

UNIVERSIDADE FEDERAL DE VIÇOSA

GUILHERME HENRIQUE REZENDE BITTENCOURT

**EMERGÊNCIA DE UMA DUPLA RUPTURA DE WALKER
GEOMETRICAMENTE INDUZIDA EM NANOFITAS MAGNÉTICAS
CURVAS**

VIÇOSA - MINAS GERAIS

2021

GUILHERME HENRIQUE REZENDE BITTENCOURT

EMERGÊNCIA DE UMA DUPLA RUPTURA DE WALKER
GEOMETRICAMENTE INDUZIDA EM NANOFITAS MAGNÉTICAS
CURVAS

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

Orientador: Vagson Luiz de Carvalho Santos

VIÇOSA - MINAS GERAIS

2021

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

T

B624e
2021

Bittencourt, Guilherme Henrique Rezende, 1996-
Emergência de uma dupla ruptura de Walker
geometricamente induzida em nanofitas magnéticas curvas /
Guilherme Henrique Rezende Bittencourt. – Viçosa, MG, 2021.
75 f. : il. (algumas color.) ; 29 cm.

Inclui apêndices.

Orientador: Vagson Luiz de Carvalho Santos.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Viçosa.

Referências bibliográficas: f. 73-75.

1. Magnetismo. 2. Spintrônica. 3. Estrutura de domínio.
4. Materiais magnéticos. I. Universidade Federal de Viçosa.
Departamento de Física. Programa de Pós-Graduação em Física.
II. Título.

CDD 22. ed. 538

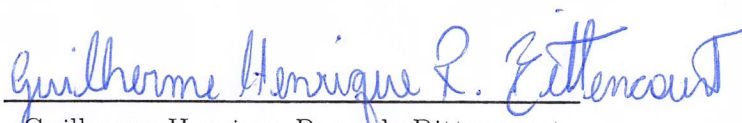
GUILHERME HENRIQUE REZENDE BITTENCOURT

EMERGÊNCIA DE UMA DUPLA RUPTURA DE WALKER
GEOMETRICAMENTE INDUZIDA EM NANOFITAS MAGNÉTICAS
CURVAS

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

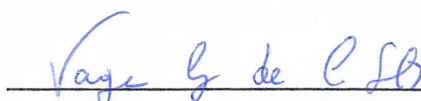
APROVADA: 12 de fevereiro de 2021.

Assentimento:



Guilherme Henrique Rezende Bittencourt

Autor



Vagson Luiz de Carvalho Santos

Orientador

Agradecimentos

A Jesus Cristo, o meu Senhor, “pois d’Ele, por Ele e para Ele são todas as coisas”.

Aos meus pais, que me deram todo o suporte necessário para que eu chegasse até aqui, se entregaram e se sacrificaram por mim. A eles dedico essa conquista.

Aos meus irmãos mais velhos, que sempre cuidaram de mim como se cuida de um filho.

À minha irmã mais nova, cuja ternura e amor tocam-me profundamente.

À minha namorada, que tem sido a minha melhor amiga há mais de uma década.

Ao meu orientador, Vagson Luiz de Carvalho Santos, que com paciência e sabedoria guiou os meus passos ao longo do desenvolvimento do nosso trabalho.

Aos meus colegas de departamento da UFV, que me proporcionaram momentos leves e agradáveis ao longo dessa árdua jornada.

À Universidade Federal de Viçosa (UFV), pela estrutura e oportunidades que me foram oferecidas.

Ao CNPq, à CAPES e à FAPEMIG, pelo apoio financeiro.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

“Sendo encontrado em forma humana, humilhou-se a si mesmo e foi obediente até à morte, e morte de cruz! Por isso Deus o exaltou à mais alta posição e lhe deu o nome que está acima de todo nome, para que ao nome de Jesus se dobre todo joelho, no céu, na terra e debaixo da terra, e toda língua confesse que Jesus Cristo é o Senhor, para a glória de Deus Pai.”

Filipenses 2. 8-11

Resumo

BITTENCOURT, Guilherme Henrique Rezende, M.Sc., Universidade Federal de Viçosa, fevereiro de 2021. **Emergência de uma dupla ruptura de Walker geometricamente induzida em nanofitas magnéticas curvas.** Orientador: Vagson Luiz de Carvalho Santos.

O controle da dinâmica de paredes de domínio em nanoestruturas magnéticas constitui um tópico de suma importância para o desenvolvimento de dispositivos como a *racetrack memory*, cujas estruturas de armazenamento de informação são modos coletivos da magnetização, tais como skyrmions, vórtices e paredes de domínio. Tendo isso em vista, esse trabalho descreve como os movimentos de rotação e de translação de uma parede de domínio presente em uma nanofita magnética de permalloy, sujeita a uma corrente elétrica spin-polarizada e a um campo magnético, são influenciados pela curvatura do sistema e pelas dimensões de sua seção transversal. Verifica-se que a existência de curvatura induz um torque sobre a parede de domínio, advindo da interação de troca. Semelhantemente, ajustando as dimensões da seção transversal da nanofita, é possível produzir um torque adicional, oriundo da interação dipolar, capaz de afetar significativamente a velocidade da parede de domínio, podendo suplantando os efeitos produzidos pela interação de troca, os quais se encontram acoplados à curvatura. Nesse contexto, a ruptura de Walker apresenta-se como um fenômeno notável, caracterizado pela transição da dinâmica da parede de domínio de um regime estacionário para um regime oscilatório. Apresenta-se aqui a emergência de uma dupla ruptura de Walker, bem como formas de controlar esse fenômeno variando os parâmetros geométricos das nanofitas.

Palavras-chave: Nanomagnetismo. Spintrônica. Ruptura de Walker. Parede de domínio.

Abstract

BITTENCOURT, Guilherme Henrique Rezende, M.Sc., Universidade Federal de Viçosa, February, 2021. **Emergence of a double Walker Breakdown geometrically induced in curved nanostrips.** Advisor: Vagson Luiz de Carvalho Santos.

The control of the dynamics of domain walls in nanostructures is a topic of great relevance for the development of devices such as racetrack memory, whose information storage structures are collective modes of magnetization, such as skyrmions, vortices and domain walls. With this in mind, this work describes how the rotational and translational displacements of a domain wall present in a magnetic permalloy nanostrip, subjected to a spin-polarized electric current and a magnetic field, are influenced by the curvature of the system and by the dimensions of its cross section. This work demonstrates that the existence of curvature induces a torque on the domain wall, arising from the exchange interaction. Similarly, by adjusting the dimensions of the cross section of the nanostrips, it is possible to produce an extra torque, derived from the dipolar interaction, which significantly affects the velocity of the domain wall, being able to overcome the effects produced by the exchange interaction, which are coupled to the curvature. In this context, the Walker breakdown consists of a remarkable phenomenon, characterized by the transition of the dynamics of the domain wall from a stationary regime to an oscillatory regime. The emergence of a double Walker breakdown is presented here, as well as ways to control this phenomenon by varying the geometric parameters of the nanostrips.

Keywords: Nanomagnetism. Spintronics. Walker breakdown. Domain wall.

Lista de abreviaturas e siglas

NM	Nanofio magnético.
PD	Parede de domínio.
RM	<i>Racetrack memory.</i>
HDD	Disco rígido magnético (<i>Magnetic hard disk drive</i>).

Sumário

I	Introdução	9
1.1	Interação dipolar	10
1.2	Interação de troca	14
1.3	Paredes de domínio	16
1.4	Dinâmica de paredes de domínio	18
II	Modelo Teórico	22
2.1	Torques exercidos sobre a parede de domínio	23
2.2	Equações de movimento da parede de domínio	28
III	Resultados	31
3.1	Competição entre a interação dipolar e a interação de troca	31
3.2	Dinâmica da parede de domínio no regime estacionário	37
3.3	Rupturas de Walker	38
3.3.1	Caso em que $N_r > N_z$	40
3.3.2	Caso em que $N_z > N_r$	44
3.3.3	Caso em que $N_r = N_z$	47
3.3.4	A primeira ruptura de Walker como mecanismo de controle da fase da parede de domínio	50
3.4	Dinâmica da parede de domínio no regime oscilatório	53
3.4.1	Efeito de curvatura <i>versus</i> efeito produzido pelas dimensões da seção transversal	53
3.4.2	Além da segunda ruptura de Walker	62
3.5	Soluções das equações de movimento da parede de domínio no caso em que $N_r = N_z$ e $\frac{1}{\delta} \gg k$	64
IV	Considerações finais	65
	Apêndices	67
	APÊNDICE A <i>Racetrack Memory</i>	68
	APÊNDICE B Fatores de desmagnetização	72
	Referências	73

I Introdução

O nanomagnetismo é a área de pesquisa em Física que procura compreender fenômenos que ocorrem em estruturas magnéticas nas quais pelo menos uma das dimensões é da ordem de nanômetros (10^{-9} m). Dentre os elementos magnéticos em escala nanométrica, nanofios magnéticos (NM's) são candidatos promissores para a criação de dispositivos cuja tecnologia é baseada em fenômenos spintrônicos. O comprimento dos NM's é, em geral, muito maior que as dimensões de sua seção transversal, o que tende a produzir uma forte anisotropia uniaxial paralela ao eixo do fio [1].

A possibilidade de guiar o movimento de paredes de domínio (PD's) em NM's por meio de estímulos magnéticos externos constitui um tópico de grande interesse. De fato, controlar a propagação de PD's é um ponto fundamental para o desenvolvimento de tecnologias que utilizam as suas propriedades dinâmicas, como, por exemplo: *racetrack memory* [2, 3] (ver apêndice A), dispositivos de memória de acesso aleatório (memória RAM) [4], nano-osciladores spintrônicos [5, 6], interconectores spintrônicos de portas lógicas [7], dispositivos lógicos [8, 9] e geradores de campos magnéticos alternados [10]. Essas aplicações demandam um controle confiável da posição, da velocidade e da fase das PD's, por meio de variações nos parâmetros magnéticos e geométricos do sistema e, também, através da aplicação de estímulos externos, tais como campos magnéticos e correntes elétricas. Para campos e correntes suficientemente pequenos, a velocidade de translação, v , de uma PD é constante e linear com a magnitude do campo e da corrente aplicados. Entretanto, existe um limite a partir do qual v passa a manifestar um comportamento oscilatório. Quando tal limite é superado, diz-se que o sistema sofreu a *Ruptura de Walker* [11, 12].

Nesse contexto, NM's que possuem seção transversal circular apresentam propriedades interessantes. No caso em que os referidos NM's são retos, isto é, desprovidos de curvatura, o fenômeno da ruptura de Walker é suprimido, caso as paredes de domínio não sofram deformações ao se moverem pela estrutura [13]. Por outro lado, para um sistema curvo, recupera-se a existência de um regime com velocidades oscilatórias, o que quer dizer que a curvatura, k , induz o fenômeno da ruptura de Walker [14, 15]. Além disso, um torque extra é induzido sobre a PD, advindo da interação de troca [16, 17, 18]. Desse modo, um aumento em k produz um acréscimo nas velocidades de rotação e de translação da PD no regime oscilatório. Entretanto, abaixo do limite de Walker, a dinâmica é independente da curvatura do sistema, sendo governada pela corrente elétrica e pelo campo magnético aplicados [13].

No caso de nanofios retos de seção transversal retangular, denominados aqui de nanofitas, a diferença entre as dimensões dos lados do retângulo que caracteriza a seção reta do sistema desempenha um papel deveras importante [19, 20]. De fato, em vir-

tude da assimetria existente entre os comprimentos dos lados do retângulo, a interação dipolar apresenta preferências no que diz respeito às direções ao longo das quais os momentos magnéticos da PD apontam, privilegiando direções perpendiculares às menores áreas superficiais da nanofita [21]. Para um sistema cuja seção transversal seja quadrada, a velocidade translacional da PD é constante e linear com a corrente e com o campo aplicados, sob a hipótese de que a parede de domínio não apresente variações em seu comprimento [19]. Contudo, se os lados que caracterizam a seção transversal apresentam comprimentos distintos, verifica-se o aparecimento do fenômeno da ruptura de Walker, marcando a transição da dinâmica para um regime em que a velocidade é oscilatória. Além disso, nesse regime, quanto maior for a diferença entre as dimensões dos lados do retângulo, maiores serão as velocidades de rotação e de translação da PD, o que se deve ao aparecimento de um torque extra oriundo da interação dipolar [19]. Entretanto, abaixo do limite de Walker, a dinâmica da PD depende apenas da corrente elétrica e do campo magnético aplicados, tal como no caso dos nanofios de seção transversal circular.

Assim, tanto no caso dos nanofios com seção transversal circular, como no caso das nanofitas, quebras de simetria são capazes de induzir sobre a dinâmica das PD's o fenômeno da ruptura de Walker, bem como a atuação de torques extras originados das interações de troca e dipolar. Diante de tais constatações, o que se deve esperar da dinâmica de paredes de domínio em sistemas com dupla quebra de simetria, isto é, sistemas que apresentem simultaneamente curvatura e seção transversal retangular? Apresentar respostas para essa pergunta constitui o principal objetivo desse trabalho.

Inicialmente, será empreendida uma discussão a respeito de como se estruturam os materiais ferromagnéticos, isto é, quais são os mecanismos físicos responsáveis pela origem dos domínios magnéticos de uma dada amostra e das fronteiras entre eles, denominadas paredes de domínio. Para isso, faz-se necessário compreender como as principais interações físicas presentes em um material ferromagnético competem entre si, uma vez que grande parte dos fenômenos magnéticos que ocorrem em escala nanométrica emergem da referida competição.

1.1 Interação dipolar

A interação dipolar é a interação física existente entre os momentos magnéticos μ_i de uma dada amostra e o campo dipolar \mathbf{H}_d gerado por eles próprios. Para descrever essa interação, é conveniente definir uma grandeza física denominada magnetização, \mathbf{M} , que fornece uma medida da soma dos momentos magnéticos por volume [22]:

$$\mathbf{M} = \sum_i N_i \langle \mu_i \rangle ,$$

onde N_i é o número de partículas por unidade de volume e $\langle \mu_i \rangle$ é o momento magnético médio em um pequeno volume da amostra. O índice i rotula as partículas que contribuem

para a magnetização do sistema com um dado momento magnético μ_i .

Assim, no sistema centímetro-grama-segundo (CGS), o sistema de unidades adotado nesse trabalho, a energia dipolar por unidade de volume, ε_d , pode ser escrita em termos de \mathbf{H}_d e de \mathbf{M} da seguinte forma:

$$\varepsilon_d = -\frac{1}{2}\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d, \quad (1.1)$$

em que o fator “1/2” compensa o fato de que a interação entre dois momentos magnéticos é levada em conta duas vezes na operação $-\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d$.

No sistema CGS, o campo \mathbf{B} , o campo \mathbf{H} e a magnetização \mathbf{M} obedecem à relação $\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}$. Desse modo, é possível utilizar a Lei de Gauss do magnetismo, $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, para estabelecer uma relação entre o campo \mathbf{H}_d e a magnetização \mathbf{M} da amostra:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{B}_d &= \nabla \cdot (\mathbf{H}_d + 4\pi\mathbf{M}) = 0 \\ \implies \nabla \cdot \mathbf{H}_d &= -4\pi\nabla \cdot \mathbf{M}. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Na ausência de corrente elétrica, $\nabla \times \mathbf{H}_d = 0$, o que torna possível a definição de um potencial escalar magnético U , de modo que $\mathbf{H}_d = -\nabla U$. Assim, a equação (1.2) permite estabelecer a seguinte equação diferencial:

$$\nabla^2 U = 4\pi\nabla \cdot \mathbf{M}, \quad (1.3)$$

cujas condições de contorno são bem conhecidas no contexto da teoria eletromagnética clássica [22], a saber:

$$U_{dentro} = U_{fora}, \quad \frac{\partial U_{dentro}}{\partial n} - \frac{\partial U_{fora}}{\partial n} = 4\pi\mathbf{M} \cdot \mathbf{n}, \quad (1.4)$$

onde U_{dentro} e U_{fora} são, respectivamente, os potenciais escalares dentro e fora da amostra magnética de interesse e \mathbf{n} é o vetor unitário que define a direção normal à superfície da amostra.

