

UNIVERSIDADE FEDERAL DE VIÇOSA

Um estudo de assimetrias induzidas em sistemas magnéticos.

Sidnei Fernandes de Souza
Doctor Scientiae

VIÇOSA - MINAS GERAIS
2026

SIDNEI FERNANDES DE SOUZA

Um estudo de assimetrias induzidas em sistemas magnéticos.

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

Orientador: Jakson Miranda Fonseca

Coorientador: Vagson L. de C. Santos

**Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca Central da Universidade
Federal de Viçosa - Campus Viçosa**

T

S729e
2026 Souza, Sidnei Fernandes de, 1997-
Um estudo de assimetrias induzidas em sistemas
magnéticos / Sidnei Fernandes de Souza. – Viçosa, MG, 2026.
1 tese eletrônica (94 f.): il. (algumas color.).

Orientador: Jakson Miranda Fonseca.
Tese (doutorado) - Universidade Federal de Viçosa,
Departamento de Física, 2026.
Referências bibliográficas: f. 85-94.
DOI: <https://doi.org/10.47328/ufvbbt.2026.402>
Modo de acesso: World Wide Web.

1. Ferromagnetismo. 2. Estrutura de domínio. 3. Modelo
skyrme. I. Fonseca, Jakson Miranda, 1984-. II. Universidade
Federal de Viçosa. Departamento de Física. Programa de
Pós-Graduação em Física. III. Título.

CDD 22. ed. 538.44

SIDNEI FERNANDES DE SOUZA

Um estudo de assimetrias induzidas em sistemas magnéticos.

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

APROVADA: 15 de maio de 2026.

Assentimento:

Sidnei Fernandes de Souza
Autor

Jakson Miranda Fonseca
Orientador

Essa tese foi assinada digitalmente pelo autor em 05/07/2026 às 21:07:14 e pelo orientador em 09/07/2026 às 19:53:40. As assinaturas têm validade legal, conforme o disposto na Medida Provisória 2.200-2/2001 e na Resolução nº 37/2012 do CONARQ. Para conferir a autenticidade, acesse <https://siadoc.ufv.br/validar-documento>. No campo 'Código de registro', informe o código **1DDC.JJS3.GIZ3** e clique no botão 'Validar documento'.

Agradeço ...

À minha esposa Kerollen, pela especial companhia, apoio e compreensão durante
todo o período do doutorado;

Aos meus pais, Daniel Andrade de Souza e Sônia Fernandes P. de Souza, por
reconhecerem e incentivarem os estudos como uma forma de transformar
realidades;

Aos colegas e amigos do Programa de Pós-Graduação em Física da UFV;

Aos professores Jakson e Vagson, que me orientaram durante o doutorado com
grandes ensinamentos e discussões;

AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi realizado com o apoio das seguintes agências de pesquisa brasileiras: Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior – Brasil (CAPES) – Código de Financiamento 001, Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de Minas Gerais (FAPEMIG) e Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).

A simetria, como a proporção, é uma ideia que atravessa toda a matemática, a arte e a natureza. Onde a simetria é quebrada, algo novo pode surgir.

RESUMO

SOUZA, Sidnei Fernandes de, D.Sc., Universidade Federal de Viçosa, maio de 2026. **Um estudo de assimetrias induzidas em sistemas magnéticos..** Orientador: Jakson Miranda Fonseca. Coorientador: Vagson Luiz de Carvalho Santos.

Esta tese tem o objetivo de fornecer um estudo do papel fundamental das assimetrias - sejam elas geométricas, de campo ou intrínsecas às interações - na estabilização e dinâmica de texturas magnéticas quirais. O trabalho centraliza-se na exploração de solitons topológicos, como skyrmions, bimerons e paredes de domínio, analisando como a quebra de simetria influencia seu transporte. Inicialmente, abordamos a conversão orientada entre skyrmions e bimerons. Por meio de simulações de Monte Carlo em sistemas com interação Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) e anisotropia de eixo fácil, demonstramos que a aplicação de campos magnéticos no plano permite a transição controlada entre essas texturas, identificando o espaço de parâmetros crítico para essa fenomenologia. Em um segundo momento, apresentamos a teoria do DMI Bias. Este modelo teórico explica como a conjugação entre a interação DMI e assimetrias geométricas induz um deslocamento na curva de histerese magnética (bias), análogo ao efeito de *exchange bias*, mas de origem puramente intrínseca e geométrica do material. Baseado no efeito DMI Bias, propomos um sistema capaz de exibir um transporte assimétrico de paredes de domínio em nanofitas com defeitos geométricos, revelando que a DMI e um campo magnético externo aplicado atuam como um seletor de direção para a dinâmica do soliton. Os nossos resultados apresentam forte aplicação no desenvolvimento da computação neuromórfica e na área de spintrônica.

Palavras-chave: skyrmions; bimerons; paredes de domínio; exchange bias

ABSTRACT

SOUZA, Sidnei Fernandes de, D.Sc., Universidade Federal de Viçosa, May, 2026. **A study of induced asymmetries in magnetic systems..** Adviser: Jakson Miranda Fonseca. Co-adviser: Vagson Luiz de Carvalho Santos.

This thesis its objective a study of the fundamental role of asymmetries—whether geometric, field, or intrinsic to interactions—in the stabilization and dynamics of chiral magnetic textures. The work focuses on the exploration of topological solitons, such as skyrmions, bimerons, and domain walls, analyzing how symmetry breaking influences their transport. Initially, we address the oriented conversion between skyrmions and bimerons. Through Monte Carlo simulations in systems with Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) interaction and easy-axis anisotropy, we demonstrate that the application of magnetic fields in the plane allows for the controlled transition between these textures, identifying the critical parameter space for this phenomenology. Subsequently, we present the theory of DMI Bias. This theoretical model explains how the combination of DMI interaction and geometric asymmetries induces a shift in the magnetic hysteresis (bias) curve, analogous to the *exchange bias effect*, but of purely intrinsic and geometric origin to the material. Based on the DMI Bias effect, we propose a system capable of exhibiting asymmetric domain wall transport in nanoribbons with geometric defects, revealing that DMI and an applied external magnetic field act as a direction selector for the soliton dynamics. Our results have strong applications in the development of neuromorphic computing and in the field of spintronics.

Keywords: skyrmions; bimerons; domain walls; exchange bias

Lista de Figuras

1.1	Representação de um skyrmion e um bimeron, onde a cor vermelha representa a componente perpendicular ao plano apontando na direção $+1$ e a azul na direção -1 . Figura retirada da Ref. [18].	16
2.1	(a) Representação de um loop f com ponto base x_0 . (b) Representação de um loop f que pode ser continuamente deformado no loop g enquanto (c) a inclusão de um defeito impede a deformação de f em g	20
2.2	Campo de magnetização com orientação (a) ferromagnética, (b) skyrmion Néel e (c) skyrmion Bloch. Os mapas f , g e h correspondem a projeções esferográficas entre o $\mathbb{R}^2$ e $\mathbb{S}^2$ em cada caso. As configurações entre (b) e (c) podem ser conectadas por uma rotação $\mathcal{R}$, ou seja, $h = \mathcal{R} \circ g$, entretanto o mesmo não ocorre entre (a) e (b) ou (a) e (c).	22
2.3	Representações dos vetores DMI (a) Bulk e (b) Interfacial.	26
2.4	Loops de histerese para a geometria de uma (a) NF retangular ($500 \times 120 \times 25$)nm e (b) nanodisco (Raio 150nm e espessura de 25nm). As histereses foram realizadas para dois materiais diferentes: Py (círculos pretos) e FeGe (triângulos vermelhos). Nas figuras (c) e (d) são apresentados snapshots mostrando o processo de reversão da magnetização, respectivamente, na nanofita e no nanodisco. Para a nanofita, o campo magnético B_x está na direção do comprimento de 500nm e, para o nano disco, o campo é aplicado no plano do disco.	29
2.5	Representação de um skyrmion tipo (a) Bloch tipo (b) Néel (retirado da referência [51].	31

2.6	Texturas topológicas de spin no magneto helicoidal $Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$. Estruturas a, d, helicoidais (a) e skyrmion (b) previstas por simulação de Monte Carlo. (c) Esquema da configuração de spin em um skyrmion. (d)-(f), imagens do espaço real da textura de spin observadas experimentalmente, representadas pela distribuição de magnetização lateral obtida pela análise TIE (equação de transporte de intensidade) dos dados de LTEM: estrutura helicoidal em campo magnético zero (d), o skyrmion para um campo magnético fraco (50 mT) aplicado na direção normal a uma placa fina (e) e uma visão ampliada de e (f). O mapa de cores e as setas brancas representam a direção da magnetização em cada ponto. (Retirado da referência [40]) . . .	31
2.7	Representação de uma textura magnética do tipo bimeron (Retirado de [41]).	33
2.8	Representação de domínios magnéticos (a) e de um monodomínio com energia E_0 e dois domínios com energia E_1	34
2.9	Ilustração com os tipos de paredes de domínio. (Retirado da referência [43]).	35
3.1	Densidade de energia (N é o número de sítios da rede) do skyrmion (triângulos pretos) e bimeron (pontos vermelhos) em função do campo B'_x , para $D' = 0, 28$, $K' = 0, 10$, $B'_z = 0, 01$, $R_S = 15a$ e $R_B = 5a$	41
3.2	Mapa de cores ilustrando os componentes z e x da configuração magnética final para $K' = 0, 10$, $B'_z = 0, 01$, $D' = 0, 28$, e um campo no plano de $B'_x = 0$ (a e b) e $B'_x = 0, 22$ (c e d).	42
3.3	Carga topológica $ Q $ em função do campo magnético no plano para (a) diferentes valores de K' e uma constante DMI de $D' = 0, 28$ e (b) diferentes valores de D' com uma constante de anisotropia de $K' = 0, 10$	43
3.4	Densidade de energia, em função do campo magnético no plano para diferentes K' (a) e D' (b). A inserção mostra o aumento abrupto na densidade de energia DM quando o soliton é aniquilado.	44
3.5	Diagrama de fases para bloco DMI (a) $D' = 0, 26$, (b) $D' = 0, 28$, (c) $D' = 0, 30$ e (d) $D' = 0, 32$. A região branca corresponde à textura magnética trivial. A linha tracejada separa bimeros onde $\langle S_z \rangle \lesssim 0.3$ (topo) e skyrmion $\langle S_z \rangle > 0.3$ (parte inferior). Em todos os casos $B'_z = 0, 01$	45
3.6	(a) Diagrama de fases para DMI Néel $D' = 0, 28$. (b) Carga topológica em função do campo magnético no plano B'_x para diferentes valores de K' e DMI tipo Néel $D' = 0, 28$	46
3.7	(a) Skyrmion e (b) bimeron para DMI Bloch. (c) Skyrmion e (d) bimeron para DMI Néel.	47

4.1	Loops de histerese para os casos onde $B_z < B_z^c$ (a) e $B_z > B_z^c$ (b). Um vórtice azul corresponde a $\mathcal{C} = +1$ e $\mathcal{P} = -1$, enquanto um núcleo vermelho ilustra o caso $\mathcal{C} = -1$ e $\mathcal{P} = +1$. O núcleo do vórtice para $\mathcal{P} = +1$ está alinhado com $\mathbf{B}_z$, enquanto para $\mathcal{P} = -1$ é antiparalelo. Setas indicam a região onde o vórtice nucleia. Figura retirada do artigo [29].	50
4.2	(a) Representação esquemática de um ferromagneto com altura h , dimensão característica Λ e duas regiões opostas, A_1 (à esquerda) e A_2 (à direita). (b) Nucleação para quiralidades $\mathcal{C} = \pm 1$ e $\kappa_1 = \kappa_2$; e (c) para $\kappa_1 > \kappa_2$. A seta reta ilustra a magnetização em saturação antes da aplicação de um campo magnético externo H_x . As linhas curvas representam a quiralidade.	52
4.3	Representações esquemáticas dos processos de reversão da magnetização, indicados pelas setas em cinza, em ambos os ramos dos ciclos de histerese. (a) e (b) representam o processo de nucleação quando $H_z < H_z^c$; e (c) e (d) a nucleação para $H_z > H_z^c$	54
4.4	a) Nanofita com um corte elíptico de semieixo a e comprimento L ao longo do eixo maior da elipse. (b) Ilustração do ciclo de histerese deslocado. (c) e (d) Representações esquemáticas do bias devido à DMI associado à nucleação de uma parede de domínio transversal ("cabeça com cabeça", PDT) com polaridade $\mathcal{P} = +1$ e quiralidade $\mathcal{C} = +1$, e das duas maneiras pelas quais isso ocorre: (c) quando o campo aplicado é diminuído; e (d) quando o campo aplicado em (b) é aumentado. A magnitude de m_z é ilustrada na parte inferior.	55
4.5	ΔH_n em função de H_z : (a) para um disco definido por $\beta = 0,5$; e (b) para uma PDT em um sistema definido por $L = 500$ nm, $w = 200$ nm, $h = 10$ nm e $a = 125$ nm.	56
5.1	a) Representação esquemática de uma nanofita quadrada (NFQ) com um corte elíptico ao longo de um de seus lados. b) Curvas de histerese para $\rho = 0$ (linha preta), 0,25 (linha pontilhada vermelha) e 0,75 (linha tracejada azul) com $\mu_0 H_z = 40$ mT. O gráfico inserido mostra o valor de ΔH em função de $\mu_0 H_z$. c) Curva de histerese para $\rho = 0,25$ e $\mu_0 H_z = 0.0$ (linha preta) e $\mu_0 H_z = 40$ mT (linha tracejada vermelha).	62
5.2	a) Representação esquemática de uma nanofaixa retangular (NF) que inclui em seu centro a NFQ original. Paredes de domínio nucleadas nas extremidades b) esquerda (L) e c) direita (R) da nanofaixa retangular.	64

5.3	Posição média da parede de domínio $\langle x \rangle$ em função do tempo. A origem das posições é o centro do corte elíptico. A linha contínua vermelha mostra a posição da parede de domínio nucleada à direita ($x > 0$), enquanto a linha tracejada corresponde à posição da parede de domínio nucleada à esquerda ($x < 0$) da nanofaixa. A propagação é impulsionada por densidades de corrente de a) $ \mathbf{J} = 1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$, b) $ \mathbf{J} = 3 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ e c) $ \mathbf{J} = 5 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$. A região cinza na Fig. (c) corresponde a um estado de domínio único no qual a parede de domínio não está mais presente na nanofaixa.	65
5.4	Snapshots do movimento da PD para $ \mathbf{J} = 3 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ e $\mu_0 H = 40 \text{ mT}$.	66
5.5	Posição média da parede de domínio $\langle x \rangle$ em função do tempo. A linha vermelha contínua mostra a posição da parede de domínio nucleada à direita ($x > 0$) da nanofaixa, enquanto a linha azul tracejada representa a posição da parede de domínio nucleada à esquerda ($x < 0$). A propagação é impulsionada por uma densidade de corrente de aproximadamente $ \mathbf{J} = 3 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ e a) $\rho = 0,15$ e $\mu_0 H_z = 40 \hat{z} \text{ mT}$; b) $\rho = 0,15$ e $\mu_0 H_z = 60 \hat{z} \text{ mT}$; c) $\rho = 0,25$ e $\mu_0 H_z = 40 \hat{z} \text{ mT}$; e d) $\rho = 0,25$ e $\mu_0 H_z = -40 \hat{z} \text{ mT}$	67
6.1	Representação esquemática do sistema, sua geometria e as coordenadas cartesianas. (a) Parâmetros geométricos da NF com largura espacialmente variável. Os parâmetros η e σ caracterizam o defeito geométrico, e L , δ e w_0 caracterizam a NF. (b) Definição da variável q , que representa a posição da parede de domínio (PD)	70
6.2	a) Constante elástica como função da largura de corte, η , para diferentes comprimentos de corte, σ . b) Constante elástica como função do comprimento de corte, σ , para diferentes larguras de corte, η . c) Variação da constante elástica, $\Delta\kappa = \kappa(H) - \kappa(0)$, como função de um campo magnético externo.	73
6.3	Força como função da posição da PD para diferentes larguras de corte, η , e comprimento $\sigma = 150 \text{ nm}$	76
7.1	Representação esquemática de uma superfície do tipo (a) parabolóide circular (PNS) e (b) "sela de cavalo"(HNS).	80
7.2	Gráfico da suscetibilidade dinâmica em função da frequência para $c = 0 \text{ m}^{-1/2}$ (pontos pretos), $c = 2 \times 10^3 \text{ m}^{-1/2}$ (quadrados vermelhos) e $c = -2 \times 10^3 \text{ m}^{-1/2}$ (triângulos azuis)	80
7.3	Gráfico do campo de expulsão na (a) direção $\hat{x}$ em função do parâmetro de curvatura e (b) na direção ϕ para a $c = -2 \times 10^3 \text{ m}^{-1/2}$	81

7.4	Ilustração esquemática de uma nanofita curva com um defeito gaussiano assimétrico em uma das bordas.	83
-----	---	----

Sumário

1	Introdução e Motivação	15
2	Revisão teórica	19
2.1	Teoria de grupos fundamentais em Magnetismo	19
2.1.1	Grau de enrolamento	21
2.2	Interações Magnéticas	23
2.2.1	Interação de Troca	24
2.2.2	Interação de Dzyaloshinskii–Moriya	25
2.2.3	Anisotropia	26
2.2.4	Acoplamento Zeeman	27
2.2.5	Interação Magnetostática	27
2.3	Texturas magnéticas	30
2.3.1	Skyrmion	30
2.3.2	Bimeron	33
2.3.3	Parede de domínio	34
3	Conversão orientada por campo magnético de texturas magnéticas solitônicas bidimensionais	38
3.1	Introdução	38
3.2	Modelo	39
3.3	Resultados	40
3.3.1	Análise micromagnética	40
3.3.2	Simulação de Monte-Carlo	41
3.3.3	Diagrama de Estado	45
3.4	Conclusões	47
4	Teoria do DMI Bias	49
4.1	Introdução	49
4.2	Modelo e Resultados	51
4.3	Cálculo de Energia	53
4.4	Exemplificação da teoria para a Parede de Domínio	54

4.4.1	Energia magnética de um processo de reversão baseado em paredes de domínio	57
4.5	Conclusões	59
5	Transporte assimétrico de Paredes de Domínio	61
5.1	Introdução	61
5.2	Modelo	61
5.3	Resultados	63
5.4	Conclusões	68
6	Teoria do Transporte Assimétrico	69
6.1	Introdução	69
6.2	Modelo e Resultados	70
6.2.1	Fita com um corte	74
6.3	Conclusão	77
7	Perspectivas futuras de trabalho	79
7.1	Dinâmica e estabilidade de vórtice em geometria com gradiente de curvatura	79
7.2	Efeito DMi Bias induzido por dupla assimetria	82
8	Considerações Finais	84
	Referências	85

Capítulo 1

Introdução e Motivação

A crescente limitação imposta pelos mecanismos convencionais em eletrônica de baixa dimensão, historicamente prevista pela Lei de Moore [1], tem motivado a busca por alternativas tecnológicas capazes de manter a escalabilidade e a eficiência energética dos dispositivos. Nesse cenário, a Spintrônica e o Magnetismo moderno consolidam-se como campos de investigação fundamentais [2, 3, 4, 5], na medida em que exploram graus de liberdade intrínsecos do spin eletrônico para o desenvolvimento de dispositivos inovadores de armazenamento, processamento de informação e computação neuromórfica. Um aspecto central dessas áreas é o estudo de texturas magnéticas não triviais — como skyrmions, bimerons, paredes de domínio (PD) e vórtices — que emergem de interações micromagnéticas competitivas e apresentam propriedades topológicas e dinâmicas de grande relevância científica e tecnológica.

Entre essas texturas, os *skyrmions magnéticos* constituem talvez o exemplo mais emblemático de solitons bidimensionais (Fig.1.1). Tipicamente estabilizados pela interação de Dzyaloshinskii–Moriya (DMI) ou por frustrações de troca [6], os skyrmions apresentam uma configuração vetorial da magnetização que mapeia a superfície real bidimensional sobre a esfera de spin S^2 , resultando em uma carga topológica não trivial $Q = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$ [7, 8, 9, 10]. Essa característica impede sua destruição por deformações contínuas, tornando-os altamente robustos frente a flutuações térmicas e desordem estrutural. Além disso, skyrmions respondem à aplicação de correntes de spin com densidades extremamente baixas [11, 12, 13], deslocando-se de forma eficiente e com mínima dissipação. Tais propriedades os tornam especialmente adequados para o desenvolvimento de memórias de pista (*racetrack memories*) [6, 14, 15, 16, 17], nas quais múltiplos skyrmions podem ser sequencialmente armazenados e manipulados ao longo de trilhas nanoscópicas.

Outro soliton bidimensional de grande relevância é o *bimeron*, cuja configuração dos momentos magnéticos pode ser vista com uma rotação de $\pi/2$ em qualquer plano perpendicular ao plano da textura magnética de um skyrmion, como representado na Fig.1.1. Enquanto o skyrmion tradicional possui um núcleo cuja magnetização aponta para cima

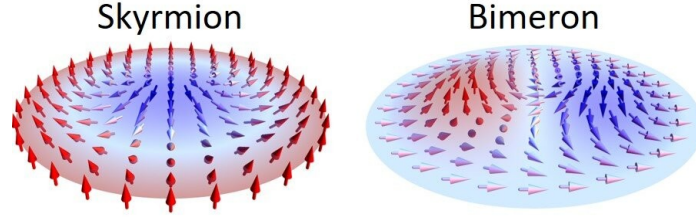


Figura 1.1: Representação de um skyrmion e um bimeron, onde a cor vermelha representa a componente perpendicular ao plano apontando na direção $+1$ e a azul na direção -1 . Figura retirada da Ref. [18].

ou para baixo em relação ao plano, o bimeron consiste em dois merons (meio-skyrmions) acoplados, de modo que a magnetização no centro permanece no plano. Esse arranjo fornece uma carga topológica total também igual a $Q = \pm 1$, embora distribuída de maneira distinta ao longo da textura [19, 20]. Devido à simetria $\mathcal{O}(3)$, a solução de Belavin-Polyakov [7] submetida à condição $\mathbf{s}(\mathbf{r}) \rightarrow (0, 0, \pm 1)$ e $r \rightarrow \infty$ resulta em um perfil magnético caracterizado por uma transição gradual de um núcleo orientado fora do plano para a região circundante, onde a magnetização inverte a direção. Por outro lado, sob a condição $\mathbf{s}(\mathbf{r}) \rightarrow (\pm 1, 0, 0)$ e $r \rightarrow \infty$, obtém-se uma configuração no plano formada por um par meron-antimeron com seus núcleos apontando em direções opostas. Os bimerons demonstram uma capacidade aprimorada de viajar distâncias mais longas sem aniquilação nas bordas de nano fitas [21], uma vez que o vetor velocidade do bimeron pode ser ajustado variando o ângulo entre a corrente de carga e a magnetização de fundo uniforme [22], destacando ainda mais suas propriedades de transporte, únicas em comparação com os skyrmions usuais.

Além dos solitons mencionados, texturas magnéticas unidimensionais também desempenham papel fundamental em diversos dispositivos e fenômenos físicos. Um exemplo clássico é a *parede de domínio* (PD), que corresponde à região de transição entre dois domínios magnéticos. A configuração da parede pode assumir diferentes perfis, como as paredes transversais, de Néel ou de Bloch, dependendo da competição entre anisotropia, energia de troca e interações dipolares. A dinâmica da parede de domínio sob campos e correntes elétricas é central para tecnologias como memórias racetrack e dispositivos spin-transfer torque, uma vez que o deslocamento controlado da parede permite representar e mover bits de informação ao longo de nanofitas magnéticas [23, 24, 25, 26, 27, 28].

Complementarmente, os *vórtices magnéticos* constituem texturas topológicas frequentemente observadas em discos e elementos ferromagnéticos confinados. Nessas estruturas, a magnetização circula no plano, formando um padrão em rotação cujo centro — denominado núcleo do vórtice — apresenta magnetização perpendicular ao plano. A polaridade do núcleo (para cima ou para baixo) e o sentido de circulação (horário ou anti-horário) definem graus de liberdade binários robustos, explorados em dispositivos de memória e

osciladores de torque de spin. O caráter topológico do vórtice emerge da singularidade no centro da estrutura, que impede a reversão contínua da configuração sem a passagem por estados de alta energia.

Nesta tese, dedicamo-nos ao estudo de sistemas magnéticos que abrigam solitons cuja morfologia, dinâmica e estabilidade são profundamente influenciadas por assimetrias induzidas, sejam elas geométricas ou provenientes de interações micromagnéticas. O Capítulo II é dedicado a apresentar uma revisão teórica de assuntos importantes para o desenvolvimento dos demais capítulos da tese.

No Capítulo III, apresentamos a possibilidade de deformar um skyrmion em um bimeron por meio da aplicação de um campo magnético no plano. Partindo de uma textura magnética inicial do tipo skyrmion, demonstramos, por meio de simulações de Monte Carlo, que um campo externo aplicado no plano é capaz de induzir uma transformação contínua que conecta a configuração de um skyrmion à de um bimeron. Além de conectar os dois estados, o campo externo induz uma assimetria que, combinada com a interação de Dzyaloshinskii–Moriya (DMI), determina a orientação resultante dos merons. Essa combinação de efeitos faz com que os merons se alinhem de forma perpendicular ou paralela à direção do campo aplicado. Este resultado é interessante pois não estamos modificando nenhum parâmetro do material, apenas um parâmetro externo e controlável. Em essência, queremos mostrar que as deformações no setor Zeeman são suficientes para conectar as duas configurações sem alterar a carga topológica Q . Além disso, nós obtemos um diagrama de estado elucidando a dependência da textura topológica nucleada com os parâmetros do material e com o campo magnético no plano.

No Capítulo IV, apresentamos uma teoria para o Efeito DMI bias (DMB), recentemente descoberto pelo grupo de pesquisa da Professora Dora Altbir. A combinação de um defeito geométrico assimétrico combinado com a interação de Dzyaloshinsky–Moriya (DMI) e a interação dipolar é capaz de produzir um deslocamento na curva de histerese [29]. O efeito bias magnético tem sido amplamente explorado nas últimas décadas. O deslocamento do centro do laço de histerese é geralmente obtido por meio de interações de troca ou dipolares. No entanto, o DMB oferece uma alternativa ao bias dipolar e de troca. Uma vantagem fundamental do DMB é sua ocorrência em um único componente físico uniforme, sem a necessidade de múltiplas camadas e interfaces exigidas por outros mecanismos. Ele se aplica a finas placas magnéticas planas com interação de Dzyaloshinskii–Moriya em volume. Uma importante vantagem desses sistemas é que um campo magnético externo pode controlar a magnitude do deslocamento do loop de histerese. Aqui, apresentamos uma estrutura teórica geral para as condições de obtenção do DMB, que também esclarece os princípios subjacentes do efeito. Nossos resultados sugerem que esse mecanismo abre diversas possibilidades para o desenvolvimento de aplicações inovadoras.

No Capítulo V, através de simulações micromagnéticas, estudamos uma nanofita mag-

nética (NF) com um defeito assimétrico no centro da fita. Mostramos que, quando uma DMI é introduzida, o sistema se comporta como um diodo para PD, gerando uma propagação assimétrica de paredes que é possível de ser controlada por um campo magnético perpendicular ao plano da fita. Na presença de uma interação de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI), uma assimetria geométrica induz uma polarização efetiva no ciclo de histerese, como previsto na teoria desenvolvida no Capítulo IV. Dependendo da corrente injetada no sistema, esse efeito permite a propagação unidirecional de uma PD, enquanto a impede completamente na direção oposta. Esse comportamento é reversível pela inversão da direção do campo magnético aplicado e pode ser ajustado alterando a geometria da nanoestrutura. Essa dupla sintonizabilidade, por meio de campos externos e da geometria, permite um controle preciso da dinâmica da PD. Além disso, o sistema exibe resistência intrínseca ao movimento da PD induzido por corrente, destacando seu potencial para aplicação em dispositivos lógicos espintrônicos reconfiguráveis. Nossas descobertas oferecem uma plataforma simples e experimentalmente acessível para a realização do transporte não recíproco de textura de spin em circuitos magnéticos de próxima geração.

Apresentamos, no Capítulo VI, um simples modelo para explicar a propagação não recíproca de paredes de domínio (PDs) em um sistema que exibe uma interação quiral como a de Dzyaloshinskii-Moriya, como estudado no Capítulo V. A partir de cálculos de energia, obtemos as forças sobre a PD como uma função de sua polaridade e quiralidade, explicando a propagação não recíproca da PD quando o sistema está sujeito a uma corrente aplicada. Além disso, tomando a aproximação da PD como rígida, resolvemos numericamente a equação de dinâmica e mostramos uma boa concordância com os resultados no Capítulo V.

No capítulo VII apresento dois problemas como perspectiva futura. O primeiro é estudar a dinâmica e estabilidade de um vórtice em uma nano superfície com um gradiente de curvatura. Utilizando simulações micromagnéticas, encontramos a frequência de ressonância magnética do vórtice para diferentes intensidades de curvatura. Em trabalhos anteriores, é mostrado que um vórtice em um nano disco plano, quando excitado por um campo magnético oscilante, entra em movimento e, quando atinge uma velocidade crítica, ocorre a inversão da polaridade do núcleo. Em materiais como o Permalloy, a velocidade crítica é $v_c \approx 280\text{m/s}$. Mostramos que a curvatura não afeta a velocidade crítica de inversão, no entanto, modifica o campo de expulsão do vórtice. O segundo problema apresentado é a possibilidade da substituição do campo magnético no efeito DMI Bias pela curvatura da própria NF.

Capítulo 2

Revisão teórica

2.1 Teoria de grupos fundamentais em Magnetismo

Soluções topológicas em magnetismo aparecem quando levamos em conta o modelo σ não linear [8, 9]. Estas soluções não podem ser deformadas até o estado ferromagnético de forma contínua e suave. Dizemos, portanto, que tal solução é dotada de estabilidade topológica. A estabilidade matemática infinita não necessariamente se manifesta fisicamente. Um campo magnético suficientemente intenso pode destruir um skyrmion, convertendo-o em um estado ferromagnético. No entanto, a estabilidade física de uma solução topológica não trivial é maior do que a estabilidade de solução trivial. Assim, faz jus à necessidade de estudarmos as soluções topológicas.

Uma questão inicial que surge é: quais texturas magnéticas podem ser deformadas umas nas outras? A teoria matemática que vai permitir termos luz sobre esta questão é a Teoria de grupos fundamentais [30]. Em suma, estamos interessados em obter o grupo fundamental do espaço que caracteriza o sistema (espaço do parâmetro de ordem). Como estamos interessados em sistemas magnéticos, vamos nos concentrar apenas no campo de magnetização.

Seja f um loop $f : S^1 \rightarrow X$ de ponto base $x_0 \in X$, onde X é o espaço do parâmetro de ordem e S^1 é a esfera 1-dimensional (ou o espaço de um círculo em um plano). O loop f é um mapa que começa e termina no mesmo ponto $x_0 \in X$ (Fig. 2.1(a)). O loop $e = x_0$ é a identidade, ou seja, o loop que corresponde ao ponto. Em particular, os casos $X = S^0$, $X = S^1$ e $X = S^2$ correspondem, respectivamente, a sistemas de spin com eixo fácil, spin de plano fácil e spin isotrópico. Se dois loops f e g de ponto base x_0 podem ser deformados de forma contínua um no outro, dizemos que são homotópicos (ou topologicamente equivalentes) (Fig. 2.1(b)). O conjunto dos loops equivalentes a f forma a *classe de equivalência* $[f]$. As classes $[f]$ podem ser classificadas por um invariante topológico, chamado *winding number*.

