l_0^2 - r^2)^2 + 4l_0^4}{l_0^4 (2l_0^2 - r^2)}. \quad (\text{C.14})$$

Agora, substituindo o resultado obtido em (C.14) na definição de  $\xi_i$ , dada em (4.2), e lembrando da definição da função  $\delta$ -Dirac, obtemos:

$$\xi_i = \frac{(2l_0^2 - x_i^2)^2 + 4l_0^4}{l_0^4 (2l_0^2 - x_i^2)} \lambda_i \mathcal{G}_i(\vec{r} - \vec{x}_i), \quad (\text{C.15})$$

que é justamente a equação (4.4), segundo resultado que nos propomos provar.

# Referências Bibliográficas

- [1] C.-W. Chen, *Magnetism and Metalurgy of Soft Magnetic Materials*, Dover Publications, New Jersey (1986).
- [2] S. M. Rezende, *Rev. Bras. Ens. Fís.* **22**, 293 (2000).
- [3] M. E. Evans and F. Heller, *Enviromental Magnetism: Principles and Applications of Enviromagnets*, Academic Press, San Diego (2003).
- [4] A. K. Salem, P. C. Searson, K. W. Leong, *Nat. Mater.* **2**, 668 (2003).
- [5] K. M. Krishnan, A. B. Pakhomov, Y. Bao, P. Blomqvist, Y. Chun, M. Gonzalez, K. Griffin, X. Ji, B. K. Roberts, *J. Mater. Sci.* **41**, 793 (2006).
- [6] D.-H. Kim, *et al.*, *Nature Mat.* **9**, 165 (2010).
- [7] J. I. Martín, *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.* **256**, 449 (2003).
- [8] S. D. Bader, K. S. Buchanan, S.-H. Chung, K. Y. Guslienko, A. Hoffmann, Yi Ji and V. Novosad, *Superlattices and Microstructures* **41**, 72 (2007).
- [9] M. Schneider, H. Hoffman, and J. Zweck, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2909 (2000).
- [10] R. Pulwey, M. Rahm, J. Biberger, and D. Weiss, *IEEE Trans. Magn.* **37**, 2076 (2001).
- [11] M. Rahm, R. Höllinger, V. Umansky, and D. Weiss, *J. Appl. Phys.* **95**, 6708 (2004).
- [12] R. P. Cowburn, D. K. Kolstov, A. O. Adeyeye, M. E. Welland, and D. M. Tricker, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1042 (1999).

## 6. Referências Bibliográficas

---

- [13] T. Uhlig *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95**, 237205 (2005).
- [14] R. L. Compton and P. A. Crowell, Phys. Rev. Lett. **97**, 137202 (2006).
- [15] C. A. Ross *et al.*, Phys. Rev. **B 65**, 144417 (2002).
- [16] C. A. Ross *et al.*, J. Appl. Phys. **89**, 1310 (2001).
- [17] R. L. Silva, "*Dinâmica de spins na presença de defeitos em estruturas magnéticas confinadas: aplicações a nanodiscos magnéticos*", Tese de Doutorado, UFV (2009).
- [18] J. Raabe, R. Pulwey, A. Sattler, T. Schweinböck, J. Zweck and D. Weiss, J. Appl. Phys. **88**, 4437 (2000).
- [19] W. K. Hiebert, A. Stankiewicz, and M. R. Freeman, Phys. Rev. Lett. **79**, 1134 (1997).
- [20] K. W. Chou *et al.*, Appl. Phys. Lett. **90**, 202505 (2007).
- [21] M. Knobel, Ciência Hoje **36**, 18 (2005).
- [22] S. D. Bader, Surf. Sci. **500**, 172 (2001).
- [23] S. D. Bader, Rev. Mod. Phys. **78**, 1 (2006).
- [24] A. P. Guimarães, "*Introdução ao nanomagnetismo*", CBPF (2006).
- [25] M. Knobel, W. A. A. Macedo, Física na Escola **8**, 33 (2007).
- [26] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Bhurman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Trege, Science **294**, 1488 (2001).
- [27] M. Rahm, J. Stahl, and D. Weiss, Appl. Phys. Lett. **87**, 182107 (2005).
- [28] M. Tehrani E. Chen, M. Durlam, M. DeHerrera, J. M. Slaughter, J. Shi, and G. Kerzykowski, J. Appl. Phys. **85**, 5822 (1999).
- [29] S. S. P. Parkin *et al.*, J. Appl. Phys. **85**, 5828 (1999).
- [30] G. A. Prinz, J. Magn. Magn. Mat. **200**, 57 (1999).