Com o fim de compreender o papel da interação dipolar no processo de configuração dos momentos magnéticos de um dado material ferromagnético, é conveniente avaliar dois casos envolvendo uma amostra cilíndrica muito longa: o caso (a) em que a magnetização \mathbf{M} se distribui uniformemente e paralela à direção \hat{x} , isto é $\mathbf{M} = M_s \hat{x}$; e o caso (b) em que o cilindro é dividido em dois domínios magnéticos, um no qual \mathbf{M} orienta-se paralelamente à direção \hat{x} e outro em que \mathbf{M} está orientada no sentido oposto, isto é, $\mathbf{M} = M_s \hat{x}$ para $y > 0$ e $\mathbf{M} = -M_s \hat{x}$ para $y < 0$. Aqui, M_s é a magnetização de saturação do sistema. A função degrau que descreve a magnetização no caso (b) pode ser escrita como uma expansão em série de Fourier [21]:

$$\mathbf{M} = \frac{4}{\pi} M_s \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\text{sen}[(2n+1)\phi]}{2n+1} \hat{x}.$$

Os casos (a) e (b) descritos anteriormente estão representados na figura 1.1 a seguir.

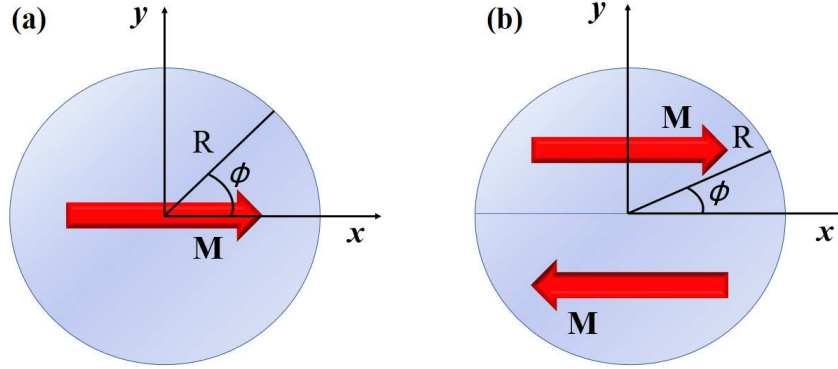


Figura 1.1 – Seção reta de uma amostra ferromagnética cilíndrica muito longa em que os momentos magnéticos constituem uma configuração de: monodomínio em (a) e dois domínios magnéticos em (b).

A solução da equação (1.3) com a aplicação das condições de contorno apresentadas em (1.4) permite determinar o campo dipolar \mathbf{H}_d no interior da amostra cilíndrica em cada um dos casos propostos [21]. No entanto, para o cálculo da energia dipolar E_d , a componente de \mathbf{H}_d que atua em \hat{x} é a única de real interesse, por estar orientada na mesma direção da magnetização do sistema.

É possível verificar que o campo dipolar no interior do cilindro ferromagnético na configuração de monodomínio (caso (a)) apresenta apenas a componente paralela à direção \hat{x} , sendo as demais componentes nulas:

$$H_{dx}^{(a)} = -2\pi M_s.$$

Conhecendo o campo $H_{dx}^{(a)}$, basta integrar a densidade de energia dada pela equação (1.1) ao longo da área de seção transversal do cilindro para determinar a sua energia dipolar por unidade de comprimento, $E_d^{(a)}$:

$$E_d^{(a)} = (\pi R M_s)^2. \quad (1.5)$$

No caso em que os momentos magnéticos do cilindro constituem uma estrutura de dois domínios magnéticos (caso (b)), verifica-se que a componente que atua na direção \hat{x} do campo dipolar no interior da amostra é:

$$H_{dx}^{(b)} = -16M_s \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n \text{sen}[(2n-1)\phi]}{(2n+1)(2n-1)} \left(\frac{\rho}{R}\right)^{2n-1},$$

onde $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Uma vez conhecido o campo $H_{dx}^{(b)}$, a energia dipolar por unidade de comprimento $E_d^{(b)}$ pode ser calculada por meio da integração da densidade de energia, dada pela equação (1.1), ao longo da seção reta da amostra cilíndrica. Desse modo, obtém-se:

$$E_d^{(b)} = (2RM_s)^2 . \quad (1.6)$$

Comparando as equações (1.5) e (1.6), é possível perceber que

$$\frac{E_d^{(a)}}{E_d^{(b)}} = \frac{\pi^2}{4} > 1 ,$$

indicando que a energia dipolar assume uma menor magnitude se os momentos magnéticos formam dois domínios, quando comparada à magnitude da energia no caso em que a configuração é a de monodomínio.

Esse simples exemplo ilustra o fato de que a energia dipolar tende a ser minimizada com a existência de distintas regiões em cada uma das quais a magnetização assuma uma dada orientação particular. Em outras palavras, a interação dipolar contribui para a formação de domínios magnéticos na amostra, isto é, regiões nas quais a magnetização apresenta uma orientação preferencial [21].

Caso particular: elipsoide uniformemente magnetizado

Em geral, o campo \mathbf{H}_d no interior de uma amostra ferromagnética uniformemente magnetizada não é uniforme. No entanto, no caso (e apenas nesse caso) em que a superfície da amostra uniformemente magnetizada é uma superfície quádrica, isto é, cujas coordenadas espaciais formam um polinômio de segundo grau de até três variáveis, o campo de desmagnetização é uniforme. Apesar dessa afirmação ser válida para superfícies de segundo grau em geral, amostras elipsoidais constituem os casos de real interesse físico, uma vez que todas as outras superfícies de segundo grau estendem-se ao infinito e, assim, não apresentam significado prático no contexto do magnetismo [21, 23].

No interior de um elipsoide uniformemente magnetizado, o campo dipolar \mathbf{H}_d pode ser escrito, no sistema de unidades CGS, como:

$$\mathbf{H}_d = -4\pi\mathbf{N} \cdot \mathbf{M} , \quad (1.7)$$

sendo \mathbf{N} o tensor de desmagnetização. É possível notar pela equação (1.7) que o campo \mathbf{H}_d tem como fonte a magnetização \mathbf{M} da amostra e opõe-se a ela, sendo, por isso, denominado de campo de desmagnetização.

No caso em que os eixos do elipsoide estão alinhados com as direções \hat{i} , \hat{j} e \hat{k} , o tensor \mathbf{N} é diagonal:

$$\mathbf{N} = \begin{bmatrix} N_{\mathbf{i}} & 0 & 0 \\ 0 & N_{\mathbf{j}} & 0 \\ 0 & 0 & N_{\mathbf{k}} \end{bmatrix} ,$$

sendo $N_{\mathbf{i}}$, $N_{\mathbf{j}}$ e $N_{\mathbf{k}}$ os fatores de desmagnetização, os quais obedecem à relação $N_{\mathbf{i}} + N_{\mathbf{j}} + N_{\mathbf{k}} = 1$.

Nesse caso particular, o campo dipolar $\mathbf{H}_{\mathbf{d}}$ e a densidade de energia dipolar ε_d assumem as seguintes formas:

$$\mathbf{H}_{\mathbf{d}} = -4\pi M_s \left(N_{\mathbf{i}} M_{\mathbf{i}} \hat{i} + N_{\mathbf{j}} M_{\mathbf{j}} \hat{j} + N_{\mathbf{k}} M_{\mathbf{k}} \hat{k} \right) , \quad (1.8)$$

$$\varepsilon_d = 2\pi \left(N_{\mathbf{i}} M_{\mathbf{i}}^2 + N_{\mathbf{j}} M_{\mathbf{j}}^2 + N_{\mathbf{k}} M_{\mathbf{k}}^2 \right) , \quad (1.9)$$

onde ε_d pode ser interpretada como uma espécie de densidade de energia de anisotropia, denominada de anisotropia de forma.

1.2 Interação de troca

A interação de troca origina-se da interação de Coulomb e do Princípio da Exclusão de Pauli [21]. Advinda de um tratamento quântico, ela não apresenta um análogo clássico, sendo descrita pela Hamiltoniana de Heisenberg:

$$\mathcal{H} = - \sum_{i,j} J_{i,j} \mathbf{S}_{\mathbf{i}} \cdot \mathbf{S}_{\mathbf{j}} ,$$

em que $J_{i,j}$ é a constante de troca entre os spins $\mathbf{S}_{\mathbf{i}}$ e $\mathbf{S}_{\mathbf{j}}$. Para materiais ferromagnéticos, $J_{i,j} > 0$. Nesse caso, a interação de troca favorece que os spins alinhem-se paralelamente uns aos outros. No antiferromagnetismo, porém, $J_{i,j} < 0$, o que favorece a orientação antiparalela entre os spins.

Ao contrário da interação dipolar, a interação de troca privilegia a configuração de monodomínio em uma amostra ferromagnética, isto é, a configuração em que todos os spins do material (e, conseqüentemente, todos os seus momentos magnéticos) encontram-se alinhados paralelamente uns aos outros.

Partindo da Hamiltoniana de Heisenberg, a energia de troca E_{par} associada a um par de spins, $\mathbf{S}_{\mathbf{i}}$ e $\mathbf{S}_{\mathbf{j}}$, pode ser escrita como:

$$E_{ex;par} = -2J \mathbf{S}_{\mathbf{i}} \cdot \mathbf{S}_{\mathbf{j}} = -2JS^2 \cos \phi_{i,j} .$$

sendo ϕ o ângulo formado entre $\mathbf{S}_{\mathbf{i}}$ e $\mathbf{S}_{\mathbf{j}}$.

Para valores pequenos de ϕ , $\cos \phi_{i,j} \approx 1 - \phi_{i,j}^2/2$, o que é uma boa aproximação para spins vizinhos, uma vez que a interação de troca é forte a curtas distâncias. Assim,

desprezando o fator independente de ϕ , a energia associada ao par de spins é:

$$E_{ex;par} \approx JS^2\phi_{i,j}^2 .$$

Supondo que os spins distribuem-se continuamente ao longo da amostra magnética de interesse, é possível definir um campo vetorial \mathbf{m} que descreva tal distribuição. Desse modo, partindo da equação anterior, após algumas manipulações algébricas [1], é possível escrever a energia de troca E_{ex} associada a uma dada distribuição de spins em um volume V como:

$$E_{ex} = A \int_V (\nabla \mathbf{m})^2 dV , \quad (1.10)$$

em que A é a constante de rigidez de troca (*exchange stiffness constant*), $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_s$, sendo $|\mathbf{m}| = 1$, e

$$(\nabla \mathbf{m})^2 = [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2] .$$

Utilizando o método de integração por partes, é possível demonstrar que a equação (1.10) leva à seguinte expressão para a energia de troca E_{ex} :

$$E_{ex} = -A \int_V \mathbf{m} \cdot \nabla^2 \mathbf{m} dV . \quad (1.11)$$

É conveniente definir um campo efetivo \mathbf{H}_{ex} que produz no sistema os efeitos advindos da interação de troca, aqui denominado campo de troca, tal que a densidade de energia ε_{ex} seja

$$E_{ex} = -\frac{1}{2} \int_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{ex} dV .$$

Comparando a equação anterior com a equação (1.11), conclui-se que o campo de troca é:

$$\mathbf{H}_{ex} = \frac{2A}{M_s} \nabla^2 \mathbf{m} . \quad (1.12)$$

Supõe-se aqui que os efeitos exercidos pela interação de troca sobre os momentos magnéticos do sistema estão embutidos no campo efetivo \mathbf{H}_{ex} [21]. De modo que é possível abandonar o formalismo quântico que descreve essa interação e tratá-la como uma interação entre os momentos magnéticos que constituem o sistema e o campo de troca, \mathbf{H}_{ex} , gerado por eles próprios.

1.3 Paredes de domínio

Enquanto a interação dipolar é favorecida pela existência de domínios magnéticos, a interação de troca contribui para o alinhamento integral dos momentos magnéticos e, assim, procura evitar a existência de domínios. Além disso, efeitos anisotrópicos afetam o modo como os momentos se distribuem, privilegiando uma determinada direção da amostra, denominada direção fácil.

Em amostras ferromagnéticas suficientemente pequenas, a interação de troca, sendo uma interação de curto alcance, tende a suplantar a atuação da interação dipolar que, por sua vez, é uma interação de longo alcance. Assim, os momentos magnéticos procuram estar orientados paralelamente entre si, o que constitui uma estrutura de monodomínio magnético. Entretanto, existe um diâmetro crítico a partir do qual o custo energético imposto pela interação dipolar torna-se demasiadamente elevado, de modo que a configuração de monodomínio é desfeita e o sistema é conduzido a um estado em que apresenta uma estrutura de domínios magnéticos. Em geral, esse diâmetro crítico é da ordem de grandeza de nanômetros, como no caso do permalloy ($\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$), ou dezenas de nanômetros, como no caso do níquel, do ferro e do cobalto [1].

O número de domínios magnéticos em amostras macroscópicas é limitado pela interação de troca e pela anisotropia do sistema, as quais passariam a ser demasiadamente desfavorecidas caso esse número crescesse indefinidamente. Pois, com o aumento da quantidade de domínios, aumenta-se também o número de regiões de transição entre eles, denominadas *paredes de domínio*. Nessas regiões de transição, a magnetização varia continuamente entre um domínio e outro, assumindo ao longo do processo direções anisotropicamente desfavoráveis, bem como posições indesejadas pela interação de troca, a qual preferiria que os momentos magnéticos permanecessem sempre alinhados ao invés de sofrerem variações em sua orientação [21].

O comprimento de uma parede de domínio é determinado pela competição entre as interações presentes no sistema. Na tentativa de impedir que os momentos magnéticos se desalinhem, a interação de troca evita tanto quanto possível o surgimento de domínios, prolongando o comprimento da região de transição entre eles. A interação dipolar, por outro lado, contribui para que domínios surjam tão logo quanto possível e, portanto, favorece o encurtamento da parede. Semelhantemente, a anisotropia do sistema contribui para a diminuição do comprimento da parede de domínio, uma vez que ao longo dessa região de transição os momentos magnéticos apresentam orientações distintas da direção fácil.

Existem diversos tipos de paredes de domínio, dentre os quais destacam-se as paredes de domínio de Néel e de Bloch. Em uma parede de domínio de Néel, os momentos magnéticos variam as suas orientações transversalmente ao plano da parede (o plano xz ilustrado na figura 1.2). Em uma parede de domínio de Bloch, por outro lado, os momentos

magnéticos variam as suas orientações mantendo-se paralelos ao referido plano. A figura 1.2 a seguir ilustra esses dois tipos de parede de domínio.