Sejam f e g dois loops com ponto base x_0 em um espaço topológico X . A operação

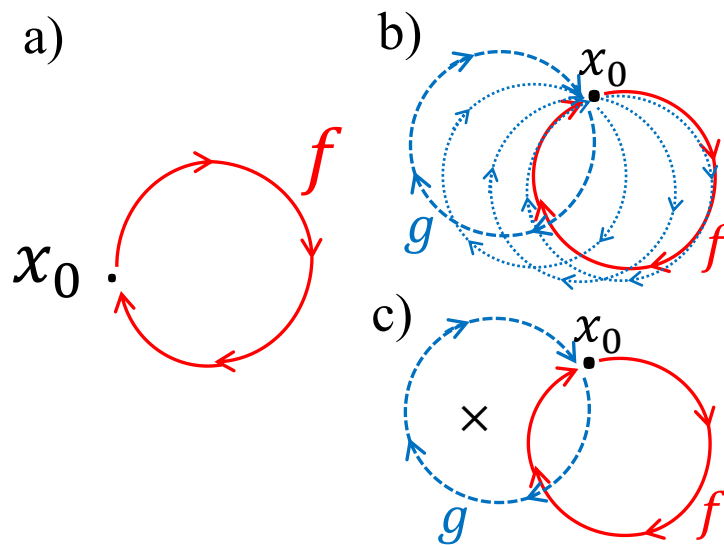


Figura 2.1: (a) Representação de um loop f com ponto base x_0 . (b) Representação de um loop f que pode ser continuamente deformado no loop g enquanto (c) a inclusão de um defeito impede a deformação de f em g

de grupo entre as classes de homotopia é definida por $[f] \circ [g] = [f * g]$, onde $f * g$ denota a composição (concatenação) dos loops. O conjunto das classes de homotopia de loops em X com esta operação forma o grupo fundamental (ou primeiro grupo de homotopia), denotado por $\pi_1(X, x_0)$. Este grupo classifica os loops não deformáveis a um ponto, mantendo o ponto base fixo. O grupo fundamental é definido pelo mapa $f : \mathbb{S}^1 \rightarrow X$, onde $\mathbb{S}^1$ é a esfera unidimensional (círculo).

Para a classificação de defeitos topológicos ser independente de um ponto de observação local (o ponto base), é desejável que os loops possam ser livremente deformados (homotopia livre). Quando o grupo fundamental é abeliano (comutativo), pode-se demonstrar que $\pi_1(X, x_0) \cong \pi_1(X, y_0)$ para quaisquer dois pontos base $x_0, y_0 \in X$. Isto significa que, no caso abeliano, o grupo fundamental não depende do ponto base e as propriedades topológicas do espaço X são equivalentes se puderem ser descritas pela mesma classe de homotopia. A classificação de um defeito é, portanto, dada pela classe de homotopia em um grupo abeliano, permitindo uma descrição global do defeito.

Em três dimensões ($3D$), em vez de loops (esferas unidimensionais), consideramos esferas bidimensionais em torno do defeito. O mapa que define o segundo grupo de homotopia é $f : \mathbb{S}^2 \rightarrow X$. Por analogia, o defeito é considerado topologicamente não trivial se a esfera que o envolve (o loop f) não puder ser continuamente reduzida a um ponto. O conjunto das classes de homotopia destes loops $[f]$ com a operação apropriada constitui o segundo grupo de homotopia, $\pi_2(X, x_0)$.

2.1.1 Grau de enrolamento

Para estabelecer um método de classificação robusto para diferentes classes de equivalência de configurações de campos em sistemas físicos, é fundamental introduzir uma quantidade invariante que atue como uma "impressão digital" topológica. No contexto de defeitos em materiais ordenados (como magnetismo), esta quantidade deve permitir distinguir, por exemplo, entre configurações de campo equivalentes a um skyrmion e aquelas correspondentes a uma parede de domínio. Esta quantidade é o grau de mapeamento (ou *winding number*), denotado por $\deg(f)$. Ele quantifica o número de vezes que o mapa $f : \mathbb{S}^n \rightarrow X$, que descreve a configuração do campo em torno do defeito, "enrola" o espaço de configuração X . Configurações com diferentes winding number não podem ser deformadas uma na outra de forma contínua. Queremos adiante construir uma quantidade que sirva de uma impressão digital de uma determinada *classe de equivalência*.

O estado ferromagnético possui grau de enrolamento nulo, uma vez que não há presença de uma singularidade. Por este fato, ele é dito um estado "*topologicamente trivial*". A presença de uma singularidade, no caso do vórtice, deve levar a um número de enrolamento não nulo. Neste caso, dizemos que este estado é topologicamente não trivial. Assim um vórtice não pode ser desfeito em uma configuração ferromagnética, é como se houvesse uma barreira infinita de energia separando os dois estados. É claro que em uma situação física real a barreira de energia é finita e se deve a dois fatores: (i) se a magnetização puder variar na escala da rede, ou se, (ii) levarmos em conta a finitude das anisotropias de eixo fácil e plano fácil.

Foi mostrado por Hopf que existe uma bijeção entre as classes de homotopias e o conjunto dos inteiros. A bijeção é a função $\deg$, que associa cada mapa f de distintas classes de homotopia a um distinto número inteiro. Desta forma, dois mapas f e g pertencem a mesma classe de equivalência se, e somente se, $\deg(f) = \deg(g)$. Consequentemente, uma classe de equivalência será trivial se $\deg(f) = 0$.

Em magnetismo, a função mapa, ou o parâmetro de ordem, é a magnetização $\mathbf{s}(\mathbf{x})$. Portanto, a função magnetização $\mathbf{s}$ associa cada ponto no espaço posição $\mathbf{x} \in N$ a um vetor $\mathbf{s} \in K$ no espaço da magnetização. O espaço das posições pode ser tomado como o espaço euclidiano $\mathbb{R}^{n+1} - \{0\}$, onde excluímos a singularidade na origem. Note que podemos, neste caso, construir uma bijeção entre $\mathbb{R}^{n+1} - \{0\}$ e $\mathbb{S}^n$, onde $\mathbf{x}' \in \mathbb{S}$ é obtida via uma transformação $\mathbf{x}'(\mathbf{x}) = \mathbf{x}/|\mathbf{x}|$, com $\mathbf{x} \in \mathbb{R}^{n+1}$. Desta forma, podemos tomar $M = \mathbb{S}^n$. Para átomos com spin grande, é esperado que o vetor de magnetização possua simetria rotacional, ou seja, $\sum_{i=0}^n s_i^2 = 1$ (veja a Fig. 2.2). Logo $\mathbf{s} \in \mathbb{S}^n$, para todo $\mathbf{s} \in N$. O caso em que $n = 0$ corresponde ao modelo de Ising, $n = 1$ ao modelo de spin no plano e $n = 2$ ao spin isotrópico. No caso em que as variedades base e alvo possuam a mesma dimensão, com $m = k \geq 1$, é possível mostrar que:

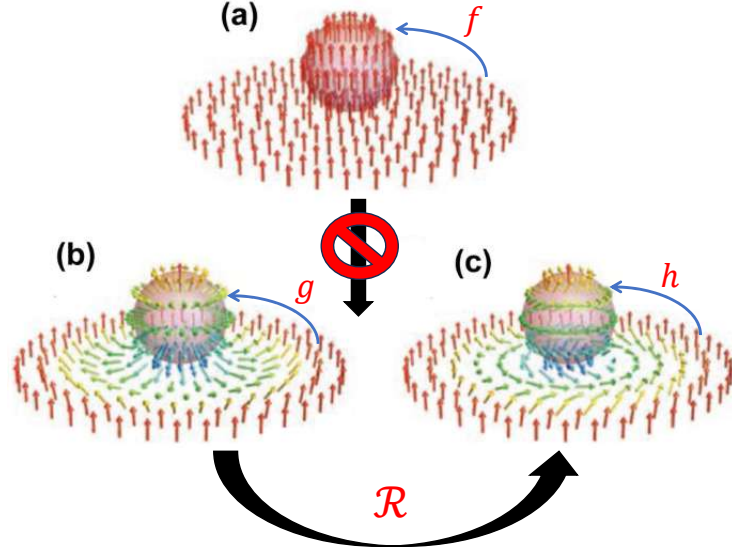


Figura 2.2: Campo de magnetização com orientação (a) ferromagnética, (b) skyrmion Néel e (c) skyrmion Bloch. Os mapas f , g e h correspondem a projeções esferográficas entre o $\mathbb{R}^2$ e $\mathbb{S}^2$ em cada caso. As configurações entre (b) e (c) podem ser conectadas por uma rotação $\mathcal{R}$, ou seja, $h = \mathcal{R} \circ g$, entretanto o mesmo não ocorre entre (a) e (b) ou (a) e (c).

$$\pi_n(\mathbb{S}^n) = (\mathbb{Z}, +) , \quad (2.1)$$

onde o último termo é o grupo dos inteiros aditivos.

A função $\deg f$, pode ser formalmente definida como:

$$\deg f = \sum_{\mathbf{x}_k \in f^{-1}(P)} \text{sgn } D(\mathbf{x}_k) , \quad (2.2)$$

onde o Jacobiano $D \equiv \det(\partial f^i / \partial x_j)$ é assumido ser não singular em $\mathbf{x}_k$. Assim, a função $\deg f$ (grau de f) é obtida somando todas as pré-imagens $\mathbf{x}_k$, tais que $f(\mathbf{x}_k) = P$, em que cada uma é ponderada pelo sinal do determinante funcional. Em magnetismo, como o mapa f corresponde à magnetização, o determinante funcional computa as variações infinitesimais do ângulo. Para o caso de spins esféricos, o qual é de nosso interesse para descrever bimerons, skyrmions e paredes de domínio, a função $\deg$ torna-se:

$$Q \equiv \deg \mathbf{s} = \frac{1}{4\pi} \int_M \mathbf{s} \cdot (\partial_x \mathbf{s} \times \partial_y \mathbf{s}) dx dy. \quad (2.3)$$

2.2 Interações Magnéticas

Apresentaremos nesta seção as interações magnéticas utilizadas ao longo dos trabalhos. Adotaremos a notação $\mathbf{s}$ quando estivermos tratando do spin atômico em modelos de rede e $\mathbf{M}$ para o vetor de magnetização em modelos contínuos.

A dinâmica da magnetização é governada pela equação de Landau–Lifshitz–Gilbert (LLG):

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff} + \alpha \left(\mathbf{m} \times \frac{d\mathbf{m}}{dt} \right), \quad (2.4)$$

onde $\gamma \approx 1,76086 \times 10^{11} \text{ rad s}^{-1} \text{ T}^{-1}$ é a razão giromagnética dos elétrons, $\mathbf{H}_{eff} = -(1/\mu_0 M_s) \delta E / \delta \mathbf{m}$ é o campo efetivo, $\mathbf{m} = \mathbf{M} / M_s$ é a magnetização normalizada pela magnetização de saturação M_s e α é o fator de amortecimento de Gilbert. Assim, o comportamento dinâmico da magnetização pode ser computado pela Eq.2.4 conhecendo o campo efetivo H_{eff} . O campo efetivo, por sua vez, depende da derivada funcional da energia total do sistema E em relação à magnetização. Em contrapartida, a energia pode ser computada tomando aproximações de contribuições energéticas. No micromagnetismo, as contribuições relevantes são interação de Troca (IT), Interação de Dzyaloshinsky–Moriya (DMI), acoplamento Zeeman, anisotropia magneto-cristalina e interação dipolar. Cada uma dessas interações será discutida nas subseções adiante.

A equação LLG possui como solução a dinâmica da magnetização $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ em cada ponto do espaço. Na modelagem da dinâmica de sólitons como vórtice, parede de domínio ou skyrmion, uma aproximação em circunstâncias apropriadas é toma-los como objetos rígidos. Assim, em vez de descrever a dinâmica de cada momento magnético no volume da amostra, podemos tratar em função de variáveis coletivas ($\mathbf{q}(t)$, $\mathbf{v}(t)$), onde $\mathbf{q}$ é a posição e $\mathbf{v}$ é a velocidade do centro do sóliton. Matematicamente, $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{m}(\mathbf{r} - \mathbf{q}(t))$. Assim, a equação LLG é reduzida à equação de Thiele

$$\mathbf{G} \times \frac{d\mathbf{q}}{dt} + \mathcal{D} \cdot \frac{d\mathbf{q}}{dt} = -\mathbf{F}, \quad (2.5)$$

onde $\mathbf{G} = \frac{M_s}{\gamma} \int dV \mathbf{m} \cdot \left(\frac{d\mathbf{m}}{dx} \times \frac{d\mathbf{m}}{dy} \right)$ é o vetor girotrópico, $\mathcal{D}_{ij} = \alpha M_s \int dV \frac{d\mathbf{m}}{dx_i} \cdot \frac{d\mathbf{m}}{dx_j}$ é o tensor dissipativo e $\mathbf{F} = -\nabla E$ é a força efetiva e E é a energia do sistema. Observe que esta aproximação não é capaz de capturar deformações dos sólitons. No entanto, em condições onde as deformações não são grandes, pode-se utilizar o mesmo tratamento com um termo adicional de deformação [32].

2.2.1 Interação de Troca

A Interação de Troca (IT) é o mecanismo quântico fundamental que governa o acoplamento magnético entre íons em materiais ordenados. A origem da IT reside na sobreposição das funções de onda dos elétrons magnéticos e na imposição do Princípio de Exclusão de Pauli.

No tratamento de sistemas de spins discretos, a IT é formalmente descrita pela Hamiltoniana de Heisenberg [31]:

$$H_{IT} = - \sum_{i,j} J_{i,j} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j. \quad (2.6)$$

Nesta expressão, $\mathbf{s}_i$ e $\mathbf{s}_j$ representam os operadores de spin nos sítios i e j , e $J_{i,j}$ é a constante de troca, dada pela diferença de energia entre os estados singleto (E_s) e tripleto (E_t), i.e., $J_{i,j} = E_s - E_t$. O sinal de $J_{i,j}$ define o tipo de ordenamento magnético. Se $J_{i,j} > 0$, o acoplamento é ferromagnético e resulta no alinhamento paralelo dos spins para a minimização da energia. Por outro lado, se $J_{i,j} < 0$, o acoplamento é antiferromagnético e resulta no alinhamento antiparalelo dos spins.

Pelo fato da IT ter sua origem na sobreposição das funções de onda e do princípio de exclusão de Pauli leva à natureza de curto alcance da IT, que implica um decaimento aproximadamente exponencial de $J_{i,j}$ com a distância interatômica, justifica a aplicação de aproximações, como a de primeiros vizinhos ou, em certas condições, a de segundos vizinhos.

Para a descrição de fenômenos magnéticos em escalas espaciais maiores, como a formação de paredes de domínio e a dinâmica da magnetização, o modelo discreto de Heisenberg é substituído pelo modelo contínuo (micromagnético). Nesta formulação, a descrição foca no campo de magnetização macroscópica e contínua $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, frequentemente assumido como um campo vetorial de módulo constante ($|\mathbf{M}| = M_s$). A energia da interação de troca é, então, representada por uma densidade de energia $\mathcal{E}_{IT}$ que penaliza variações espaciais na direção do vetor de magnetização unitário $\mathbf{m}(\mathbf{r})$.

A densidade de energia de troca, na sua forma mais simplificada e isotrópica, é dada pela expansão em termos de gradientes da eq. (2.6) assumindo o limite contínuo do campo de magnetização:

$$\mathcal{E}_{IT} = A(\nabla \mathbf{m})^2 = A \left[\left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial z} \right)^2 \right], \quad (2.7)$$

onde A é a constante de rigidez de troca, um parâmetro que quantifica a resistência do sistema a desvios no alinhamento da magnetização, sendo diretamente relacionado à constante de troca discreta J e à estrutura da rede cristalina. O termo $(\nabla \mathbf{m})^2$ garante

que o sistema minimize sua energia, favorecendo configurações com variações suaves no campo de magnetização. A energia total de troca é obtida pela integração volumétrica desta densidade:

$$E_{\text{IT}} = \int_V \mathcal{E}_{\text{IT}} dV. \quad (2.8)$$

O modelo contínuo é essencial para a simulação de estruturas magnéticas não uniformes.

2.2.2 Interação de Dzyaloshinskii–Moriya

A presença de íons pesados introduz uma assimetria na função de onda total devido ao forte acoplamento spin-órbita. Como consequência, o modelo de Heisenberg deve ser corrigido pela interação de Dzyaloshinskii–Moriya (DMI) [33, 34], dada por

$$H_{\text{DMI}} = - \sum_{i,j} \mathbf{D}_{ij} \cdot (\mathbf{s}_i \times \mathbf{s}_j), \quad (2.9)$$

onde $\mathbf{D}_{ij} = -\mathbf{D}_{ji}$ é o vetor antissimétrico de Dzyaloshinskii–Moriya, cujo formato e direção são determinados pelas regras de simetria propostas por Moriya. Trata-se, portanto, de uma interação intrinsecamente quiral. A configuração de spins que minimiza a energia depende diretamente do vetor $\mathbf{D}_{ij}$; em geral, a DMI favorece texturas magneticamente retorcidas, desempenhando papel fundamental na estabilização de solitons magnéticos, como skyrmions, bimerons e vórtices.

Existem dois casos particulares de interesse para a orientação de $\mathbf{D}_{ij} = D\mathbf{d}_{ij}$, onde $\mathbf{d}_{ij}$ é um vetor unitário e D é o comprimento de DMI. Quando $\mathbf{d}_{ij} \times \hat{\mathbf{r}}_{ij} = \mathbf{0}$, ou seja, quando o vetor $\mathbf{d}_{ij}$ e o versor $\hat{\mathbf{r}}_{ij}$ que liga o sítio i ao j são paralelos, a configuração resultante é do tipo *Bulk* (Ver Fig. 2.3(a)). Este tipo de DMI ocorre tipicamente em materiais com estrutura do tipo B20, como o *MnSi*. Esses materiais possuem naturalmente ausência do centro de inversão, isto é, os átomos estão localizados em posições deslocadas das posições de alta simetria de uma rede cúbica simples. Como consequência, os átomos vizinhos não são simetricamente equivalentes sob inversão espacial no volume do material [35]. Por outro lado, quando $\mathbf{d}_{ij} \times \hat{\mathbf{r}}_{ij} = \mathbf{1}$, isto é, quando os vetores são perpendiculares, a configuração é do tipo *Néel* (Ver Fig. 2.3(b)). Esta forma de DMI costuma surgir em interfaces entre materiais, motivo pelo qual é frequentemente chamada de DMI interfacial. Uma vantagem desta configuração é que ela pode ser induzida artificialmente pela deposição de camadas contendo elementos de alto número atômico, capazes de gerar um acoplamento spin-órbita suficientemente forte no material magnético.

Nenhum dos dois tipos puros — Bulk ou Néel — favorece naturalmente a nucleação de bimerons. Entretanto, é possível obter bimerons estáveis por meio de uma configuração híbrida, interpretada como uma superposição das duas: em uma direção, o vetor $\mathbf{D}_{ij}$ é paralelo ao vetor que conecta os sítios, enquanto na direção ortogonal eles são perpendicu-

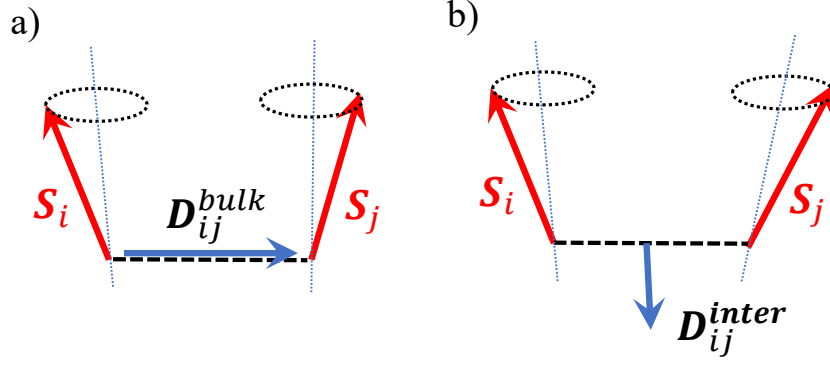


Figura 2.3: Representações dos vetores DMI (a) Bulk e (b) Interfacial.

lares [20]. Esta forma exótica de DMI pode estabilizar bimerons; contudo, até o presente momento, não há um material real que apresente tal combinação de simetrias.

No limite contínuo, o Hamiltoniano da DMI assume formas específicas dependendo da simetria do sistema. Para materiais com quebra de inversão no volume (como estruturas B20), obtém-se a forma contínua [40]

$$\mathcal{E}_{\text{DMI}}^{\text{Bloch}} = D \mathbf{m} \cdot (\nabla \times \mathbf{m}), \quad (2.10)$$

que favorece rotações helicoidais da magnetização, responsáveis pelo skyrmion do tipo Bloch. Em sistemas com quebra de inversão apenas ao longo da normal da interface, o termo contínuo assume a forma [37]

$$\mathcal{E}_{\text{DMI}}^{\text{Néel}} = D [m_z (\nabla \cdot \mathbf{m}) - (\mathbf{m} \cdot \nabla) m_z], \quad (2.11)$$

que favorece rotações radiais ou antirradiais da magnetização, típicas de skyrmions do tipo Néel.

De modo mais geral, a DMI contínua pode ser escrita como

$$\mathcal{E}_{\text{DMI}} = D_{ij} \epsilon_{ikl} m_k \partial_j m_l, \quad (2.12)$$

onde ϵ_{ikl} é o símbolo de Levi-Civita.

2.2.3 Anisotropia

O arranjo cristalino pode contribuir como uma interação magnética, produzindo uma direção preferencial para os spins de cada sítio. Esse sentido preferencial pode ser devido à geometria do material, ao arranjo cristalino e, de forma artificial, pela curvatura da superfície. No Capítulo III, apresentamos um trabalho onde consideramos um material com anisotropia magneto cristalina uniaxial:

$$H_{Ani} = - \sum_i K_i^\alpha (s_i^\alpha)^2 , \quad (2.13)$$

onde K^α é a constante anisotrópica em uma dada direção α . Para o caso em que $K_\alpha > 0$ os spins tendem a ter a mesma orientação da direção α e é conhecida como anisotropia de eixo fácil, e, no caso onde $K_\alpha < 0$, os spins tendem a permanecer totalmente no plano perpendicular a direção α e é chamada de anisotropia de plano fácil. A anisotropia é capaz de controlar o tamanho dos skyrmions nucleados, conferindo estabilidade. O modelo XY (modelo rotor planar) pode ser usado para modelar sistemas com forte anisotropia de plano fácil.

2.2.4 Acoplamento Zeeman

A presença de um campo magnético $\mathbf{B}^{ext}$ externamente aplicado ao material, introduz mais uma interação magnética dada por:

$$H_{Zee} = -\mu_0 \sum_i \mathbf{B}_i^{ext} \cdot \mathbf{s}_i , \quad (2.14)$$

onde μ_0 é o magneton de Bohr. O acoplamento Zeeman força os spins a alinharem paralelamente com a direção do campo magnético. Nosso trabalho explora a possibilidade de provocar uma rotação da configuração de spin de um skyrmion e, a partir daí, obter uma configuração do tipo bimeron.

2.2.5 Interação Magnetostática

Quando um campo magnético externo $\mathbf{B}^{ext} = \mu_0 \mathbf{H}$ é aplicado em uma amostra, ela tende a exibir uma magnetização resultante diferente de zero ($\mathbf{M} \neq \mathbf{0}$), devido à reorganização dos momentos magnéticos da própria amostra. Esse processo ocorre em virtude da interação de Zeeman, descrita na seção anterior. Desta forma, devemos introduzir uma correção na Lei de Ampère,

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{J} + \nabla \times \mathbf{M}) , \quad (2.15)$$

onde podemos definir o campo total $\mathbf{B}/\mu_0 = \mathbf{H} + \mathbf{M}$. Existem materiais que exibem uma resposta linear com o campo $\mathbf{H}$, isto é,

$$\mathbf{M} = \chi_s \mathbf{H} , \quad (2.16)$$

onde χ_s é a suscetibilidade magnética do material. Se $\chi_s > 0$, a magnetização líquida tem a mesma direção do campo H e dizemos que se trata de um material paramagnético. Caso contrário, se $\chi_s < 0$, a magnetização líquida é oposta à direção do campo H e,

portanto, dizemos que o material é diamagnético. No entanto, existem materiais que não obedecem a relação linear como na eq.(2.16). Esse é o caso de materiais ferromagnéticos em que a magnetização líquida não responde de forma linear com o campo H . Este aspecto é capturado pela curva de histerese magnética. A forma do *loop* da histerese está intimamente ligada a aspectos como a formação do material (interações) e a geometria. A Fig. (2.4) apresenta loops de histerese para dois materiais, FeGe e Permalloy (Py), e para duas geometrias diferentes - (a) nanofita e (b) nanodisco. Os campos H_1 e H_2 , onde a magnetização líquida é nula, chamamos de campos coercitivos. Para a ampla maioria das amostras ferromagnéticas, os campos coercitivos em módulo são iguais. No entanto, se $|H_1| \neq |H_2|$ o loop da histerese é deslocado, forma-se o fenômeno conhecido como *bias*. Esse aspecto será explorado ao longo dos capítulos (IV), (V) e (VI). Observe na Fig. 2.4(d) que, para um nanodisco, durante o processo de reversão da magnetização, é nucleado um vórtice que se propaga na direção perpendicular ao campo aplicado até ser expulso. Assim, diferentemente do caso retangular, não ocorre uma reversão "instantânea" da magnetização, mas o processo é mediado por um vórtice (que é uma estrutura que possui uma quiralidade $\mathcal{C}$ e uma polaridade $\mathcal{P}$). O favorecimento do surgimento de vórtice em nano disco está intrinsecamente ligado a interação magnetostática, que neste sistema pode ser vista como uma anisotropia de forma ao longo da direção tangencial a borda do nano disco.

Note que, para $H = 0$, a magnetização líquida é não nula. Ou seja, existe uma magnetização remanescente que produz um campo efetivo $\mathbf{H}_M$ que afeta a própria magnetização, denominado campo magnetostático, e que resulta na interação magnetostática. Assim, na ausência de corrente, a lei de Ampère se reduz a $\nabla \times \mathbf{H}_M = \mathbf{0} \Rightarrow \mathbf{H}_M = -\nabla \Phi_M$, onde Φ_M é o potencial magnetostático. Substituindo o campo $\mathbf{B} = \mu_0(-\nabla \Phi_M + \mu_0 \mathbf{M})$ na Lei de Gauss, temos:

$$\nabla^2 \Phi_M = \nabla \cdot \mathbf{M} \Rightarrow \Phi_M(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int M(r') \cdot \nabla' \left(\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) dV', \quad (2.17)$$

onde as coordenadas linha representam pontos da amostra e $\mathbf{r}$ é um ponto no espaço onde está valorado o potencial magnetostático. A solução da eq.(2.17) é

$$\Phi_M(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int \mathbf{M}(\mathbf{r}') \cdot \nabla' \left(\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) dV'. \quad (2.18)$$

A solução explícita da eq.(2.33) depende da distribuição da magnetização no volume do material e, em geral, é uma tarefa árdua determinar Φ_M . Um caso particular é considerar uma magnetização uniforme, isto é, $\mathbf{M}(\mathbf{r}') = \mathbf{M}$. Neste caso, temos que $\mathbf{H}_M = -M \cdot N_{ij}$, onde $N_{ij} = \frac{1}{4\pi} \int \nabla_i \nabla_j \left(\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right)$ é o tensor desmagnetizante, que mede a capacidade da magnetização da amostra se opor ao campo $\mathbf{H}_M$. Observe que, mesmo no caso de uma magnetização uniforme, o campo desmagnetizante não é constante em todo espaço,

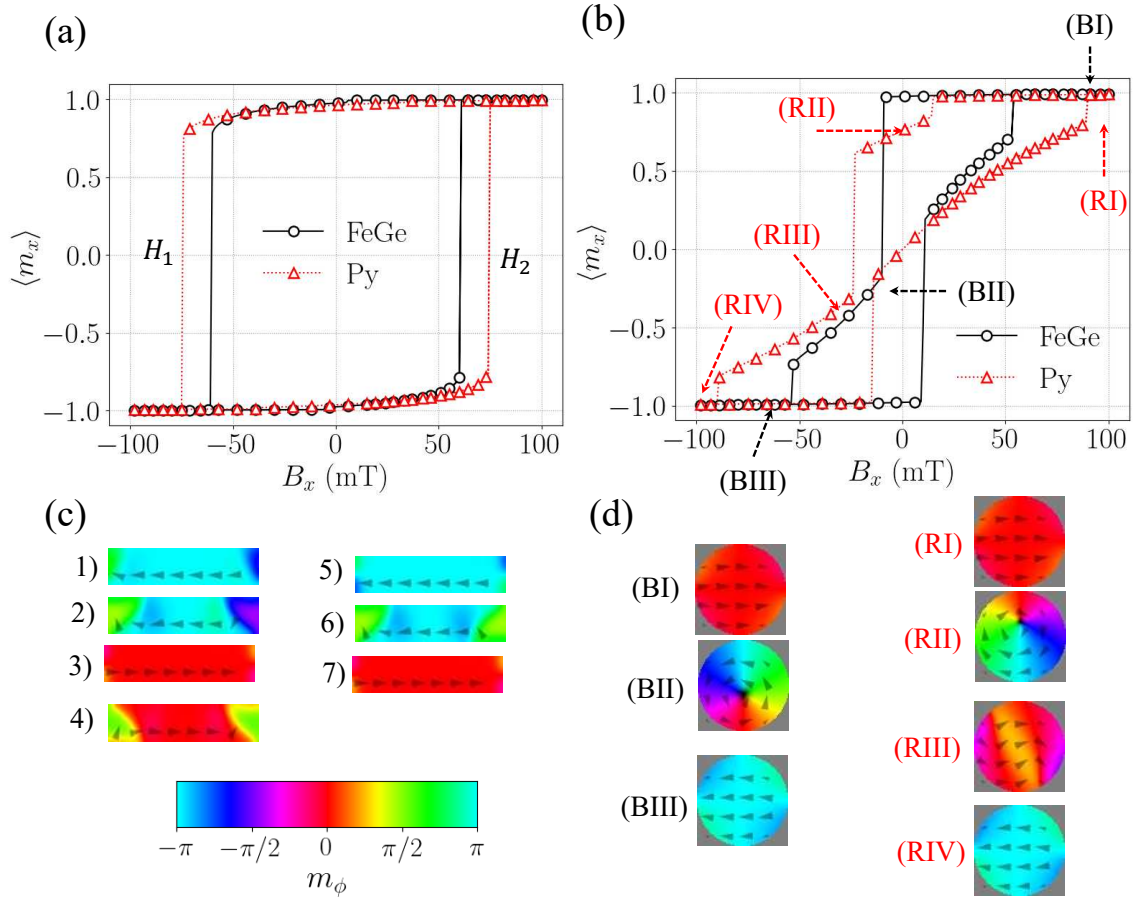


Figura 2.4: Loops de histerese para a geometria de uma (a) NF retangular ($500 \times 120 \times 25$)nm e (b) nanodisco (Raio 150nm e espessura de 25nm). As histereses foram realizadas para dois materiais diferentes: Py (círculos pretos) e FeGe (triângulos vermelhos). Nas figuras (c) e (d) são apresentados snapshots mostrando o processo de reversão da magnetização, respectivamente, na nanofita e no nanodisco. Para a nanofita, o campo magnético B_x está na direção do comprimento de 500nm e, para o nano disco, o campo é aplicado no plano do disco.

uma vez que o tensor desmagnetizante depende das coordenadas espaciais. Um caso particular, muito explorado na literatura devido à alta simetria do problema, é uma geometria elipsoidal. Para este caso, o tensor $N_{i,j}$ perde a dependência espacial e, escolhendo de forma apropriada os eixos coordenados de modo a coincidir com os eixos da elipse, o tensor torna-se diagonal. Desta forma, o campo desmagnetizante toma a forma $\mathbf{H}_M = -(N_{xx}M_x\hat{i} + N_{yy}M_y\hat{j} + N_{zz}M_z\hat{k})$. Logo, a densidade de energia magnetostática assume a forma

$$\mathcal{E}_M \frac{\mu_0}{2} (N_{xx}M_x^2 + N_{yy}M_y^2 + N_{zz}M_z^2) . \quad (2.19)$$

O fator $1/2$ aparece devido a se tratar de uma auto interação. Observe que, neste caso, a interação magnetostática resulta em algo análogo a uma anisotropia, onde a componente N_{ii} faz papel análogo à constante anisotrópica, não favorecendo que a magnetização aponte na direção $\hat{i}$. Por essa natureza anisotrópica desempenhada pelo tensor desmagnetizante, dizemos que é uma anisotropia de forma. Outra geometria de muito interesse é o prisma, uma vez que representa a geometria das nanofitas. Para este caso, as componentes do tensor desmagnetizante foram calculadas por Aharoni [39].