## 6. Referências Bibliográficas

---

- [31] J. N. Chapman *et al.*, J. Appl. Phys. **85**, 5828 (1999).
- [32] L. Chen, F. Liu, K. Stoev, S. Li, M. Ho, and S. Mao, J. Appl. Phys. **105**, 07B0730 (2009).
- [33] M. Rahm, J. Stahl, W. Wegscheider, and D. Weiss, Appl. Phys. Lett. **85**, 1553 (2004).
- [34] M. Rahm, J. Biberger, V. Umansky, and D. Weiss, J. Appl. Phys. **93**, 7429 (2003).
- [35] M. Rahm, J. Stahl, W. Wegscheider, and D. Weiss, Appl. Phys. Lett. **85**, 1553 (2004).
- [36] A. R. Pereira, L. A. S. Mól, S. A. Leonel, P. Z. Coura, and B. V. Costa, Phys. Rev. **B 68**, 132409 (2003).
- [37] A. R. Pereira, Phys. Rev. **B 71**, 224404 (2005).
- [38] A. R. Pereira, J. Appl. Phys. **97**, 094303 (2005).
- [39] A. R. Pereira, A. R. Moura, W. A. Moura-Melo, D. F. Carneiro, S. A. Leonel, and P. Z. Coura, J. Appl. Phys. **101**, 034310 (2007).
- [40] F. M. Paula, A. R. Pereira, and L. A. S. Mól, Phys. Lett. **A 329**, 155 (2004).
- [41] D. J. Griffiths, *"Introduction to Electrodynamics"*, Prentice Hall, New Jersey, Third Edition (1999).
- [42] S. L. O'Dell and R. K. P. Zia, Am. J. Phys. **54**, 32 (1986).
- [43] A. Aharoni, *"Introduction to the Theory of Ferromagnetism"*, Oxford Science Publications, Second Edition (2000).
- [44] V. L. C. Santos, *"Soluções topológicas de spins no toro"*, Dissertação de Mestrado, UFV (2008).
- [45] I. S. Oliveira, V. L. B. de Jesus, *"Introdução à Física do Estado Sólido"*, Editora Livraria da Física, São Paulo, 1ª Edição (2005).