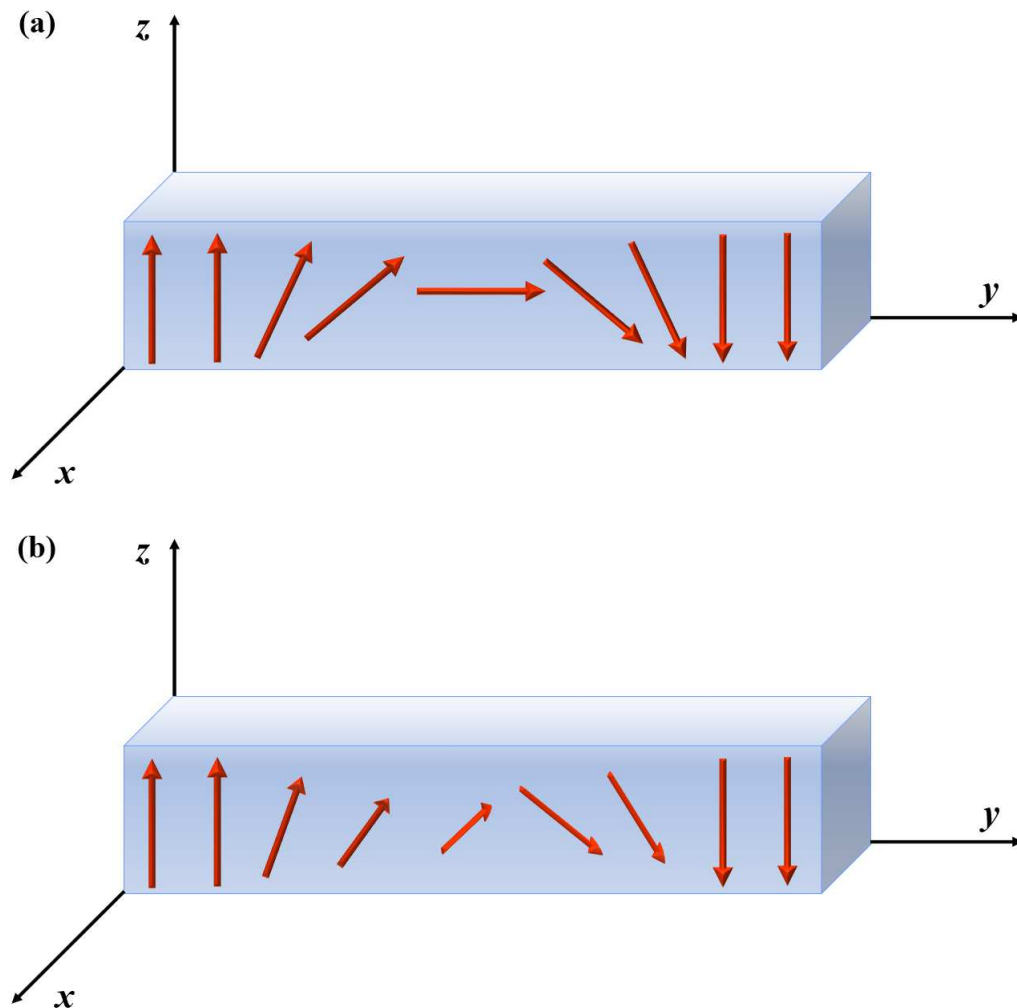


Figura 1.2 – (a) Parede de domínio de Néel: os momentos magnéticos variam as suas orientações transversalmente ao plano xz (o plano da parede). (b) Parede de domínio de Bloch: os momentos magnéticos variam as suas orientações paralelamente ao plano xz .

Tradando-se de um nanofio magnético, isto é, um sistema que apresenta comprimento muito maior que as dimensões de sua seção reta, a magnetização tende a repousar paralelamente ao eixo do nanofio, em virtude dos efeitos da anisotropia de forma. Nesse contexto, é possível destacar a configuração do tipo “cabeça com cabeça”, em que as magnetizações de dois domínios vizinhos apontam uma para a outra, e a configuração do tipo “cauda com cauda”, que apresenta um comportamento oposto, conforme ilustrado pela figura 1.3. Vale a pena ressaltar que essas configurações enquadram-se na definição de paredes de domínio de Néel.

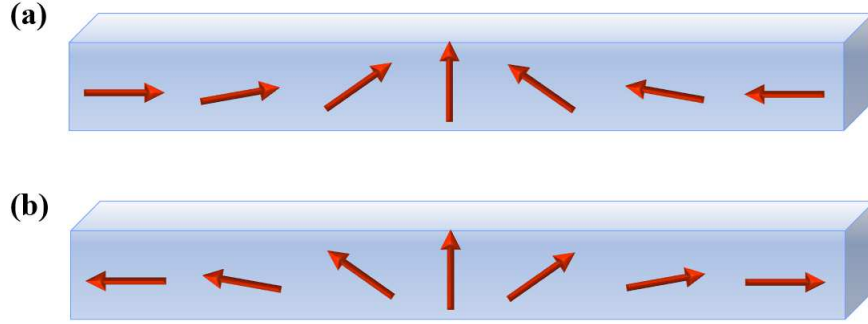


Figura 1.3 – (a): Configuração do tipo “cabeça com cabeça”. (b): Configuração do tipo “cauda com cauda”.

1.4 Dinâmica de paredes de domínio

Se uma corrente elétrica ou um campo magnético, denominado campo de Zeeman, forem aplicados a uma amostra ferromagnética, torques são gerados sobre os momentos magnéticos que constituem a parede, colocando-a em movimento. Desse modo, é possível induzir sobre a parede uma dinâmica translacional e rotacional [19].

Para avaliar a dinâmica de um spin \mathbf{S} sujeito a um campo de Zeeman \mathbf{H} , faz-se necessário recorrer à mecânica quântica [24]. A hamiltoniana desse sistema é:

$$\mathcal{H} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{H} = \gamma \mathbf{S} \cdot \mathbf{H} .$$

O momento μ associado a uma partícula é proporcional ao seu spin, sendo a constante de proporcionalidade a razão giromagnética γ da partícula. No caso de um elétron, $\boldsymbol{\mu} = -\gamma \mathbf{S}$, em que $\gamma = |e|/(m_e c)$. Os parâmetros $|e|$ e m_e são, respectivamente, a magnitude da carga e da massa do elétron, enquanto c é a velocidade da luz no vácuo.

O spin $\mathbf{S}(t)$ num instante de tempo genérico t pode ser determinado a partir da aplicação do operador evolução temporal $\mathcal{U} = e^{-i\mathcal{H}t/\hbar}$ e de seu adjunto sobre o operador \mathbf{S} , avaliado em $t = 0$, da seguinte forma:

$$\mathbf{S}(t) = \mathcal{U}^\dagger \mathbf{S}(0) \mathcal{U} ,$$

onde \mathcal{U}^\dagger é o operador adjunto de \mathcal{U} .

Derivando o observável $\mathbf{S}(t)$ em relação ao tempo, é possível obter a equação que descreve a dinâmica do spin sujeito ao campo de Zeeman, isto é,

$$\frac{d\mathbf{S}(t)}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}, \mathbf{S}(t)] = -\gamma \mathbf{S}(\mathbf{t}) \times \mathbf{H} . \quad (1.13)$$

Para que a equação anterior seja utilizada para um sistema constituído de uma distribuição contínua de spins, é necessário adicionar ao campo \mathbf{H} os campos que emergem das interações entre os spins, os quais são oriundos da interação dipolar e da interação

de troca. Além disso, é conveniente reescrever a equação de movimento em termos da magnetização \mathbf{M} do sistema:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef} , \quad (1.14)$$

onde o campo efetivo \mathbf{H}_{ef} leva em conta a contribuição do campo de Zeeman \mathbf{H} , do campo dipolar \mathbf{H}_d e do campo de troca \mathbf{H}_{ex} , isto é: $\mathbf{H}_{ef} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_d + \mathbf{H}_{ex}$. Campos associados a outras interações físicas poderiam ser incluídos no campo efetivo. Nesse trabalho, porém, apenas os campos de Zeeman, dipolar e de troca serão levados em conta.

Para uma descrição realista, faz-se necessária a introdução de um termo de caráter dissipativo na equação (1.14), o qual é responsável por levar a magnetização do sistema a se alinhar gradualmente ao campo aplicado, impedindo que o movimento de precessão ocorra indefinidamente. Com a inserção do termo de amortecimento, a equação que descreve a dinâmica da magnetização, denominada equação de Landau-Lifshitz-Gilbert, assume a seguinte forma [21]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{ef} + \frac{\alpha}{M_s}\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} , \quad (1.15)$$

onde α é o fator de amortecimento e M_s é a magnetização de saturação da amostra.

Além do campo de Zeeman \mathbf{H} , a corrente elétrica apresenta-se como outro estímulo externo que pode ser utilizado para induzir a dinâmica da magnetização de uma dada amostra [25]. A corrente atua sobre as paredes de domínio do sistema de duas formas distintas [26]. A primeira consiste na transferência de momento linear que ocorre em virtude da colisão entre os elétrons de condução e a PD, sendo essa transferência proporcional à carga da corrente e à resistividade da PD. A menos que a parede de domínio seja muito estreita, o efeito de transferência de momento linear é negligenciável. A segunda forma pela qual a corrente afeta a dinâmica de uma PD é por meio dos torques de transferência de spin [26, 27, 28]. Nesse caso, torques originam-se em virtude da interação de troca entre os spins dos elétrons de condução e os spins que formam a PD. Os referidos torques sobre a magnetização do sistema são denominados torque de transferência de spin adiabática, $\mathbf{\Gamma}_u$, e torque de transferência de spin não adiabática, $\mathbf{\Gamma}_\beta$. Para uma amostra cuja magnetização varia ao longo da direção \hat{y} , $\mathbf{\Gamma}_u$ e $\mathbf{\Gamma}_\beta$ assumem as seguintes formas [19].

$$\mathbf{\Gamma}_u = \frac{u}{\gamma} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial y} ,$$

$$\mathbf{\Gamma}_\beta = -\frac{\beta u}{\gamma M_s} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial y} ,$$

onde β é uma constante fenomenológica denominada parâmetro de transferência de spin não adiabática; u possui dimensão de velocidade e é dado por

$$u = \frac{gJ\mu_B P}{2eM_s} ,$$

sendo J a densidade de corrente elétrica, g o fator de Landé, μ_B o Magneton de Bohr, e a magnitude da carga eletrônica e P a polarização da corrente elétrica. A polarização P representa a razão entre o número de elétrons de condução cujos spins encontram-se polarizados ao longo da direção de interesse e o número total de elétrons de condução, o que significa que $0 \leq P \leq 1$. Aqui, J é positivo quando os elétrons fluem no sentido positivo do sistema de coordenadas. Para o permalloy, o fator $g\mu_B/(2eM_s)$ equivale a aproximadamente $7 \times 10^{-11} m^3/C$.

Incluindo a atuação de corrente elétrica sobre o sistema, a equação (1.15) pode ser reescrita como [19]:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}} + \frac{\alpha}{M_s}\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} - u\frac{\partial\mathbf{M}}{\partial y} + \frac{\beta u}{M_s}\mathbf{M} \times \frac{\partial\mathbf{M}}{\partial y}, \quad (1.16)$$

sendo \hat{y} a direção ao longo da qual a magnetização \mathbf{M} do sistema varia.

A equação (1.16) permite avaliar a dinâmica da magnetização \mathbf{M} de uma parede de domínio sujeita a um campo magnético \mathbf{H} e a uma corrente elétrica \mathbf{J} .

Ruptura de Walker

Supondo inicialmente que não há correntes aplicadas a um dado nanofio magnético ($\mathbf{J} = 0$), se o campo de Zeeman, \mathbf{H} , for suficientemente pequeno, a rotação dos momentos magnéticos da parede de domínio do NM pode ser impedida pela atuação dos demais campos presentes no sistema. Em outras palavras, o campo dipolar e o campo de troca cooperam juntamente com o amortecimento de modo a frustrar a tentativa do campo de Zeeman de induzir uma dinâmica de rotação, o que caracteriza o *regime estacionário*. Entretanto, vale a pena destacar que, desprezando as possíveis deformações sofridas pela PD, para um NM sem curvatura com seção transversal circular [13], ou mesmo quadrada [19], a PD apresenta rotação em torno do campo aplicado para qualquer que seja a magnitude de \mathbf{H} .

No regime estacionário, o campo aplicado conduz a parede de domínio a um movimento de translação que se dá com velocidade constante e diretamente proporcional à magnitude do campo. No entanto, existe um campo crítico a partir do qual o campo de troca, o campo dipolar e o amortecimento do sistema não são capazes de evitar a rotação dos momentos magnéticos da PD em torno de \mathbf{H} . Esse campo, denominado *campo de Walker* ($\mathbf{H}_{\text{Walker}}$), marca o início de um *regime oscilatório*, no qual a PD executa um movimento de “vai e vem” ao longo da direção de \mathbf{H} . Quando a parede de domínio passa a oscilar em seu movimento de translação, diz-se que o sistema ultrapassou o limite de Walker, fenômeno este denominado de *Walker breakdown* ou *ruptura de Walker*, descrito por N. L. Schryer e L. R. Walker em 1974 [11].

Uma vez superado o limite de Walker, há uma faixa de campos para os quais a velocidade média da PD decresce com o aumento de \mathbf{H} . Entretanto, se o campo de

Zeeman torna-se suficientemente superior a $\mathbf{H}_{\text{Walker}}$, a velocidade média da PD volta a crescer linearmente com \mathbf{H} , mas, dessa vez, a uma taxa menor do que quando o sistema encontrava-se no regime estacionário. Esse comportamento da velocidade média da PD em função do campo magnético aplicado é ilustrado na figura 1.4 a seguir.

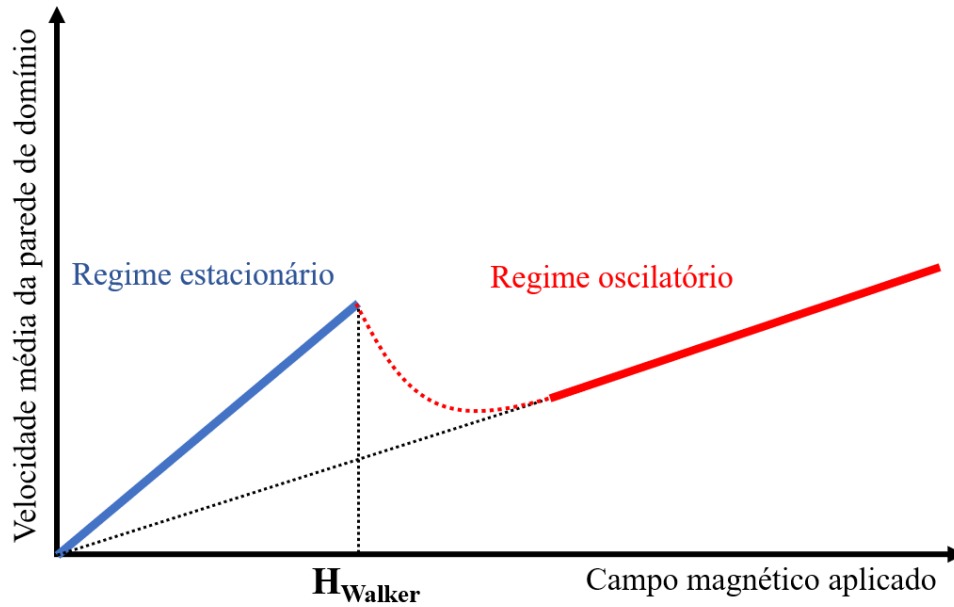


Figura 1.4 – Velocidade média de uma parede de domínio em função da magnitude do campo magnético aplicado.

O fenômeno da ruptura de Walker descrito anteriormente também pode ser observado caso uma densidade de corrente \mathbf{J} seja aplicada ao sistema, ao invés de um campo de Zeeman \mathbf{H} . Nesse caso, o comportamento da velocidade \mathbf{v} da parede de domínio em função de \mathbf{J} é análogo à relação entre \mathbf{v} e \mathbf{H} . Assim, a transição entre o regime estacionário e o regime oscilatório ocorre quando a densidade de corrente aplicada supera a *densidade de corrente de Walker*, $\mathbf{J}_{\text{Walker}}$ [2, 19, 27].