Avaliamos na eq.(2.33) apenas a contribuição da magnetização presente no volume da amostra. Quando acrescentamos a contribuição de superfície, chamamos o potencial obtido em eq.(2.33) de dipolar

$$U(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \oint \frac{\mathbf{M} \cdot \mathbf{n}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dA - \frac{1}{4\pi} \int \mathbf{M}(\mathbf{r}') \cdot \nabla' \left(\frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \right) dV' . \quad (2.20)$$

2.3 Texturas magnéticas

Nesta seção, faremos uma discussão sobre as texturas magnéticas que apareceram ao longo dos trabalhos.

2.3.1 Skyrmion

Skyrmions surgiram originalmente na física de partículas por uma proposta de Tony Skyrme, na década de 1960. Ele propôs que um campo de pions interagindo produzia uma solução análoga a uma partícula tipo bárion. Isto se deve a um modelo tipo sigma não linear. De lá para cá, skyrmions são estudados em diversos contextos como física de partículas, condensado de Bose-Einstein, cristais líquidos, Teoria de Cordas e em Magnetismo.

Skyrmions, no contexto de magnetismo, nascem como soluções do modelo σ não linear [7, 38]. Podemos definir um skyrmion como uma textura magnética (ou um soliton) cuja magnetização no centro se opõe a magnetização do entorno (veja a Fig. 2.1). Eles foram observados pela primeira vez em 2009 no *MnSi* por medições no espaço recíproco e, um ano depois, por microscopia eletrônica de transmissão de Lorentz (LTEM) [40]. Nessas

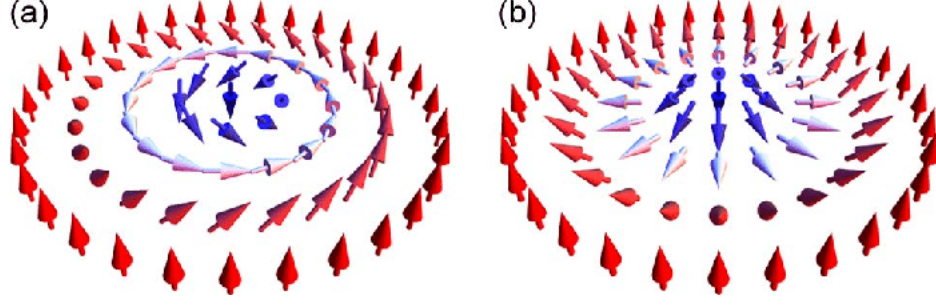


Figura 2.5: Representação de um skyrmion tipo (a) Bloch tipo (b) Néel (retirado da referência [51]).

medições, puderam constatar o que foi previsto por volta de 20 anos antes: pequenas regiões onde a magnetização se orientava no centro com direção oposta ao entorno, apresentando uma transição contínua. Esta observação está diretamente ligada ao fato da existência de uma topologia não trivial do espaço real. A topologia não trivial impede que Skyrmions sejam deformados de forma contínua até o estado ferromagnético.

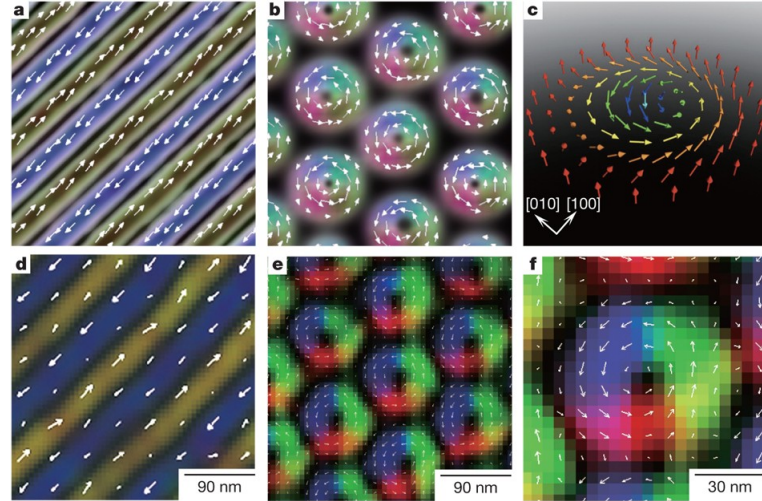


Figura 2.6: Texturas topológicas de spin no magneto helicoidal $Fe_{0.5}Co_{0.5}Si$. Estruturas a, d, helicoidais (a) e skyrmion (b) previstas por simulação de Monte Carlo. (c) Esquema da configuração de spin em um skyrmion. (d)-(f), imagens do espaço real da textura de spin observadas experimentalmente, representadas pela distribuição de magnetização lateral obtida pela análise TIE (equação de transporte de intensidade) dos dados de LTEM: estrutura helicoidal em campo magnético zero (d), o skyrmion para um campo magnético fraco (50 mT) aplicado na direção normal a uma placa fina (e) e uma visão ampliada de e (f). O mapa de cores e as setas brancas representam a direção da magnetização em cada ponto. (Retirado da referência [40])

Utilizando a equação (2.3) podemos determinar a carga topológica de um skyrmion:

$$Q_{Sk} = \frac{1}{4\pi} \int \int d^2\mathbf{r} \, \mathbf{m} \cdot \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y} \right). \quad (2.21)$$

Assumindo a normalização da magnetização, podemos parametrizar na forma:

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}) = (\cos \Phi \sin \Theta, \sin \Phi \sin \Theta, \cos \Theta) , \quad (2.22)$$

onde $\mathbf{r}(r, \phi) = r (\cos \phi, \sin \phi)$, Φ o ângulo azimutal e Θ o ângulo polar da magnetização e ϕ o ângulo polar do vetor posição $\mathbf{r}$. O Skyrmion possui simetria radial, ou seja, $\Theta = \Theta(\mathbf{r})$ e $\Phi = \Phi(\phi)$. Logo:

$$\begin{aligned} Q_{\text{Sk}} &= \frac{1}{4\pi} \int_0^\infty dr \int_0^{2\pi} d\phi \frac{\partial \Phi(\phi)}{\partial \phi} \frac{\partial \theta(r)}{\partial r} \sin \theta(r) \\ &= \left[-\frac{1}{2} \cos \theta(r) \right]_0^\infty \cdot \left[\frac{1}{2\pi} \Phi(\phi) \right]_0^{2\pi} . \end{aligned} \quad (2.23)$$

O primeiro termo descreve o perfil da componente fora do plano da magnetização, onde, para um skyrmion, as condições locais e de contorno são, respectivamente, $\cos \theta(0) = -1$ (+1) e $\cos \theta(\infty) = +1$ (-1). Definimos, portanto, este primeiro termo como polaridade $\mathcal{P}$ e pode assumir os valores $\mathcal{P} = \pm 1$. O segundo termo descreve o número de enrolamentos que a magnetização faz em torno do centro. Define-se como vorticidade (ou quiralidade) $\mathcal{C}$ e pode assumir valores múltiplos inteiros ($\mathcal{C} \in \{0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots\}$). Logo, a carga topológica de um skyrmion é:

$$Q_{\text{Sk}} = \mathcal{P} \cdot \mathcal{C} = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots . \quad (2.24)$$

O caso em que $Q = 0$ corresponde ao estado trivial. O ângulo polar pode ser reescrito como:

$$\Phi = \mathcal{C}\phi + \gamma , \quad (2.25)$$

onde γ é a helicidade. Existem dois principais valores para γ . O primeiro deles é quando $\gamma = \pi/2$. Chamamos a textura magnética, para este caso, de tipo Bloch. O segundo caso é quando $\gamma = 0$. Neste caso, a textura magnética é do tipo Néel. Usando as equações (2.22) e (2.25) podemos obter a densidade de carga magnética $\rho_{\text{mag}} = \nabla \cdot \mathbf{m}$:

$$\rho_{\text{mag}} = \cos [(\mathcal{C} - 1)\phi + \gamma] \left(\frac{d\Theta}{dr} \cos \Theta + \frac{\mathcal{C}}{r} \sin \Theta \right) . \quad (2.26)$$

Por outro lado, a equação (2.10) nos fornece a densidade de energia da interação de DMI:

$$E_{\text{DM}} = D \sin [(m - 1)\phi + \gamma] \left(\frac{d\Theta}{dr} + \frac{m}{2r} \sin 2\Theta \right) , \quad (2.27)$$

onde o vetor de DM Bulk. Note que, para $\mathcal{C} = 1$, a helicidade $\gamma = \pm \pi/2$ minimiza a energia e o sinal de γ é determinado pelo sinal de D , que por sua vez depende da estrutura cristalina. Assim, a DMI Bulk favorece a textura do tipo Bloch. Como o vetor de DM para uma DMI interfacial é uma rotação de $\pi/2$ do caso Bloch, neste caso a energia é

minimizada quando $\gamma = 0$. Neste caso, a textura do tipo Néel minimiza a energia do sistema (se considerarmos apenas um campo magnético aplicado perpendicular ao plano, as demais interações magnéticas são invariantes por uma rotação da magnetização).

2.3.2 Bimeron

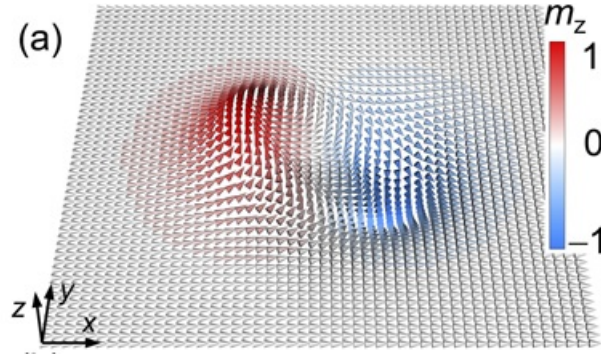


Figura 2.7: Representação de uma textura magnética do tipo bimeron (Retirado de [41]).

O bimeron é uma textura magnética bidimensional de carga topológica $|Q| = 1$ formada por dois merons, cada qual com polaridades opostas e cargas topológicas semi-inteiras. Um bimeron pode ser visto como uma rotação de $\pi/2$ da textura magnética de um skyrmion em qualquer eixo contido no plano da magnetização. Isso produz uma textura cuja característica é a maior parte da magnetização estar no plano, enquanto existem dois pontos onde a magnetização aponta, cada qual em sentidos opostos, para fora do plano.

Comparando com o skyrmion, o bimeron não pode ser classificado por uma única polaridade inteira, mas pela magnetização de background que pode ser livremente girada no plano. Isso significa que o bimeron possui um grau de liberdade contínuo. Assim, o bimeron pode ser classificado pelo ângulo α formado pela direção da magnetização de background e a linha que liga o centro dos dois merons.

Bimerons foram observados em filmes finos de Py e como perfil transversal de um tubo de skyrmions. Uma maneira seria buscar por sistemas com anisotropia no plano e uma configuração peculiar de DMI: enquanto em uma direção o vetor de DMI é análogo ao do tipo Bulk, na direção perpendicular ele deve ser análogo ao vetor de DMI do tipo Interfacial [20]. No artigo *Bound States of Skyrmions and Merons near the Lifshitz Point* [42], os autores discutem a possibilidade de nucleação de bimerons tomando uma rede com interação de troca ferromagnética com diferentes constantes para o primeiro, segundo e terceiros vizinhos.

2.3.3 Parede de domínio

Em amostras magnéticas maiores que a escala de alguns micrômetros, são observadas regiões onde a magnetização no interior da região é uniforme, porém ela é orientada em direções distintas de uma região para a outra, como mostra a Fig. 2.8(a). Essas porções com magnetização uniforme são denominadas de *domínios magnéticos* e a região de transição da magnetização entre um domínio e outro é denominada *Parede de Domínio* (PD). As paredes de domínio (PDs) ganharam bastante destaque nas últimas décadas com trabalhos mostrando a possibilidade de usá-las como meio de armazenar e transportar informação em dispositivos lógicos, devido à sua robustez e a necessidade de baixas correntes para movimentá-las.

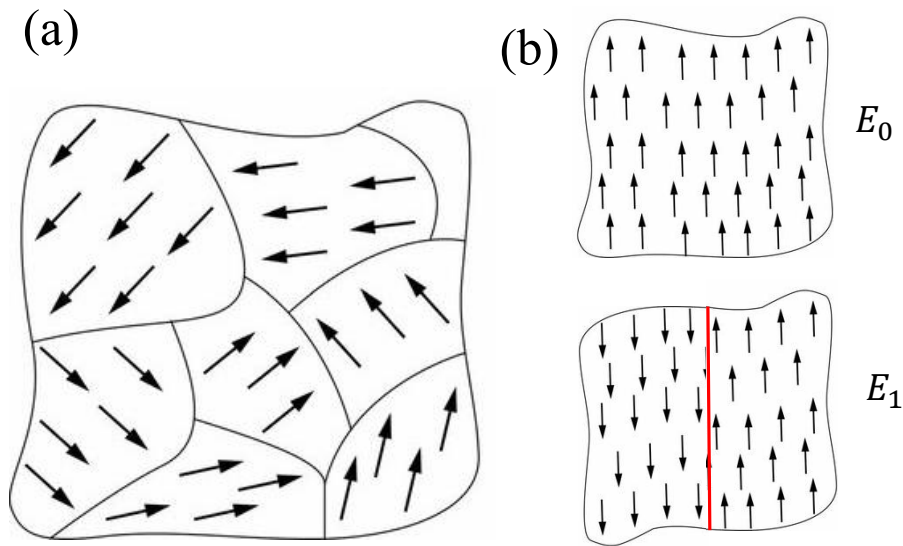


Figura 2.8: Representação de domínios magnéticos (a) e de um monodomínio com energia E_0 e dois domínios com energia E_1 .

De modo a clarificar a formação das PDs, considere um sistema com interação de troca ferromagnética e interação dipolar. A interação de troca, como vimos, favorece que os momentos magnéticos vizinhos se alinhem paralelamente, enquanto a interação dipolar favorece que momentos magnéticos a distâncias maiores que o comprimento de troca se alinhem antiparalelamente. Se o tamanho da amostra é de algumas dezenas de nanômetros, o estado de monodomínio possui uma energia menor do que o estado com dois domínios, isto é, a energia $E_0 < E_1$ (Fig. 2.8(b)). Apesar do monodomínio aumentar a energia dipolar, a energia de troca do estado ferromagnético a pequenas distâncias é menor. Quando aumentamos as dimensões da amostra para algumas centenas de nanômetros, a energia do estado com dois domínios passa a ser menor do que a do monodomínio, uma vez que a energia de troca aumenta com o tamanho do sistema e a dipolar passa a dominar. Desta forma, à medida que o tamanho da amostra magnética

aumenta, passa a ser favorável o aparecimento de novos domínios magnéticos. Com a formação de mais de um domínio magnético, surgem as PDs.

A região de transição entre dois domínios (PDs), é caracterizada por uma variação da magnetização de forma suave e contínua. A forma com que o campo de magnetização $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ transita de um domínio para outro, dá origem a diversas classificações de PDs, como pode ser visto na Fig. 2.9. Aqui discutiremos apenas os tipos de PD Transversal e PD Bloch, os quais são objetos de estudo ao longo dos capítulos V e VI, respectivamente. Em trabalhos envolvendo PDs, uma parametrização usual é $\mathbf{m} = \cos \Theta \hat{e}_1 + \sin \Omega \sin \Theta \hat{e}_2 + \sin \Omega \cos \Theta \hat{e}_3$, onde $\{\hat{e}_1, \hat{e}_2, \hat{e}_3\}$ formam uma base ortonormal em 3 dimensões e Ω é ângulo polar e Φ o ângulo azimutal. Em particular, no espaço euclidiano, a base ortonormal é a usual $\{\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}\}$.

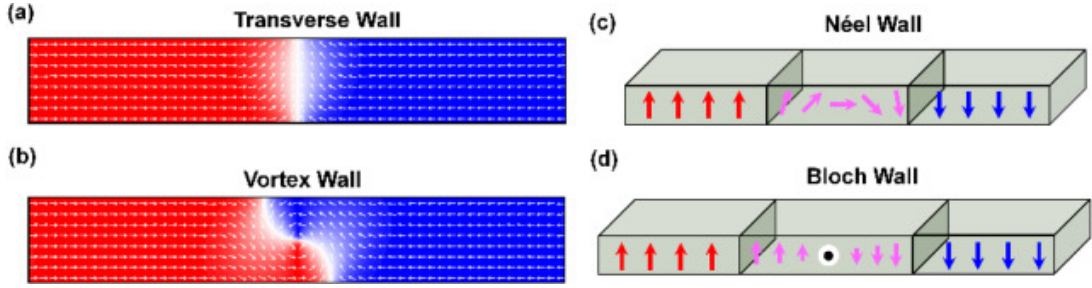


Figura 2.9: Ilustração com os tipos de paredes de domínio. (Retirado da referência [43]).

Considere uma amostra magnética no formato de um prisma de dimensões L de comprimento, w de largura e δ de espessura. Se o comprimento do prisma for muito maior que a espessura e a largura (isto é $L \gg w$ e $L \gg \delta$), a energia magnetostática é minimizada quando a magnetização se orienta na mesma direção do comprimento da fita. Neste caso, as PDs favoráveis são do tipo transversal (PDT) e vórtice (PDV). Estas configurações foram estudadas por Milat e Donahue [44, 45, 46]. O fato de a magnetização girar no plano faz com que a PDT adquira um formato de V , onde a magnetização no centro da PD aponta no sentido transversal da fita. Existem, ainda, duas possibilidades para as PDs transversais (PDTs). A PDT é do tipo "cabeça-com-cabeça" quando a magnetização dos domínios aponta em direção à PD. Quando apontam no sentido oposto, é PDT do tipo "cauda-com-cauda". No caso da PDV, a magnetização no centro do vórtice aponta para fora do plano e no entorno ela gira no sentido horário ou anti-horário. Em materiais que possuem alta anisotropia magneto cristalina de plano fácil, a formação de PDT ou PDV são favorecidas.

Para obter o ansatz de uma PD do tipo transversal, considere um modelo simples de uma nanofita magnética em forma de prisma, cujas interações são de troca $\mathcal{E}_{IT}$ e magnetostática $\mathcal{E}_M$. Levando em conta a hipótese de que a fita é longa na direção $\hat{x}$, podemos considerar que a contribuição magnetostática favorece o confinamento da magnetização ao longo da direção $\hat{x}$ e pune a mesma quando possui projeções nas direções $\hat{y}$ e $\hat{z}$. Desta

forma, uma boa aproximação é considerar que $\Phi = \Phi_0$ e $\Theta = \Theta(x)$ é constante. Assim, a densidade de energia total é $\mathcal{E} = \mathcal{E}_{IT} + \mathcal{E}_M$, onde

$$\mathcal{E}_{IT} = A \left[\left(\frac{\partial \Theta}{\partial x} \right)^2 + \sin^2 \Theta \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 \right], \quad (2.28)$$

$$\mathcal{E}_{IT} = \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \sin^2 \Theta (N_y \cos^2 \Phi + N_z \sin^2 \Phi). \quad (2.29)$$

A energia total do sistema é obtida integrando a densidade $\mathcal{E}$ em todo o volume do prisma $E = S \int \mathcal{E} dx$, onde $S = wt$ é a área da seção transversal. A solução estática de mínima energia é obtida extremizando a energia $\delta E = 0$, isto é, a partir das equações de Euler-Lagrange

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \Phi} - \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \Phi'} \right) = 0,$$

onde $\Theta' = d\Theta/dx$ e $\Phi = d\Phi/dx$. Assim, a partir das eqs. 2.28 e 2.29, temos:

$$2A \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} - K_{ef} \sin 2\Theta = 0 \quad (2.30)$$

$$\frac{\mu_0}{2} M_s^2 \sin^2 \Theta (N_y - N_z) \sin 2\Phi_0 = 0, \quad (2.31)$$

onde $K_{ef} = \mu_0/2M_s^2 (N_x^2 \cos^2 \Phi_0 + N_y \sin^2 \Phi_0)$. Note que as soluções da eq. 2.34 são $\Phi_0 = \{-\pi, -\pi/2, 0, \pi/2, \pi\}$. Após alguma álgebra e impondo as condições de contorno $\lim_{x \rightarrow +\infty} \Theta = 0$, $\lim_{x \rightarrow -\infty} \Theta = \pi$ e $\lim_{x \rightarrow \pm\infty} \Theta' = 0$, temos

$$\Theta(x) = 2 \arctan \left[\exp \left(\frac{\mathcal{P}(x - q)}{\lambda_K} \right) \right], \quad (2.32)$$

onde $\lambda_K = \sqrt{A/K_{ef}}$ e que definem, respectivamente, o comprimento e o centro da PD. Observe que o comprimento da PD aumenta com a IT e diminui com o aumento da anisotropia de forma. O fator $\mathcal{P} = \pm 1$ colocado na solução de Θ é chamado de polaridade e gera as configurações do tipo "cabeça com cabeça" para $\mathcal{P} = +1$ e "calda com calda" para $\mathcal{P} = -1$. Esse ponto será de fundamental importância nas discussões do capítulo IV.

Em materiais com PMA (Anisotropia Magnética Perpendicular), existem dois tipos de PD: tipo Néel (Fig. 2.7 c) e tipo Bloch (Fig. 2.7 d) [47]. A PD é do tipo Bloch quando a magnetização gira paralelamente ao plano da PD. O tipo Néel é quando a magnetização gira no plano perpendicular à PD. A PD tipo Bloch é mais comum em filmes expressos. Quando a espessura do filme é reduzida, a PD tipo Néel é favorecida para minimizar a

energia magnetostática [48]. Um modelo simples para descrever a PD de Bloch e Néel é adicionar um termo de anisotropia perpendicular a nanofita $\mathcal{E}_K = K_x(1 - m_x^2) = K_x \sin^2 \Omega$, onde a direção do comprimento da fita foi convenientemente escolhida ao longo da direção $\hat{y}$. De forma análoga ao resultado encontrado anteriormente, temos:

$$\Theta(y) = 2 \arctan \left[\exp \left(\frac{\mathcal{P}(y - q)}{\lambda_K} \right) \right] e \quad (2.33)$$

$$\lambda_K = \sqrt{\frac{2A}{2K_x + \mu_0 M_s^2 (N_z \cos^2 \Phi_0 - N_x)}}. \quad (2.34)$$

As soluções $\Phi_0 \in \{0, \pi\}$ levam a PD Bloch e $\Phi_0 \in \{-\pi/2, \pi/2\}$ levam a PD Néel.

Pesquisas recentes mostram que a presença de uma DMI no material influencia o tamanho da PD. Assim, enquanto o aumento da interação de troca favorece PD com tamanhos maiores, o aumento da interação magnetostática e a DMI favorecem a diminuição do tamanho da PD.

Capítulo 3

Conversão orientada por campo magnético de texturas magnéticas solitônicas bidimensionais

3.1 Introdução

Uma das principais questões da spintrônica consiste na manipulação de texturas magnéticas dotadas de proteção topológica, que apresentam alta estabilidade contra flutuações térmicas e podem aparecer como estados estáveis ou metaestáveis situados em nanoestruturas bidimensionais (2D) e tridimensionais (3D) [6, 57, 58, 59]. Portanto, transformar uma textura de spin topológico em outra com setor topológico diferente não é uma tarefa fácil. Tais eventos são muito raros e ocorrem com estruturas e condições especiais [60, 61, 62, 63, 64, 65]. Por outro lado, objetos topológicos distintos pertencentes ao mesmo setor topológico podem ser continuamente transformados uns nos outros. Neste contexto, skyrmions e bimerons emergem como candidatos proeminentes com atributos topológicos semelhantes, preparados para adoção como portadores de informação em dispositivos baseados em spintrônica [66, 67] tais como sistemas de memória de pista de corrida [6, 14, 68] e computação neuromórfica [53, 69]. A possibilidade de aplicação de skyrmions e bimerons em TIs é baseada nas propriedades atraentes que esses coletivos de magnetização exibem, como uma baixa intensidade de densidade de corrente para um movimento eficiente acionado por corrente [11, 12, 13, 70].

Considerando que skyrmions e bimerons pertencem ao mesmo setor topológico ($Q = 1$), eles podem ser convertidos entre si sob estímulos externos. Na verdade, alterações nas propriedades magnéticas do material podem favorecer a orientação da magnetização ao longo de uma direção dentro ou fora do plano. Por exemplo, Castro *et al.* [50] mostraram que quando um skyrmion se desloca ao longo de uma faixa magnética com um gradiente de anisotropia, é possível converter um skyrmion em um bimeron e *vice-*

versa. Em antiferromagnetos, a conversão de um bimeron em skyrmion através de um campo magnético no plano (aplicado paralelamente à linha que une os centros dos merons) foi obtida em sistemas isotrópicos sem interações quirais [71]. A competição entre o campo magnético fora do plano e o efeito de desmagnetização resulta na transformação mútua entre skyrmions em um fundo magnetizado perpendicularmente e bimeros em um fundo magnetizado no plano [72]. Além disso, variações no campo magnético externo e anisotropia magnética perpendicular nucleam skyrmions isolados e os transformam em bimeros isolados em um disco magnético [73].

Neste trabalho, por meio de simulações atomísticas utilizando cálculos de Monte Carlo, focamos na transformação de um skyrmion em um bimeron considerando um sistema com anisotropia constante de eixo fácil e aplicando um campo magnético variável no plano. Neste caso, mostramos que, para um valor limite do campo magnético, ocorre uma rotação dos momentos magnéticos em $\sim \pi/2$. A transformação reversa pode ser alcançada apenas removendo o campo externo. Esta rota para converter essas texturas topológicas é interessante porque não é necessário modificar nenhum parâmetro do material, mas apenas um estímulo externo controlável. Em essência, queremos mostrar que a interação de Zeeman é suficiente para conectar as duas configurações sem alterar a carga topológica do soliton.

3.2 Modelo

Para realizar os cálculos de Monte Carlo, consideramos um sistema ferromagnético situado em uma rede triangular com contorno hexagonal e condições de contorno helicoidal [74], que imita melhor as simetrias skyrmion e bimeron. A competição entre as interações de troca, Dzyaloshinsky – Moriya (DM) [33, 34], Zeeman e anisotropia determinam as propriedades magnéticas da rede. Neste contexto, o Hamiltoniano que descreve este sistema é

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j - \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{D}_{ij} \cdot (\mathbf{s}_i \times \mathbf{s}_j) - \mu_0 \sum_i \mathbf{B}_i \cdot \mathbf{s}_i - K \sum_i (S_i^z)^2, \quad (3.1)$$

onde $J > 0$ denota a constante de troca que governa a ordenação ferromagnética, $\mathbf{D}_{ij}$ é o vetor DM, μ_0 representa o magneton de Bohr, $\mathbf{B}_i$ é o campo magnético aplicado, K é a constante de anisotropia e $|\mathbf{s}_i| = 1$ é a magnetização normalizada no sítio i . Assumimos que a magnitude do vetor DM permanece constante, permitindo-nos expressá-lo como $\mathbf{D}_{ij} = D \mathbf{d}_{ij}$, onde $\mathbf{d}_{ij}$, um vetor unitário, determina uma configuração do tipo Bloch ou Néel dependendo se é paralelo ou perpendicular ao vetor $\mathbf{r}_{ij}$ conectando sítios vizinhos.

Aqui, $K > 0$ define-se a direção z como o eixo fácil determinado pela anisotropia. Para mostrar a possibilidade de uma conversão orientada por campo de um skyrmion em um bimeron, o campo magnético tem dois componentes $\mathbf{B}_i = B_x \hat{x} + B_z \hat{z}$, onde a componente no plano (B_x) é responsável pela nucleação do bimeron. Finalmente, em todos os resultados apresentados, as energias são escalonadas em relação à constante de troca: $E' = E/J$, $D' = D/J$, $B' = \mu_0 B/J$, e $K' = K/J$.

Na abordagem do micromagnetismo, a magnetização é considerada uma função contínua dependendo da posição dentro do corpo magnético, e a energia magnética pode ser escrita como [49]

$$E/J = -E_{ex} - E_{DMI} - E_Z - E_{Ani}, \quad (3.2)$$

onde $E_{ex} = \int d^2x (\nabla \mathbf{m})^2$, $E_{DMI} = \int d^2x D' \mathbf{m} \cdot (\nabla \times \mathbf{m})$, $E_Z = \int d^2x \mathbf{B}' \cdot \mathbf{m}$, e $E_{Ani} = \int d^2x K' (m_z)^2$ são respectivamente as contribuições de troca, DM, Zeeman e anisotropia de eixo fácil para a energia total.

3.3 Resultados

3.3.1 Análise micromagnética

Primeiramente, apresentamos os resultados obtidos pela análise do micromagnetismo. A magnetização é parametrizada em coordenadas esféricas numa base cartesiana como $\mathbf{m} = M_s (\sin \Theta \cos \Phi, \sin \Theta \sin \Phi, \cos \Theta)$, onde Θ e Φ são os ângulos polares e azimutais, respectivamente. Esta parametrização pode ser usada para descrever um skyrmion do tipo Bloch ou um bimeron, respectivamente, através do ansätze

$$\Theta_S(x, y) = \arccos \left(\frac{4R_S^2 - r^2}{4R_S^2 + r^2} \right), \quad (3.3a)$$

$$\Phi_S(x, y) = \arctan \left(\frac{-x}{y} \right), \quad (3.3b)$$

e

$$\Theta_B(x, y) = \arccos \left(\frac{R_B x}{r^2 + 4R_B^2} \right), \quad (3.4a)$$

$$\Phi_B(x, y) = \arctan \left(\frac{x - 2R_B}{y} \right) - \arctan \left(\frac{x + 2R_B}{y} \right), \quad (3.4b)$$

onde R_s é o raio do skyrmion e R_B é a distância entre os centros dos dois merons que formam o bimeron. Ambos os comprimentos característicos dependem dos parâmetros magnéticos, incluindo o campo magnético externo. Nosso modelo utiliza os valores de R_S

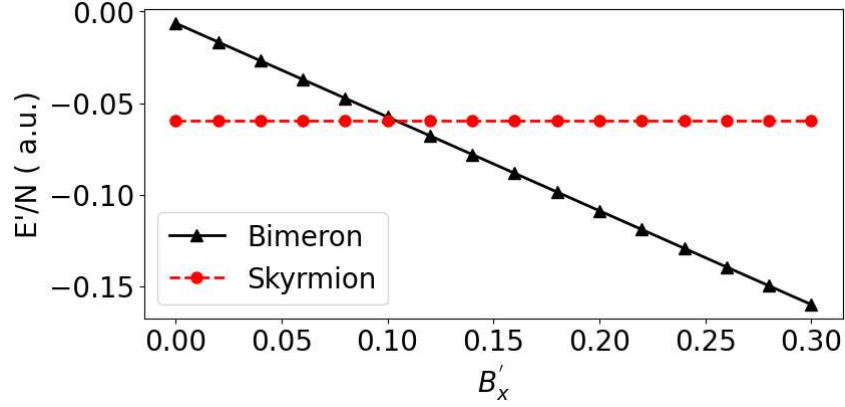


Figura 3.1: Densidade de energia (N é o número de sítios da rede) do skyrmion (triângulos pretos) e bimeron (pontos vermelhos) em função do campo B'_x , para $D' = 0,28$, $K' = 0,10$, $B'_Z = 0,01$, $R_S = 15a$ e $R_B = 5a$.

e R_B obtidos por meio de cálculos atomísticos para os casos de $D' = 0,28$ e $K' = 0,10$. Nesta situação, obtemos $R_S = 15a$ e $R_B = 5a$, onde a é o parâmetro de rede. Para MnSi, o parâmetro de rede é aproximadamente $4,56 \times 10^{-10}$ m, o que produz $R_s \approx 13,6$ nm, próximo aos valores obtidos experimentalmente por Tonomura *et al* [75] (≈ 18 nm) em uma película fina de MnSi. A separação entre merons é de aproximadamente 4,2 nm para o mesmo conjunto de parâmetros magnéticos. Na Fig. 3.1, representamos as energias magnéticas como uma função de B_x para um skyrmion (triângulos pretos) e um bimeron (pontos vermelhos). Pode-se notar que a energia de um skyrmion permanece quase constante, independentemente das variações no campo magnético no plano, enquanto a energia de um bimeron diminui. Consequentemente, além de um valor limite de B_x , o bimeron pode nuclear no sistema porque se torna energeticamente favorável em relação a um skyrmion. Portanto, pode-se conjecturar que a configuração bimeron pode ser induzida pela aplicação de um campo magnético no plano em uma textura skyrmiônica.