## 6. Referências Bibliográficas

---

- [46] M. A. Novak, <<http://www.cbpf.br/labmag/miguel.pdf>>.
- [47] S. R. A. Salinas, "*Introdução à Física Estatística*", Editora da Universidade de São Paulo, São Paulo (1999).
- [48] M. Getzlaff, "*Fundamentals of Magnetism*", Springer-Verlag, Berlin (2008).
- [49] F. M. Paula, "*Influência de vacâncias de spin na dinâmica de vórtices em sistemas magnéticos bidimensionais*", Dissertação de Mestrado, UFV (2006).
- [50] C. L. Chien, F. Q. Zhu, and J.-G. Zhu, Phys. Today **06**, 40 (2007).
- [51] J. D. Jackson, "*Classical Electrodynamics*", Wiley, New York, Third Edition (1999).
- [52] J. P. Sinnecker, Rev. Bras. Ens. Fís., **22**, 396 (2000).
- [53] D. F. Carneiro, "*Comportamento de vórtices em nanodiscos magnéticos na presença de defeitos não-magnéticos*", Dissertação de Mestrado, UFJF (2006).
- [54] E. Miranda, <<http://www.ifi.unicamp.br/emiranda/notes/rg.pdf>>.
- [55] A. R. Pereira and W. A. Moura-Melo, "*Vortex behavior in ferromagnetic systems with small defects: From macro to nanostructured magnets*", em "*Electromagnetic, Magnetostatic, and Exchange-Interaction Vortices in Confined Magnetic Structures*", editado por E. O. Kamenetskii, Transworld Rsearch Network, Kerala, Índia (2009).
- [56] L. A. S. Mól, "*Estudos de materiais magnéticos de baixa dimensionalidade dopados com impurezas não magnéticas*", Dissertação de Mestrado, UFV (2004).
- [57] D. Altbir, J. Escrig, P. Landeros, F. S. Amaral, and M. Bahiana, Nanotechnology **18**, 485707 (2007).
- [58] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, R. Wiesendanger, Science **298**, 577 (2002).
- [59] N. A. Usov and L. G. Kurkina, J. Magn. Mgan. Mater. **242-245**, 1005 (2002).

## 6. Referências Bibliográficas

---

- [60] A. Aharoni, J. Appl. Phys. **68**, 2892 (1990).
- [61] P. Landeros *et al.*, Phys. Rev. **B 71**, 094435 (2005).
- [62] T. Shinjo *et al.*, Science **289**, 930 (2000).
- [63] K. Bussmann, G. A. Prinz, S.-F. Cheng, and D. Wang, Appl. Phys. Lett. **75**, 2476 (1999).
- [64] K. Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, Appl. Phys. Lett. **78**, 3848 (2001).
- [65] K. Y. Guslienko, X. F. Han, D. J. Keavney, R. Divan, and S. D. Bader, Phys Rev. Lett. **96**, 067205 (2006).
- [66] J.-G. Caputo, Y. Gaididei, F. G. Mertens, and D. D. Sheka, Phys. Rev. Lett. **98**, 056604 (2007).
- [67] K. Yamada, S. Kasai, Y. Nakatani, K. Kobayashi, H. Kohno, A. Thiaville, and T. Ono, Nature Mater. **6**, 269 (2007).
- [68] B. Van Waeyenberge *et al.*, Nature **444**, 461 (2006).
- [69] R. L. Silva *et al.*, Phys. Rev. **B 78**, 054423 (2008).
- [70] R. L. Silva, A. R. Pereira, and W. A. Moura-Melo, J. Appl. Phys. **105**, 014314 (2009).
- [71] K. Y. Guslienko, K.-S. Lee, and S.-K. Kim, Phys. Rev. Lett. **100**, 027203 (2008).
- [72] R. Gobbi, F. A. Apolonio, R. L. Silva, W. A. Moura-Melo e A. R. Pereira, trabalho em preparação.
- [73] F. A. Apolonio, W. A. Moura-Melo, F. P. Crisafuli, A. R. Pereira, and R. L. Silva, J. Appl. Phys. **106**, 084320 (2009).
- [74] F. Hoffmann *et al.*, Phys. Rev. **B 76**, 014416 (2007).

## 6. Referências Bibliográficas

---

- [75] A. Vansteenkiste, M. Weigand, M. Curcic, H. Stoll, G. Schütz, and B. Van Waeyenberge, *N. J. Phys.* **11**, 063006 (2009).
- [76] J. B. Kortright, D. D. Awschalom *et al.*, *J. Magn. Magn. Mater.* **207**, 7 (1999).
- [77] A. R. Pereira e A. S. T. Pires, "*Teoria Quântica de Campos em Sistemas Magnéticos de Baixas Dimensões*", disponível em <http://www.ufv.br/dpf/tqcsmbd.pdf>, (2008).