II Modelo Teórico

O sistema avaliado nesse trabalho é uma parede de domínio do tipo “cabeça com cabeça” em uma nanofita de permalloy com curvatura, conforme ilustrado na figura 2.1.

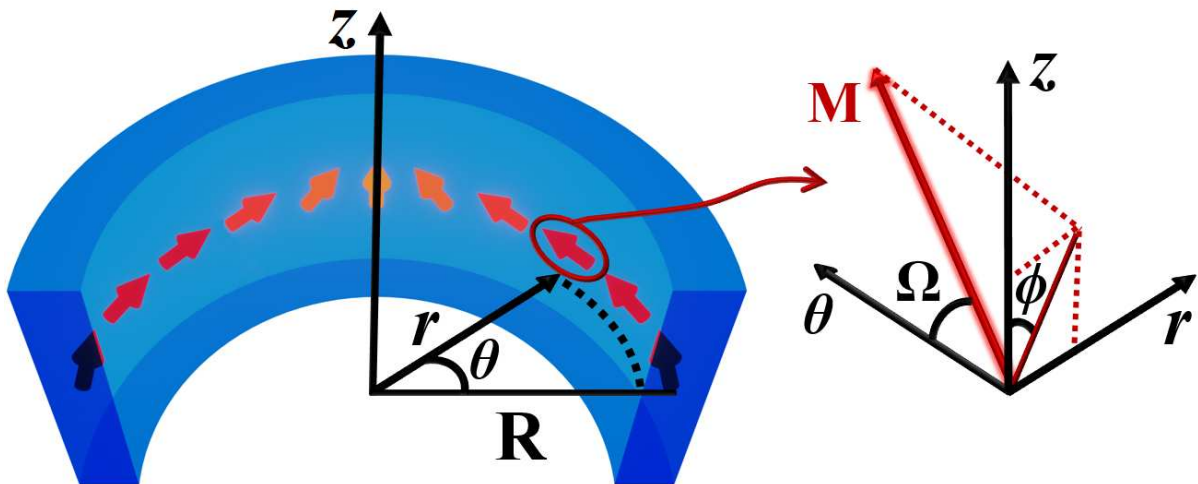


Figura 2.1 – Representação da distribuição da magnetização “cabeça com cabeça” ao longo da nanofita, cujo raio médio é R . Além disso, ilustra-se o sistema de coordenadas (r, θ, z) utilizado e sua relação com os ângulos Ω e ϕ , sendo Ω o ângulo entre \mathbf{M} e a direção $\hat{\theta}$ e ϕ o ângulo entre a projeção de \mathbf{M} no plano rz e o eixo z .

O versor $\hat{\theta}$ define a direção ao longo da qual a nanofita se encontra estendida, \hat{r} é a direção radial e \hat{z} é a direção que define a “altura” do sistema. Assim, o plano rz é o plano da seção transversal da nanofita. Para avaliar a dinâmica da magnetização da parede de domínio, é conveniente definir as coordenadas Ω e ϕ , sendo Ω o ângulo entre \mathbf{M} e $\hat{\theta}$ e ϕ o ângulo entre a projeção da magnetização no plano rz e a direção \hat{z} , conforme ilustrado na figura 2.1. Utilizando o referido sistema de coordenadas, a distribuição da magnetização ao longo da nanofita pode ser descrita pela equação a seguir:

$$\mathbf{M} = M_s(\sin\Omega \sin\phi \hat{r} + \cos\Omega \hat{\theta} + \sin\Omega \cos\phi \hat{z}), \quad (2.1)$$

sendo Ω dado por¹

$$\Omega = 2 \arctan \left[e^{\frac{R(\theta - \theta_0)}{\delta}} \right], \quad (2.2)$$

em que θ_0 é a localização do centro da parede de domínio, R é o raio médio da nanofita, M_s é a magnetização de saturação e δ é um parâmetro associado ao comprimento da parede de domínio, sendo $\pi\delta$ o valor desse comprimento. A coordenada Ω de um dado momento

¹ No caso de uma parede de domínio do tipo “cauda com cauda”, $\Omega = 2 \arctan [e^{-R(\theta - \theta_0)/\delta}]$.

magnético está associada à sua posição em relação ao centro da PD. Desse modo, $\Omega \rightarrow \pi$ para momentos magnéticos situados em uma coordenada tal que $R(\theta - \theta_0) \rightarrow \infty$ e $\Omega \rightarrow 0$ para momentos magnéticos situados em uma coordenada tal que $R(\theta - \theta_0) \rightarrow -\infty$. No centro da PD, $\theta = \theta_0$, o que corresponde a $\Omega = \pi/2$. A coordenada ϕ , por sua vez, define a fase da parede de domínio, de modo que a magnetização da PD aponta ao longo de $\pm \hat{r}$ quando $\phi = \pm \pi/2$ e encontra-se orientada ao longo de $+\hat{z}$ ou $-\hat{z}$ quando $\phi = 0$ ou $\phi = \pi$, respectivamente.

O modelo físico construído ao longo desse trabalho assume as seguintes hipóteses:

- a seção reta da amostra é pequena o bastante para que seja razoável supor que a magnetização \mathbf{M} não varia ao longo dessa área, de modo que \mathbf{M} varia apenas ao longo do comprimento da estrutura, isto é, $\mathbf{M} = \mathbf{M}(\theta)$ [29];
- a parede de domínio é rígida [19], o que quer dizer que a fase ϕ de um dado momento magnético da PD independe da posição θ em que ele se encontra e que o comprimento $\pi\delta$ da parede é constante (δ independe do tempo);
- a dinâmica de translação (ao longo da direção $\hat{\theta}$) e a dinâmica de rotação (ao longo da direção $\hat{\phi}$) de qualquer ponto da PD é idêntica à dinâmica do centro da parede, situado em $\Omega = \pi/2$. Assim, basta avaliar a dinâmica do seu centro [19];
- o comprimento L das nanofitas é suficientemente superior ao comprimento $\pi\delta$ da PD, de modo que as deformações produzidas na geometria da PD por curvaturas $k = 1/R$ da ordem de grandeza de até 10^6 m^{-1} não comprometam a aproximação utilizada para modelar o campo dipolar \mathbf{H}_d de que a PD habita em um elipsoide;
- efeitos associados à temperatura do sistema são negligenciáveis.

Por simplicidade, nanofitas de permalloy ($\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$) foram escolhidas para esse estudo, uma vez que esse material apresenta anisotropia magnética negligenciável. Para o permalloy, os parâmetros magnéticos utilizados são [15]: $M_s = 813 \text{ erg G}^{-1} \text{ cm}^{-3}$, $A = 1,07 \times 10^{-6} \text{ erg/cm}$ e $\delta = 33/\pi \text{ nm}$.

2.1 Torques exercidos sobre a parede de domínio

A equação de Landau-Lifshitz-Gilbert, apresentada em (1.16), pode ser adaptada ao sistema de coordenadas (r, θ, z) da figura 2.1, sendo escrita da seguinte forma:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}} + \frac{\alpha}{M_s} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} - \frac{u}{R} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial \theta} + \frac{\beta u}{M_s R} \mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial \theta}. \quad (2.3)$$

É possível notar que os termos da equação (2.3) são do tipo $-\gamma \times \text{torque}$. Portanto, cada termo está associado ao torque de um determinado campo sobre a magnetização.

O primeiro termo de (2.3) refere-se ao torque do campo efetivo \mathbf{H}_{ef} , que leva em conta as contribuições do campo de Zeeman \mathbf{H} , do campo dipolar \mathbf{H}_{d} e do campo de troca \mathbf{H}_{ex} :

$$\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ef}} = \mathbf{\Gamma}_{\text{Z}} + \mathbf{\Gamma}_{\text{d}} + \mathbf{\Gamma}_{\text{ex}} ,$$

em que $\mathbf{\Gamma}_{\text{Z}}$ é o torque produzido pela interação de Zeeman, $\mathbf{\Gamma}_{\text{d}}$ é o torque produzido pela interação dipolar e $\mathbf{\Gamma}_{\text{ex}}$ é o torque produzido pela interação de troca.

Torque produzido pela interação de Zeeman

A interação de Zeeman deve-se à atuação de um campo externo \mathbf{H} sobre uma amostra com magnetização \mathbf{M} , favorecendo o alinhamento de \mathbf{M} com o campo aplicado. Nesse trabalho, assume-se que o campo de Zeeman atua paralelamente à nanofita, isto é, ao longo da direção $\hat{\theta}$, uma vez que essa é a orientação apropriada para que o campo induza dinâmica de translação sobre uma parede de domínio do tipo “cabeça com cabeça”[15]. De fato, um campo que atua no sentido da magnetização de um dos domínios magnéticos da nanofita tende a aumentar a extensão desse domínio, já que os momentos magnéticos do sistema procuram se alinhar com \mathbf{H} , o que culmina no deslocamento da PD. Portanto, o campo é dado por:

$$\mathbf{H} = H\hat{\theta} , \quad (2.4)$$

o qual produz um torque $\mathbf{\Gamma}_{\text{Z}}$ que, no centro da parede de domínio, assume a seguinte forma:

$$\mathbf{\Gamma}_{\text{Z}} = (\mathbf{M} \times \mathbf{H})_{(\Omega=\pi/2)} = M_s H (-\cos\phi \hat{r} + \sin\phi \hat{z}) . \quad (2.5)$$

Torque produzido pela interação dipolar

Para avaliar o campo \mathbf{H}_{d} associado à interação dipolar, a parede de domínio será modelada como um elipsoide com magnetização uniformemente distribuída, cuja direção e sentido são definidos pela orientação do momento magnético situado no centro da PD. A figura 2.2 a seguir ilustra o modelo adotado.



Figura 2.2 – Parede de domínio modelada como um elipsoide uniformemente magnetizado, cuja orientação da magnetização obedece à do centro da parede.

Modelar um prisma a partir de um elipsoide é uma aproximação razoável para sistemas de dimensões nanométricas. Pois, nesse caso, os “espaços vazios” deixados pelo elipsoide imaginário que preenche o interior do prisma tendem a ser negligenciáveis [19]. O presente trabalho lida com “prismas curvos”, mas assume que a curvatura é suficientemente pequena para que as deformações produzidas na geometria da parede de domínio não precisem ser levadas em conta no processo de modelagem da interação dipolar.

Partindo dessa aproximação, o campo dipolar \mathbf{H}_d que atua sobre a PD pode ser calculado a partir da equação (1.7). Nesse caso, o tensor de desmagnetização \mathbf{N} escrito no sistema de coordenadas (r, θ, z) é dado por:

$$\mathbf{N} = \begin{bmatrix} N_r & 0 & 0 \\ 0 & N_\theta & 0 \\ 0 & 0 & N_z \end{bmatrix} .$$

Assim, uma vez que $\mathbf{H}_d = -4\pi (\mathbf{N} \cdot \mathbf{M})_{(\Omega=\pi/2)}$, o campo dipolar assume a seguinte forma:

$$\mathbf{H}_d = -4\pi M_s (N_r \sin^2 \phi \hat{r} + N_z \cos^2 \phi \hat{z}) . \quad (2.6)$$

Desse modo, é possível calcular o torque produzido pela interação dipolar $\mathbf{\Gamma}_d$ sobre o centro da parede de domínio:

$$\mathbf{\Gamma}_d = (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_d)_{(\Omega=\pi/2)} = -4\pi M_s^2 (N_r - N_z) \sin \phi \cos \phi \hat{\theta} . \quad (2.7)$$

Nesse trabalho, para determinar os fatores de desmagnetização N_r , N_θ e N_z , serão utilizadas as equações deduzidas por Amikam Aharoni para prismas ferromagnéticos [30]. O apêndice B apresenta mais detalhes a esse respeito.

Torque produzido pela interação de troca

Sob a hipótese de que $\mathbf{m} = \mathbf{m}(\theta)$ e de que ϕ não depende de θ (parede de domínio rígida), conforme a equação (1.12), o campo de troca $\mathbf{H}_{\text{ex}} = (2A/M_s)(\nabla^2 \mathbf{m})_{(\Omega=\pi/2)}$ no centro da parede de domínio é dado por:

$$\mathbf{H}_{\text{ex}} = \frac{2A}{M_s} \left[\left(\frac{2}{R\delta} - \left(\frac{1}{\delta^2} + \frac{1}{R^2} \right) \text{sen}\phi \right) \hat{r} - \frac{1}{\delta^2} \cos\phi \hat{z} \right]. \quad (2.8)$$

Desse modo, o torque $\mathbf{\Gamma}_{\text{ex}}$ associado a esse campo pode ser facilmente calculado:

$$\mathbf{\Gamma}_{\text{ex}} = (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{ex}})_{(\Omega=\pi/2)} = A \left(\frac{4 \cos\phi}{R\delta} - \frac{\text{sen}(2\phi)}{R^2} \right) \hat{\theta}. \quad (2.9)$$

De posse dos torques $\mathbf{\Gamma}_{\mathbf{z}}$, $\mathbf{\Gamma}_{\mathbf{d}}$ e $\mathbf{\Gamma}_{\text{ex}}$, o primeiro termo da equação (2.3) encontra-se determinado.

Torque de amortecimento

O segundo termo da equação (2.3) pode ser interpretado como o torque de um campo de amortecimento \mathbf{H}_{α} :

$$\mathbf{H}_{\alpha} = -\frac{\alpha}{\gamma M_s} \frac{d\mathbf{M}}{dt}. \quad (2.10)$$

Assim, o torque de amortecimento $\mathbf{\Gamma}_{\alpha}$ calculado no centro da PD é:

$$\begin{aligned} \mathbf{\Gamma}_{\alpha} &= (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\alpha})_{(\Omega=\pi/2)} \\ &= -\frac{\alpha M_s}{\gamma} \left(\frac{d\Omega}{dt} \cos\phi \hat{r} + \frac{d\phi}{dt} \hat{\theta} - \frac{d\Omega}{dt} \text{sen}\phi \hat{z} \right). \end{aligned} \quad (2.11)$$

O efeito produzido por $\mathbf{\Gamma}_{\alpha}$ possui um caráter dissipativo, impedindo que a precessão da magnetização ocorra indefinidamente. O quão atenuante será o efeito de $\mathbf{\Gamma}_{\alpha}$ dependerá do valor da constante de amortecimento α , que varia de acordo com a amostra magnética de interesse.