3.3.2 Simulação de Monte-Carlo

Para corroborar as afirmações acima, realizamos uma análise detalhada baseada nas simulações atomísticas utilizando o método Monte Carlo, empregando o algoritmo Metropolis [74, 76]. Partindo de um estado inicial caracterizado por uma configuração de magnetização atribuída aleatoriamente, realizamos uma rotação estocástica, $\delta \mathbf{S}_i$, de um spin selecionado aleatoriamente no local da rede i . Posteriormente, calculamos as energias antes (E_B) e depois (E_A) da rotação do spin. Esses valores de energia determinam a probabilidade ($p = \exp(-\Delta E/k_B T)$) associada à manutenção do sistema em seu estado atual ($\mathbf{S}_i + \delta \mathbf{S}_i$), onde $\Delta E = E_A - E_B$ representa a variação de energia. A nova configuração é descartada se a probabilidade calculada p for menor que um número gerado aleatoriamente r no intervalo de $[0,1]$. Este processo iterativo continua até que toda a rede tenha

sido percorrida, constituindo um passo de Monte Carlo (MCS). Executamos 5×10^6 MCS para nossas simulações para obter o estado final. Nossos resultados indicam que a energia do estado final para cada conjunto de parâmetros é praticamente constante após 1×10^6 MCS. Para garantir a convergência para a configuração de energia mais baixa, definimos a temperatura suficientemente baixa ($k_B T J^{-1} = 0,001$). A faixa de parâmetros magnéticos considerados está no intervalo $K' \in [0,04, 0,14]$, $D' \in [0,26, 0,32]$ e $B'_x \in [0,0,3]$. Finalmente, para nuclear o skyrmion inicial, incluímos um campo magnético fora do plano, $B'_z = 0,01$, em todas as simulações.

Inicialmente, analisamos as propriedades do sistema para um skyrmion do tipo Bloch, onde $\mathbf{d}_{ij} \cdot \mathbf{r}_{ij} = 1$. Realizamos nossas simulações para $B'_x = 0$ para mostrar que os parâmetros utilizados garantem o aparecimento de um skyrmion como estado fundamental. Na verdade, um skyrmion descentralizado do tipo Bloch emerge como o estado final ao iniciar o sistema a partir de uma configuração aleatória. Para lidar com uma textura skyrmion no centro do sistema, realizamos novas simulações com uma condição inicial diferente, onde os momentos magnéticos em um círculo de raio $10a$ centrado no sistema hexagonal apontam para baixo, enquanto os momentos magnéticos ao redor deste círculo apontam para cima. Os componentes z e x da configuração final de magnetização para $K' = 0,10$, $B'_z = 0,01$, $D' = 0,28$, obtidos usando esta última condição inicial são mostrados na Fig. 3.2-a e b. O desvio do skyrmion da forma circular está associado ao valor de anisotropia

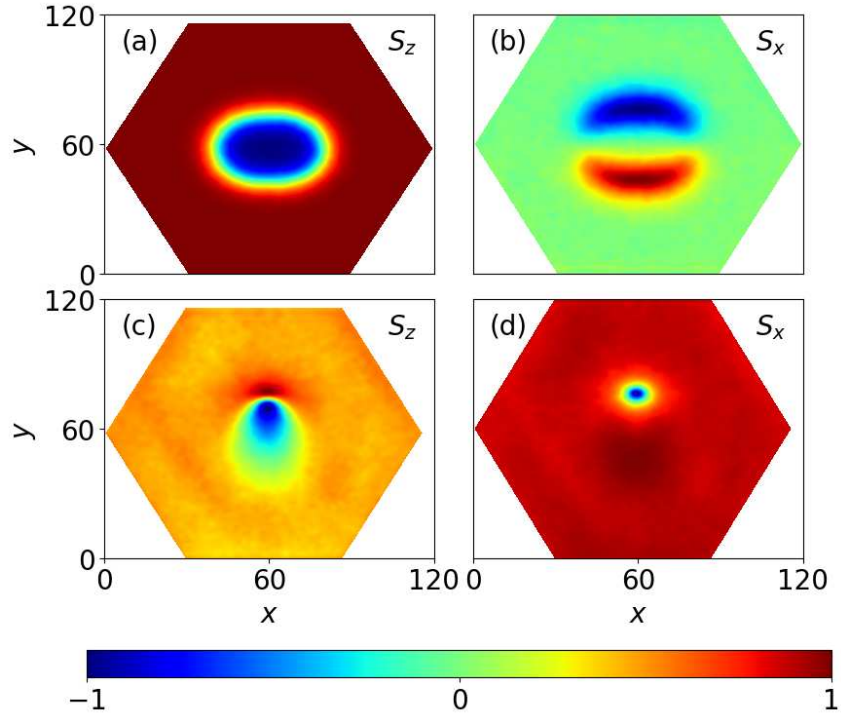


Figura 3.2: Mapa de cores ilustrando os componentes z e x da configuração magnética final para $K' = 0,10$, $B'_z = 0,01$, $D' = 0,28$, e um campo no plano de $B'_x = 0$ (a e b) e $B'_x = 0,22$ (c e d).

escolhido. Valores baixos para a anisotropia permitem com que os skyrmions fiquem maiores..

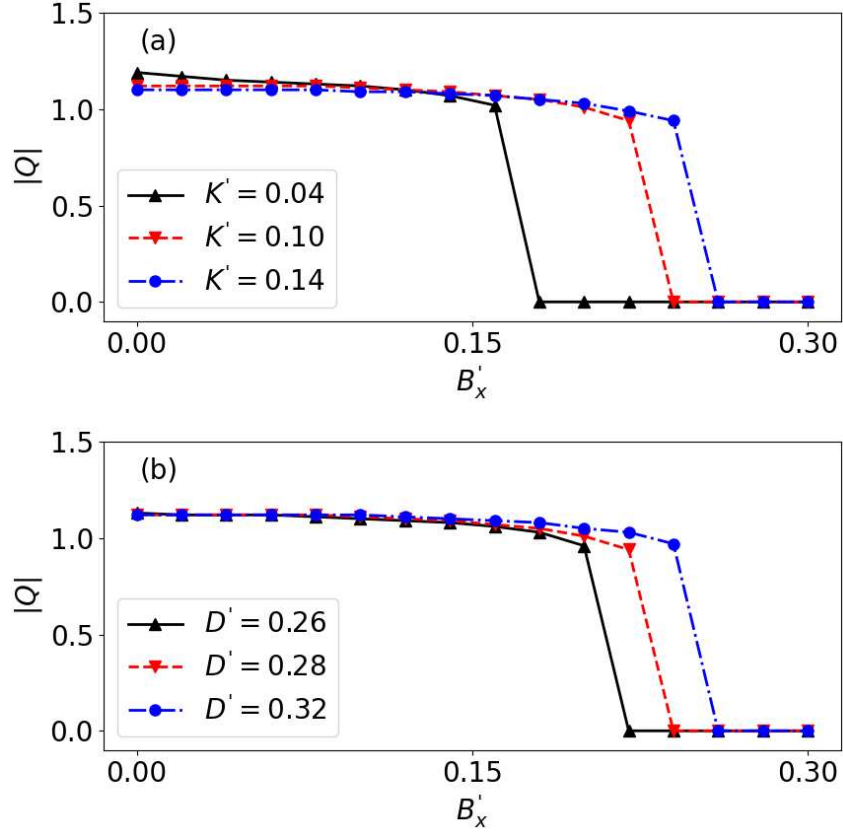


Figura 3.3: Carga topológica $|Q|$ em função do campo magnético no plano para (a) diferentes valores de K' e uma constante DMI de $D' = 0,28$ e (b) diferentes valores de D' com uma constante de anisotropia de $K' = 0,10$.

Conforme a análise do micromagnetismo, o aumento contínuo de B'_x deveria produzir uma transição suave de um skyrmion para um bimeron, conectado por estados intermediários constituídos por texturas topológicas conservando Q . No entanto, espera-se que para um campo limite, B'_{x_C} , do campo magnético no plano, o estado ferromagnético possa se tornar energeticamente favorável em relação às soluções skyrmion e bimeron, e a carga topológica decaia abruptamente para $Q = 0$. Para determinar o intervalo B'_x para o qual existe uma textura topológica no sistema, determinamos B'_{x_C} separando os estados topológicos da configuração ferromagnética para diferentes valores de D' e K' . Os resultados são apresentados na Fig. 3.3, onde se percebe que para um D' fixo, o valor de B'_{x_C} no qual ocorre uma mudança abrupta em Q aumenta com K' (ver Fig. 3.3-a). Além disso, a Fig. 3.3-b revela que para um valor fixo de K' , o valor de B'_{x_C} também aumenta com D' . Estes resultados evidenciam a forte importância da anisotropia e das interações DM na estabilidade de texturas magnéticas solitônicas quirais.

Para entender a dependência de B'_{x_C} de K' e D' , determinamos a energia magnética do estado final em função do campo magnético no plano para o conjunto anterior de

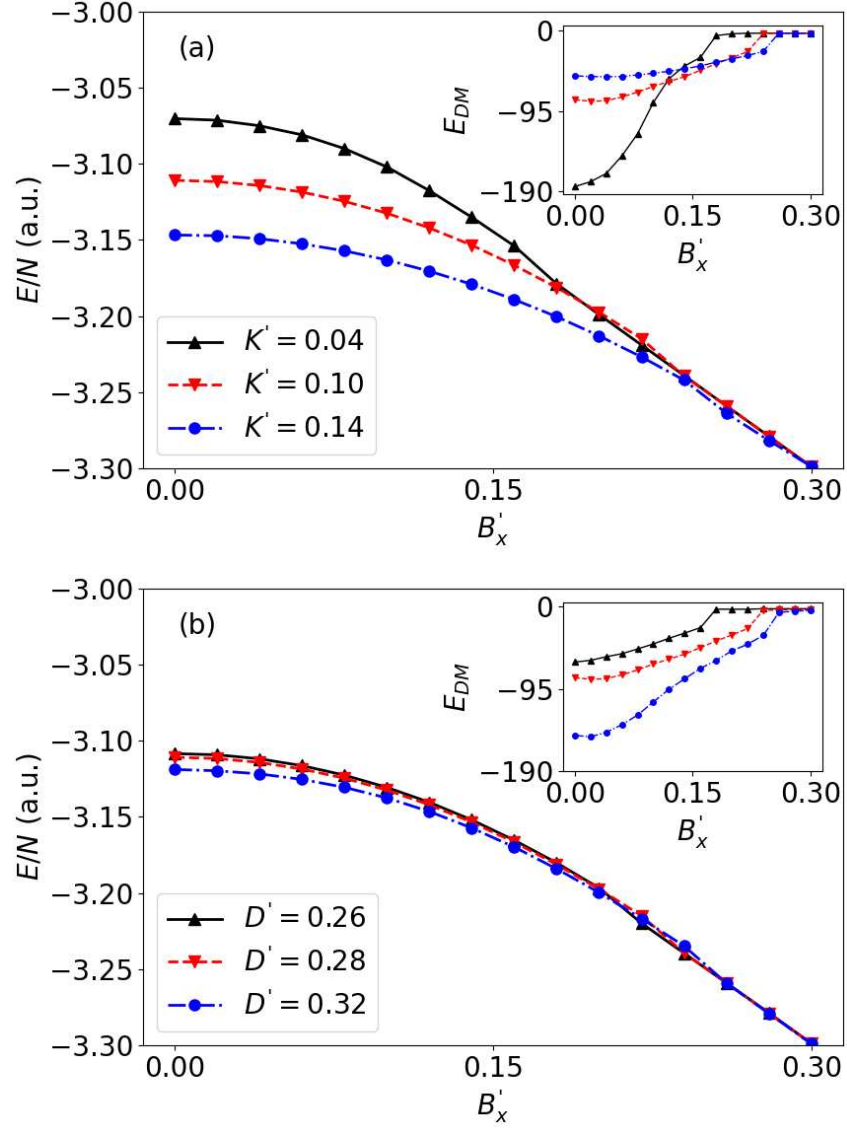


Figura 3.4: Densidade de energia, em função do campo magnético no plano para diferentes K' (a) e D' (b). A inserção mostra o aumento abrupto na densidade de energia DM quando o soliton é aniquilado.

campos magnéticos. Os resultados para a energia normalizada, E'/N , evidenciam que ela diminui com o aumento de K' , conforme ilustrado na Fig. 3.4-a. Além disso, há uma pequena diminuição na energia à medida que D' aumenta, como mostrado na Fig. 3.4-b. Estes resultados confirmam a maior estabilidade das texturas solitônicas em sistemas com maiores valores de K' e D' . Além disso, para campos magnéticos elevados no plano, as densidades de energia dos estados obtidos convergem para o mesmo valor, independente de K' e D' . Este fato está associado à configuração de magnetização predominantemente no plano que aparece para valores elevados de B'_x , onde o bimeron é nucleado. Além disso, para $B'_x > B'_{x_C}$, o sistema atinge o setor topológico trivial e tem os mesmos valores de energia independentes de K' e D' . Finalmente, embora a energia total apresente um decaimento suave em função de B'_x , nota-se que a densidade de energia DM, mostrada

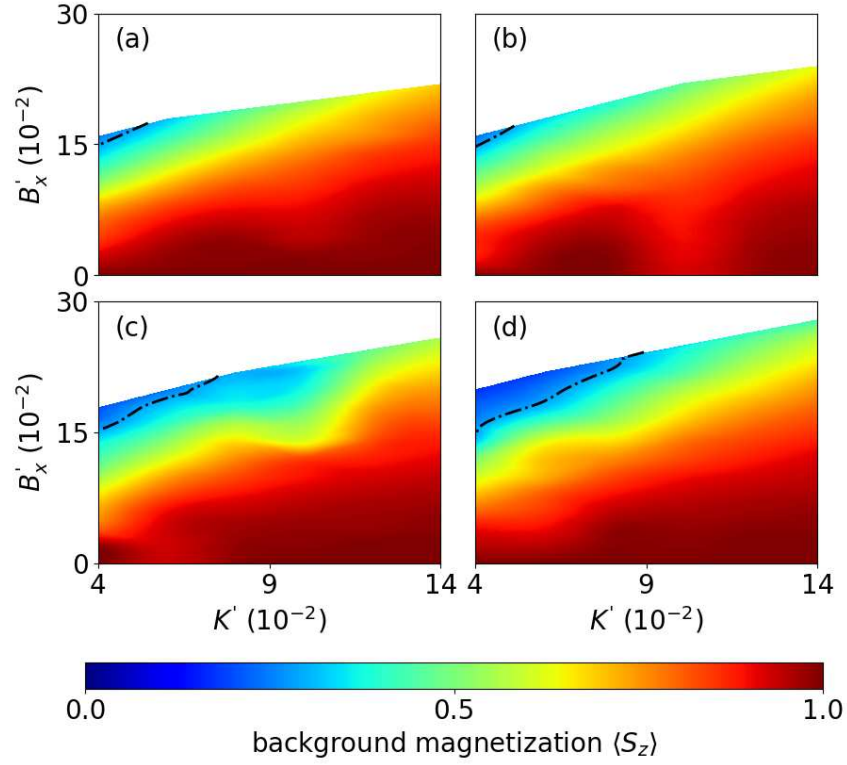


Figura 3.5: Diagrama de fases para bloco DMI (a) $D' = 0,26$, (b) $D' = 0,28$, (c) $D' = 0,30$ e (d) $D' = 0,32$. A região branca corresponde à textura magnética trivial. A linha tracejada separa bimeros onde $\langle S_z \rangle \lesssim 0.3$ (topo) e skyrmion $\langle S_z \rangle > 0.3$ (parte inferior). Em todos os casos $B'_z = 0,01$.

nas inserções da Fig. 3.4, apresenta um aumento abrupto nos valores limite em qual o soliton é aniquilado. Este crescimento repentino da energia está associado à mudança na topologia do subsistema magnético.

Antes da aniquilação da textura solitônica do sistema, o torque produzido pelo campo magnético externo na magnetização produz uma rotação dos momentos magnéticos, e a magnetização da textura topológica inicial passa a apresentar uma componente no plano. Portanto, observa-se uma mudança suave do skyrmion fora do plano para o dentro do plano, de modo que, para $B'_x \approx 0,22$, $K' = 0,10$ e $D' = 0,28$, a magnetização da região ao redor do centro do sóliton apresenta um componente z evanescente, com o componente x sendo $S_x \approx 1$, evidenciando a nucleação de um bimeron, como mostrado na Fig. 3.2 c e d, que representam o mapa de cores dos componentes z e x do campo vetorial de magnetização.

3.3.3 Diagrama de Estado

Após demonstrar a transição suave de um skyrmion para um bimeron, analisamos o perfil de magnetização em torno do centro do soliton para determinar o valor de B'_x no qual ocorre a nucleação do bimeron. Neste contexto, determinamos o valor médio do

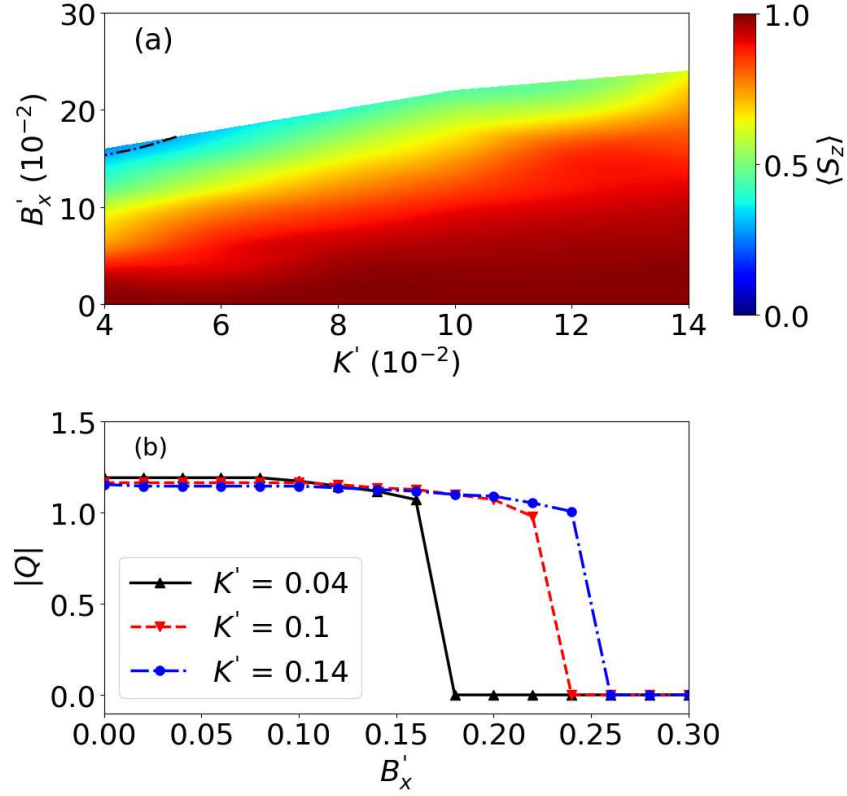


Figura 3.6: (a) Diagrama de fases para DMI Néel $D' = 0, 28$. (b) Carga topológica em função do campo magnético no plano B'_x para diferentes valores de K' e DMI tipo Néel $D' = 0, 28$.

componente z da magnetização, $\langle S_z \rangle$, em torno do núcleo soliton como uma função de K' e B'_x mediante a vários D' valores. A partir desses resultados, obtivemos um diagrama de estado mostrando a mudança $\langle S_z \rangle$ em função de B'_x . Neste trabalho, consideramos que um bimeron nucleia quando $\langle S_z \rangle \lesssim 0.3$. Nossas descobertas, ilustradas na Fig. 3.5, revelam uma expansão da região de nucleação do bimeron (destacada em azul e delineada pela linha tracejada preta) com valores crescentes de D' , juntamente com sua ocorrência em K' menores valores. Além disso, a região de persistência do skyrmion aumenta com D' e K' e ocorre para valores baixos do campo magnético no plano, como evidenciado pela área vermelha do mapa colorido. Estes resultados estão alinhados com as expectativas, uma vez que a anisotropia fora do plano elevada deve evitar a formação de bimeron e favorecer a configuração skyrmion. A região branca demarca o espaço de parâmetros magnéticos onde predomina o estado ferromagnético. Pode-se notar que existem regiões no mapa de cores em que o sóliton é aniquilado sem se converter em bimeron.

Também realizamos a conversão skyrmion-bimeron quando um Néel skyrmion é nucleado como o estado inicial ($\mathbf{d}_{ij} \cdot \mathbf{r}_{ij} = 0$). Na Fig. 3.6, apresentamos o diagrama de fases para este caso e a carga topológica em função de B'_x para uma constante DM de $D' = 0, 28$ e três valores de anisotropia. Pode-se observar que o comportamento de um sistema que hospeda um skyrmion do tipo Néel é completamente equivalente àqueles relacionados aos

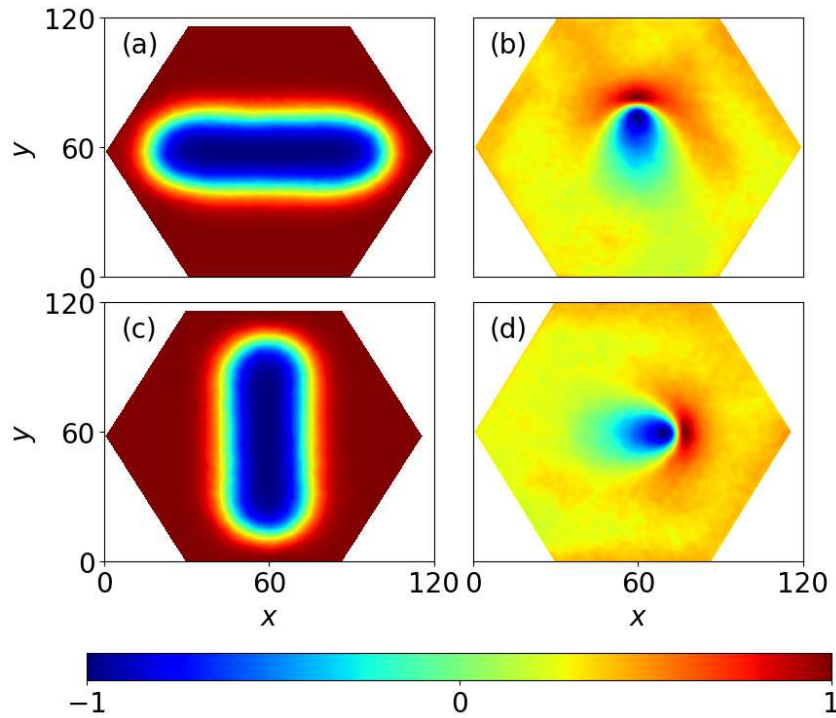


Figura 3.7: (a) Skymion e (b) bimeron para DMI Bloch. (c) Skymion e (d) bimeron para DMI Néel.

skymions do tipo Bloch. Consequentemente, a conversão orientada pelo campo de um skymion para um bimeron também é observada para skymions do tipo Néel. A principal diferença entre os casos de skymions do tipo Néel e Bloch é a orientação relativa entre o campo magnético e a linha que conecta os núcleos meron e antiméron: para os casos Bloch e Néel, a linha que une os centros dos núcleos emergentes meron-antimeron alinha-se perpendicular e paralelamente ao campo magnético aplicado no plano, respectivamente (Fig. 3.7).

Finalmente, vale a pena notar que a conversão de skymion em bimeron é reversível. Ou seja, se desligarmos o campo magnético, o bimeron se transforma em skymion devido à anisotropia, que força os momentos magnéticos a apontarem para fora do plano. Portanto, este trabalho sugere um interessante mecanismo de transformação reversível skymion-bimeron (bimeron-skymion) simplesmente ligando (desligando) um campo magnético.

3.4 Conclusões

Por meio de simulações atomísticas e análises baseadas em micromagnetismo, investigamos os mecanismos que governam o comportamento de skymions e bimerons sob a aplicação de campos magnéticos no plano. Neste caso, foi demonstrada a possibilidade de obter uma transição suave orientada por campo de skymions para bimerons, oferecendo um meio controlável de transformar essas texturas de spin topológico sem alterar os pa-

râmetros do material.

Obtivemos valores limite para o campo magnético no plano, o que permite os regimes de estabilidade de skyrmions e bimerons para um conjunto de parâmetros magnéticos. São apresentados diagramas de estados mostrando as regiões de nucleação de skyrmion e bimeron. Esses diagramas destacam a dependência da nucleação da textura de spin topológico na força da interação Dzyaloshinsky-Moriya e na anisotropia magnética, lançando alguma luz sobre a intrincada interação das interações magnéticas na determinação do comportamento dessas estruturas solitônicas. Os resultados obtidos são equivalentes a skyrmions e bimerons do tipo Bloch e Néel. Nosso trabalho mostra um mecanismo simples de conversão de duas configurações topológicas diferentes pertencentes ao mesmo setor topológico simplesmente ligando ou desligando um campo magnético. Este simples processo de conversão também pode ser útil para o desenvolvimento de arquiteturas de dispositivos, combinando um sistema binário composto por um skyrmion e um par de merons, que podem ser empregados na teoria da informação e na tecnologia da computação. Este capítulo é uma livre tradução dos resultados publicado em "Field-driven conversion of two-dimensional solitonic magnetic textures" *J. Appl. Phys.* **136**, 173905 (2024).

Capítulo 4

Teoria do DMI Bias

4.1 Introdução

Recentemente, o grupo de pesquisa liderado pela Professora Dora Albir, descobriu a existência de um bias induzido na curva de histerese devido à combinação entre um defeito geométrico e a presença da interação de Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) Bulk [29]. O bias é caracterizado por uma assimetria na curva de histerese, resultando no deslocamento horizontal da curva. Trabalhos anteriores [77, 78] mostravam que, no processo de reversão da magnetização em um nano disco, produziam vórtices com quiralidade $\mathcal{C}$ e polaridade $\mathcal{P}$ que dependiam da assimetria geométrica produzida no disco (ver a figura 4.1). No entanto, essa assinatura não aparecia na curva de histerese com um deslocamento do loop. Assim, no trabalho "*Dzyaloshinskii-Moriya bias in a free-standing asymmetric homogeneous nanodisk*" [29], os pesquisadores analisaram a situação incluindo uma DMI Bulk. Como visto no Capítulo 2, a interação de DM é quiral. A combinação entre a quiralidade produzida pela assimetria no nanodisco com a interação de DM Bulk produz o deslocamento do loop de histerese. Note que isto não depende de interações interfaciais. Este resultado abre um leque de aplicações em nano-magnetismo, visto que o efeito é presente no próprio material, sem depender de efeitos de proximidade.

No trabalho, os pesquisadores examinaram um disco cilíndrico com altura $h = 30 \text{ nm}$ e raio $R = 40 \text{ nm}$. Eles definiram um parâmetro de assimetria $\rho = a/R$, onde a é a distância entre o centro e o corte. No caso em que $\rho = 1$ o disco é perfeitamente simétrico e quando $\rho = 0$ temos metade do disco. Foi incorporada ao modelo, interação de troca, dipolar, Zeeman e DMI Bulk. Eles observaram que o deslocamento do loop intensificava-se com o aumento da assimetria do nano disco, com a intensidade da DMI e com o campo magnético externo em $\hat{z}$.

O deslocamento fora do centro do ciclo de histerese de um ferromagneto tem atraído a atenção de pesquisadores por várias décadas. Em particular, os vieses de troca [79, 80] e dipolar [81, 82] têm sido intensivamente estudados. O viés de troca (Exchange Bias,

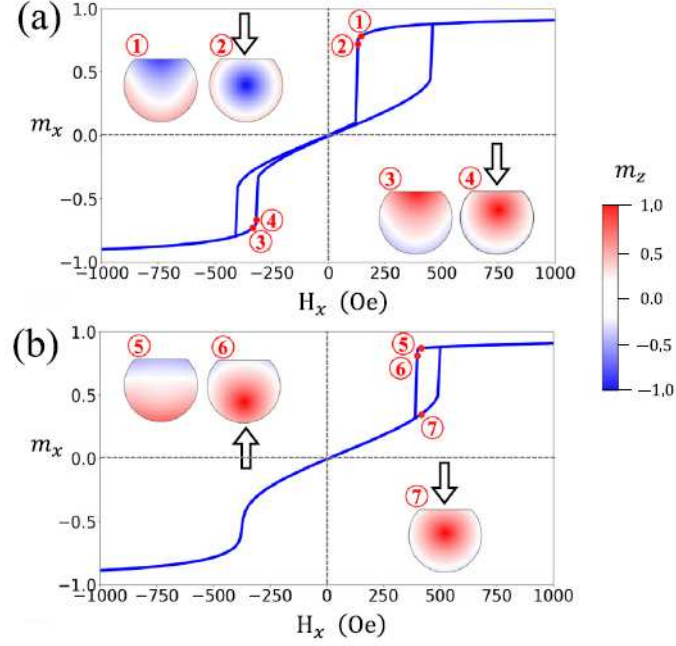


Figura 4.1: Loops de histerese para os casos onde $B_z < B_z^c$ (a) e $B_z > B_z^c$ (b). Um vórtice azul corresponde a $\mathcal{C} = +1$ e $\mathcal{P} = -1$, enquanto um núcleo vermelho ilustra o caso $\mathcal{C} = -1$ e $\mathcal{P} = +1$. O núcleo do vórtice para $\mathcal{P} = +1$ está alinhado com $\mathbf{B}_z$, enquanto para $\mathcal{P} = -1$ é antiparalelo. Setas indicam a região onde o vórtice nucleia. Figura retirada do artigo [29].

EB) denota um deslocamento do ciclo de histerese de um ferromagneto ao longo do eixo do campo magnético, devido ao acoplamento de troca interfacial com uma camada anti-ferromagnética adjacente [83, 84]. Esse efeito é utilizado em uma variedade de aplicações tecnológicas, incluindo cabeças de leitura magnetorresistivas e sensores. O Bias dipolar (Dipolar Bias, DB) denota o deslocamento do ciclo de histerese devido a interações dipolares entre dois ou mais elementos ferromagnéticos. A interação dipolar atua como um campo de polarização, gerando um deslocamento da coercividade e um perfil de ciclo altamente assimétrico [85].

Diversas tentativas têm sido feitas para compreender a origem do EB. Um exemplo é o trabalho pioneiro de Suhl e Schuller [86], que explorou interações quânticas através de interfaces ferromagnéticas (FM) e antiferromagnéticas (AFM). Pitzschel *et al.* [87] investigaram o EB em nanotubos multicamadas $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{ZrO}_2/\text{Fe}_3\text{O}_4$, interpretando seus resultados como interações entre sistemas magnéticos isolados. Torres *et al.* [88] examinaram o EB induzido por dipolos em sistemas com espaçadores paramagnéticos. Kim *et al.* [89] implementaram EB programável por meio do controle da dinâmica de paredes de domínio magnético. No que diz respeito ao viés dipolar, Allende *et al.* [90] concentraram-se nas interações dipolares em nanofios multicamadas, enquanto Sinnecker *et al.* [81] e Lu e Hu [91] investigaram campos dipolares e o papel da magnetização AFM utilizando simulações de Monte Carlo.