Torques de transferência de spin

O terceiro e o quarto termos da equação (2.3) estão associados à presença de corrente elétrica [26]. Os elétrons da corrente aplicada, que possuem spin \mathbf{S} , interagem com os spins que constituem a PD de modo que torques são produzidos sobre a parede de domínio, os quais são denominados de torque de transferência de spin adiabática, $\mathbf{\Gamma}_{\mathbf{u}}$, e torque de transferência de spin não adiabática, $\mathbf{\Gamma}_{\beta}$. Sobre o centro da PD, os respectivos

torques de transferência de spin são:

$$\mathbf{\Gamma}_u = \frac{u}{\gamma R} \left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial \theta} \right)_{(\Omega=\pi/2)} = -\frac{uM_s}{\gamma\delta} \hat{\theta} , \quad (2.12)$$

$$\mathbf{\Gamma}_\beta = -\frac{\beta u}{\gamma M_s R} \left(\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial \theta} \right)_{(\Omega=\pi/2)} = -\frac{\beta u M_s}{\gamma \delta} (\cos \phi \hat{r} - \text{sen} \phi \hat{z}) . \quad (2.13)$$

Torque resultante sobre o centro da parede de domínio

O torque resultante sobre o centro da PD, escrito nas coordenadas (r, θ, z) , é dado pela soma de cada um dos torques calculados anteriormente. Assim,

$$\mathbf{\Gamma}_{r,\theta,z} = \mathbf{\Gamma}_Z + \mathbf{\Gamma}_d + \mathbf{\Gamma}_{\text{ex}} + \mathbf{\Gamma}_\alpha + \mathbf{\Gamma}_u + \mathbf{\Gamma}_\beta$$

$$= \begin{bmatrix} -M_s \cos \phi \left(\frac{\alpha}{\gamma} \frac{d\Omega}{dt} + H + \frac{\beta u}{\gamma \delta} \right) \\ -2\pi M_s^2 (N_r - N_z) \text{sen}(2\phi) - \frac{\alpha M_s}{\gamma} \frac{d\phi}{dt} + A \left(\frac{4 \cos \phi}{R\delta} - \frac{\text{sen}(2\phi)}{R^2} \right) - \frac{u M_s}{\gamma \delta} \\ M_s \text{sen} \phi \left(\frac{\alpha}{\gamma} \frac{d\Omega}{dt} + H + \frac{\beta u}{\gamma \delta} \right) \end{bmatrix} .$$

Para avaliar a dinâmica da parede de domínio, a escolha mais natural é lidar com os ângulos Ω e ϕ . Assim, avaliando o sistema de coordenadas representado na figura 2.3, verifica-se que a seguinte matriz de transformação pode ser utilizada para determinar o torque em coordenadas esféricas (ρ, Ω, ϕ) :

$$\mathbf{\Gamma}_{\rho,\Omega,\phi} = \begin{bmatrix} \text{sen} \Omega \text{sen} \phi & \cos \Omega & \text{sen} \Omega \cos \phi \\ \cos \Omega \text{sen} \phi & -\text{sen} \Omega & \cos \Omega \cos \phi \\ \cos \phi & 0 & -\text{sen} \phi \end{bmatrix} \mathbf{\Gamma}_{r,\theta,z} .$$

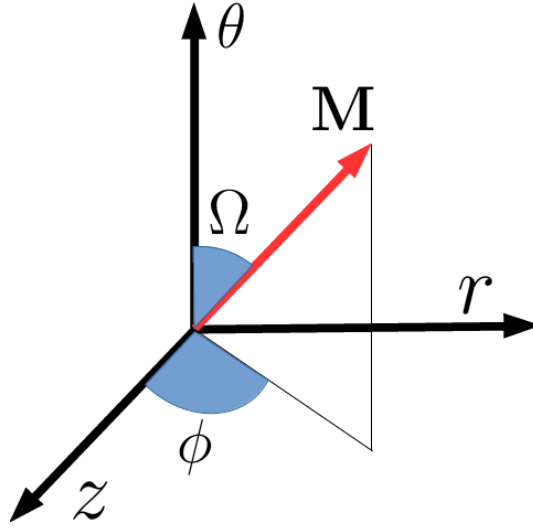


Figura 2.3 – Representação das coordenadas Ω e ϕ e de como elas estão situadas no sistema definido pelos eixos r , θ e z .

Portanto, utilizando a matriz de transformação apresentada anteriormente e fazendo $\Omega = \pi/2$, obtém-se:

$$\mathbf{\Gamma}_{\rho,\Omega,\phi} = \begin{bmatrix} 0 \\ 2\pi M_s^2(N_r - N_z)\text{sen}(2\phi) + \frac{\alpha M_s}{\gamma} \frac{d\phi}{dt} - A \left(\frac{4 \cos \phi}{R\delta} - \frac{\text{sen}(2\phi)}{R^2} \right) + \frac{u M_s}{\gamma \delta} \\ -M_s \left(\frac{\alpha}{\gamma} \frac{d\Omega}{dt} + H + \frac{\beta u}{\gamma \delta} \right) \end{bmatrix}. \quad (2.14)$$

2.2 Equações de movimento da parede de domínio

Pode-se pensar na dinâmica do centro da PD como a dinâmica de um momento magnético μ sujeito a um campo resultante $\mathbf{H}_{\text{total}}$, o qual precisa levar em conta as contribuições do campo de Zeeman, do campo dipolar, do campo de troca, do campo de amortecimento e do campo efetivo de corrente elétrica.

De acordo com a Mecânica Quântica [24], as velocidades de rotação do momento magnético μ ao longo das direções $\hat{\Omega}$ e $\hat{\phi}$ relacionam-se com o campo $\mathbf{H}_{\text{total}}$ das seguintes formas:

$$\frac{d\Omega}{dt} = \gamma \mathbf{H}_{\text{total}} \cdot \hat{\phi}, \quad (2.15)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = \gamma \mathbf{H}_{\text{total}} \cdot \hat{\theta}. \quad (2.16)$$

Multiplicando a equação (2.15) por M_s e identificando no lado direito da igualdade a componente $\hat{\Omega}$ do torque, isto é, $\Gamma_\Omega = -M_s \mathbf{H}_{\text{total}} \cdot \hat{\phi}$, obtém-se:

$$\frac{d\Omega}{dt} = -\frac{\gamma}{M_s} \Gamma_\Omega . \quad (2.17)$$

Analogamente, tomando a equação (2.16), multiplicando-a por $M_s \text{sen}\Omega$ e verificando que o termo que surge à direita da igualdade está associado à componente $\hat{\phi}$ do torque, isto é, $\Gamma_\phi = -M_s \mathbf{H}_{\text{total}} \cdot \hat{\theta} \text{sen}\Omega$, é possível obter:

$$\frac{d\phi}{dt} = -\frac{\gamma}{M_s \text{sen}\Omega} \Gamma_\phi .$$

Nesse trabalho, a dinâmica de interesse é a do centro da parede de domínio, posição na qual $\Omega = \pi/2$. Portanto,

$$\frac{d\phi}{dt} = -\frac{\gamma}{M_s} \Gamma_\phi . \quad (2.18)$$

A partir das equações (2.14) e (2.18), obtém-se frequência de rotação da magnetização na direção $\hat{\phi}$:

$$\frac{d\phi}{dt} = \gamma H + \alpha \frac{d\Omega}{dt} + \frac{\beta u}{\delta} . \quad (2.19)$$

Semelhantemente, calculando $d\Omega/dt$ pelas equações (2.14) e (2.17), obtém-se:

$$\begin{aligned} \frac{d\Omega}{dt} &= -2\pi\gamma M_s (N_r - N_z) \text{sen}(2\phi) - \alpha \frac{d\phi}{dt} \\ &+ \frac{2\gamma A}{M_s} \left(\frac{2 \cos \phi}{R\delta} + \frac{\text{sen}(2\phi)}{2R^2} \right) - \frac{u}{\delta} . \end{aligned} \quad (2.20)$$

Assim, tomando $d\Omega/dt$ dado por (2.20) e inserindo-o na equação (2.19), a velocidade de rotação da PD assume a seguinte forma:

$$\begin{aligned} \frac{d\phi}{dt} &= \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \left[H + \frac{u(\beta - \alpha)}{\gamma\delta} - 2\pi\alpha M_s (N_r - N_z) \text{sen}(2\phi) \right. \\ &\left. + \frac{\alpha A}{M_s} \left(\frac{4k}{\delta} \cos \phi - k^2 \text{sen}(2\phi) \right) \right] , \end{aligned} \quad (2.21)$$

onde a definição do parâmetro que caracteriza a curvatura do sistema, $k = 1/R$, foi utilizada. Nota-se que o sentido de rotação induzido pela corrente elétrica sobre a PD depende de como os parâmetros α e β se comparam [27].

Derivando a equação (2.2) em relação ao tempo, é possível determinar que, no centro da parede de domínio, $d\Omega/dt = -(R/\delta) \times d\theta_0/dt$. Desse modo, a velocidade v com

a qual a PD translada ao longo da direção $\hat{\theta}$ é dada por:

$$v = R \frac{d\theta_0}{dt} = -\delta \frac{d\Omega}{dt} . \quad (2.22)$$

Assim, explicitando $d\Omega/dt$ na equação (2.19) e introduzindo-o na equação (2.22), determina-se:

$$v = \frac{\delta}{\alpha} \left(\gamma H + \frac{\beta}{\delta} u - \frac{d\phi}{dt} \right) . \quad (2.23)$$

Finalmente, por meio das equações (2.21) e (2.23), a velocidade de translação da parede de domínio pode ser escrita como:

$$v = \frac{\gamma\delta}{1 + \alpha^2} \left[\alpha H + \frac{u}{\gamma\delta} (1 + \alpha\beta) + 2\pi M_s (N_r - N_z) \text{sen}(2\phi) - \frac{A}{M_s} \left(\frac{4k}{\delta} \cos \phi - k^2 \text{sen}(2\phi) \right) \right] . \quad (2.24)$$

Todas as informações a respeito da dinâmica da PD que o modelo utilizado aqui é capaz de capturar estão contidas nas equações (2.21) e (2.24).

III Resultados

3.1 Competição entre a interação dipolar e a interação de troca

Energia dipolar

A partir do campo dipolar, \mathbf{H}_d , dado pela equação (1.12), a densidade de energia $\varepsilon_d = -(1/2)\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d$ pode ser escrita como:

$$\varepsilon_d = -\frac{1}{2}\mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_d = 2\pi M_s^2 (N_r \sin^2 \phi + N_z \cos^2 \phi) , \quad (3.1)$$

que é a densidade de energia dipolar obtida pela aproximação de que a parede de domínio é um elipsoide uniformemente magnetizado, cuja orientação da magnetização é governada pelo momento magnético situado no centro da parede. Nesse caso, com o fim de obter a energia dipolar da PD por unidade de área de seção transversal, E_d , basta multiplicar ε_d pelo comprimento $\pi\delta$ da parede. Assim,

$$E_d = 2\pi^2 M_s^2 \delta (N_r \sin^2 \phi + N_z \cos^2 \phi) . \quad (3.2)$$

Os fatores de desmagnetização N_r , N_θ e N_z dependem apenas das dimensões da parede de domínio, isto é, da espessura Δr , altura Δz e comprimento $\pi\delta$ [30]. Para um dado N_i , quanto maior for a dimensão da PD ao longo da direção \mathbf{i} , menor será o fator desmagnetizante N_i . Por outro lado, quanto menor for a dimensão da PD ao longo do eixo \mathbf{i} , maior será o valor de N_i . Assim, uma nanofita cuja altura é maior que a espessura ($\Delta z > \Delta r$), que corresponde a uma nanofita “esbelta”, apresenta $N_r > N_z$. Em contrapartida, quando $N_z > N_r$, a nanofita é achatada, isto é, $\Delta r > \Delta z$. A figura 3.1 ilustra as referidas geometrias, omitindo o caso em que $N_r = N_z$, que corresponde a uma nanofita com área de seção transversal quadrada.

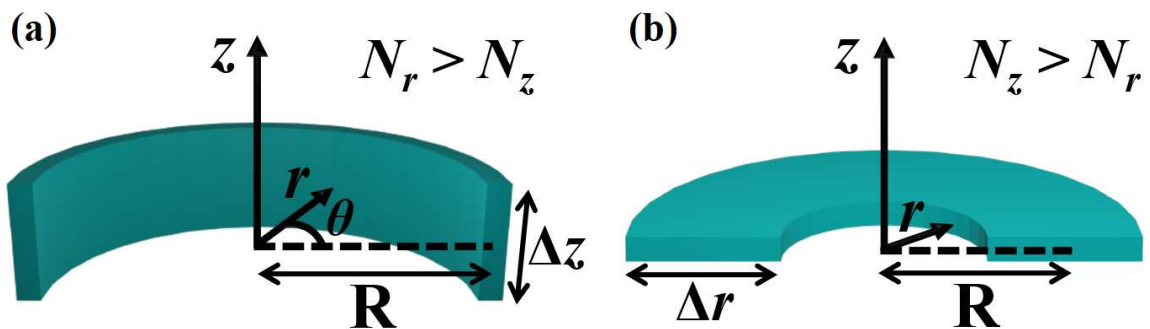


Figura 3.1 – (a) Nanofita “esbelta”, caso em que $N_r > N_z$. (b) Nanofita achatada, caso em que $N_z > N_r$.

Para descrever a relação entre as dimensões da nanofita, a seguinte convenção é adotada nesse texto: $(\Delta r) \times (\Delta z)$. No presente estudo, sete tipos de nanofitas serão avaliadas, cujas dimensões são: $20 \times 20 \text{ nm}^2$, $18 \times 20 \text{ nm}^2$, $20 \times 18 \text{ nm}^2$, $15 \times 20 \text{ nm}^2$, $20 \times 15 \text{ nm}^2$, $10 \times 20 \text{ nm}^2$ e $20 \times 10 \text{ nm}^2$. Para uma nanofita de seção reta quadrada de lado 20 nm, por exemplo, a área de seção transversal é da ordem de grandeza de 10^{-16} m^2 . Assim, para as nanofitas avaliadas no presente trabalho, é razoável supor que a magnetização varia ao longo do comprimento da fita (direção $\hat{\theta}$), mas é uniforme ao longo de sua área de seção reta e, portanto, ao longo das direções \hat{r} e \hat{z} .

Com o fim de ilustrar a dependência entre os máximos e mínimos da energia dipolar e as dimensões da seção transversal da nanofita, os gráficos da figura 3.2 apresentam o comportamento de E_d em função da posição angular ϕ da PD para nanofitas de permalloy ($\text{Ni}_{0.8}\text{Fe}_{0.2}$) de dimensões distintas.

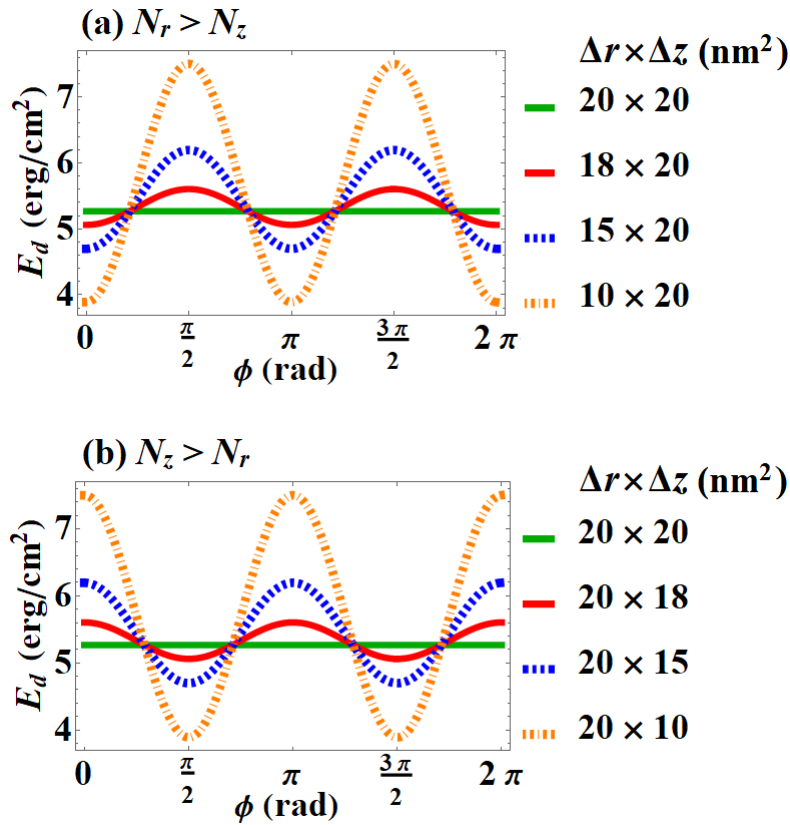


Figura 3.2 – Energia dipolar por área de seção reta, E_d , em função da posição angular ϕ da parede de domínio para nanofitas de permalloy nas quais: (a) $N_r > N_z$ e (b) $N_z > N_r$.