Apesar de o fenômeno de EB ter sido descoberto há quase 70 anos, a inclusão da interação de Dzyaloshinskii–Moriya (DMI)[93, 94, 95] no tratamento do fenômeno em sistemas binários é relativamente recente. De fato, Nowak *et al.* [96] estudaram o efeito EB em um sistema multicamadas IrMn3/Co(111) compensado e evidenciaram a existência de um EB perpendicular induzido pela DMI.

Estudos anteriores têm em comum o fato de que o viés aparece em sistemas binários ou multicomponentes. Isto é, dois ou mais materiais em contato, ou muito próximos entre si, são necessários. No entanto, o deslocamento do ciclo de histerese também pode aparecer em um único objeto, por exemplo, em um nanodisco assimétrico [78], devido à interação entre a assimetria do sistema e a DMI, sem depender de interações de interface ou entre elementos distintos. Devido à helicidade associada à DMI, os estados que surgem durante a reversão da magnetização dependem das helicidades induzidas pela assimetria do nanodisco e pela DMI volumétrica. Essa descoberta sugere usos potenciais em aplicações como o viés de Dzyaloshinskii–Moriya programável (DMB) por meio de um campo magnético externo. O deslocamento do ciclo de histerese, impulsionado pela interação entre a quiralidade intrínseca da DMI e a assimetria da nanopartícula, foi proposto como um método para a determinação experimental da intensidade da constante de DMI.

Devido à física subjacente envolvida, às formas intuitivas pelas quais esse efeito pode ser controlado e à ampla variedade de aplicações potenciais que o DMB pode possibilitar, desenvolvemos um arcabouço teórico para compreender de forma abrangente os mecanismos por trás do DMB. Essa teoria fornece percepções mais profundas sobre as interações complexas que conduzem esse comportamento, constituindo uma base fundamental para inovações tecnológicas futuras que possam explorar esse efeito. Propomos que a reversão da magnetização em uma geometria assimétrica e com DMI quando mediada pelo aparecimento de um sólitrão de quiralidade $\mathcal{C}$ e polaridade $\mathcal{P}$ leva a um deslocamento da curva de histerese, em outras palavras, a uma diferença entre os campos coercitivos $\Delta H \neq 0$.

4.2 Modelo e Resultados

Considere uma nanoestrutura magnética com regiões opostas A_1 e A_2 , cada uma caracterizada por uma curvatura local κ_1 e κ_2 , respectivamente. A curvatura é definida como o inverso do raio local de curvatura, $\kappa = 1/R$, onde R é um raio característico. O sistema possui uma razão de aspecto entre a espessura h e o tamanho característico Λ no plano xy tal que $h/\Lambda \ll 1$, como mostrado na Fig.4.2(a). Em um primeiro passo, consideramos as interações de troca, dipolar, de Zeeman e de anisotropia. Assumimos que a magnetização da nanoestrutura está saturada e que um campo magnético externo é aplicado ao longo do eixo x , na direção oposta à magnetização. Devido à competição entre as diferentes contribuições para a energia, a reversão da magnetização será governada por diferentes mecanismos, como paredes de domínio (PDs), vórtices ou outros.

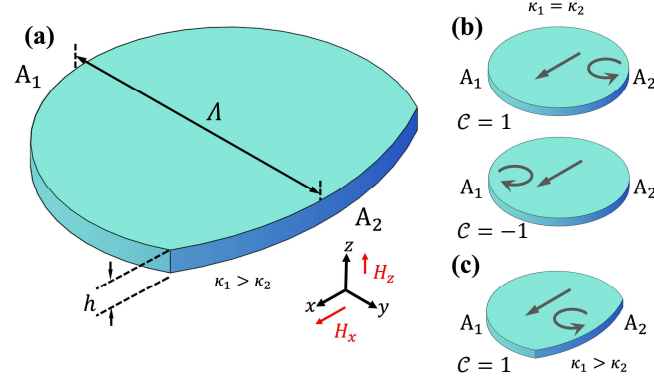


Figura 4.2: (a) Representação esquemática de um ferromagneto com altura h , dimensão característica Λ e duas regiões opostas, A_1 (à esquerda) e A_2 (à direita). (b) Nucleação para quiralidades $\mathcal{C} = \pm 1$ e $\kappa_1 = \kappa_2$; e (c) para $\kappa_1 > \kappa_2$. A seta reta ilustra a magnetização em saturação antes da aplicação de um campo magnético externo H_x . As linhas curvas representam a quiralidade.

Tomemos uma geometria de um nanodisco. Se $\kappa_1 = \kappa_2$, como mostrado anteriormente [78, 92], para minimizar a energia, o processo de reversão se inicia alinhando os spins próximos a uma das duas regiões denotadas A_1 e A_2 na Fig. 4.2, causando a nucleação e a subsequente propagação de um estado em C [99] ou de um vórtice ao longo da direção y , dependendo do tamanho e dos parâmetros do material da nanoestrutura. Chamemos essas texturas magnéticas que conduzem a reversão da magnetização de textura m_{rev} . Durante a nucleação de m_{rev} , os momentos magnéticos desviam da direção paralela, adotando uma forma curva, como ilustrado na Fig. 4.2(b). Essas características nos permitem concluir que, independentemente do mecanismo preciso, a reversão é caracterizada por um estado definido pelo parâmetro de quiralidade $\mathcal{C} = \pm 1$. Aqui, $\mathcal{C} = -1, (+1)$ caracteriza magnetizações quirais no sentido horário (anti-horário), respectivamente.

Quando $\kappa_1 > \kappa_2$, para minimizar a energia, o processo de reversão se inicia alinhando os spins apenas na vizinhança da região denotada como A_2 . Nesse caso, apenas uma região de nucleação é permitida, o que determina a quiralidade $\mathcal{C}$. A situação representada na Fig. 4.2(c) está associada a $\mathcal{C} = 1$ [100, 92].

Se, além de $\mathbf{H}_x$, aplicarmos um campo magnético $\mathbf{H}_z$ perpendicular ao plano xy , a magnetização desenvolve uma componente fora do plano caracterizada por um parâmetro adicional, e a estrutura nucleada torna-se completamente caracterizada. Assim, ao aplicar $\mathbf{H}_z$ a uma estrutura assimétrica durante a reversão da magnetização, a magnetização adquire polaridade e quiralidade fixas e, portanto, $\mathbf{m} = \mathbf{m}(\mathcal{C}, \mathcal{P}; \mathbf{r})$.

Consideremos agora o mesmo sistema e as mesmas condições descritas acima para um material quiral; isto é, incluímos uma contribuição DM volumétrica na energia. Diferen-

temente das energias de troca ou dipolar, que não são quirais, a energia DM é minimizada por uma função que relaciona $\mathcal{C}$ e $\mathcal{P}$. Se adotarmos uma geometria de disco, essa função é $\mathcal{P} \cdot \mathcal{C}$, e $E_{DM} \sim f(\mathcal{P}, \mathcal{C})$ é mínima para $\mathcal{P}\mathcal{C} = -1$. Isso é crucial, pois agora os parâmetros $\mathcal{P}$ e $\mathcal{C}$ deixam de ser independentes; uma vez fixado o valor de um deles, o outro fica completamente determinado.

Portanto, para uma nanoestrutura assimétrica, se $H_z = 0$ a reversão terá início em A_2 (menor curvatura), determinando completamente $\mathcal{C} = -1$ (ver Fig. 4.3(c)). Se $H_z \neq 0$ surge uma competição, pois, dependendo da direção de $\vec{H}_z$, $\mathcal{P}$ (determinado pelo campo) e $\mathcal{C}$ (determinado pela curvatura), podem apresentar sinais que não satisfazem a minimização da energia.

Para um nanodisco sob um campo forte aplicado ao longo da direção $-z$, tem-se $\mathcal{P} = -1$. Consequentemente, a DMI não determina a minimização da energia e a região de nucleação torna-se independente da curvatura, como mostrado nas Figs. 4.3(c) e (d). Entretanto, para H_z fraco, o termo dominante está associado à quiralidade. Assim, a polaridade não pode mais ser paralela a H_z , ocorrendo sempre uma região de nucleação em A_2 , como ilustrado nas Figs. 4.3(a) e (b). Esse fenômeno foi descoberto por Castillo-Sepúlveda *et al.* [101], que definiram um campo crítico H_z^c que separa ambos os comportamentos da magnetização. Além disso, eles observaram um bias no ciclo de histerese em função de H_x , uma vez que a energia DM ou a energia de Zeeman associada a H_z não são minimizadas simultaneamente em um dos ramos do ciclo de histerese.

4.3 Cálculo de Energia

Para compreender esse fenômeno, denotamos a magnetização de saturação como $\mathbf{m}_U = \pm \hat{x}$, de modo que o perfil de magnetização m_{rev} é dado por $\mathbf{m}_{rev} = \mathbf{m}(\mathcal{C}, \mathcal{P}; \vec{r}) = \mathbf{m}(\mathcal{C}; \mathbf{r}) + \mathbf{m}(\mathcal{P}; \mathbf{r})$. Assim, considerando uma DMI Bulk, a energia de DM é dada por

$$E_{DM} = \int_V \omega_{DM} dV, \quad (4.1)$$

com

$$\omega_{DM} = D\mathbf{m} \cdot (\nabla \times \mathbf{m}) = D\mathbf{m}_\perp \cdot (\nabla \times \mathbf{m}_\parallel) + D(\mathbf{m}_\parallel \times \nabla) \cdot \mathbf{m}_\perp$$

Nessa expressão, $\mathbf{m}_\parallel(\mathcal{C}; \mathbf{r})$ encontra-se no plano xy e $\mathbf{m}_\perp(\mathcal{P}; \mathbf{r}) = m_z(\mathcal{P}; \mathbf{r})\hat{z}$. Em particular, a componente $\mathbf{m}_\perp$ pode ser definida em termos da polaridade como $m_z(\mathcal{P}; \mathbf{r}) = \mathcal{P}m_z(\mathbf{r})$, onde $m_z(\mathbf{r})\hat{z} = |\mathbf{m}_\perp(\mathcal{P}; \mathbf{r})|$. Essas expressões mostram claramente a ligação entre $\mathcal{C}$ e $\mathcal{P}$ e permitem escrever $E_{DM} = f(\mathcal{P}, \mathcal{C})E_{DM}^0$, onde E_{DM}^0 é independente de $\mathcal{C}$ e $\mathcal{P}$. Se $\mathbf{m}_{rev}$ satisfaz $m_\perp \propto \mathcal{P}$ e $|\nabla \times \mathbf{m}_\parallel| \propto \mathcal{C}$ (o que ocorre se $\mathbf{m}_{rev}$ corresponde a um vórtice ou a um estado quiral) e, portanto, independentemente do perfil específico da textura de magnetização, tem-se $f(\mathcal{P}, \mathcal{C}) = \mathcal{P}\mathcal{C}$.

Como exemplo do formalismo geral apresentado acima, consideremos um disco com

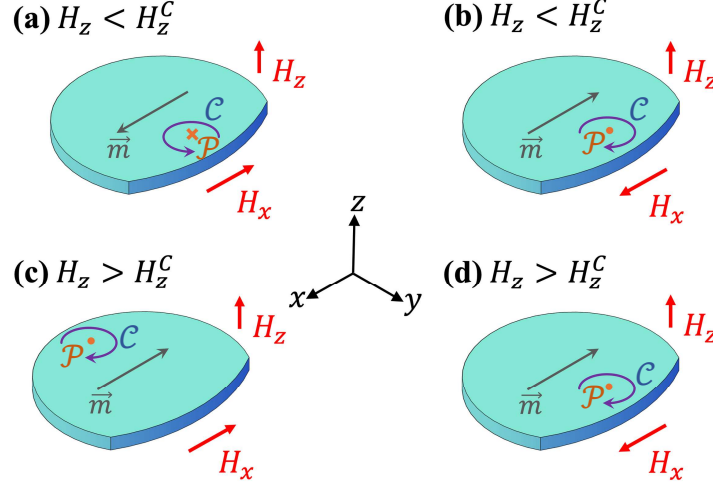


Figura 4.3: Representações esquemáticas dos processos de reversão da magnetização, indicados pelas setas em cinza, em ambos os ramos dos ciclos de histerese. (a) e (b) representam o processo de nucleação quando $H_z < H_z^c$; e (c) e (d) a nucleação para $H_z > H_z^c$.

$\kappa_1 > \kappa_2$ e sua magnetização saturada ao longo da direção x , sob um campo $H_z < H_z^c$. Nesse caso, a reversão do ciclo de histerese terá início (em ambos os ramos) em A_2 (ver Fig. 4.3(a) e (b)). Entretanto, para minimizar a energia de DMI, a energia de Zeeman associada a H_z não será minimizada no primeiro ramo, de modo que é necessário um H_x maior para disparar a reversão. No segundo ramo, a energia de Zeeman associada a H_z e a energia de DM são minimizadas, sendo então necessário um H_x menor para iniciar a reversão e, conseqüentemente, gera-se um deslocamento do ciclo de histerese.

Se $H_z > H_z^c$, a contribuição de Zeeman associada a H_z torna suficientemente grande para determinar a polaridade. Para minimizar a energia de DM, a quiralidade deve seguir a polaridade e, portanto, no primeiro ramo, a reversão terá início na região de maior curvatura A_1 , definindo assim $\mathcal{C} = -1$ (ver Figs. 4.3(c) e (d)). Dessa forma, os processos que governam a reversão da magnetização e os campos de nucleação H_n são distintos para os dois ramos do ciclo de histerese, como ilustrado nas Figs. 4.3(c) e (d). Assim, emerge um deslocamento no ciclo de histerese.

4.4 Exemplificação da teoria para a Parede de Domínio

Até aqui assumimos que a reversão da magnetização é governada pela nucleação de um estado em C ou de um vórtice. No entanto, o DMB é um fenômeno mais geral, independente do mecanismo de reversão e do tamanho do sistema. Na nanoestrutura assimétrica ilustrada na Fig. 4.4, a reversão é conduzida pela nucleação de uma parede

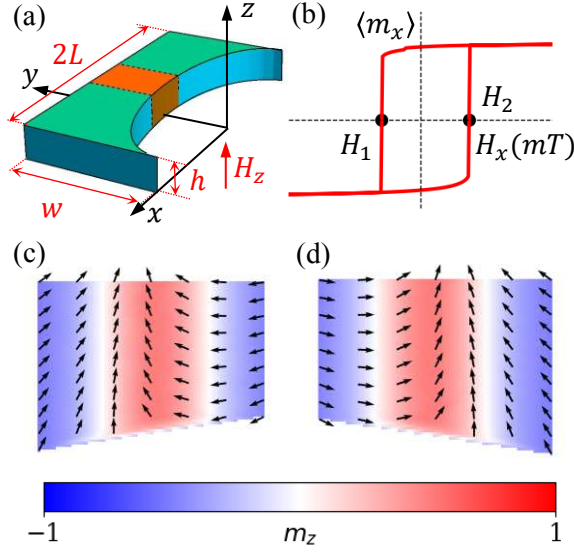


Figura 4.4: a) Nanofita com um corte elíptico de semieixo a e comprimento L ao longo do eixo maior da elipse. (b) Ilustração do ciclo de histerese deslocado. (c) e (d) Representações esquemáticas do bias devido à DMI associado à nucleação de uma parede de domínio transversal ("cabeça com cabeça", PDT) com polaridade $\mathcal{P} = +1$ e quiralidade $\mathcal{C} = +1$, e das duas maneiras pelas quais isso ocorre: (c) quando o campo aplicado é diminuído; e (d) quando o campo aplicado em (b) é aumentado. A magnitude de m_z é ilustrada na parte inferior.

de domínio transversal (PDT), e a energia de DM da parede de domínio nucleada é dada por

$$E_{\text{DW}} = f(\mathcal{P}, \mathcal{C}) E_{\text{DM}}^0, \quad (4.2)$$

e a minimização da energia de Zeeman também é restringida por $\mathcal{P} = +1$, $\mathcal{C} = -1$. Aqui, $\mathcal{C} = \pm 1$ está associada à direção no plano em que o centro da PDT "cabeça com cabeça" aponta $\pm \hat{y}$. Além disso, $\mathcal{P}$ refere-se à polaridade relacionada a um desvio do centro da PDT em relação à direção no plano $\pm \hat{z}$. Na presença de uma PDT, as energias de DMB são diferentes quando a parede se propaga da esquerda ou da direita em direção ao centro da NF. Assimetrias na propagação de paredes de domínio ao longo de sistemas quirais também têm sido observadas em sistemas nos quais a DMI intrínseca compete com outras direções preferenciais determinadas pela anisotropia magnética perpendicular [102], por interações efetivas decorrentes da modificação das propriedades magnéticas de filmes finos de ligas magnéticas de Pd induzida por hidrogenação [103], ou ainda pela rugosidade de interfaces [104].

Definimos a diferença de campo entre os sítios de nucleação favorável e desfavorável como

$$\Delta E_n = \varepsilon_X (H_n(\infty) - H_n(R)) = \varepsilon_X \Delta H_n, \quad (4.3)$$

onde ε_X é uma constante de proporcionalidade que será obtida a seguir. Como mencionado, na ausência de DMI tem-se $\Delta H_n = 0$. No entanto, para $D = 1,0 \times 10^{-3} \text{ J m}^{-2}$, nossas simulações mostraram que ΔH_n para $H_z < H_z^c$ apresenta um comportamento linear dado por

$$\Delta H_n = aH_z + b, \quad (4.4)$$

como mostrado na Fig. 4.5(a). O ajuste dos resultados de simulação exibidos na Fig. 4.5(b) fornece $a \approx 1$ e $b \approx 0$ para todos os valores de $\beta = \ell/R$. Portanto, nossa abordagem teórica mostra que o mecanismo de comutação assimétrica está relacionado à quantidade de energia de Zeeman do campo de viés, o que explica os resultados experimentais de Han *et al.* [97], que obtiveram um deslocamento do ciclo de histerese dependente do campo em nanopartículas triangulares com DMI interfacial.

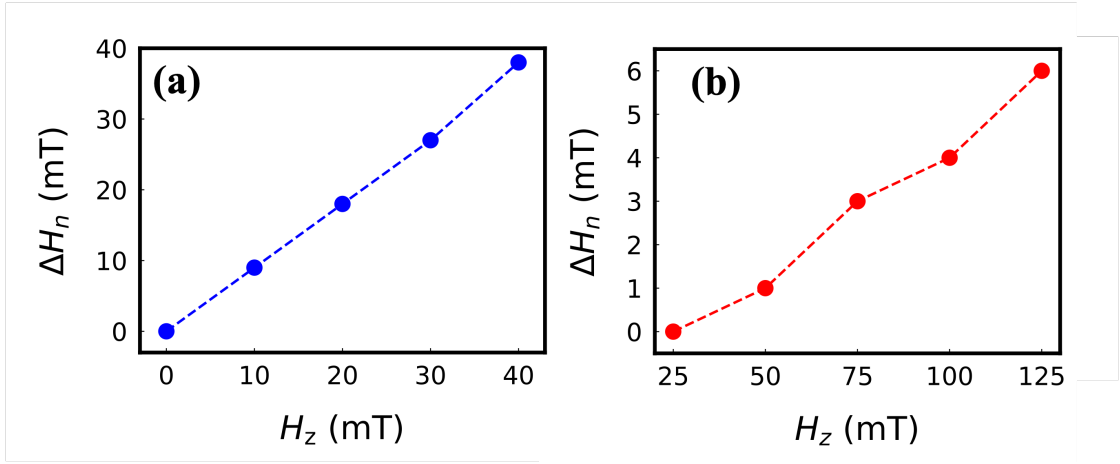


Figura 4.5: ΔH_n em função de H_z : (a) para um disco definido por $\beta = 0,5$; e (b) para uma PDT em um sistema definido por $L = 500 \text{ nm}$, $w = 200 \text{ nm}$, $h = 10 \text{ nm}$ e $a = 125 \text{ nm}$.

Para confirmar o modelo apresentado acima, implementamos simulações micromagnéticas utilizando o código MuMax3 [105] para resolver numericamente a equação de Landau–Lifshitz–Gilbert (LLG). Os parâmetros magnéticos utilizados nas simulações são a magnetização de saturação $M_s = 580 \times 10^3 \text{ A m}^{-1}$ e a constante de rigidez $A_{exc} = 15 \times 10^{-12} \text{ J m}^{-1}$. O campo magnético externo é aplicado ao longo da direção x até que a saturação seja atingida para $\mu_0 H \approx 1 \text{ T}$, e considera-se o intervalo $0 \leq \mu_0 H_z \leq 125 \text{ mT}$. Adotamos uma DMI de $D = 1,0 \times 10^{-3} \text{ J m}^{-2}$.

Também desenvolvemos simulações micromagnéticas para o sistema com PDT mostrado na Fig. 4.4, definido por $L = 500 \text{ nm}$, $w = 200 \text{ nm}$, $h = 10 \text{ nm}$, e o mesmo conjunto de parâmetros magnéticos utilizado para os mecanismos de reversão por vórtice e estado em C. Nossos resultados revelam que o DMB também é observado para a nanofita com um defeito elíptico. As diferenças nos campos de nucleação entre ambos os ramos dos ciclos de histerese, ΔH_n , são mostradas na Fig. 4.5(b). Vale ressaltar que também existe uma relação linear entre $\Delta H_n = H_1 - H_2$ e H_z , semelhante ao que é observado para o

nanodisco assimétrico. Aqui, H_1 e H_2 são os campos coercivos dos diferentes ramos do ciclo de histerese. Entretanto, o intervalo de H_z no qual o efeito de viés é observado é maior devido à forte anisotropia no plano associada ao comprimento da fita.

4.4.1 Energia magnética de um processo de reversão baseado em paredes de domínio

Para obter a energia magnética de um sistema quiral no qual uma parede de domínio (PD) medeia o processo de reversão da magnetização, consideramos uma nanofaixa de comprimento $2L$, largura w e espessura h . Removemos uma seção elíptica de um dos lados para introduzir uma assimetria em nosso sistema. Essa seção removida possui dois semi-eixos dados por L e a , como mostrado na Figura 4.4. Definimos o coeficiente de assimetria $\rho = 2a/w$ de modo que $\rho = 0$ corresponde a uma faixa retangular, enquanto $\rho = 1$ está associado a uma faixa com um corte elíptico com $a = w/2$. Além disso, consideramos um campo magnético apontando ao longo da direção $+\hat{z}$ e um campo de reversão aplicado ao longo da direção $\hat{x}$, como mostrado na Figura 4.4.

A magnetização pode ser parametrizada em coordenadas esféricas por

$$\mathbf{m}(\mathcal{P}, \mathcal{C}; \mathbf{r}) = (\cos \Phi(\mathcal{P}; \mathbf{r}) \cos \Theta(\mathcal{C}; \mathbf{r}), \cos \Phi(\mathcal{P}; \mathbf{r}) \sin \Theta(\mathcal{C}; \mathbf{r}), \sin \Phi(\mathcal{P}; \mathbf{r})) \quad (4.5)$$

onde Θ e Φ correspondem respectivamente ao ângulo polar e azimutal. Para descrever uma PD propagando-se ao longo de uma faixa elíptica, usamos uma abordagem de variáveis coletivas modificada [98] dada por

$$\Theta(\nu; x, y) = 2\mathcal{C} \arctan \left[\exp \left(\frac{x - q}{\lambda} \right) \right] - \arctan \left(\xi \frac{x}{y} \right), \quad (4.6a)$$

$$\Phi(\mathcal{P}; x, y) = \mathcal{P} \delta \exp \left[\frac{-(x - q)^2}{2\lambda^2} \right]. \quad (4.6b)$$

onde q é a posição do centro da PD, $\xi = \rho w/L$ é um parâmetro geométrico que define como o perfil da PD se acopla à curvatura na região elíptica da faixa, δ representa o desvio da magnetização ao longo da direção $\hat{z}$, e λ é a largura da PD. Para descrever a dependência da energia da PD em função da quiralidade e polaridade da textura magnética, a Eq. (5.1) é escrita em termos de $\mathcal{C}$ e $\mathcal{P}$, que descrevem a quiralidade da PDT "cabeça com cabeça", apontando ao longo da direção $+y$ ($\mathcal{C} = +1$) ou $-y$ ($\mathcal{C} = -1$), e a polaridade, representada pelo desvio ao longo da direção $\pm z$ para $\mathcal{P} = \pm 1$.

Considerando $\delta \ll 1$, temos que $\cos \Phi \approx 1$ e $\sin \Phi \approx \Phi$. Portanto

$$\begin{aligned} m_x(\mathcal{C}; x, y) &= \cos \Theta(\mathcal{C}; x, y), \\ m_y(\mathcal{C}; x, y) &= \sin \Theta(\mathcal{C}; x, y), \\ m_z(\mathcal{P}; x, y) &= \Phi(\mathcal{P}; x, y). \end{aligned} \quad (4.7)$$

Além disso, se considerarmos regiões próximas ao centro da parede de domínio ($x \rightarrow \delta$), o segundo termo na Eq. (4.6a) pode ser desprezado. Nesse contexto, a componente paralela ao plano de rotação da magnetização é dada por

$$\begin{aligned} |\nabla \times \mathbf{m}_{\parallel}| &= \cos \left\{ 2 \arctan \left[\exp \left(\frac{x-q}{\lambda} \right) \right] \right\} \left(-\frac{y\xi}{y^2 + x^2\xi^2} + \frac{\mathcal{C}}{\lambda} \operatorname{sech} \left(\frac{q-x}{\lambda} \right) \right) \\ &\quad + \sin \left\{ 2 \arctan \left[\exp \left(\frac{x-q}{\lambda} \right) \right] \right\} \left(\frac{\mathcal{C} x \xi}{y^2 + x^2\xi^2} \right), \end{aligned}$$

onde utilizamos a propriedade

$$\cos \left\{ 2\nu \arctan \left[e^{\left(\frac{x-q}{\lambda} \right)} \right] \right\} = \cos \left\{ 2 \arctan \left[e^{\left(\frac{x-q}{\lambda} \right)} \right] \right\},$$

e

$$\sin \left[2\mathcal{C} \arctan \left(e^{\frac{x-q}{\lambda}} \right) \right] = \mathcal{C} \sin \left[2 \arctan \left(e^{\frac{x-q}{\lambda}} \right) \right]$$

Portanto, a Eq. 4.8 evidencia que $|\nabla \times \mathbf{m}_{\parallel}| \propto \mathcal{C}$.

A densidade de energia DM é dada por $\epsilon_{\text{DM}} = \mathbf{m} \cdot (\nabla \times \mathbf{m})$. Usando a parametrização de magnetização com a ansatz que adotamos para descrever uma PDT na NF com um corte elíptico, a densidade de energia DM pode ser escrita explicitamente como:

$$\begin{aligned} \epsilon_{DM} &= \exp \left(-\frac{(x-q)^2}{2\lambda^2} \right) \mathcal{P} \delta \left\{ \right. \\ &\quad \left[\frac{2 \exp \left(\frac{q+x}{\lambda} \right) \mathcal{C}}{\left(\exp \left(\frac{2q}{\lambda} \right) + \exp \left(\frac{2x}{\lambda} \right) \right) \lambda} - \frac{y\xi}{y^2 + x^2\xi^2} \right] \cos \left\{ 2\mathcal{C} \arctan \left[\exp \left(\frac{x-q}{\lambda} \right) \right] - \arctan \left[\frac{x\xi}{y} \right] \right\} \\ &\quad \left. + \frac{(x-q)(y^2 + x^2\xi^2) + \xi x \lambda^2}{\lambda^2(y^2 + x^2\xi^2)} \sin \left\{ 2\mathcal{C} \arctan \left[\exp \left(\frac{x-q}{\lambda} \right) \right] - \arctan \left[\frac{x\xi}{y} \right] \right\} \right\}. \end{aligned}$$

Analisando a equação acima próxima ao centro da parede de domínio, onde

$$2\mathcal{C} \arctan \left[\exp \left(\frac{x-q}{\lambda} \right) \right] \gg \arctan \left[\frac{x\xi}{y} \right], \quad (4.8)$$

obtemos

$$\epsilon_{DM} = D \exp \left(-\frac{(x-q)^2}{2\lambda^2} \right) \mathcal{P} \delta \left\{ \left(\frac{\mathcal{C} \operatorname{sech} \left(\frac{q-x}{\lambda} \right)}{\lambda} - \frac{y\xi}{y^2 + x^2\xi^2} \right) \cos \left\{ 2 \arctan \left[\exp \left(\frac{x-q}{\lambda} \right) \right] \right\} \right. \\ \left. + \frac{\mathcal{C} [(x-q)(y^2 + x^2\xi^2) + \xi x\lambda^2]}{\lambda^2(y^2 + x^2\xi^2)} \sin \left\{ 2 \arctan \left[\exp \left(\frac{x-q}{\lambda} \right) \right] \right\} \right\}, \quad (4.9)$$

onde D é a constante DMI. Dessa forma, podemos avaliar a energia DM, que é dada por

$$E_{DM} = - \int_{q-\lambda}^{q+\lambda} \int_{\xi\sqrt{L^2-x^2}}^w \epsilon_{DM} dx dy. \quad (4.10)$$

Podemos obter uma solução analítica na região do corte, expandindo a densidade de energia em uma série de Taylor em torno de $x = q$ até termos de primeira ordem. Este procedimento resulta em

$$E_{DM} = -2D(\mathcal{P}\mathcal{C})h\delta\lambda \left\{ \arctan \left[\frac{q}{\sqrt{L^2 - q^2}} \right] - \arctan \left[\frac{q\xi}{w} \right] \right\}, \quad (4.11)$$

onde se nota que é possível escrever a energia do corte como $E_{DM} = \mathcal{P}\mathcal{C}E_{DM}^0$, isto é, a contribuição da DMB na minimização da energia leva a fixar uma quiralidade $\mathcal{C}$.

Por outro lado, a contribuição de Zeeman para a energia no corte é dada por

$$E_Z = -\mathcal{P}\mu_0 B_z M_s \delta h \left\{ 2w\lambda - \frac{\xi}{2} \left[-(q-\lambda)\sqrt{L^2 - (q-\lambda)^2} + (q+\lambda)\sqrt{L^2 - (q+\lambda)^2} \right] \right. \\ \left. - \frac{L^2\xi}{2} \arctan \left[\frac{(q-\lambda)\sqrt{L^2 - (q+\lambda)^2} - (q+\lambda)\sqrt{L^2 - (q-\lambda)^2}}{\sqrt{(L^2 - (q-\lambda)^2)(L^2 - (q+\lambda)^2)} + q^2 - \lambda^2} \right] \right\}, \quad (4.12)$$

que depende de $\mathcal{P}$.

4.5 Conclusões

Os dois mecanismos tradicionais para gerar bias magnético são as interações de troca e dipolares. Neste trabalho, exploramos um modelo para obter as propriedades magnéticas de amostras homogêneas e assimétricas, que também apresentam bias magnético, e que incorpora interações de troca, dipolares e de Dzyaloshinskii–Moriya. Realizamos também simulações, utilizando o pacote MuMax3, que apresentaram concordância com os resultados analíticos. Dessa forma, desenvolvemos uma descrição detalhada e obtivemos resultados inéditos para o bias magnético em um sistema homogêneo, sem interfaces físicas. O modelo também fornece uma relação quantitativa entre polaridade e quiralidade.

Os sistemas estudados são geometrias assimétricas, nas quais o viés se origina de duas

maneiras alternativas: (i) por meio de vórtices, que nucleiam em regiões preferenciais determinadas pela assimetria; ou (ii) pela formação e evolução de paredes de domínio. Além disso, esses sistemas apresentam ciclos de histerese duplos, o que sugere que o mecanismo que os gera é mais geral do que se assumia anteriormente.

O fato de que a magnitude do deslocamento fora do centro do ciclo de histerese (o campo de bias) pode ser controlada por um campo externo constitui uma grande vantagem dos sistemas com DMI. Isso implica que o campo de viés pode ser modificado sem a necessidade de crescer amostras adicionais.

Em resumo, concluímos que o DMB é um fenômeno universal que aparece em sistemas assimétricos de componente único, nos quais os processos de reversão são mediados por texturas magnéticas com características quirais. Essas texturas podem assumir diversas topologias [99], como estados em C, vórtices e paredes de domínio. O fato de que o bias ocorre em sistemas homogêneos assimétricos abre a possibilidade para diversas aplicações interessantes. Os resultados apresentados neste capítulo contêm partes com livre tradução do artigo publicado "Dzyaloshinskii-Moriya bias theory for thin magnetic slabs", *Appl. Phys. Lett.* **126**, 212409 (2025) [106].

Capítulo 5

Transporte assimétrico de Paredes de Domínio

5.1 Introdução

Neste capítulo, trataremos da dinâmica de uma PD em uma NF retangular com um defeito assimétrico. Demonstraremos, através de simulações, que o efeito DMI Bias aparece neste sistema, gerando uma assimetria no transporte da PD, ou seja, a PD passa de um lado para outro do defeito em um sentido, mas não passa no sentido oposto. Essa nova abordagem, que imita o efeito gerado por um gradiente DMI, é uma configuração com uma implementação experimental fácil. Nossos resultados demonstram que um campo magnético externo pode controlar os efeitos do gradiente induzido pela curvatura, resultando em um sistema onde a propagação da PD pode ser completamente suprimida em uma direção. Além disso, mostramos que o transporte não recíproco da PD é reversível, invertendo a direção do campo magnético externo. Dada essa propriedade, o dispositivo proposto poderia ser usado em implementações experimentais de lógica booleana, semelhantes às já mostradas na literatura [107].

5.2 Modelo

Nosso sistema assimétrico consiste em uma nanofita quadrada, denominada NFQ, de comprimento $\ell = 100$ nm, largura $w = 100$ nm e espessura $h = 10$ nm que possui um corte elíptico no meio, abrangendo toda a borda do sistema, como mostrado na Fig. 5.1a. Definimos o parâmetro de assimetria geométrica $\rho = a/w$, onde a é o tamanho do corte na direção do eixo y , da mesma maneira que foi apresentado no capítulo anterior. Portanto, $\rho = 0$ corresponde a um retângulo completo e $\rho = 1$ a um corte elíptico ao longo de toda a largura da fita. Na Fig. 5.2a, nosso sistema assimétrico faz parte de uma nanofita convencional.

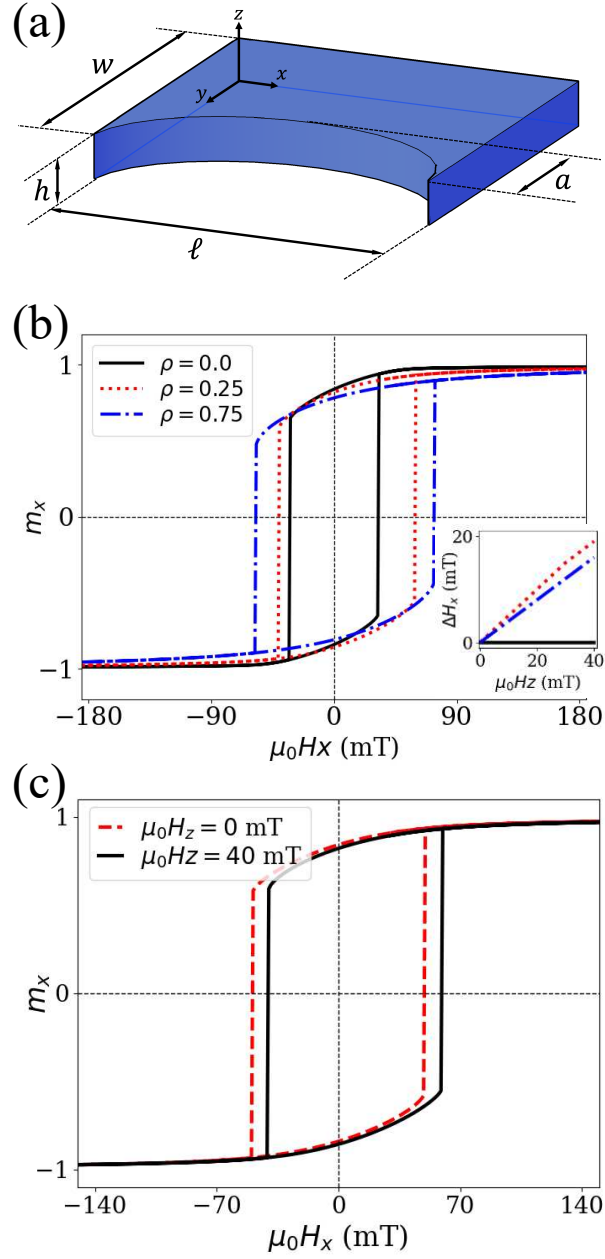


Figura 5.1: a) Representação esquemática de uma nanofita quadrada (NFQ) com um corte elíptico ao longo de um de seus lados. b) Curvas de histerese para $\rho = 0$ (linha preta), 0,25 (linha pontilhada vermelha) e 0,75 (linha tracejada azul) com $\mu_0 H_z = 40$ mT. O gráfico inserido mostra o valor de ΔH em função de $\mu_0 H_z$. c) Curva de histerese para $\rho = 0,25$ e $\mu_0 H_z = 0.0$ (linha preta) e $\mu_0 H_z = 40$ mT (linha tracejada vermelha).

Nossos cálculos foram realizados usando simulações micromagnéticas realizadas com o pacote de software Mumax3 [105]. A energia total é dada por $E = E_{ex} + E_D + E_d + E_z$, onde E_{ex} é a contribuição de troca, E_D corresponde ao termo de Dzyaloshinskii-Moriya do material em massa, E_d é a contribuição dipolar e E_z é o termo de Zeeman. As densidades de energia correspondentes são dadas por

$$E_{ex} = A (\nabla \mathbf{m})^2, \quad (5.1a)$$

$$E_{DMI} = D \mathbf{m} \cdot (\nabla \times \mathbf{m}), \quad (5.1b)$$

$$E_d = \frac{1}{2} \mu_0 M_s (\mathbf{m} \cdot \nabla(U)), \quad (5.1c)$$

$$E_Z = \mu_0 \mathbf{m} \cdot \mathbf{B}^{ext}. \quad (5.1d)$$

onde $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$, $|\mathbf{m}| = 1$, M_s é a magnetização de saturação, A é constante de rigidez de troca, D é a constante de DMI, $\mathbf{B}^{ext} = \mu_0 \mathbf{H}$ é o campo magnético externo aplicado e U é o potencial dipolar dado pela eq.2.20. Neste trabalho, estamos considerando o modelo contínuo. A dinâmica da magnetização é governada pela equação de Landau–Lifshitz–Gilbert (LLG)(eq.2.4). Em nossos cálculos, adotamos $A = 15 \times 10^{-12}$ J/m, $M_s = 0,58 \times 10^6$ A/m, $D = 1,0$ mJ/m² e $\alpha = 0,02$, que são típicos de ferromagnetos quirais. Aplicamos um campo magnético $H_z \in [20, 60]$ mT perpendicular ao plano NF, identificado como o campo de polarização. Uma célula cúbica [108] de dimensões $2 \text{ nm} \times 2 \text{ nm} \times 2 \text{ nm}$ é usada, sendo suficientemente pequena para descrever a curvatura do corte elíptico.

5.3 Resultados

O primeiro passo em nossos cálculos é obter o loop de histerese para um NFQ com $\rho = 0$, sob um campo aplicado ao longo do eixo x que varia de -500 mT a 500 mT em incrementos de 1 mT. Em seguida, obtemos os loops de histerese para sistemas que possuem cortes elípticos ao longo de uma aresta do NFQ, caracterizados por $\rho = 0,25$ e $0,75$. Os resultados são mostrados na Fig. 5.1b e fornecem evidências de DMB [78, 106] para $\rho \neq 0$. O deslocamento do laço de histerese surge da competição entre a quiralidade associada à DMI e a quiralidade induzida pela geometria do sistema [78, 106]. A diferença ($\Delta H = |H_2 - H_1|$) entre os campos coercitivos (H_1 e H_2) observada nos ramos de histerese depende do campo de polarização aplicado e das características geométricas de corte, como mostrado na figura inserida na Fig. 5.1(b) e discutido na Ref. [106] e no capítulo anterior. Para esclarecer o papel do campo de polarização, obtemos o laço de histerese para $\rho = 0,25$ com $H_z = 0$, ilustrado na Fig. 5.1c. Em concordância com os resultados de Castillo *et al.* [78], nenhum deslocamento de histerese é observado neste caso.

O deslocamento do loop de histerese indica uma direção preferencial para a inversão da magnetização, que em nosso caso é a direção $-x$, conforme determinado pelo sinal da constante DMI. Agora, buscamos demonstrar que esse fenômeno persiste na presença de correntes elétricas. Para isso, incorporamos a NFQ original em uma nano-faixa maior, NF, conforme ilustrado na Fig. 5.2 (a). O comprimento total dessa faixa retangular é $L = 1000$ nm.

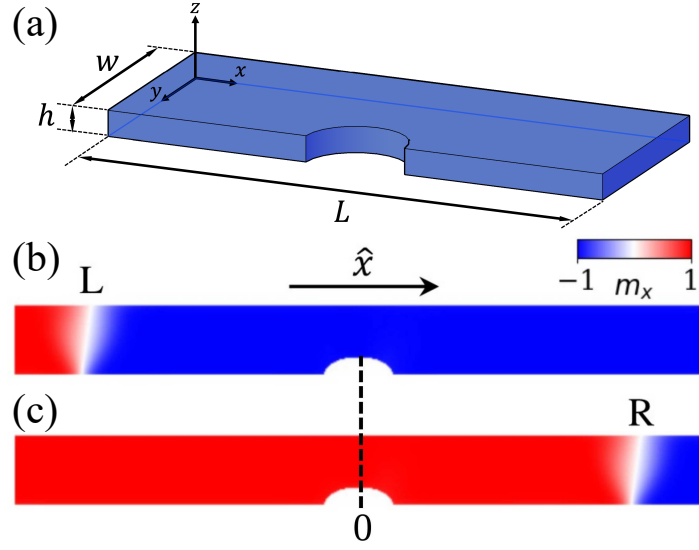


Figura 5.2: a) Representação esquemática de uma nanofaixa retangular (NF) que inclui em seu centro a NFQ original. Paredes de domínio nucleadas nas extremidades b) esquerda (L) e c) direita (R) da nanofaixa retangular.

No início das simulações, uma parede de domínio transversal é nucleada na extremidade esquerda (L) da NF, como mostrado na Fig. 5.2b. Em seguida, aplicamos uma corrente elétrica com densidades de $\mathbf{J} = -1, -3, \text{ e } -5 \times 10^{12} \text{ A/m}^2 \hat{\mathbf{x}}$. Posteriormente, uma parede de domínio equivalente é nucleada na extremidade direita (R) da NF (Fig. 5.2c), e densidades de corrente de $\mathbf{J} = 1, 3, \text{ e } 5 \times 10^{12} \text{ A/m}^2 \hat{\mathbf{x}}$ são aplicadas. Em todos os casos, a PD se propaga sob a influência de um campo de polarização fora do plano constante de $H_z = 40 \text{ mT}$.

Ao escolher $x = 0$ no centro do corte elíptico, calculamos a posição média da parede de domínio ao longo do eixo x , denotada por $\langle x \rangle$, em função do tempo. Os resultados são apresentados na Fig. 5.3, com linhas tracejadas vermelhas e azuis representando PDs inicialmente nucleadas nas extremidades direita e esquerda da nanofaixa, respectivamente. Devido à natureza não rígida da PD durante o movimento induzido por corrente, a posição é avaliada usando $\langle x \rangle = (L/2)\langle m_x \rangle$, onde L é o comprimento da faixa e $\langle m_x \rangle$ é a média espacial da componente x da magnetização. Esta abordagem explica a transformação dinâmica da PD entre configurações de vórtice e transversais durante a propagação [109], conforme ilustrado na Fig. 5.4. A dinâmica do movimento da PD exibe três regimes diferentes. O primeiro, para $|\mathbf{J}| = 1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$, mostra que, para ambas as configurações iniciais (Figs. 5.2b e c), as PDs começam a se propagar ao longo da faixa, mas param próximo às bordas, onde entram em pequenas oscilações em torno da posição de equilíbrio (ver Fig. 5.3a). Além disso, na região onde a magnetização inverte sua direção, observamos inclinação de spin, o mecanismo invocado por Cubukcu *et al.* [110] para sondar a DMI.

O segundo regime, para $|\mathbf{J}| = 3 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$, é caracterizado por uma propagação de PD não recíproca na qual uma PD (a nucleada na extremidade esquerda da nanofaixa)

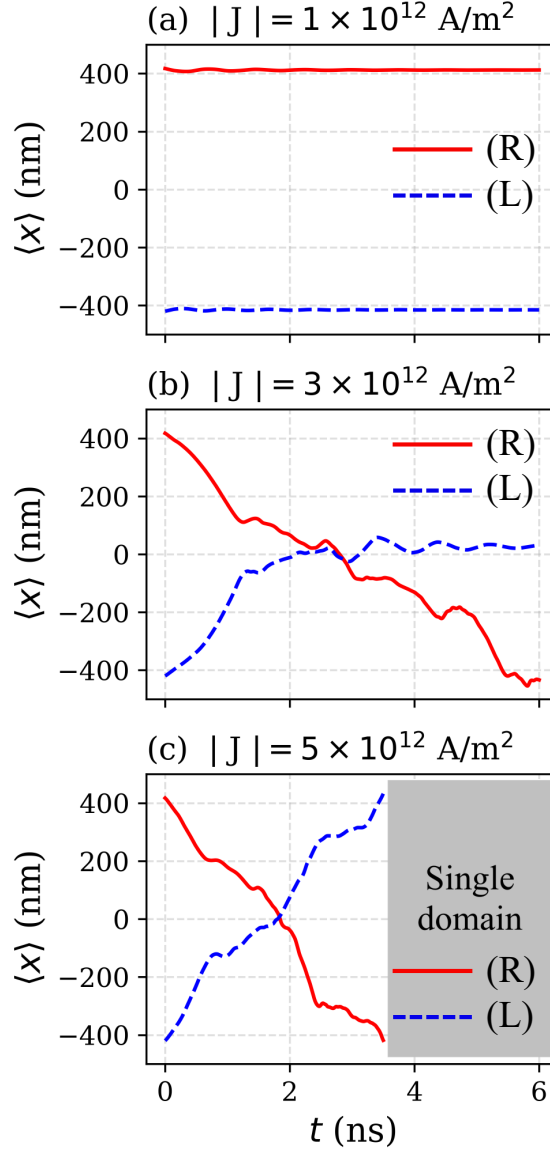


Figura 5.3: Posição média da parede de domínio $\langle x \rangle$ em função do tempo. A origem das posições é o centro do corte elíptico. A linha contínua vermelha mostra a posição da parede de domínio nucleada à direita ($x > 0$), enquanto a linha tracejada corresponde à posição da parede de domínio nucleada à esquerda ($x < 0$) da nanofaixa. A propagação é impulsionada por densidades de corrente de a) $|\mathbf{J}| = 1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$, b) $|\mathbf{J}| = 3 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ e c) $|\mathbf{J}| = 5 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$. A região cinza na Fig. (c) corresponde a um estado de domínio único no qual a parede de domínio não está mais presente na nanofaixa.

atravessa toda a fita, enquanto a outra PD (a nucleada à direita) para perto do corte elíptico, como mostrado na Fig. 5.3b. O terceiro regime é ilustrado na Fig. 5.3c para $|\mathbf{J}| = 5 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$, onde ambas as PDs se propagam sem nenhuma característica inesperada até que a magnetização na NF se inverta completamente.

O comportamento descrito acima permite-nos afirmar que a DMI, combinada com um defeito geométrico assimétrico, produz transporte não recíproco de paredes de domínio

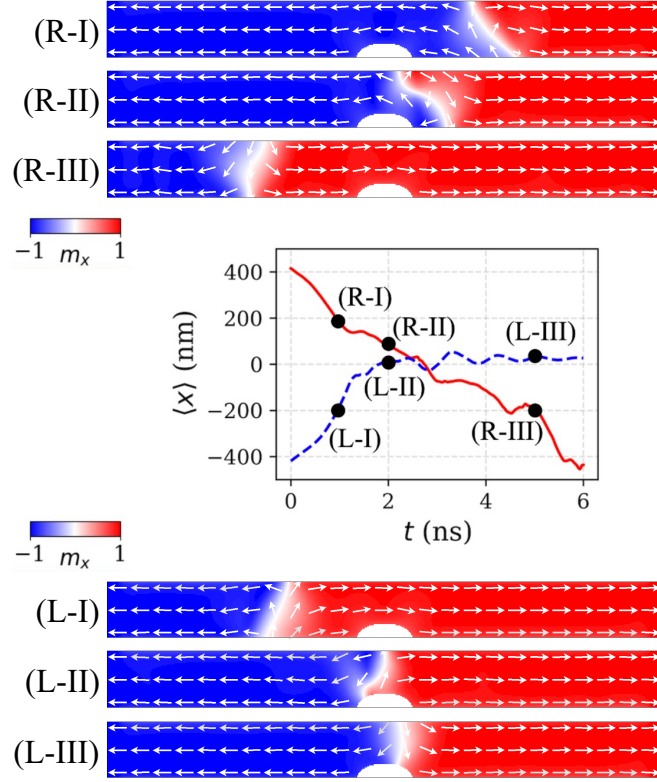


Figura 5.4: Snapshots do movimento da PD para $|\mathbf{J}| = 3 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ e $\mu_0 H = 40 \text{ mT}$.

(PDs). Esta propagação de PD dependente da direção torna possível a proposição de um diodo magnético, uma vez que, sob certas condições de assimetria e corrente elétrica, uma PD pode viajar em uma direção da faixa, mas não na oposta, proporcionando uma maneira de controlar o fluxo da PD.

Para melhor compreender a dinâmica da parede de domínio neste regime semelhante a um diodo, analisamos o perfil da PD durante seu movimento. A Figura (5.5) mostra a configuração da PD em três instantes sucessivos: 1,0, 2,0 e 5,0 ns. À medida que a PD se propaga, sua estrutura sofre uma variação de forma, conforme descrito por Lee et al., apresentando transições de uma configuração transversal para uma configuração de vórtice ao encontrar o corte elíptico. A quiralidade do vórtice é determinada pela geometria do corte assimétrico, enquanto a polaridade do núcleo é definida pelo campo de polarização aplicado. Como resultado, a combinação polaridade-quiralidade do vórtice nucleado pode ser compatível ou incompatível com a interação DMI. Nesse contexto, as paredes de domínios que se propagam da direita para a esquerda atravessam com sucesso a região de corte, enquanto aquelas que se aproximam da esquerda sofrem fixação na região de defeito.

Finalmente, para demonstrar que o dispositivo tipo diodo magnético proposto aqui é totalmente controlável tanto pelo campo magnético externo quanto pelo tamanho de

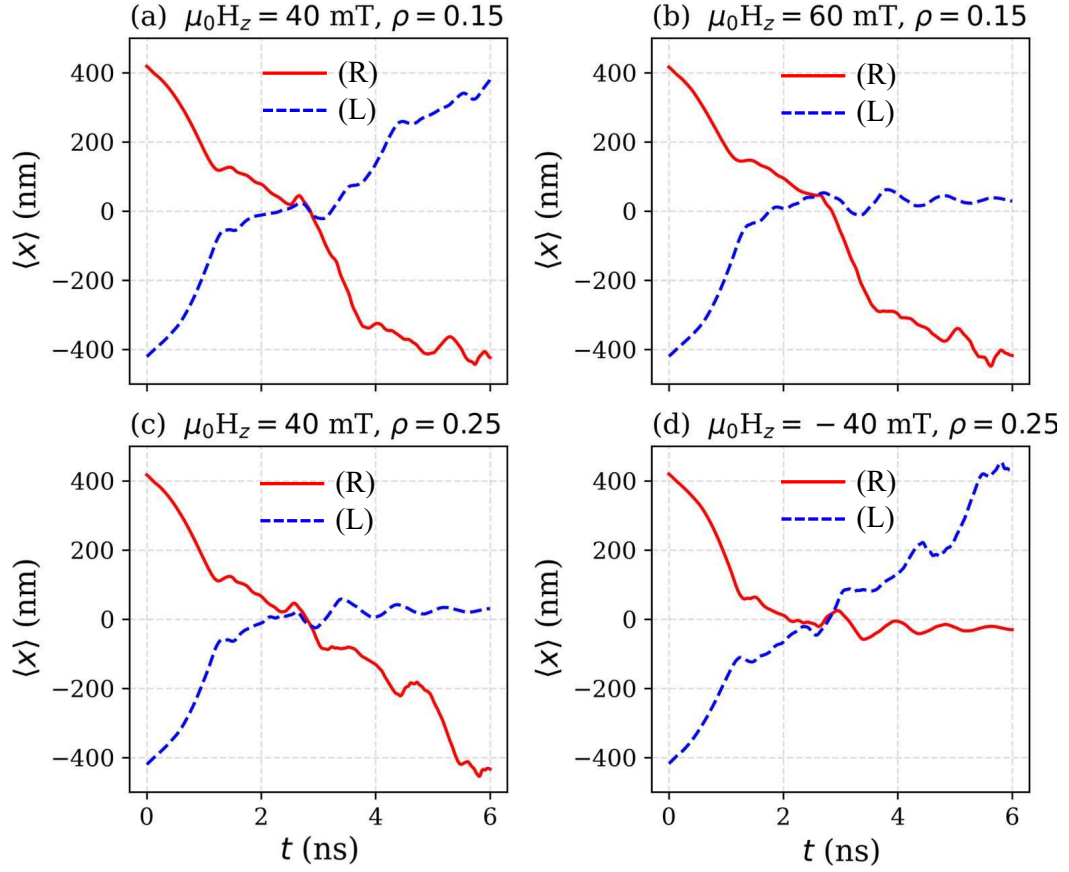


Figura 5.5: Posição média da parede de domínio $\langle x \rangle$ em função do tempo. A linha vermelha contínua mostra a posição da parede de domínio nucleada à direita ($x > 0$) da nanofaixa, enquanto a linha azul tracejada representa a posição da parede de domínio nucleada à esquerda ($x < 0$). A propagação é impulsionada por uma densidade de corrente de aproximadamente $|\mathbf{J}| = 3 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ e a) $\rho = 0,15$ e $\mu_0 H_z = 40 \hat{z}$ mT; b) $\rho = 0,15$ e $\mu_0 H_z = 60 \hat{z}$ mT; c) $\rho = 0,25$ e $\mu_0 H_z = 40 \hat{z}$ mT; e d) $\rho = 0,25$ e $\mu_0 H_z = -40 \hat{z}$ mT.

corte, realizamos simulações micromagnéticas variando ρ e H_z , enquanto fixávamos a densidade de corrente em $|\mathbf{J}| = 3 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$. Primeiramente, analisamos um sistema com um corte definido por $\rho = 0,15$ e um campo magnético externo de $\mu_0 \mathbf{H}_z = 40 \text{ mT } \hat{z}$, como mostrado na Fig. 5.5a. Nesse caso, ao contrário do que acontece para $\rho = 0,25$ (veja a Fig. 5.5 c), a propagação não recíproca não é observada, e a PD pode se propagar através do centro do NF em ambas as direções. No entanto, o aumento da magnitude de H_z restaura o comportamento semelhante ao de um diodo, como ilustrado na Fig. 5.5b para $\mu_0 H_z = 60 \text{ mT}$. Esses resultados evidenciam que o transporte de parede de domínio não recíproco pode ser ajustado pela geometria de corte e pela intensidade do campo de polarização. Para confirmar ainda mais que esse efeito é reversível, realizamos simulações adicionais para $\rho = 0,25$ com um campo de polarização aplicado na direção oposta, ou seja, $\mu_0 \mathbf{H}_z = -40 \text{ mT } \hat{z}$. Nessa configuração, a parede de domínio se propaga pela região de corte ao se mover da extremidade esquerda, mas fica presa ao se aproximar da direita,

como mostrado na Fig. (5.5 d). Isso demonstra claramente que o comportamento de transporte não recíproco pode ser revertido controlando-se a direção do campo magnético externo.

5.4 Conclusões

Neste trabalho, demonstramos que uma NF com um corte elíptico assimétrico exibe uma polarização PD em seu ciclo de histerese, permitindo o transporte não recíproco de PD. Isso significa que, dependendo da magnitude e da direção da corrente aplicada, uma PD pode se propagar em uma direção enquanto permanece fixa na direção oposta. Como resultado, o sistema funciona como um dispositivo semelhante a um diodo, baseado no movimento não recíproco da PD, operando em uma ampla faixa de densidades de corrente e oferecendo sintonização tanto por meio da geometria quanto por campos magnéticos externos. Também foi demonstrado que a propagação unidirecional da PD é reversível ao inverter a direção do campo de polarização. Comparada a propostas anteriores, frequentemente limitadas por geometrias fixas ou pela necessidade de gradientes de DMI, nossa abordagem se destaca por sua flexibilidade operacional e simplicidade. A capacidade de controlar sua funcionalidade, seja por meio da geometria ou do campo de polarização aplicado, torna este dispositivo especialmente promissor para futuras aplicações em spintrônica e neuromórfica. Os resultados deste capítulo são livres traduções do artigo publicado no "*Journal of Magnetism and Magnetic Materials*"[111].

Capítulo 6

Teoria do Transporte Assimétrico

6.1 Introdução

Os resultados obtidos a partir de simulações micromagnéticas, apresentados no capítulo anterior, evidenciam que o efeito DM Bias (DMB) gera consequências na dinâmica da PD. Portanto, neste capítulo, desenvolvemos uma teoria analítica que explica a existência do DMB e fornece uma estrutura geral para o transporte não recíproco de paredes de domínio. Nosso modelo considera um defeito gaussiano geométrico inserido em uma NF magnética, que gera um potencial efetivo assimétrico que atua na dinâmica da parede de domínio. Usando uma abordagem de teoria de campos e uma análise detalhada do sistema resultante de equações diferenciais, derivamos as condições exatas sob as quais o movimento da PD exibe comportamento não recíproco. Demonstramos rigorosamente que a assimetria geométrica, juntamente com uma interação quiral como a DMI, cria um gradiente de energia efetivo que atua como um "campo de polarização" interno, tornando o transporte da parede de domínio não recíproco e permitindo a fabricação de um diodo de parede de domínio [111]. Nossa formulação não apenas fornece uma explicação quantitativa para observações experimentais anteriores, mas também estabelece princípios de projeto claros para dispositivos de lógica booleana magnetoelétrica de próxima geração. Ao oferecer uma descrição matemática rigorosa do acoplamento entre geometria, topologia e dinâmica, este trabalho avança a base teórica para a próxima geração de componentes espintrônicos baseados em controle direcional programável. Tomando a aproximação de parede rígida, resolvemos numericamente a equação de dinâmica e encontramos um *range* para a corrente elétrica $\mathcal{J}$ onde o transporte da PD é não recíproco.

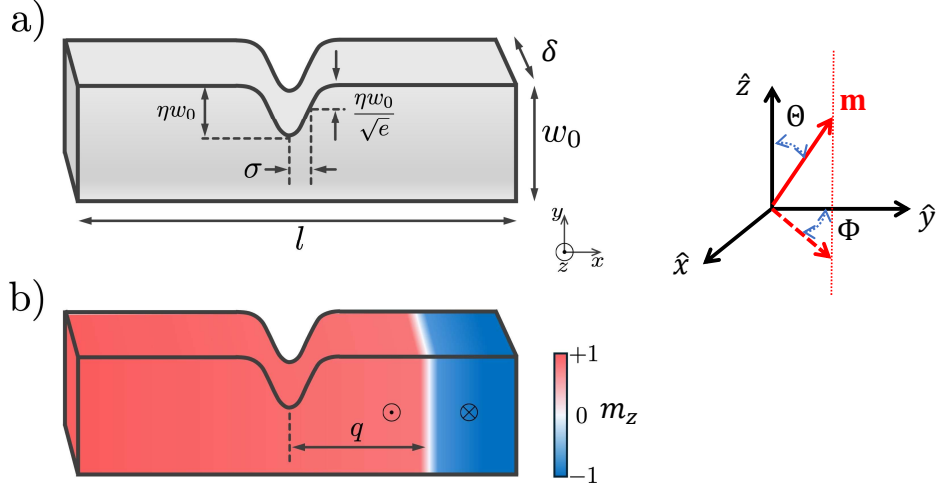


Figura 6.1: Representação esquemática do sistema, sua geometria e as coordenadas cartesianas. (a) Parâmetros geométricos da NF com largura espacialmente variável. Os parâmetros η e σ caracterizam o defeito geométrico, e L , δ e w_0 caracterizam a NF. (b) Definição da variável q , que representa a posição da parede de domínio (PD)

6.2 Modelo e Resultados

Começamos por considerar uma nanoestrutura reta e homogênea, sem defeitos. Vamos parametrizar o campo de magnetização normalizado como

$$\mathbf{m} = (\sin \Phi, \sin \Theta \cos \Phi, \cos \Theta \cos \Phi) . \quad (6.1)$$

Começamos por considerar uma NF assimétrica com um corte gaussiano, como mostrado na Fig. 6.1. Trabalharemos aqui com uma PD Bloch, assim, como discutido no Cap II, é necessário incluir uma forte anisotropia perpendicular ao plano da NF paralela, isto é, na direção z , de modo que a componente $m_x \approx 0$ da magnetização se anule. Então, podemos reescrever a magnetização como $\mathbf{m} = \mathcal{C} \sin \Theta(x) \hat{y} + \mathcal{P} \cos \Theta(x) \hat{z}$, onde $\mathcal{C} = \pm 1$ e $\mathcal{P} = \pm 1$ definem, respectivamente, a quiralidade e a polaridade de uma textura magnética presente no sistema e determinam a orientação relativa dos momentos magnéticos no plano yz . Aqui, $\Theta \equiv \Theta(x)$ depende apenas da coordenada x .

Para caracterizar a estrutura quiral do campo de magnetização, consideramos um sistema cuja energia total é dada por $E = E_x + E_a + E_D + E_m$, onde $E_x = A \delta \int (\nabla \mathbf{m})^2 dS$, $E_a = -K \delta \int (z)^2 dS$ e $E_D = D \delta \int [\mathbf{m} \cdot (\nabla \times \mathbf{m})] dS$ são os termos de troca, anisotropia de eixo fácil (ao longo da direção z) e Dzialoshinskii-Moriya, respectivamente. Além disso, $E_M = (1/2) \mu_0 M_s^2 \delta \int (k_a + k_t \cos^2 \Theta) dS$ é a contribuição magnetostática, escrita como uma

anisotropia de forma. Aqui, A é a constante de rigidez de troca, M_s é a magnetização de saturação, $K > 0$ é a constante de anisotropia e a constante de anisotropia de forma eficaz, D é a intensidade da DMI, e S denota a área da seção transversal do sistema no plano yz . As constantes de anisotropia são obtidas a partir dos tensores de desmagnetização, considerando que a PD reside dentro de um elipsoide de dimensões w , δ , $\pi\lambda_K$, com $\lambda_K = \sqrt{A/K_t}$ sendo o comprimento de troca e $K_t = K - k_t$ sendo a anisotropia de eixo fácil. As constantes de anisotropia de forma são avaliadas como [39, 112],

$$k_a = \frac{(1 - \zeta^2) \ln(1 + \zeta^2) + \zeta^2 \ln \zeta + 2\zeta \arctan(\zeta^{-1})}{4\pi\zeta} \quad (6.2)$$

$$k_t = \frac{1}{2} - 2k_a \quad (6.3)$$

Aqui, $\zeta = w/\delta \geq 1$. Nesta formulação, E_M contém duas contribuições principais. A primeira, proporcional a k_a , é constante e, portanto, não afeta a dinâmica da parede de domínio. A segunda, proporcional a k_t , pode ser adicionada à anisotropia de eixo fácil, renormalizando efetivamente a constante de anisotropia total para $K_t \rightarrow K - k_t$.