Nota-se que, quando $N_r > N_z$, a interação dipolar favorece as posições angulares $\phi = 0$ e $\phi = \pi$, que correspondem à magnetização do centro da PD posicionando-se perpendicularmente às menores áreas da fita “esbelta”, uma vez que E_d é minimizada para essas posições. Além disso, a interação dipolar é desfavorecida quando a magnetização da PD aponta perpendicularmente às maiores áreas da nanofita, uma vez que E_d é maxi-

mizada para $\phi = \pi/2$ e para $\phi = 3\pi/2$, o que corresponderia a apontar ao longo de $\pm\hat{r}$. Um raciocínio análogo se aplica quando $N_z > N_r$. Mas, nesse caso, os mínimos de energia ocorrem em $\phi = \pi/2$ e $\phi = 3\pi/2$, já os máximos em $\phi = 0$ e $\phi = \pi$. Por outro lado, se $N_r = N_z$, não existem posições angulares privilegiadas pela interação dipolar, o que se evidencia no fato de que a curva correspondente à nanofita com dimensões $20 \times 20 \text{ nm}^2$ (curva verde) dos gráficos da figura 3.2 não varia com a fase ϕ . Nesse caso, a interação dipolar não afeta a dinâmica da PD.

Vale a pena perceber que quanto maior for a diferença entre as dimensões Δr e Δz da nanofita e, conseqüentemente, quanto maior for a diferença entre N_r e N_z , maior será a amplitude de E_d e mais pronunciados serão os seus máximos e mínimos. Essa observação está em consonância com o fato de que o torque dipolar Γ_d , associado à taxa de variação de E_d em relação a ϕ , apresenta magnitude proporcional a $|N_r - N_z|$, conforme visto na equação (2.7). Em outras palavras, quanto maior for a discrepância entre as dimensões Δr e Δz da nanofita, mais relevante será a interação dipolar para a dinâmica da parede de domínio.

Nota-se que o fator desmagnetizante N_θ não aparece na equação da energia dipolar 3.2 e também não consta nas equações de movimento do sistema 2.21 e 2.24, o que se deve à aproximação utilizada para modelar a interação dipolar de que a parede de domínio é um elipsoide uniformemente magnetizado, cuja orientação da magnetização coincide com a do centro da PD. Como a magnetização do centro da parede encontra-se no plano da seção reta da nanofita, isto é, no plano rz , apenas os fatores N_r e N_z são relevantes, enquanto o fator de desmagnetização associado à direção $\hat{\theta}$ não desempenha um papel efetivo nesse modelo.

Energia de troca

Sob a hipótese de que a energia de troca é uniformemente distribuída ao longo da área de seção transversal da nanofita, variando apenas com a posição $\lambda = R\theta$, é possível obter a energia de troca por unidade de área de seção reta, E_{ex} . Para isso, basta utilizar a equação (1.11):

$$E_{ex} = -A \int_L \mathbf{m} \cdot \nabla^2 \mathbf{m} d\lambda = Ak \left[kL + 4 \left(\text{arccot} \left(e^{\frac{q}{\delta}} \right) - \text{arctan} \left(e^{\frac{L-q}{\delta}} \right) \right) \text{sen}\phi \right] - \frac{A(k^2\delta^2 + k^2\delta^2 \cos(2\phi) - 2) \text{sech} \left(\frac{L-q}{\delta} \right) \text{sech} \left(\frac{q}{\delta} \right) \text{senh} \left(\frac{L}{\delta} \right)}{2\delta}, \quad (3.3)$$

onde $k = 1/R$ é a curvatura do sistema, L é o comprimento da nanofita e $q = R\theta_0$ é a posição do centro da parede de domínio.

Vale a pena destacar que a energia de troca do sistema está associada à região em que os momentos magnéticos sofrem variações em sua orientação, isto é, ao longo

do comprimento da parede de domínio. Nas regiões em que a magnetização é uniforme, $\nabla^2 \mathbf{m} = 0$ e, conseqüentemente, tanto o campo efetivo de troca, dado pela equação (1.12), quanto a energia a ele associada são nulos.

Para um sistema curvo ($k \neq 0$), a energia de troca por área de seção reta E_{ex} é minimizada para $\phi = \pi/2$ e, portanto, favorece que a magnetização do centro da parede de domínio aponte ao longo de \hat{r} . Em contrapartida, quando $\phi = 3\pi/2$, E_{ex} apresenta um máximo², o que desfavorece que a PD aponte ao longo de $-\hat{r}$. Portanto, a interação de troca atua de modo a contribuir para que a fase ϕ da PD localize-se nas proximidades de $\phi = \pi/2$ e esteja o mais distante possível de $\phi = 3\pi/2$. O gráfico da figura 3.3 apresenta o comportamento de E_{ex} em função de ϕ para nanofitas de permalloy com duas curvaturas distintas, $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $k = (\pi/16) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$.

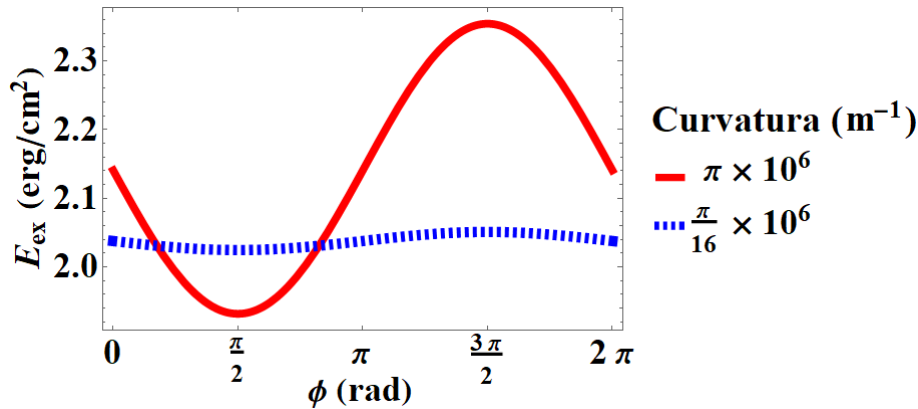


Figura 3.3 – Energia de troca por área de seção reta E_{ex} em função da posição angular ϕ da parede de domínio de nanofitas de permalloy de comprimento $L = 1000 \text{ nm}$ para duas curvaturas distintas, $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $k = (\pi/16) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$.

Quanto maior for a curvatura do sistema, maior será a amplitude de E_{ex} e mais pronunciados serão os seus máximos e mínimos. Esse fato se reflete na dependência existente entre o torque efetivo de interação de troca Γ_{ex} , associado à taxa de variação de E_{ex} em relação a ϕ , e a curvatura k do sistema: quanto maior for k , mais intenso será Γ_{ex} e, conseqüentemente, maior será a relevância da interação de troca para a dinâmica da PD. Para uma nanofita sem curvatura (omitida na figura), isto é, com $k = 0$, E_{ex} é constante e, nesse caso, a interação de troca não exerce influência sobre a dinâmica da parede de domínio.

² Para uma parede do tipo “cauda com cauda”, a energia de troca é minimizada para $\phi = 3\pi/2$ e maximizada para $\phi = \pi/2$.

Energia total

Ao contrário do que se verifica para a interação dipolar e para a interação de troca, a interação de Zeeman e a interação produzida pela corrente elétrica aplicada não privilegiam quaisquer posições angulares ϕ para a PD. Esse fato fica evidente nas equações de movimento para a rotação e a translação da PD, equações (2.21) e (2.24), respectivamente, nas quais os termos associados ao campo de Zeeman, H , e à corrente elétrica (levada em conta no parâmetro u), não variam com ϕ . Em outras palavras, o campo e a corrente aplicados induzem a rotação e a translação da PD, mas “são indiferentes” à fase ϕ em que ela se encontra. Portanto, os mínimos da energia total do sistema e, por conseguinte, as posições de equilíbrio ϕ da parede de domínio, são determinados unicamente pela competição entre a interação dipolar e a interação de troca.

Por exemplo, para nanofitas do tipo $10 \times 20 \text{ nm}^2$ e $20 \times 10 \text{ nm}^2$ com curvaturas da ordem de grandeza de 10^6 m^{-1} , as posições dos mínimos da energia total do sistema aproximam-se muito das fases ϕ que favorecem a interação dipolar. Em contrapartida, em um sistema do tipo $20 \times 20 \text{ nm}^2$, as posições ϕ de equilíbrio da PD são determinadas exclusivamente pela interação de troca. Já no caso de nanofitas do tipo $15 \times 20 \text{ nm}^2$, $20 \times 15 \text{ nm}^2$, $18 \times 20 \text{ nm}^2$ e $20 \times 18 \text{ nm}^2$, para $k \sim 10^6 \text{ m}^{-1}$, a competição entre as interações dipolar e de troca torna-se deveras acirrada. Com o fim de ilustrar os fenômenos descritos anteriormente, os gráficos da figura 3.4 a seguir apresentam a soma das energias dipolar e de troca por unidade de área de seção transversal, $E_t = E_d + E_{ex}$, em função da fase ϕ da PD para nanofitas de permalloy com dimensões e curvaturas distintas.

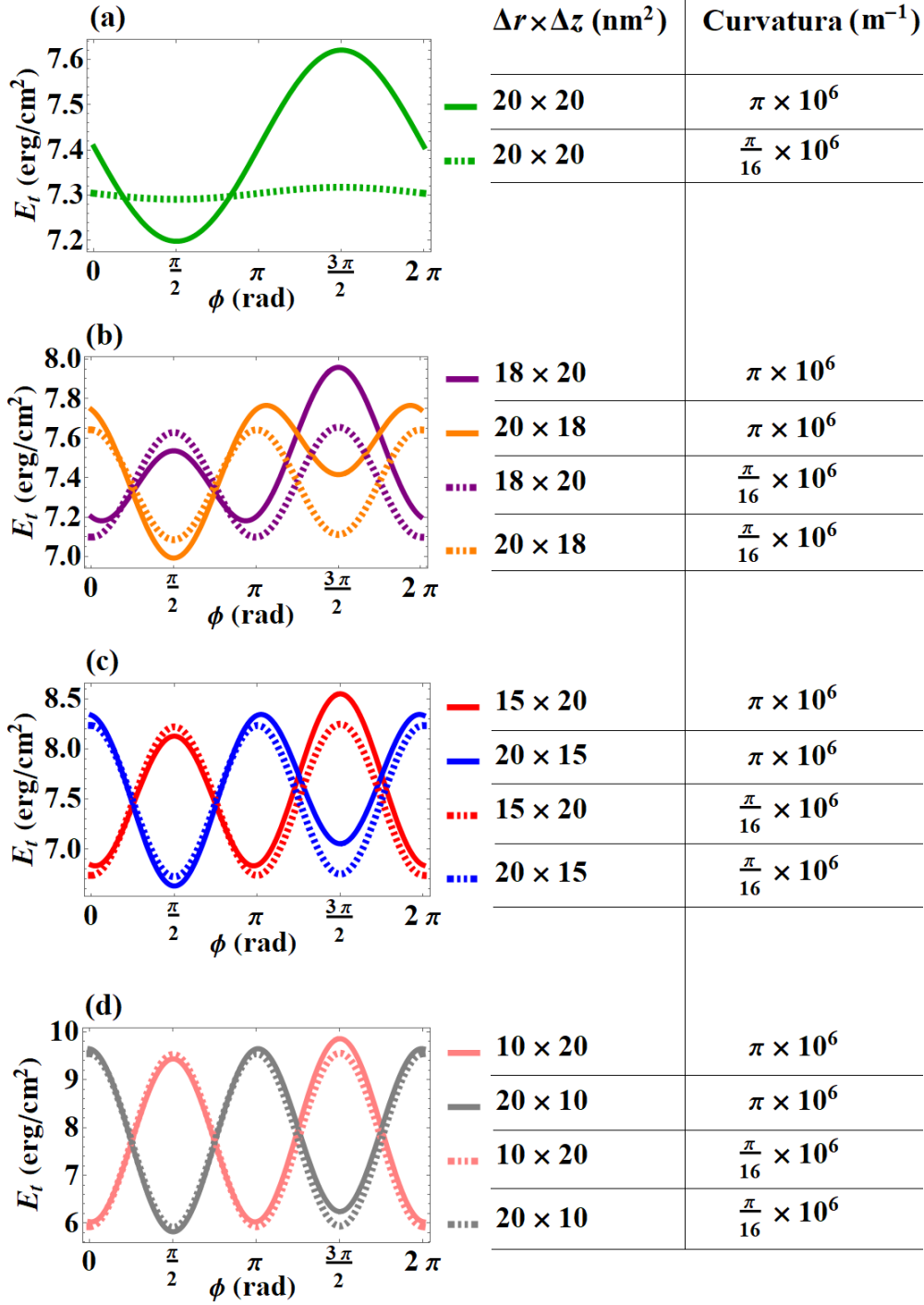


Figura 3.4 – Soma das energias dipolar e de troca por unidade de área de seção reta em função da posição angular ϕ da parede de domínio para nanofitas de permalloy com curvaturas $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $k = (\pi/16) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e dimensões: (a) $20 \times 20 \text{ nm}^2$; (b) $18 \times 20 \text{ nm}^2$ e $20 \times 18 \text{ nm}^2$; (c) $15 \times 20 \text{ nm}^2$ e $20 \times 15 \text{ nm}^2$; (d) $10 \times 20 \text{ nm}^2$ e $20 \times 10 \text{ nm}^2$.

3.2 Dinâmica da parede de domínio no regime estacionário

Se a corrente elétrica e o campo magnético aplicados ao sistema são suficientemente pequenos, a parede de domínio não rotaciona ao longo da direção $\hat{\phi}$, apresentando $d\phi/dt = 0$. Nesse caso, diz-se que o sistema encontra-se no *regime estacionário*. Desse modo, de acordo com a equação (2.23), a velocidade de translação da PD assume a seguinte forma:

$$v = \frac{\gamma\delta}{\alpha}H + \frac{\beta u}{\alpha}. \quad (3.4)$$

Assim, é possível perceber que a dinâmica de translação da parede de domínio ocorre com velocidade constante e linear com a magnitude do campo H e da corrente elétrica (associada ao parâmetro u) aplicados aos sistema. Nesse regime, a dinâmica da PD não é afetada por variações na curvatura k do sistema, nem mesmo por variações em suas dimensões Δr e Δz .

Os gráficos da figura 3.5 apresentam a velocidade da PD para nanofitas de permalloy com curvaturas e dimensões distintas, submetidas a um campo $H = 3$ Oe. Os referidos gráficos foram obtidos a partir de soluções numéricas das equações (2.21) e (2.24). Vale a pena ressaltar que, ao longo desse trabalho, as soluções numéricas foram obtidas a partir do software “Wolfram Mathematica”.

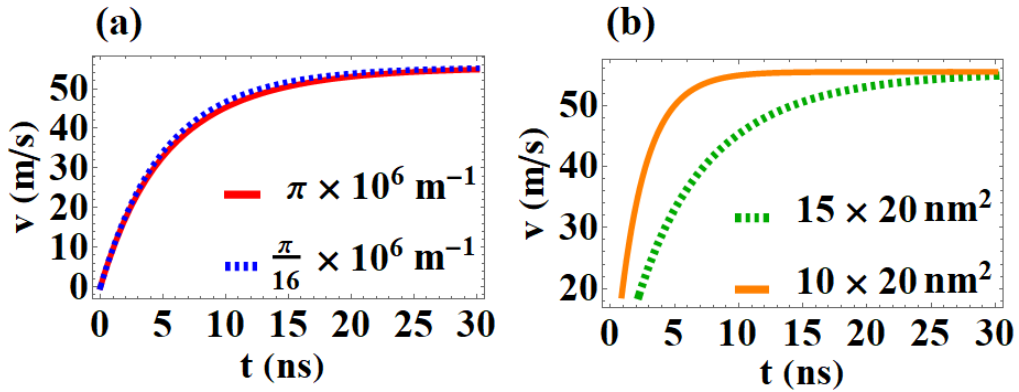


Figura 3.5 – Velocidade v da parede de domínio sob a atuação de um campo $H = 3$ Oe para dois sistemas distintos: (a) Nanofita de dimensões fixas $15 \times 20 \text{ nm}^2$ com curvaturas $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $k = (\pi/16) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$; (b) nanofita com curvatura fixa $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e dimensões $10 \times 20 \text{ nm}^2$ e $15 \times 20 \text{ nm}^2$.

Verifica-se que, após um curto regime transiente que dura aproximadamente 30 ns, a velocidade de translação v da PD encontra o mesmo valor de equilíbrio, independente de quais sejam as dimensões e a curvatura das nanofitas.

3.3 Rupturas de Walker

Por meio da equação (2.21), conclui-se que, para que $d\phi/dt = 0$, o campo magnético e a corrente elétrica aplicados sobre o sistema devem ser ajustados com a fase ϕ da parede de domínio de tal modo que:

$$H + \frac{u}{\gamma\delta}(\beta - \alpha) = 2\pi\alpha M_s(N_r - N_z)\text{sen}(2\phi) - \frac{A\alpha}{M_s} \left(\frac{4k}{\delta} \cos(\phi) - k^2 \text{sen}(2\phi) \right). \quad (3.5)$$

Cada fase ϕ da PD requer um novo valor do campo efetivo $H + u(\beta - \alpha)/(\gamma\delta)$ para garantir que $d\phi/dt = 0$. Logo, aumentando o campo $H + u(\beta - \alpha)/(\gamma\delta)$ de um valor finito, inevitavelmente, $d\phi/dt$ se tornará diferente de zero e a parede de domínio rotacionará, obedecendo à equação (2.21), até atingir um novo ϕ que satisfaça a equação (3.5) e, assim, $d\phi/dt$ voltará a ser nulo. Entretanto, aumentando $H + u(\beta - \alpha)/(\gamma\delta)$ de maneira quase-estática, de modo que cada nova fase ϕ atingida pela parede domínio encontre-se infinitesimalmente próxima da fase anterior, a PD se encontrará em um regime estacionário até ultrapassar determinados campos limites que sejam capazes de romper com a estabilidade de rotação do sistema. Esses campos limites, aqui denominados *campos de Walker*, H_{W1} e H_{W2} , correspondem aos valores máximos do campo descrito pela equação (3.5), os quais são dados por:

$$H_{W1} = \left[H + \frac{u}{\gamma\delta}(\beta - \alpha) \right]_{\text{máx.}} = \frac{\alpha \left(-3\mathcal{B} + \sqrt{32\mathcal{C}^2 + \mathcal{B}^2} \right) \sqrt{32\mathcal{C}^2 - 2\mathcal{B} \left(\mathcal{B} + \sqrt{32\mathcal{C}^2 + \mathcal{B}^2} \right)}}{32|\mathcal{C}|}, \quad (3.6)$$

$$H_{W2} = \left[H + \frac{u}{\gamma\delta}(\beta - \alpha) \right]_{\text{máx.}} = \frac{\alpha \left(3\mathcal{B} + \sqrt{32\mathcal{C}^2 + \mathcal{B}^2} \right) \sqrt{32\mathcal{C}^2 + 2\mathcal{B} \left(-\mathcal{B} + \sqrt{32\mathcal{C}^2 + \mathcal{B}^2} \right)}}{32|\mathcal{C}|}, \quad (3.7)$$

onde $\mathcal{B} = 4Ak/(M_s\delta)$ e $\mathcal{C} = Ak^2/M_s + 2\pi M_s(N_r - N_z)$.

O campo crítico H_{W2} está definido no conjunto dos reais (\mathbb{R}) independente de como se comparem os parâmetros geométricos do sistema. Por outro lado, para que o campo H_{W1} exista como uma grandeza física real é necessário que os parâmetros N_r , N_z , δ e k obedeam às seguintes relações:

$$H_{W1} \in \mathbb{R} \text{ se } N_r - N_z \geq \frac{k(2 - k\delta)}{2\pi M_s^2 \delta}, \text{ para } \mathcal{C} \geq 0; \text{ ou se } N_z - N_r \geq \frac{k(2 + k\delta)}{2\pi M_s^2 \delta}, \text{ para } \mathcal{C} < 0.$$

No caso em que $N_r = N_z$, a condição para que H_{W1} pertença aos reais se reduz a $k \geq \frac{2}{\delta}$.

Os campos de Walker H_{W1} e H_{W2} são os campos críticos nos quais ocorrem rupturas no regime estacionário da parede de domínio, as quais são aqui denominadas de *rupturas de Walker*. As fases críticas correspondentes, ϕ_{W1} e ϕ_{W2} , nas quais a primeira e a segunda rupturas ocorrem, respectivamente, são:

$$\phi_{W1} = \arctan \left[\frac{\mathcal{B} + \sqrt{32\mathcal{C}^2 + \mathcal{B}^2}}{\sqrt{32\mathcal{C}^2 - 2\mathcal{B}(\mathcal{B} + \sqrt{32\mathcal{C}^2 + \mathcal{B}^2})}} \right], \quad (3.8)$$

$$\phi_{W2} = \arctan \left[\frac{-\mathcal{B} + \sqrt{32\mathcal{C}^2 + \mathcal{B}^2}}{\sqrt{32\mathcal{C}^2 + 2\mathcal{B}(-\mathcal{B} + \sqrt{32\mathcal{C}^2 + \mathcal{B}^2})}} \right]. \quad (3.9)$$

Na figura 3.6 a seguir, são apresentados os campos H_{W1} e H_{W2} em função da curvatura k para nanofitas de permalloy com dimensões distintas, para as quais $N_r \geq N_z$.

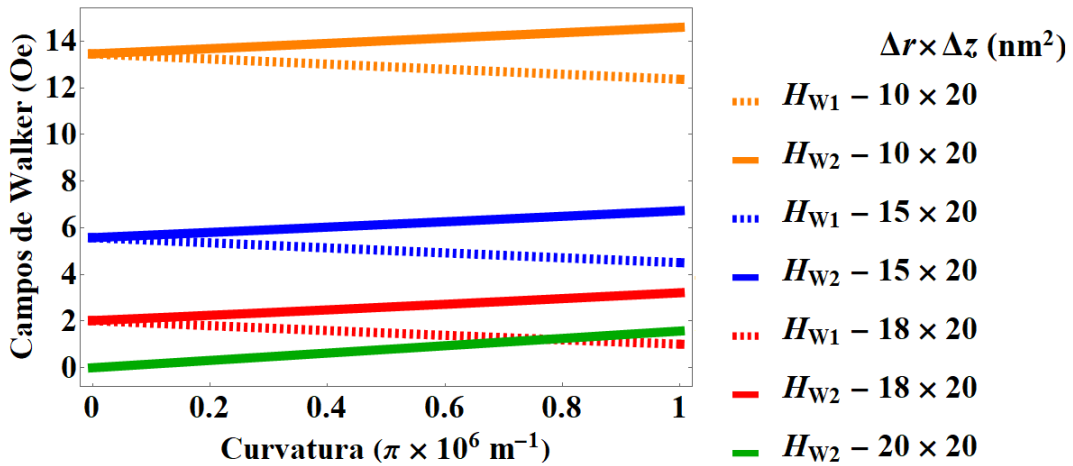


Figura 3.6 – Campos de Walker H_{W1} e H_{W2} em função da curvatura k , para nanofitas de permalloy com dimensões distintas.

A figura 3.6 omite o gráfico correspondente às nanofitas nas quais $N_z > N_r$, já que as diferenças em relação às nanofitas nas quais $N_r > N_z$ (mostradas na figura 3.6) são visualmente imperceptíveis. Os campos de Walker para uma nanofita com dimensões 18×20 nm², por exemplo, são muito próximos dos referidos campos para uma nanofita com dimensões 20×18 nm². No caso do sistema 18×20 nm² com curvatura $k = \pi \times 10^6$ m⁻¹, $H_{W1} \approx 3,217$ Oe e $H_{W2} \approx 1,011$ Oe, enquanto $H_{W1} \approx 3,191$ Oe e $H_{W2} \approx 0,987$ Oe para a nanofita 20×18 nm² com a mesma curvatura. Em outras palavras, para o regime de curvaturas abordado nesse trabalho, inverter as dimensões Δr e Δz do sistema não produz mudanças expressivas nos valores de H_{W1} e H_{W2} .

Nota-se que $H_{W2} \geq H_{W1}$, sendo a igualdade válida quando o sistema não apresenta curvatura k . No caso de uma nanofita com $k = 0$,

$$H_{W1} = H_{W2} = 2\pi\alpha M_s |N_r - N_z|,$$

concordando com o resultado apresentado em [19].

Além disso, é possível perceber que o segundo campo de Walker cresce com a curvatura k do sistema. O que revela que quanto maior for a curvatura da nanofita mais inerte ela será a segunda ruptura de Walker, exigindo campos cada vez maiores para que esse fenômeno ocorra. Um comportamento oposto é identificado no que se refere ao primeiro campo de Walker, que decresce com k , o que será justificado nas próximas seções desse trabalho. Outro fato evidenciado no gráfico da figura 3.6 é que H_{W1} e H_{W2} são mais elevados para as nanofitas nas quais a diferença entre as dimensões Δr e Δz são maiores. O que quer dizer que quanto maior for a diferença entre Δr e Δz maior será o custo energético solicitado pelo sistema para que as rupturas de Walker se manifestem. Para o caso de uma nanofita curva com seção transversal quadrada ($N_r = N_z$), há apenas um campo de Walker, o que coincide com o caso de um NM com seção transversal circular [15].

3.3.1 Caso em que $N_r > N_z$

É possível compreender o fenômeno das rupturas de Walker atentando-se para as posições angulares ϕ de mínima e máxima energia do sistema. No caso de nanofitas em que $N_r > N_z$, a energia dipolar é minimizada quando a magnetização do centro da parede de domínio aponta ao longo de $\pm \hat{z}$ ($\phi = 0$ ou $\phi = \pi$) e maximizada quando a ela aponta ao longo de $\pm \hat{r}$ ($\phi = \pi/2$ ou $\phi = 3\pi/2$). A interação de troca, por sua vez, apresenta mínima e máxima energia quando a PD aponta ao longo de \hat{r} e $-\hat{r}$, respectivamente, independente de como se comparam N_r e N_z .

Para uma nanofita com $N_r > N_z$, supondo que a PD inicia o seu movimento nas vizinhanças de um mínimo global de energia do sistema, situado entre $\phi = 0$ e $\phi = \pi/2$, apenas um campo maior que H_{W1} – aqui denominado de *primeiro campo de Walker* – será capaz de vencer a barreira de potencial, U_{W1} , que a PD encontra diante de si, fazendo-a rotacionar no sentido positivo da direção $\hat{\phi}$ e estacionar em uma nova posição de equilíbrio situada nas proximidades de um segundo mínimo global de energia do sistema, o qual fica localizado entre $\phi = \pi/2$ e $\phi = \pi$. Esse fenômeno caracteriza a *primeira ruptura de Walker*. A posição angular ϕ na qual a PD estaciona após a primeira ruptura não coincide exatamente com um mínimo de energia do sistema, pois o campo aplicado desloca a parede de domínio para regiões vizinhas à essa posição.

Uma vez em sua nova posição angular de equilíbrio, para ser capaz de prosseguir em seu movimento de rotação ao longo do sentido $+\hat{\phi}$, a PD precisa atravessar uma região de máxima energia global, localizada em $\phi = 3\pi/2$, já que, nessa posição, tanto a energia

dipolar quanto a energia de troca são maximizadas. Para vencer tal oposição conjunta das interações dipolar e de troca, as quais produzem uma barreira de potencial U_{W2} , faz-se necessária a superação de um novo campo crítico, H_{W2} , denominado *segundo campo de Walker*. Se $H + u(\beta - \alpha)/(\gamma\delta) > H_{W2}$, as interações dipolar e de troca não serão mais capazes de impedir a rotação da PD. A partir daí, $d\phi/dt$ será sempre diferente de zero e a dinâmica do sistema assumirá um comportamento oscilatório, o que caracteriza a *segunda ruptura de Walker*. As barreiras U_{W1} e U_{W2} são aqui denominadas de primeira e segunda barreiras de Walker, respectivamente.

Portanto, no caso em que a nanofita apresenta $N_r > N_z$, H_{W1} é o campo a partir do qual a parede de domínio é capaz de sair das proximidades de uma posição angular de mínima energia global, atravessar a barreira U_{W1} , definida pela região de máxima energia local do sistema, e atingir uma nova posição de equilíbrio estável, localizada nos entornos de um segundo mínimo global de energia. O campo H_{W2} , por sua vez, é aquele capaz de tirar a PD das proximidades de sua nova posição de equilíbrio, fazê-la superar a barreira U_{W2} , associada à região de máxima energia global do sistema, e, a partir de então, apresentar velocidade de rotação $d\phi/dt$ sempre diferente de zero, o que leva a dinâmica da parede de domínio para um regime oscilatório. As barreiras U_{W1} e U_{W2} são representadas no gráfico da figura 3.7 para uma nanofita do tipo $18 \times 20 \text{ nm}^2$.

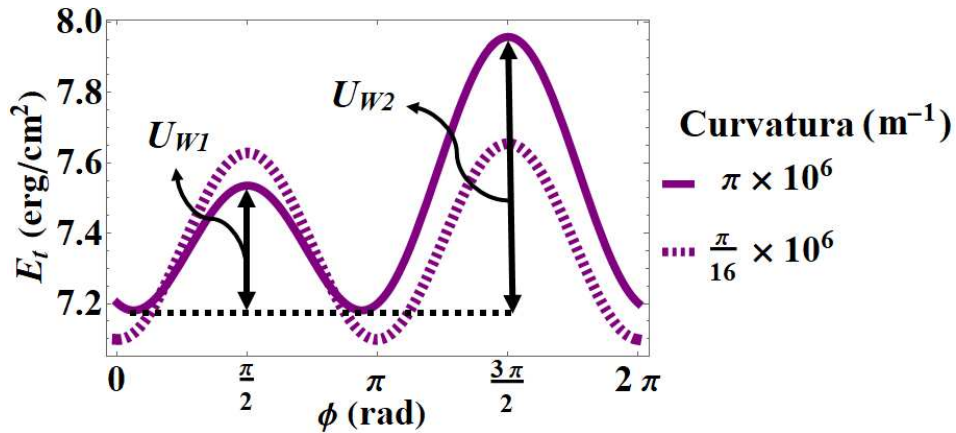


Figura 3.7 – Barreiras de Walker U_{W1} e U_{W2} para nanofitas de permalloy com dimensões $18 \times 20 \text{ nm}^2$ para duas curvaturas distintas, $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $k = (\pi/16) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$.

Por meio da figura 3.7, nota-se que a primeira barreira de Walker, U_{W1} é maior para um sistema com menor curvatura, enquanto a segunda barreira cresce com k . Esse fato está em consonância com o comportamento dos campos críticos H_{W1} e H_{W2} em função de k , visto na figura 3.6. Como um aumento de k diminui U_{W1} , o campo H_{W1} exigido para a superação da primeira barreira torna-se menor. Por outro lado, U_{W2} cresce com k , de modo que sistemas mais curvos solicitam maiores campos H_{W2} para que a segunda barreira seja superada.