Utilizando o perfil de magnetização dado por $m_x = 0$, a densidade de energia de troca é expressa como $\mathcal{E} = (\mathcal{C}\Theta' \cos \Theta)^2 + (-\mathcal{P}\Theta' \sin \Theta)^2 = [\Theta']^2$, onde a linha denota as derivadas em relação a x . Da mesma forma, a energia de anisotropia pode ser escrita como $\mathcal{E}_a = K_t \cos^2 \Theta$. Finalmente, a densidade de energia associada ao termo de DMI é dada por $\mathcal{E}_D = \mathcal{C}\mathcal{P}\Theta'$, e então a energia total pode ser escrita como

$$E[\Theta, \Theta'] = \int d\mathcal{V} [A(\Theta')^2 + K_t \cos^2 \Theta + D\mathcal{C}\mathcal{P}\Theta'] , \quad (6.4)$$

onde a integral é realizada sobre o volume ($\mathcal{V}$) do corpo magnético. Assumindo soluções estacionárias, o Lagrangeano $\mathcal{L}$ e o Hamiltoniano $\mathcal{H}$ devem ser iguais. Então, para obter as soluções do modelo acima, podemos resolver as equações de Euler-Lagrange na forma

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \Theta} - \frac{d}{dx} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \Theta'} \right) = 0 ,$$

que resulta em

$$\Theta''(x) = \frac{\sin 2\Theta}{2\lambda_K^2} , \quad (6.5)$$

A expressão resulta no ansatz para a PD já derivado no Capítulo II:

$$\Theta(x) = 2 \arctan \left[\exp \left(\frac{x - q}{\lambda_K} \right) \right] . \quad (6.6)$$

É a parede de domínio de Landau [113], consistindo em uma excitação de sóliton que determina uma transição suave conectando os dois mínimos de energia [114]. O perfil

de magnetização descrito por esta solução é uma PD de Bloch conectando dois domínios únicos ao longo da direção $\hat{y}$. Para destacar a característica quiral do perfil da PD, pode-se obter a energia total. Neste contexto, este modelo pode ser aplicado para analisar as propriedades de uma PD situada em uma NF com largura w , espessura δ (área da seção transversal $S = w\delta$) e comprimento $l \gg w \gg \delta$, conforme ilustrado na Fig. 6.1.

Analisamos primeiro a energia total de uma PD hospedada longe das fronteiras da nanofita ($l \gg \lambda_K$) com w e δ constantes. Esta energia pode ser determinada substituindo o ansatz na Eq. (6.4), obtemos que $E = 2AS(1 + \varepsilon \mathcal{C} \mathcal{P})/\lambda_K$, onde $\varepsilon = \pi\lambda_K/2\lambda_D$ e $\lambda_D = A/D$. Quando o sistema não apresenta interações quirais, ou seja, para $\varepsilon = 0$, a energia do perfil obtido é independente de $\mathcal{C}$ e $\mathcal{P}$. Por outro lado, a natureza quiral da DMI estabelece um perfil de PD preferencial e, portanto, a minimização da energia depende de $\mathcal{C}$ e $\mathcal{P}$, seguindo a relação $\mathcal{C} \cdot \mathcal{P} = -1$.

O acoplamento quiral determinado pela DMI permite duas combinações equivalentes de quiralidade e polaridade que minimizam a energia, a saber, $(\mathcal{C} = 1, \mathcal{P} = -1)$ e $(\mathcal{C} = -1, \mathcal{P} = 1)$. A presença de um campo magnético externo deve fixar uma das possibilidades. Portanto, vamos analisar os efeitos da inclusão de uma interação de Zeeman no sistema. Ao aplicar um campo magnético externo $\mathbf{H}_y = H_y \hat{y}$, a densidade de energia total torna-se

$$\mathcal{E}[\Theta, \Theta'] = A(\Theta')^2 + K_t \cos^2 \Theta + D \mathcal{C} \mathcal{P} \Theta' - \mu_0 M_s H_y \mathcal{C} \sin \Theta. \quad (6.7)$$

onde μ_0 é a permeabilidade magnética e M_s é a magnetização de saturação. A inclusão do campo magnético externo ao longo da direção y produz apenas pequenas perturbações no valor de λ_K sem criar uma componente de magnetização ao longo de x . Neste contexto, considerando que o perfil de magnetização da PD ainda é descrito pelo ansatz (6.6). A energia magnética de uma NF homogênea com uma área de seção transversal constante é portanto

$$E_0^{\mathcal{C}} = \frac{2AS}{\lambda_K} (1 - \varepsilon) - S \mu_H H_y \mathcal{C} \lambda_K, \quad (6.8)$$

onde definimos $\mu_H = \pi \mu_0 M_s$. De agora em diante, em todas as equações obtidas, usaremos a combinação $\mathcal{C} \mathcal{P} = -1$, que minimiza a energia magnética. A presença do campo magnético externo impõe a condição $\mathcal{C} = +1$ para $H_y > 0$ e $\mathcal{C} = -1$ para $H_y < 0$ e, portanto, remove a degenerescência de energia. De fato, o resultado descrito na Eq. (6.8) revela um desdobramento de energia (splitting) entre os dois estados que eram degenerados em $H_y = 0$. O módulo da diferença de energia, dado por $\Delta E = E^{1,-1} - E^{-1,1} = -2 \mathcal{P} \mu_H H_y \lambda_K$, aumenta linearmente com H_y .

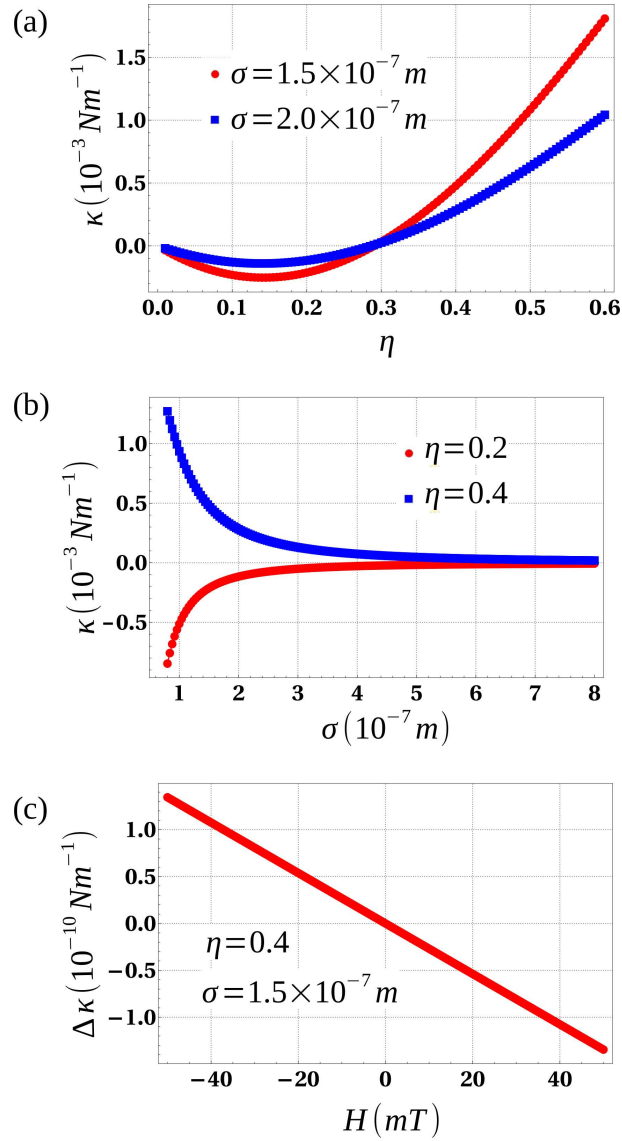


Figura 6.2: a) Constante elástica como função da largura de corte, η , para diferentes comprimentos de corte, σ . b) Constante elástica como função do comprimento de corte, σ , para diferentes larguras de corte, η . c) Variação da constante elástica, $\Delta\kappa = \kappa(H) - \kappa(0)$, como função de um campo magnético externo.

6.2.1 Fita com um corte

Após analisar o cenário de uma nanofita com área de seção transversal constante, conclui-se que a energia da PD não depende da posição em que se encontra, e nenhum potencial de ancoragem (pinning) ou de espalhamento da PD aparece neste caso. Introduzimos agora uma assimetria geométrica, conforme mostrado na Fig. 6.1. Esta assimetria induz um bias na curva de histerese em sistemas magnéticos quirais [78, 106, 111]. Vamos considerar uma nanofita de espessura $\delta = 20$ nm com largura variável na forma $w(x) = \left(1 - \eta e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}\right) w_0$, onde $w_0 = 200$ nm é a largura da nanofita na região com área de seção transversal constante, η é o parâmetro de assimetria que determina a largura mínima da fita, ocorrendo em seu centro, e σ define o comprimento característico do defeito, como mostrado na Fig. 6.1.a. Usando as condições geométricas apresentadas anteriormente ($l \gg w \gg \delta$ e $\ell \gg \lambda_K$), a energia de uma PD de Bloch nucleada na posição q é

$$E^{\mathcal{C}} = E_0^{\mathcal{C}} - w_0 \delta \eta \int_{-L}^L e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \mathcal{C}[\Theta, \Theta'] dx. \quad (6.9)$$

Assumindo $l \gg \lambda_K$, o resultado acima nos permite definir o potencial experimentado pela PD quando ela está em uma posição arbitrária q ao longo da nanofita na forma $V^{\mathcal{C}}(q) = E^{\mathcal{C}}$ (veja Fig. 6.1.b). Portanto, podemos descrever a PD como uma estrutura solitônica sob a ação de uma força efetiva, dada por $F_x^{\mathcal{C}}(q) \equiv F = -\partial V^{\mathcal{C}}/\partial q$. Assim, a força de *pinning* é:

$$F_p(q) = -w_0 \delta \eta \int_{-L}^L e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} [(2A\Theta' + D\mathcal{C}\mathcal{P})\Theta'' - (K_t \sin(2\Theta) + \mu_0 M_s H_y \mathcal{C} \cos \Theta)\Theta'] dx, \quad (6.10)$$

onde as derivadas do perfil Θ são:

$$\Theta' = \frac{1}{\lambda_K} \text{sech} \left(\frac{x-q}{\lambda_K} \right), \quad \Theta'' = -\frac{1}{\lambda_K^2} \text{sech} \left(\frac{x-q}{\lambda_K} \right) \tanh \left(\frac{x-q}{\lambda_K} \right) = \frac{\sin 2\Theta}{2\lambda_K^2}. \quad (6.11)$$

Assumindo pequenos desvios da posição da PD em relação ao centro da protuberância gaussiana ($q \approx 0$), e expandindo a força em primeira ordem em q , obtém-se $F_p = -\kappa q$, onde κ é uma constante elástica.

A expressão para κ é dada em termos de integrais altamente complexas resolvidas numericamente. Para prosseguir, consideramos uma NF de FeGe [116] descrita pelos parâmetros magnéticos $A = 15 \times 10^{-12}$ J/m, $M_s = 5,8 \times 10^5$ A/m, $D = 3$ mJ/m² e $K = 5 \times 10^4$ J/m³ e $\mathcal{C} = 1$. Nossos resultados para diferentes valores de η , σ e H_y estão representados na Fig. 6.2. A Fig. 6.2(a) ilustra κ como função de η para $\sigma = 1,5 \times 10^{-7}$ m (pontos vermelhos) e $\sigma = 2,0 \times 10^{-7}$ m (quadrados azuis). Pode-se observar que κ

exibe um comportamento não monotônico. Para $0 < \eta \lesssim 0,3$, κ assume valores negativos, indicando que a PD experimenta uma força repulsiva quando deslocada do centro do corte gaussiano.

Os resultados também revelam que, embora o valor mínimo de κ seja sensível a σ , a faixa de η que resulta em κ negativo não é afetada por ele. Por outro lado, para $\eta > 0,3$, κ torna-se positivo e aumenta com η . Neste contexto, a força efetiva experimentada pela PD é atrativa, com a constante do tipo elástica aumentando com a altura da protuberância η .

A dependência de κ em relação a σ é mostrada na Fig. 6.2(b), para $\eta = 0,2$ (pontos vermelhos) e $\eta = 0,4$ (quadrados azuis). Pode-se observar que κ decai exponencialmente (em módulo) com σ , indicando que defeitos de protuberância mais estreitos (menor σ) exercem uma força efetiva mais forte sobre a PD. Esta figura confirma ainda que a natureza da força depende de η , sendo repulsiva para $\eta = 0,2$ e positiva para $\eta = 0,4$. Finalmente, para $\sigma \gtrsim 7,0 \times 10^{-7}$ m, a força efetiva desaparece conforme o defeito se torna uma leve depressão superficial na fita.

Para analisar os efeitos do campo magnético externo sobre κ , obtivemos o comportamento de $\Delta\kappa = \kappa(H) - \kappa(0)$, definindo a mudança entre κ quando um campo é aplicado ($\kappa(H)$) em relação ao seu valor quando o campo é zero ($\kappa(0)$).

Esses resultados são mostrados na Fig. 6.2(c), evidenciando que, para campos magnéticos maiores, $|\Delta\kappa|$ aumenta, seguindo um comportamento linear, ou seja, $\Delta\kappa = -\gamma H$. Este comportamento está associado ao termo $\mathcal{C} H_y$ na interação de Zeeman. De fato, como a energia de Zeeman é minimizada para $\mathcal{C} H_y > 0$, e lembrando o fato de que os resultados apresentados referem-se a $\mathcal{C} = 1$, o ancoramento (pinning) da PD é mais forte para um campo magnético negativo.

Como κ é positivo para $\eta \gtrsim 0,3$, pode-se afirmar que F se comporta como uma força restauradora, de modo que, para pequenos deslocamentos do centro da nanofita e na ausência de dissipação, a PD deve seguir o comportamento dinâmico de um oscilador harmônico simples. O parâmetro κ funciona como uma constante do tipo elástica e depende dos parâmetros do material, da largura ηw_0 e comprimento σ do defeito, e do campo magnético externo H_y . Este comportamento do tipo oscilador harmônico poderia ser utilizado em configurações experimentais que proponham a medição do comportamento inercial da PD através de medições de frequência, como na Ref. [115, 117].

Na discussão acima, a posição de equilíbrio da PD está no centro do corte gaussiano. Como os momentos magnéticos ao longo dos dois domínios separados pela PD estão orientados ao longo do eixo $\mathbf{z}$, quando um campo magnético $\mathbf{H} = H_z \mathbf{z}$ é aplicado ao longo do mesmo eixo, a PD propaga-se ao longo da fita. A densidade de energia contém agora um novo termo, dado por $\mathcal{E}_Z^z = \mu_0 M_S H_z S \cos \Theta$, onde adotamos $\mathcal{P} = -1$ para obedecer à condição $\mathcal{C} \mathcal{P} = -1$ atribuída pela DMI. Novamente, pode-se determinar a força efetiva associada ao campo de Zeeman por $F_Z^z = -\partial E_Z^z / \partial q$, obtendo

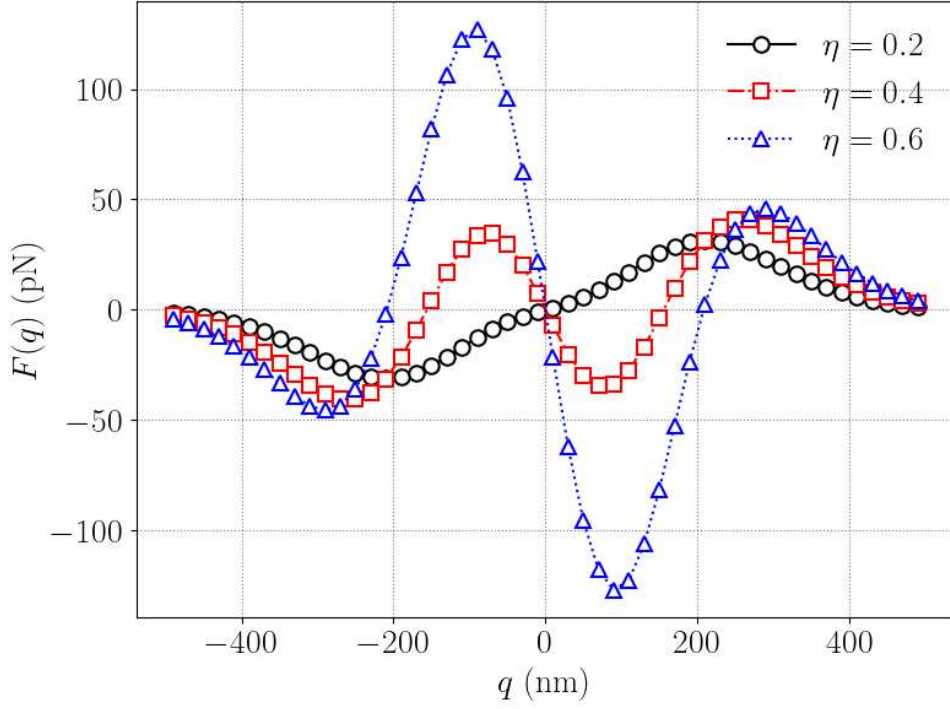


Figura 6.3: Força como função da posição da PD para diferentes larguras de corte, η , e comprimento $\sigma = 150$ nm.

$$F_Z^z = -\mu_0 M_S H_z S \int_{-L}^L \left(1 - \eta e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \right) \frac{\sin^2 \Theta}{\lambda_K} dx, \quad (6.12)$$

onde usamos a relação $\partial_q [\cos \Theta] = \frac{\sin^2 \Theta}{\lambda_K}$. O primeiro termo na integral acima é uma constante, independente da posição da PD, e é responsável por uma força de propulsão sobre a PD. O segundo termo na integral desaparece devido à simetria ímpar do integrando. Adotando o limite no qual a PD está longe das bordas da nanofita ($q \ll L$ e $\lambda_K \ll L$), a força de propulsão é avaliada como $F_{H_z} = -\mu_H S H_z$. Esta força extra desloca a PD do centro do defeito e, considerando a faixa de valores de η para $\kappa > 0$, a nova posição de equilíbrio é dada por $q = -\mu_H H_z S \kappa^{-1}$. Agora, a posição de equilíbrio é determinada pela direção e intensidade do campo magnético, e pela forma do defeito. A discussão apresentada acima revela que um campo magnético constante atua como uma força externa estática, deslocando a posição de equilíbrio da PD, que agora se comporta como um oscilador harmônico com um mínimo de potencial deslocado. Adicionando este termo ao termo de força já calculada na Eq. 6.10, temos:

$$\mathbf{F}(q) = [-F_p(q) - \mu_H \mathcal{P} S H_z] \hat{x}. \quad (6.13)$$

Agora exploramos o sistema além da aproximação de pequenos deslocamentos. Neste contexto, podemos estudar o comportamento da PD em qualquer posição na fita. Neste

caso, quando a PD se propaga em direção ao corte, pode-se analisar a posição na qual ela experimenta a força máxima induzida pelo corte ($F_{\max}$), que pode ser determinada por

$$w_0 t \eta \int_{-L}^L e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}} \frac{\partial^2 \mathcal{E}[\Theta, \Theta']}{\partial q^2} dx + \frac{\partial F_Z^z}{\partial q} = 0. \quad (6.14)$$

Infelizmente, uma expressão analítica para a força efetiva induzida pelo corte não está disponível a partir da Eq. (6.14). No entanto, tal equação pode ser avaliada numericamente e, então, a resolvemos para $|q| \in [0, 5 \times 10^{-7}]$ m. Na faixa abordada, nossos resultados para a força efetiva são mostrados na Fig. 6.3 para diferentes valores de η e σ . A PD experimenta a força atrativa máxima em $|q_{\max}| \approx \sigma/2$ para $\eta = 0.4$ e $\eta = 0.6$. Consequentemente, a posição $q = 0$ é uma posição de equilíbrio estável, e o regime elástico, onde $F = -\kappa q$, é válido até que a PD alcance $q_{\max}$.

Além desta posição, a força efetiva diminui em módulo e muda de sinal em $|q|_c \approx \sigma$, indicando que $\pm q_c$ é uma posição de equilíbrio instável. Nesta posição, a PD experimenta uma força repulsiva que aumenta, atingindo um valor máximo quando a PD está em $q \approx 2\sigma$. Após este máximo, a força continua sendo repulsiva, mas diminui até que a PD alcance a posição $q \approx 3\sigma$. Nessa posição, a PD não sente a existência de uma inhomogeneidade na fita. A Fig. 6.3 apresenta a força efetiva para $\sigma = 150$ nm e distintos η . Para $\eta = 0, 2$, o defeito atua como um potencial puramente repulsivo, onde F atinge seu máximo em $|q| \approx 2,0 \times 10^{-7}$ m, e nenhuma posição de equilíbrio estável é criada. Para $\eta = 0, 4$ e $\eta = 0, 6$ o valor máximo de F aumentando conforme η aumenta. As descobertas descritas acima relacionam-se a resultados experimentais sobre o movimento de PD em nanofitas com defeitos [118, 119, 120] e a forças efetivas em PDs em geometrias curvas, onde gradientes de curvatura geram potenciais de ancoragem [122, 123, 124].

6.3 Conclusão

Em resumo, o modelo apresentado acima nos permite determinar e quantificar a força efetiva atuando sobre uma parede de domínio (PD) em uma fita magnética longa que apresenta um defeito geométrico assimétrico. Nossos cálculos mostram que essa força, que atua como uma força restauradora e prende a PD ao centro do defeito, depende criticamente da interação entre as quiralidades induzidas pelo recorte geométrico e a interação intrínseca de Dzyaloshinskii–Moriya. Essa força restauradora deve dar origem a um movimento oscilatório amortecido da PD em torno do mínimo de energia localizado no centro do defeito. Além disso, nossa análise revela que, acima de um limiar crítico do campo magnético externo, a PD é capaz de escapar do poço de potencial de ancoragem associado ao defeito. Esse campo crítico não é um valor fixo, mas depende intrinsecamente dos parâmetros geométricos do defeito, em particular de sua profundidade e de sua extensão espacial. Esses efeitos geométricos conduzem a um cenário de ancoragem dependente da

quiralidade, no qual os limiares críticos de corrente spin-polarizada, determinados pela quiralidade da PD no sistema, ditam a capacidade da parede de domínio de se ancorar ou de atravessar o defeito geométrico. É importante ressaltar que, embora nossos resultados tenham sido obtidos considerando um recorte gaussiano, as conclusões qualitativas permanecem válidas quando diferentes formatos de defeitos são considerados. Por fim, nosso modelo analítico fornece uma base qualitativa e quantitativa que explica com sucesso os resultados obtidos por meio de simulações micromagnéticas apresentadas no capítulo anterior. Parte dos resultados apresentados neste artigo encontra-se submetido a revista *Physical Review B*.

Capítulo 7

Perspectivas futuras de trabalho

7.1 Dinâmica e estabilidade de vórtice em geometria com gradiente de curvatura

O trabalho de Lee *et al* [125], mostra que um vórtice oscilando um nanodisco inverte sua polaridade $\mathcal{P}$ sempre que atinge uma velocidade linear crítica v_c . No entanto a geometria estudada é de um nano disco plano. Deste modo, propomos estudar neste trabalho como se comporta a dinâmica de oscilação e a estabilidade do vórtice em superfícies com curvatura.

Consideramos uma geometria que consite de uma nano casca curvada de espessura δ e parametrizada de acordo com $\mathbf{r} = x\hat{x} + y\hat{y} + c(x^2 + |c|^2y^2)\hat{z}$, onde $x = \rho \cos \phi$, $y = \rho \sin \phi$, $\rho \in [0, R]$, $\phi \in [0, 2\pi]$ e $c \in \mathbb{R}$ é um parâmetro relacionado a curvatura da superfície

$$\mathcal{K} = \frac{4c^3|c|}{[1 + 4c^4\rho^2]^2}. \quad (7.1)$$

No caso em que $c > 0$ temos uma superfície de parabolóide circular (PNS) Fig.7.1(a), $c = 0$ um disco plano e $c < 0$ uma superfície tipo sela de cavalo (HNS) Fig.7.1(b).

Adotamos um modelo incluindo interação de troca, dipolar e Zeeman $E = E_{ex} + E_d + E_Z$, dado respectivamente, pelas equações (2.7), (2.20) e $E_Z = \mu_0 \mathbf{m} \cdot \mathbf{B}^{ext}$, onde $\mathbf{B}^{ext} = \mu_0 \mathbf{H}$ é o campo externo aplicado.

Em nossos cálculos, consideramos $A = 13 \times 10^{-12}$ J/m, $M_s = 0.8 \times 10^6$ A/m, $\alpha_{est} = 0.01$ e $\alpha_{din} = 0.008$, o qual são parâmetros típicos do permalloy (Py). Os parâmetros geométricos considerados na simulação são $c \in [-2 \times 10^3, 2 \times 10^3]$ m^{-1/2}, $R = 150$ nm e $\delta = 20$ nm. Nas simulações utilizamos células cúbicas de $1 \times 1 \times 1$ nm. O pacote de simulação utilizado foi o Mumax3.

Inicialmente, colocamos como condição inicial uma magnetização do tipo de vórtice e relaxamos com a condição maxtorque $> 10^{-4}$ e usando o fator de damping estático. Em seguida deixamos rodar por um tempo de 100 ns. Para realizar a ressonância, aplicamos

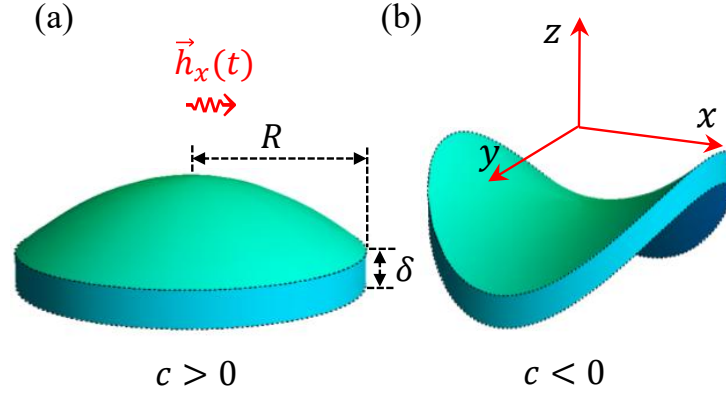


Figura 7.1: Representação esquemática de uma superfície do tipo (a) parabolóide circular (PNS) e (b) "sela de cavalo" (HNS).

um pulso de campo magnético $\mathbf{h}(t) = h_{\text{sinc}} \frac{\sin \omega_0(t - t_0)}{\omega_0(t - t_0)} \hat{x}$ mT no plano do nano disco, onde $\omega_0 = 2\pi \times 25 \times 10^9$ rad/s é a frequência de corte, $t_0 = 1$ ns, $h_{\text{sinc}} = 1$ mT com o tempo total de simulação de 50 ns e o fator de damping dinâmico. Assim, obtemos a suscetibilidade dinâmica χ_{din} através da transformada rápida de Fourier (FFT) da taxa de variação da magnetização em relação ao campo. Os resultados são apresentados na Fig. 7.2.

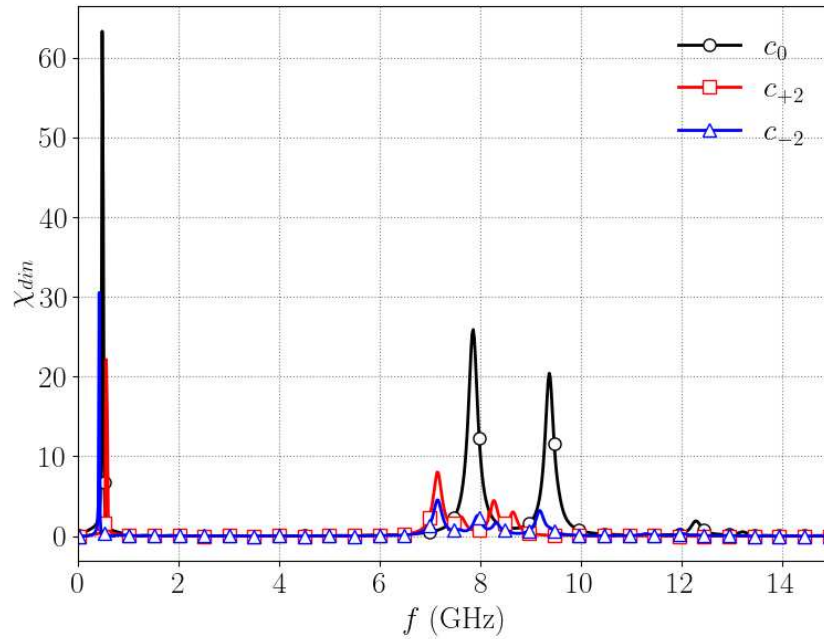


Figura 7.2: Gráfico da suscetibilidade dinâmica em função da frequência para $c = 0 \text{ m}^{-1/2}$ (pontos pretos), $c = 2 \times 10^3 \text{ m}^{-1/2}$ (quadrados vermelhos) e $c = -2 \times 10^3 \text{ m}^{-1/2}$ (triângulos azuis)

Em seguida, excitamos o vórtice com um campo $\mathbf{h}(t) = h \cos(\omega t) \hat{x}$, onde ω é a frequên-

cia de ressonância do vórtice para cada valor de c e $h = 5$ mT. Calculamos a velocidade em função do tempo, considerando a velocidade positiva com o vórtice girando no sentido horário e negativo para o sentido anti-horário. Calculamos a velocidade crítica (de inversão da polaridade) em função de c . Os resultados estão apresentados na Fig. .

Em seguida, varremos um range de campo magnético estático $\mu_0 \mathbf{H} = \mu_0 H \hat{x}$, onde $\mu_0 H \in [0, 100]$ mT, para o intervalo de c estudado. Analisamos o processo de forma estática, onde a medida que o campo magnético é aplicado o vórtice se desloca na direção perpendicular da direção do campo. Definimos H_c como o campo magnético de aniquilação do vórtice na borda do nano disco. O gráfico da Fig. 7.3 (a) apresenta os valores de $\mu_0 H_c$ em função do parâmetro de curvatura. Observe que na ausência de curvatura, $c = 0 \text{ m}^{-1/2}$, o H_c assume o seu maior valor. Assumindo $c = -2 \times 10^3 \text{ m}^{-1/2}$, varremos o mesmo range de campo magnético, porém para diversas direções. Tomamos $\mathbf{H} = H [\cos(\phi)\hat{x} + \sin(\phi)\hat{y}]$, como mostra a Fig. 7.3 (c). Os resultados são apresentados no gráfico da Fig. 7.3 (b). Observe que o campo de expulsão varia com a direção, assumindo os maiores valores quando $\pi = 0$ ou $\phi = \pi/2$ e os menores valores quando $\phi = \pi/6$ ou $\pi/3$.

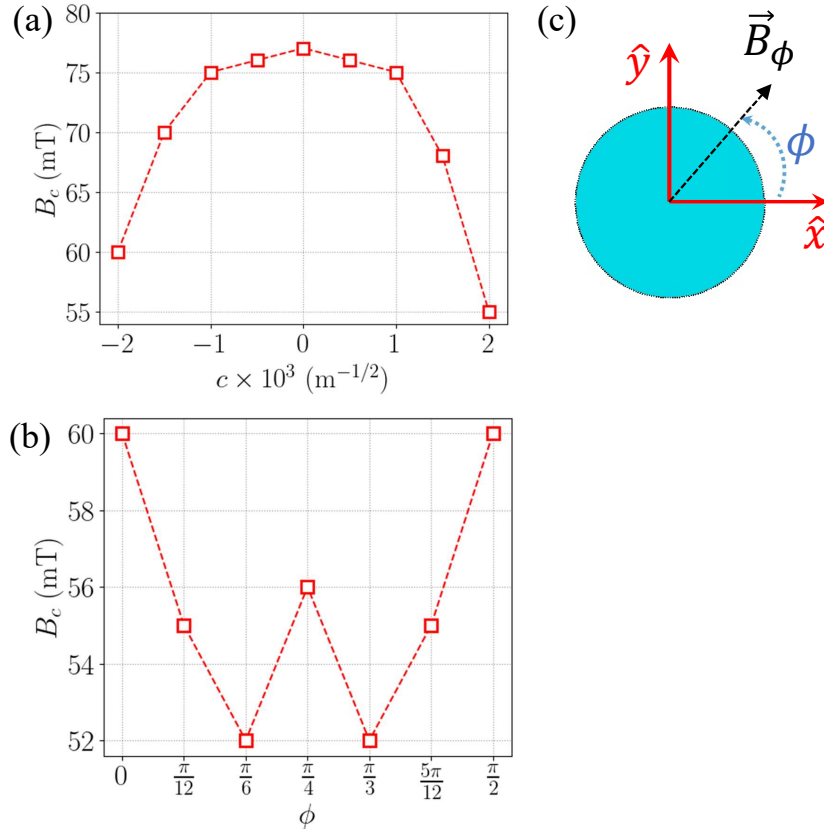


Figura 7.3: Gráfico do campo de expulsão na (a) direção $\hat{x}$ em função do parâmetro de curvatura e (b) na direção ϕ para a $c = -2 \times 10^3 \text{ m}^{-1/2}$.

Os resultados preliminares demonstram que para uma superfície curvada, apesar de não produzir uma mudança na velocidade de inversão da polaridade, o campo de expulsão

sofre variação. Para o caso de uma superfície do tipo HNS, a curvatura induz uma assimetria no campo de expulsão em relação a orientação em que é aplicado. Um efeito análogo aparece no caso do bimeron, porém em uma superfície sem curvatura [126]. O trabalho ainda se encontra em andamento.

7.2 Efeito DMi Bias induzido por dupla assimetria

Os trabalhos apresentados nesta tese relacionados ao efeito DM Bias, mostram a necessidade de um campo magnético externo na direção natural da polaridade $\mathcal{P}$ do solitron magnético que aparece na reversão da magnetização em uma dada direção. Desta forma, propomos a supressão de um campo magnético externo pelo efeito de curvatura.

Um sistema magnético com uma superfície curvada faz emergir um campo efetivo que interage com a própria magnetização [127]. Assim, queremos estudar um sistema, cuja a geometria está ilustrada na Fig. 7.4, e com as interações de Troca, Dzyaloshinskii–Moriya e dipolar. A geometria consiste de uma nanofita (NF) curva em formato circular de raio R , comprimento L , largura total w_0 e espessura δ . Em todas as análises iremos manter o comprimento $L = 500$ nm, a largura total $w_0 = 100$ nm e a espessura $\delta = 20$ nm fixos. A curvatura é dada por $\kappa = 1/R$ onde $R = L/\phi$. A largura variável tem a forma de uma gaussiana $w(x) = \left(1 - \eta \exp\left[-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right]\right) w_0$, onde η é o parâmetro de assimetria, σ o comprimento característico do defeito e x é a posição ao longo do comprimento da fita em coordenadas curvilíneas. Tomaremos $\eta = 0.4$ e $\sigma = 125$ nm. O defeito gaussiano é centralizado no centro da NF.

Neste problema queremos, portanto, investigar como a curvatura contribui para o efeito DM Bias e para a dinâmica da PD ao longo da NF. Este trabalho encontra-se em andamento.

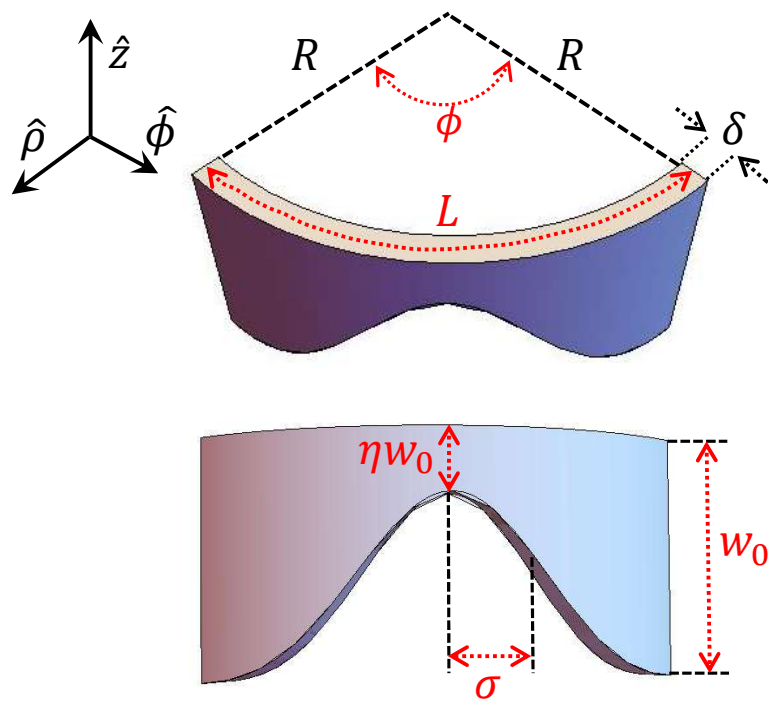


Figura 7.4: Ilustração esquemática de uma nanofita curva com um defeito gaussiano assimétrico em uma das bordas.

Capítulo 8

Considerações Finais

Apresentamos nesta tese um estudo de sistemas magnéticos que possui assimetrias devido as interações e a geometria. Mostramos que a conversão skyrmion-bimeron é possível apenas com a aplicação de um campo magnético no plano da superfície e que a orientação dos centros dos merons em relação ao campo aplicado depende diretamente do tipo de DMI, evidenciando a assimetria devido a presença de uma interação quiral. O estudo da reversão da magnetização em nanogeometrias pode ser diretamente afetada pela própria geometria e pelas interações que surgem. Foi mostrado em estudos anteriores que, uma assimetria geométrica em um nano disco combinada com uma interação quiral do tipo DMI é capaz de produzir uma assimetria na curva de histerese, indicando que em uma direção a magnetização reverte mais facilmente do que na direção oposta. Esse efeito foi denominado como DM Bias. Como inspiração neste trabalho, demonstramos que o mesmo ocorre em uma nanofita com um corte assimétrico e a reversão é mediada pela nucleação de uma Parede de Domínio. Mostramos ainda que este efeito afeta a dinâmica da PD, produzindo um transporte não recíproco com potencial aplicação na fabricação de dispositivos que funcionem como diodo. Apresentamos uma teoria geral para o DM Bias e a aplicamos ao exemplo da NF com reversão mediada por uma PD. Mostramos com um modelo teórico como o efeito DM Bias afeta a dinâmica. Por fim, apresentamos dois problemas que se encontram em fase de desenvolvimento. O primeiro relacionado a dinâmica e estabilidade de vórtice em superfície curva e o segundo relacionado a possibilidade de eliminar o campo bias através da curvatura. Os resultados apresentados nesta tese são inéditos e com potencial aplicação em spintrônica e computação neuromórfica.

Referências Bibliográficas

- [1] Moore GE. Electronics, **38** (1965).
- [2] B. Dieny, B., Prejbeanu, I.L., Garello, K. et al. Nat Electron, **3** (2020).
- [3] A. Hirohata, et al. Review on spintronics: Principles and device applications. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **509**, (2020).
- [4] Kim, S.K., Beach, G.S.D., Lee, K.J. et al. Ferrimagnetic spintronics. Nat. Mater., **21** (2022).
- [5] He, Q.L., Hughes, T.L., Armitage, N.P. et al. Topological spintronics and magnetoelectronics. Nat. Mater., **21** (2022).
- [6] B. Gobel, I. Mertig and O. Tretiakov, Physics Reports, **895** (2021).
- [7] A.M. Polyakov and A. Belavin. Metastable States of Two-Dimensional Isotropic Ferromagnets. *Jetp Lett.* **22**, 503-506 (1975).
- [8] N. D. Mermin. *Rev. of Mod. Phys.* **51**, (1979).
- [9] J. Zang, V. Cros and A. Hoffmann, *Topology in Magnetism* (Springer, 2018).
- [10] R. Rajaraman, *Solitons and Instantons: An introduction to Solitons and Instantons in Quantum Field Theory* (North Holland, Amsterdam, 1982).
- [11] F. Jonietz, et al. Spin transfer torques in MnSi at ultralow current densities. *Science* **330**, (2010).
- [12] N. Romming, et al, Writing and deleting single magnetic skyrmions. *Science* **341**, (2013).
- [13] X. Z. Yu and et al. Skyrmion flow near room temperature in an ultralow current density. *Nat. Commun.* **3**, (2012).
- [14] J. Barker, O. A. Tretiakov, Static and dynamical properties of antiferromagnetic skyrmions in the presence of applied current and temperature, *Phys.Rev. Lett.* **116**, (2016).

- [15] Stuart S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas. *Science*, **320** (2008).
- [16] S. Parkin, and S.-H. Yang: *Memory on the racetrack*. *Nat. Nano.* **10**, 195 (2015).
- [17] K. Gu, Y. Guan, B. K. Hazra, H. Deniz, A. Migliorini, W. Zhang, and S. S. P. Parkin. *Nat. Nano.* **17**, 1065 (2022).
- [18] Xichao Zhang et al. A frustrated bimeronium: Static structure and dynamics, *Applied Physics Letters* (2021).
- [19] N. Gao, et al. Creation and annihilation of topological meron pairs in in-plane magnetized films. *Nature Commun.* **10**, (2019).
- [20] B. Göbel, A. Mook, J. Henk, I. Mertig, O. A. Tretiakov. Magnetic bimerons as skyrmion analogues in in-plane magnets, *Phys. Rev. B* **99**, (2019).
- [21] A. S. Araújo , R. J. C. Lopes , V. L. Carvalho-Santos, A. R. Pereira, R. L. Silva, R. C. Silva, and D. Altbir. Typical skyrmions versus bimerons: A long-distance competition in ferromagnetic racetracks. *Phys. Rev. B* **102**, 104409 (2020).
- [22] R. Zarzuela, V. K. Bharadwaj, K.-W. Kim , J. Sinova, and K. Everschor-Sitte. Stability and dynamics of in-plane skyrmions in collinear ferromagnets. *Phys. Rev. B* **101**, 054405 (2020).
- [23] G. H. R. Bittencourt, S. Castillo-Sepúlveda, O. Chubykalo-Fesenko, R. Moreno, D. Altbir, and V. L. Carvalho-Santos. *Phys. Rev. B* **106**, (2022).
- [24] G. H. R. Bittencourt, O. Chubykalo-Fesenko, D. Altbir, V. L. Carvalho-Santos, and R. Moreno. *Phys. Rev. B* **106**, (2022).
- [25] G. H. R. Bittencourt, R. Moreno, R. Cacilhas, S. Castillo-Sepúlveda, O. Chubykalo-Fesenko, D. Altbir, V. L. Carvalho-Santos *Appl. Phys. Lett.* **118**, 142405 (2021).
- [26] R. Moreno, V. L. Carvalho-Santos, A. P. Espejo, D. Laroze, O. Chubykalo-Fesenko, and D. Altbir. *Phys. Rev. B* **96**, (2017).
- [27] G. Tatara, H. Kohnoc, J. Shibata *PhysicsReports.* **468** (2008).
- [28] Meier, D., Selbach, S.M. Ferroelectric domain walls for nanotechnology. *Nat Rev Mater* **7**, (2022).
- [29] S. Castillo-Sepúlveda, R.M. Corona, M. Kiwi, V.L. Carvalho-Santos, D. Altbir. *Results in Physics* **56** (2024).
- [30] E. L. Lima. *Grupo Fundamental e Espaços de Recobrimento*. IMPA, 2018.

- [31] Ashcroft, Neil W.; Mermin, N. David. Física do estado sólido (in Portuguese). Translated by De Oliveira, Maria Lucia Godinho. São Paulo: Cengage Learning. ISBN 978-85-221-0902-9 (2011).
- [32] Roberto E. Troncoso, Álvaro S. Núñez. *Brownian motion of massive skyrmions in magnetic thin films*. Annals of Physics, **251**, 2014.
- [33] I. Dzyaloshinsky. A thermodynamic theory of “weak” ferromagnetism of antiferromagnetics. *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **4**, (1958).
- [34] T. Moriya. Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism. *Phys. Rev.* **120**, (1960).
- [35] Wei, WS., He, ZD., Qu, Z. et al. *Dzyaloshinsky–Moriya interaction (DMI)-induced magnetic skyrmion materials*. Rare Met. **40**, 3076–3090 (2021).
- [36] X. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. Park, J. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, Y. Tokura, *Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal*, Nature **465** (2010).
- [37] A. Thiaville, S. Rohart, É. Jué, V. Cros, A. Fert, *Dynamics of Dzyaloshinskii domain walls in ultrathin magnetic films*, Europhys. Lett. **100** (2012).
- [38] W. Jiang, G. Chen, K. Liu, J. Zang, S. te Velthuis and A. Hoffmann. Skyrmions in magnetic multilayers. *Physics Reports* **704**, (2017).
- [39] A. Aharoni. Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms. *Journal of Applied Physics*, **68**, 6 (1998).
- [40] X. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa and et al. Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal. **Nature** **465**, (2010).
- [41] C. Jin et al. Spin-wave modes of magnetic bimerons in nanodots. *New J. Phys.* **24**, (2022).
- [42] Y. A. Kharkov, O. P. Sushkov, and M. Mostovoy. *Phys. Rev. Lett.* **119**, (2017).
- [43] D. Kumara et al. Domain wall memory: Physics, materials, and devices. *Physics Reports* **958** (2022).
- [44] A. Thiaville, Y. Nakatani, Domain-wall dynamics in nanowires and nanostrips, in: *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III*, Springer, (2006).
- [45] J.E. Miltat, M.J. Donahue, Numerical micromagnetics: Finite difference methods, in: *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*, 2007.

- [46] M. Foerster et al. Domain wall memory device. Handbook of spintronics, 2014, pp. 1–46.
- [47] F. Bloch, F. Bloch, F. Zeits, **Physik** **74** (1932);
- [48] ROBERT, C. O.; HANDLEY, O. Modern magnetic materials: principles and applications. **Ed. John Wiley and Sons, Inc.**, New York, p. 23, 2000.
- [49] A. Aharoni, Introduction to the Theory of Ferromagnetism (Oxford University Press, New York, 1996).
- [50] M. A. Castro, D. Altbir, D. Galvez-Poblete, R. M. Corona, S. Oyarzún, A. R. Pereira, S. Allende, and V. L. Carvalho-Santos Phys. Rev. B, **108** (2023).
- [51] W. Kang, X. Zhang and W. Zhao. Skyrmion-Electronics: An Overview and Outlook. *Proc. of the IEEE* **104**, (2016).
- [52] X. Zhang et al. Skyrmion-electronics: writing, deleting, reading and processing magnetic skyrmions toward spintronic applications. *J. Phys. Condens. Matter* **32**, (2020).
- [53] Y. Huang et al. Magnetic skyrmion-based synaptic devices. *Nanotechnology* **28**, (2017).
- [54] X. Zhang, Y. Zhou, M. Ezawa, et al. Magnetic skyrmion transistor: skyrmion motion in a voltage-gated nanotrack. *Sci. Rep.* **5**, (2015).
- [55] X. Zhang, M. Ezawa and Y. Zhou. Magnetic skyrmion logic gates: conversion, duplication and merging of skyrmions. *Sci. Rep.* **5**, (2015).
- [56] A. El-Ghazaly, et al. Progress towards ultrafast spintronics applications. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **502**, (2020).
- [57] A. Fernández-Pacheco, R. Streubel, O. Fruchart, R. Hertel, P. Fischer, and R. P. Cowburn, Nat. Commun.**8**, 157656 (2016).
- [58] O. M. Volkov, D. Wolf, O. V. Pylypovskyi, et al. Chirality coupling in topological magnetic textures with multiple magnetochiral parameters. *Nat. Commun* **14**, 1491 (2023).
- [59] O. M. Volkov, O. V. Pylypovskyi, F. Porrati, et al. Three-dimensional magnetic nanotextures with high-order vorticity in soft magnetic wireframes. *Nat. Commun* **15**, 2193 (2024).
- [60] R. Hertel and C. M. Schneider. Exchange Explosions: Magnetization Dynamics during Vortex-Antivortex Annihilation. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 177202 (2006).

- [61] O. A. Tretiakov and O. Tchernyshyov. Vortices in thin ferromagnetic films and the skyrmion number. *Phys. Rev. B* **75**, 012408 (2007).
- [62] R.L. Silva, R.C. Silva, and A.R. Pereira. Biskyrmion fractionalization in frustrated ferromagnetic nanotracks. *J. Magn. Magn. Mat.* **551**, 169127 (2022).
- [63] R.L. Silva, R.C. Silva, and A.R. Pereira, C.A. McElenay, and R. Macedo. Fractionalizing biskyrmions using magnons in a ferromagnetic thin film. *J. Magn. Magn. Mat.* **586**, 171194 (2023).
- [64] S. Yang, Y. Zhao, K. Yu *et al.* Reversible conversion between skyrmions and skyrmioniums. *Nat. Commun.* **14**, 3406 (2023).
- [65] A. Jiang, Y. Zhou, X. Zhang, and M. Mochizuki. Transformation of a skyrmionium to a skyrmion through the thermal annihilation of the inner skyrmion. *Phys. Rev. Research* **6**, 013229 (2024).
- [66] C. H. Marrows and K. Zeissler, Perspective on skyrmion spintronics. *Appl. Phys. Lett.* **119**, 250502 (2021).
- [67] H. Du and X. Wang. Progress and challenges in magnetic skyrmionics. *Chinese Phys. B* **31**, 087507 (2022).
- [68] S. Parkin, and S.-H. Yang. Memory on the racetrack. *Nat. Nano.* **10**, 195 (2015).
- [69] J. Grollier, D. Querlioz, K. Y. Camsari, et al. Neuromorphic spintronics. *Nat. Electron* **3**, 360–370 (2020).
- [70] J. Iwasaki, M. Mochizuki and N. Nagaosa. Current-induced skyrmion dynamics in constricted geometries. *Nature Nanotech* **8**, (2013).
- [71] R. L. Fernandes, R. J. C. Lopes, and A. R. Pereira. Skyrmions and merons in two-dimensional antiferromagnetic systems. *Solid State Communic.* **290**, 55 (2019).
- [72] X. Zhang, Y. Zhou, X. Yu, and M. Mochizuki. Bimerons create bimerons: Proliferation and aggregation induced by currents and magnetic fields. *Aggregate* e590 (2024). DOI: 10.1002/agt2.590
- [73] K. Ohara, X. Zhang, Y. Chen, S. Kato, J. Xia, M. Ezawa, O. A. Tretiakov, Z. Hou, Y. Zhou, G. Zhao, J. Yang, and X. Liu. Reversible Transformation between Isolated Skyrmions and Bimerons. *Nano Lett.* **22**, 8559 (2022).
- [74] P. Siegl, E. Y. Vedmedenko, M. Stier, M. Thorwart and T. Posske. *Phys. Rev. Research* **4**, (2022).

- [75] A. Tonomura and et al. Real-Space Observation of Skyrmion Lattice in Helimagnet MnSi Thin Samples. *Nano. Lett.* **12**, (2012).
- [76] D. P. Landau and K. Binder. *A Guide to Monte Carlo Simulations in Statistical Physics 3rd ed* (Cambridge: Cambridge University Press, 2009)
- [77] Kwon, J., Goolaup, S., Gan, W. L., Chang, C. H. boiled, Roy, K. and Lew, W. S. *Asymmetrical domain wall propagation in bifurcated PMA wire structure due to the Dzyaloshinskii-Moriya interaction.*Appl. Phys. Lett. **110**, 232402 (2017).
- [78] Castillo-Sepúlveda, S., Corona, R. M., Kiwi, M., Carvalho-Santos, V. L. and Altbir, D. *Dzyaloshinskii-Moriya bias in a free-standing asymmetric homogeneous nano-disk.*Results Phys. **56**, 107246 (2024).
- [79] Meiklejohn, W. H. and Bean, C. P. *New magnetic anisotropy.*Phys. Rev. **102**, 1413 (1956).
- [80] Meiklejohn, W. H. and Bean, C. P. *New magnetic anisotropy.*Phys. Rev. **105**, 904 (1957).
- [81] Sinnecker, J. P., de Araujo, A. E. P., Piccin, R., Knobel, M. and Vázquez, M. *Dipolar-biased giant magnetoimpedance.*J. Magn. Magn. Mater. **295**, 121-125 (2005).
- [82] Metaxas, P. J., Zermatten, P.-J., Novak, R. L., Rohart, S., Jamet, J.-P., Weil, R., Ferré, J., Mougin, A., Stamps, R. L., Gaudin, G., Baltz, V. and Rodmacq, B. *Spatially periodic domain wall pinning potentials: Asymmetric pinning and dipolar biasing.*J. Appl. Phys. **113**, 073906 (2013).
- [83] Nogués, J. and Schuller, I. K. *Exchange bias.*J. Magn. Magn. Mater. **192**, 203-232 (1999).
- [84] Kiwi, M. *Exchange bias theory.*J. Magn. Magn. Mater. **234**, 584-595 (2001).
- [85] Novak, R. L., Metaxas, P. J., Jamet, J.-P., Weil, R., Ferré, J., Mougin, A., Rohart, S., Stamps, R. L., Zermatten, P.-J., Gaudin, G., Baltz, V. and Rodmacq, B. *Highly asymmetric magnetic domain wall propagation due to coupling to a periodic pinning potential.*J. Phys. D: Appl. Phys. **48**, 235004 (2015).
- [86] Suhl, H. and Schuller, I. K. *Spin-wave theory of exchange-induced anisotropy.*Phys. Rev. B **58**, 258-264 (1998).
- [87] Pitzschel, K., Bachmann, J., Montero-Moreno, J. M., Escrig, J., Görlitz, D. and Nielsch, K. *Reversal modes and magnetostatic interactions in Fe₃O₄/ZrO₂/Fe₃O₄ multilayer nanotubes.*Nanotechnology **23**, 495718 (2012).

- [88] Torres, F., Morales, R., Schuller, I. K. and Kiwi, M. *Dipole-induced exchange bias*. *Nanoscale* **9**, 17074-17079 (2017).
- [89] Kim, H.-J., Je, S.-G., Moon, K.-W., Choi, W.-C., Yang, S., Kim, C., Tran, B. X. and Hwang, C. and Hong, J.-I. *Programmable Dynamics of Exchange-Biased Domain Wall via Spin-Current-Induced Antiferromagnet Switching*. *Adv. Sci.* **8**, 2100908 (2021).
- [90] Allende, S., Escrig, J., Altbir, D., Salcedo, E. and Bahiana, M. *Asymmetric hysteresis loop in magnetostatic-biased multilayer nanowires*. *Nanotechnology* **20**, 445707 (2009).
- [91] Lu, Q. and Hu, Y. *Temperature dependence of dipole-induced exchange bias*. *Nanotechnology* **31**, 305703 (2020).
- [92] Corona, R. M., Altbir, D. and Escrig, J. *Magnetic properties of elliptical and stadium-shaped nanoparticles: Effect of the shape anisotropy*. *J. Magn. Magn. Mater.* **324**, 3824-3828 (2012).
- [93] Dzyaloshinskii, I. E. *Thermodynamic theory of “Weak” ferromagnetism in antiferromagnetic substances*. *Sov. Phys. JETP* **5**, 1259 (1957).
- [94] Moriya, T. *New mechanism of anisotropic superexchange interaction*. *Phys. Rev. Lett.* **4**, 228 (1960).
- [95] Moriya, T. *Anisotropic superexchange interaction and weak ferromagnetism*. *Phys. Rev.* **120**, 91 (1960).
- [96] Yanes, R., Jackson, J., Udvardi, L., Szunyogh, L. and Nowak, U. *Exchange bias driven by Dzyaloshinskii-Moriya interactions*. *Phys. Rev. Lett.* **111**, 217202 (2013).
- [97] Han, D.-S., Kim, N.-H., Kim, J.-S., Yin, Y., Koo, J.-W., Cho, J., Lee, S., Kläui, M., Swagten, H. J. M., Koopmans, B. and You, C.-Y. *Asymmetric Hysteresis for Probing Dzyaloshinskii-Moriya Interaction*. *Nano Lett.* **16**, 4438 (2016).
- [98] Thiaville, A., Nakatani, Y., Miltat, J. and Vernier, N. *Domain wall motion by spin-polarized current: a micromagnetic study*. *J. Appl. Phys.* **95**, 7049-7051 (2004).
- [99] Yan, Z. J., Fan, X. L. and Li, Z. H. *Magnetization reversal in asymmetric trilayer dots: effect of the interlayer magnetostatic coupling*. *Nanoscale Res. Lett.* **9**, 106 (2014).
- [100] Castillo-Sepúlveda, S., Altbir, D., Vargas, N. M. and Allende, S. *Mechanisms of magnetization reversal in stadium-shaped particles*. *J. Appl. Phys.* **112**, 083906 (2012).

- [101] Castillo-Sepúlveda, S., Corona, R. M., Kiwi, M., Carvalho-Santos, V. L. and Altbir, D. *Dzyaloshinskii-Moriya bias in a free-standing asymmetric homogeneous nano-disk*. Res. Phys. **56**, 107246 (2024).
- [102] Zhou, J., Huang, L., Chung, H. J., Huang, J., Suraj, T. S., Lin, D. J. X., Qiu, J., Chen, S., Yap, S. L. K., Toh, Y. T., Ng, S. K., Tan, H. K., Soumyanarayanan, A. and Lim, S. T. *Chiral Interlayer Exchange Coupling for Asymmetric Domain Wall Propagation in Field-Free Magnetization Switching*. ACS Nano **17**, 9049 (2023).
- [103] Wang, W.-H., Pan, C.-Y., Liu, C.-M., Lin, W.-C. and Jiang, P.-h. *Chirality-Induced Noncollinear Magnetization and Asymmetric Domain-Wall Propagation in Hydrogenated CoPd Thin Films*. ACS Appl. Mater. Interfaces **14**, 20151 (2022).
- [104] Davydenko, A. V., Kozlov, A. G., Chernousov, N. N., Turpak, A. A., Ermakov, K. S., Stebliy, M. E., Letushev, M. E., Sadovnikov, A. V., Golikov, A. P., Ognev, A. V., Shiota, Y., Ono, T. and Samardak, A. S. *Giant Asymmetry of Domain Walls Propagation in Pd/Co/Pd(111) Epitaxial Structures with Different Interface Roughness*. ACS Appl. Electron. Mater. **16**, 1094 (2024).
- [105] Vansteenkiste, A., Leliaert, J., Dvornik, M., Helsen, M., García-Sánchez, F. and Van Waeyenberge, B. *The design and verification of Mumax3*. AIP Adv. **4**, 107133 (2014).
- [106] Castillo-Sepúlveda, S., Corona, R. M., de Souza, S. F., Kiwi, M., Carvalho-Santos, V. L. and Altbir, D. *Dzyaloshinskii-Moriya bias theory for thin magnetic slabs*. Appl. Phys. Lett. **126**, 212409 (2025).
- [107] Shu, Y., Li, Q., Xia, J., Lai, P., Zhao, Y., Zhou, Y., Liu, X. and Zhao, G. *Skyrmion-based reconfigurable logic gates and diodes in a racetrack with hard magnetic material and a notch*. J. Magn. Mag. Mat. **568**, 170387 (2023).
- [108] Exl, L., Bance, S., Reichel, F., Schrefl, T., Stimming, H. P. and Mauser, N. J. *LaBonte's method revisited: An effective steepest descent method for micromagnetic energy minimization*. J. Appl. Phys. **115**, 17D118 (2014).
- [109] Lee, J.-Y., Lee, K.-S., Choi, S., Guslienko, K. Y. and Kim, S.-K. *Dynamic transformations of the internal structure of a moving domain wall in magnetic nanostripes*. Phys. Rev. B **76**, 184408 (2007).
- [110] Sheka, Denis D.. *Dzyaloshinskii-Moriya anisotropy in nanomagnets with in-plane magnetization*. Phys. Rev. B **93**, (2024).

- [111] de Souza, S. F., Castillo-Sepulveda, S., Teixeira, H. A., de Araújo, C. I. L., Altbir, D., Kiwi, M., Corona, R. M., Fonseca, J. M. and Carvalho-Santos, V. L. *Non-reciprocal domain wall transport in magnetic nanostripes*. Submitted to J. Magn. Mag. Mat. (2026).
- [112] Yershov, K. V., Kravchuk, V. P., Sheka, D. D., Pylypovskyi, O. V., Makarov, D. and Gaididei, Y. *Geometry-induced motion of magnetic domain walls in curved nanostripes*. Phys. Rev. B **98**, 060409 (2018).
- [113] A. Aharoni. *Introduction to the theory of ferromagnetism*. Oxford Science Publications, (1996).
- [114] Rajaraman, R. *Solitons and Instantons: An Introduction to Quantum Field Theory*. North-Holland, Amsterdam (1984).
- [115] Saitoh, E., Miyajima, H., Yamaoka, T. and Tataru, G. *Current-induced resonance and mass determination of a single magnetic domain wall*. Nature **432**, 203–206 (2004).
- [116] Wang, X., Wang, X. S., Wang, C., Yang, H., Cao, Y. and Yan, P. *Current-induced skyrmion motion on magnetic nanotubes*. J. Phys. D: Appl. Phys. **52**, 225001 (2019).
- [117] Bittencourt, G. H. R., Carvalho-Santos, V. L., Altbir, D., Chubykalo-Fesenko, O. and Moreno, R. *Tuning domain wall oscillation frequency in bent nanowires through a mechanical analogy*. Nanotechnology **35**, 065709 (2023).
- [118] Gao, Y., You, B., Ruan, X. Z., Liu, M. Y., Yang, H. L., Zhan, Q. F., Li, Z., Lei, N., Zhao, W. S., Pan, D. F., Wan, J. G., Wu, J., Tu, H. Q., Wang, J., Zhang, W., Xu, Y. B. and Du, J. *Depinning of domain walls in permalloy nanowires with asymmetric notches*. Sci. Rep. **6**, 32617 (2016).
- [119] Petit, D., Jausovec, A.-V., Read, D. and Cowburn, R. P. *Domain wall pinning and potential landscapes created by constrictions and protrusions in ferromagnetic nanowires*. J. Appl. Phys. **103**, 114307 (2008).
- [120] Bogart, L. K., Eastwood, D. S. and Atkinson, D. *The effect of geometrical confinement and chirality on domain wall pinning behavior in planar nanowires*. J. Appl. Phys. **104**, 033904 (2008).
- [121] Bogart, L. K., Atkinson, D., O’Shea, K., McGrouther, D. and McVitie, S. *Dependence of domain wall pinning potential landscapes on domain wall chirality and pinning site geometry in planar nanowires*. Phys. Rev. B **79**, 054414 (2009).

- [122] Bittencourt, G. H. R., Castillo-Sep'ulveda, S., Chubykalo-Fesenko, O., Moreno, R., Altbir, D. and Carvalho-Santos, V. L. *Domain wall damped harmonic oscillations induced by curvature gradients in elliptical magnetic nanowires*. Phys. Rev. B **106**, 174424 (2022).
- [123] Bittencourt, G. H. R., Castro, M., Nunez, A. S., Altbir, D., Allende, S. and Carvalho-Santos, V. L. *Chiral spin-transfer torque induced by curvature gradient*. Nanoscale **16**, 16844-16851 (2024).
- [124] Yershov, K. V., Kravchuk, V. P., Sheka, D. D. and Gaididei, Y. *Curvature-induced domain wall pinning*. Phys. Rev. B **92**, 104412 (2015).
- [125] Lee, Ki-Suk and Kim, Sang-Koog and Yu, Young-Sang and Choi, Youn-Seok and Gusliencko, Konstantin Yu. and Jung, Hyunsung and Fischer, Peter: *Universal Criterion and Phase Diagram for Switching a Magnetic Vortex Core in Soft Magnetic Nanodots*. Phys. Rev. Lett. **101**, 267206 (2008).
- [126] A. G. Silva-Junior; S. F. de Souza; A. W. Teixeira; D. Laroze; A. R. Pereira; J. M. Fonseca; V. L. Carvalho-Santos. *Bimeron stability and non-reciprocal energy behavior in magnetic nanodots*. Appl. Phys. Lett. **125**, 252405 (2024).
- [127] Y. Gaididei, V. P. Kravchuk, and D. D. Sheka: *Curvature Effects in Thin Magnetic Shells*. Phys. Rev. Lett. **112**, 257203 (2014).