Para uma nanofita de permalloy de dimensões $18 \times 20 \text{ nm}^2$ e curvatura $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, o primeiro e o segundo campos de Walker são, respectivamente, $H_{W1} \approx 1,011 \text{ Oe}$ e $H_{W2} \approx 3,217 \text{ Oe}$, e as correspondentes fases críticas nas quais as rupturas ocorrem são $\phi_{W1} \approx 0,301\pi$ e $\phi_{W2} \approx 1,212\pi$. O gráfico da figura 3.8 apresenta o comportamento do $\cos \phi$, da velocidade angular $d\phi/dt$ da PD, do seu deslocamento Δq e da sua velocidade de translação v quando a referida nanofita é sujeita a três campos H distintos: um deles menor que H_{W1} , um que se situa entre os campos H_{W1} e H_{W2} , e outro maior que H_{W2} . Supõe-se que a PD parte da posição angular $\phi \approx 0,126\pi$, que, na ausência de corrente e campo aplicados, é uma posição de equilíbrio estável.

Vale a pena destacar que, ao longo desse trabalho, os gráficos de $\cos \phi$, $d\phi/dt$, Δq e v em função do tempo foram construídos a partir de soluções numéricas das equações (2.21) e (2.24). Para esse fim, o software “Wolfram Mathematica” foi utilizado. Nesses gráficos, por simplicidade, fez-se $u = 0$, uma vez que a existência de corrente elétrica aplicada não introduz mudanças qualitativas nos aspectos da dinâmica do sistema que esse trabalho tem como objetivo apresentar.

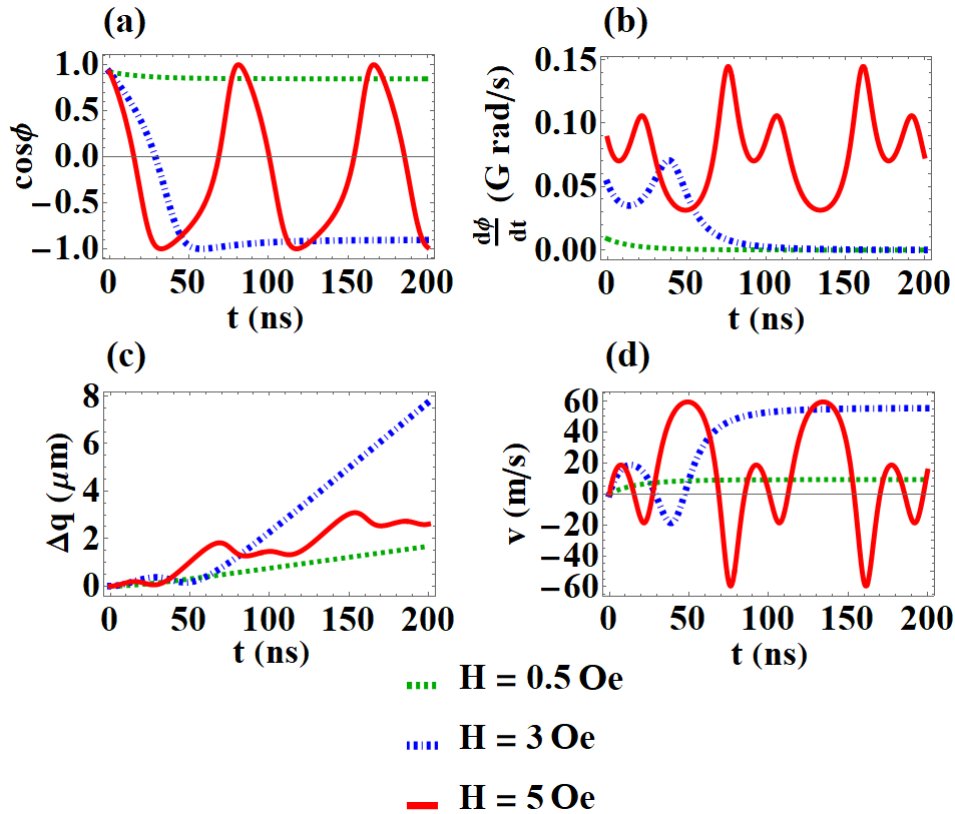


Figura 3.8 – (a) Co-seno da fase ϕ , (b) velocidade angular $d\phi/dt$, (c) deslocamento Δq e (d) velocidade de translação v da parede de domínio em função do tempo para uma nanofita de permalloy com dimensões $18 \times 20 \text{ nm}^2$ com curvatura $\pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, considerando três campos H : $0,5 \text{ Oe} < H_{W1}$, $H_{W1} < 3 \text{ Oe} < H_{W2}$ e $5 \text{ Oe} > H_{W2}$. Condição inicial adotada: $\phi \approx 0,126\pi$, que é uma posição de equilíbrio estável da PD.

De acordo com os gráficos da figura 3.8, se o campo e a corrente aplicados são tais que $H + u(\beta - \alpha)/(\gamma\delta) = 0,5 \text{ Oe}$, sendo $0,5 \text{ Oe} < H_{W1}$, verifica-se que a PD sofre um pequeno deslocamento angular, atingindo rapidamente uma posição de equilíbrio em que a sua fase permanece constante. Semelhantemente, as velocidades de rotação ($d\phi/dt$) e de translação (v) da parede sofrem uma breve variação e logo atingem os seus respectivos valores de equilíbrio, o que se manifesta no deslocamento Δq na forma de uma curta região transiente seguida de um comportamento linear. No entanto, quando $H + u(\beta - \alpha)/(\gamma\delta) = 3 \text{ Oe}$, sendo $H_{W1} < 3 \text{ Oe} < H_{W2}$, a parede de domínio sofre um deslocamento que leva a sua posição angular de $\phi \approx 0,126\pi$ até $\phi \approx 1,141\pi$ (um deslocamento angular $\Delta\phi \approx 1,015\pi$), o que caracteriza a primeira ruptura de Walker para esse sistema. Durante o processo da primeira ruptura, a PD passa brevemente por um regime oscilatório, mas logo retorna ao regime estacionário, no qual $d\phi/dt = 0$ e v é constante. O deslocamento Δq , por sua vez, apresenta uma breve oscilação sucedida de um comportamento linear. Finalmente, se $H + u(\beta - \alpha)/(\gamma\delta) = 5 \text{ Oe}$, sendo $5 \text{ Oe} > H_{W2} > H_{W1}$, a parede de domínio rotacionará continuamente sem encontrar uma nova posição de equilíbrio. A partir daí, o sistema ingressa no regime oscilatório, no qual $d\phi/dt$ é sempre diferente de zero e a PD apresenta um movimento de “vai e vem” ao transladar pela nanofita, o que define a segunda ruptura de Walker.

Entretanto, se o campo efetivo $H + u(\beta - \alpha)/(\gamma\delta) < 0$, isto é, se ele atuar ao longo de $-\hat{\theta}$, o sentido de rotação do sistema será invertido e, para que a fenomenologia descrita anteriormente se repita de maneira análoga, a PD precisará partir de uma posição angular nas vizinhanças da posição de mínima energia global do sistema que se situa entre $\phi = \pi/2$ e $\phi = \pi$. Pois, para que a primeira ruptura de Walker ocorra, é necessário que a PD inicie a dinâmica partindo de uma posição ϕ tal que, ao rotacionar, encontre diante de si uma barreira de potencial definida por uma região de máxima energia local do sistema. A superação dessa barreira constitui a primeira ruptura de Walker. Partindo dos entornos da posição angular de mínima energia global do sistema que se localiza entre $\phi = \pi/2$ e $\phi = \pi$, ao realizar um movimento de rotação no sentido $-\hat{\phi}$, a parede de domínio se depara com a região de máxima energia local do sistema, a saber, $\phi = \pi/2$. Ao ser submetida a um campo que faça-a atravessar essa região e estacionar em uma segunda posição de equilíbrio, localizada nas vizinhanças de um segundo mínimo global de energia do sistema, situado entre $\phi = 0$ e $\phi = \pi/2$, a PD sofre a primeira ruptura de Walker. Para ser tirada de sua nova posição de equilíbrio e avançar em seu movimento de rotação ao longo da direção $-\hat{\phi}$, a PD precisa atravessar a região de máxima energia global, localizada em $\phi = 3\pi/2$, o que caracteriza a segunda ruptura de Walker, a partir da qual o sistema ingressa em um regime oscilatório.

Tratando-se de uma nanofita que apresenta $N_r > N_z$, caso seja desejável evitar a primeira ruptura de Walker, pode-se iniciar a dinâmica com a PD situada em uma posição angular tal que o campo aplicado produza uma rotação em um sentido no qual a parede de domínio se depara com a região de máxima energia global do sistema antes de

atravessar a região de máxima energia local. Assim, a PD só poderá atravessar essa região de máxima energia global se for submetida a um campo superior a H_{W2} , o que caracteriza a segunda ruptura de Walker. Portanto, ajustando devidamente a posição inicial da PD e o sentido do campo $H + u(\beta - \alpha)/(\gamma\delta)$ aplicado, é possível suprimir a primeira ruptura, “driblando” a primeira barreira de Walker, U_{W1} . Além disso, um método alternativo para evitar o fenômeno da primeira ruptura de Walker é retirar a curvatura do sistema, isto é, construir uma nanofita reta. Desse modo, $H_{W1} = H_{W2}$, conforme pode ser visto nos gráficos da figura 3.6, e, portanto, uma única ruptura de Walker será observada [19].

Ao contrário da primeira ruptura, caso o campo aplicado ao sistema seja suficientemente elevado, a segunda ruptura de Walker é inevitável em nanofitas que apresentem $N_r \neq N_z$.

3.3.2 Caso em que $N_z > N_r$

No caso de nanofitas em que $N_z > N_r$, a energia dipolar é minimizada quando a parede de domínio aponta ao longo de $\pm\hat{r}$ ($\phi = \pi/2$ e $\phi = 3\pi/2$) e maximizada quando a PD aponta ao longo de $\pm\hat{z}$ ($\phi = 0$ ou $\phi = \pi$). A energia de troca, por outro lado, apresenta o seu valor mínimo e o seu valor máximo quando a PD aponta ao longo de \hat{r} e $-\hat{r}$, respectivamente, o que independe da relação existente entre os parâmetros N_r e N_z .

Supondo que a PD inicia a sua dinâmica em uma posição de equilíbrio metaestável (o mínimo local de energia do sistema), isto é, $\phi = 3\pi/2$, apenas um campo que supere H_{W1} será capaz de tirá-la das vizinhanças dessa região, fazendo-a rotacionar no sentido positivo da direção $\hat{\phi}$ e atravessar a região de máxima energia global, situada entre $\phi = 3\pi/2$ e $\phi = 2\pi$ (ou $\phi = 0$), o que caracteriza o rompimento da primeira barreira de Walker U_{W1} . Ao aproximar-se da posição $\phi = 0$, a PD é “expulsa” devido a interação dipolar, que é desfavorecida nessa região. Nesse caso, a interação dipolar e a interação de troca cooperam para levar a PD à posição $\phi = \pi/2$, que constitui o mínimo global de energia do sistema. No entanto, devido a existência do campo efetivo $H + u(\beta - \alpha)/(\gamma\delta)$ aplicado, a nova posição de equilíbrio que a PD encontrará após a primeira ruptura de Walker situa-se na região $\pi/2 < \phi < \pi$, já que o referido campo exerce um torque adicional, deslocando a posição de equilíbrio da PD para além de $\phi = \pi/2$.

Para que a PD saia de sua nova posição de equilíbrio, faz-se necessário um campo que supere H_{W2} . A partir desse campo, o sistema é capaz de superar a barreira de potencial U_{W2} e, portanto, o campo dipolar e o campo de troca não serão mais capazes de manter a PD fixa em uma determinada posição que lhes favoreça. Assim, a parede de domínio passa a rotacionar indefinidamente, ingressando em um regime oscilatório, o que caracteriza a segunda ruptura de Walker.

Portanto, no caso da nanofita em que $N_z > N_r$, H_{W1} é o campo a partir do qual a parede de domínio é capaz de sair das proximidades de sua posição de mínima energia local ($\phi = 3\pi/2$), superar uma barreira potencial U_{W1} definida por uma região de máxima

energia global e atingir uma nova posição de equilíbrio, localizada nos entornos do mínimo global de energia do sistema ($\phi = \pi/2$). O campo H_{W2} , por sua vez, é aquele capaz de tirar a PD das vizinhanças de sua posição de mínima energia global, fazê-la atravessar uma segunda barreira de potencial, U_{W2} , associada a uma região de máxima energia global do sistema, e a partir de então, apresentar velocidade de rotação, $d\phi/dt$, sempre diferente de zero, o que leva a dinâmica da PD para um regime oscilatório. As barreiras de Walker U_{W1} e U_{W2} são representadas no gráfico da figura 3.9 para uma nanofita do tipo $20 \times 18 \text{ nm}^2$.

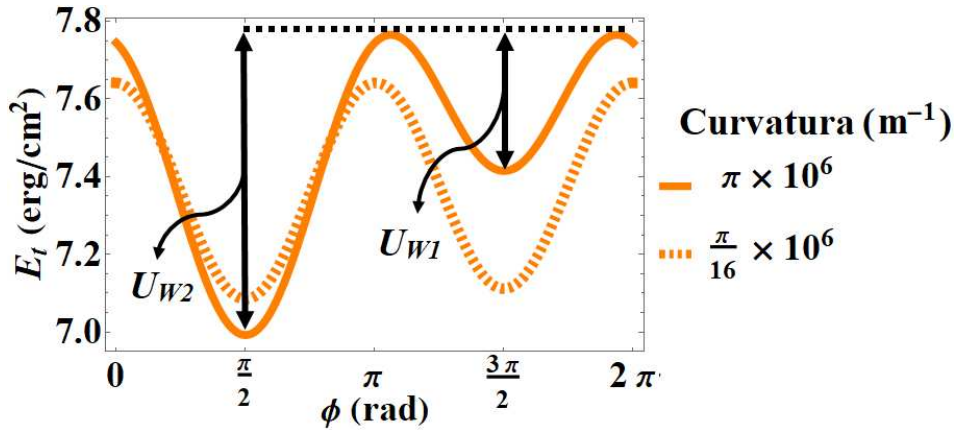


Figura 3.9 – Barreiras de Walker U_{W1} e U_{W2} para nanofitas de permalloy com dimensões $20 \times 18 \text{ nm}^2$ para duas curvaturas distintas, $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $k = (\pi/16) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$.

De modo semelhante ao que foi verificado no caso de uma nanofita do tipo $18 \times 20 \text{ nm}^2$, nota-se que, para um sistema com dimensões $20 \times 18 \text{ nm}^2$, a primeira barreira de Walker, U_{W1} , diminui com a curvatura, o que justifica o decréscimo de H_{W1} com k . A segunda barreira de Walker, por outro lado, aumenta com k , o que produz o crescimento de H_{W2} em função da curvatura, conforme visto da figura 3.6.

Avaliando especificamente uma nanofita de permalloy com curvatura $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, com dimensões $20 \times 18 \text{ nm}^2$, os campos de Walker são $H_{W1} \approx 0,987 \text{ Oe}$ e $H_{W2} \approx 3,192 \text{ Oe}$. Além disso, as fases críticas correspondentes assumem os valores: $\phi_{W1} \approx 1,699\pi$ e $\phi_{W2} \approx 0,789\pi$. O gráfico da figura 3.10 apresenta o comportamento do $\cos\phi$, da velocidade angular $d\phi/dt$ da PD, do seu deslocamento Δq e da sua velocidade de translação v quando essa nanofita é submetida a três diferentes campos: um menor que H_{W1} , outro situado entre os campos H_{W1} e H_{W2} , e, por fim, um campo maior que H_{W2} .

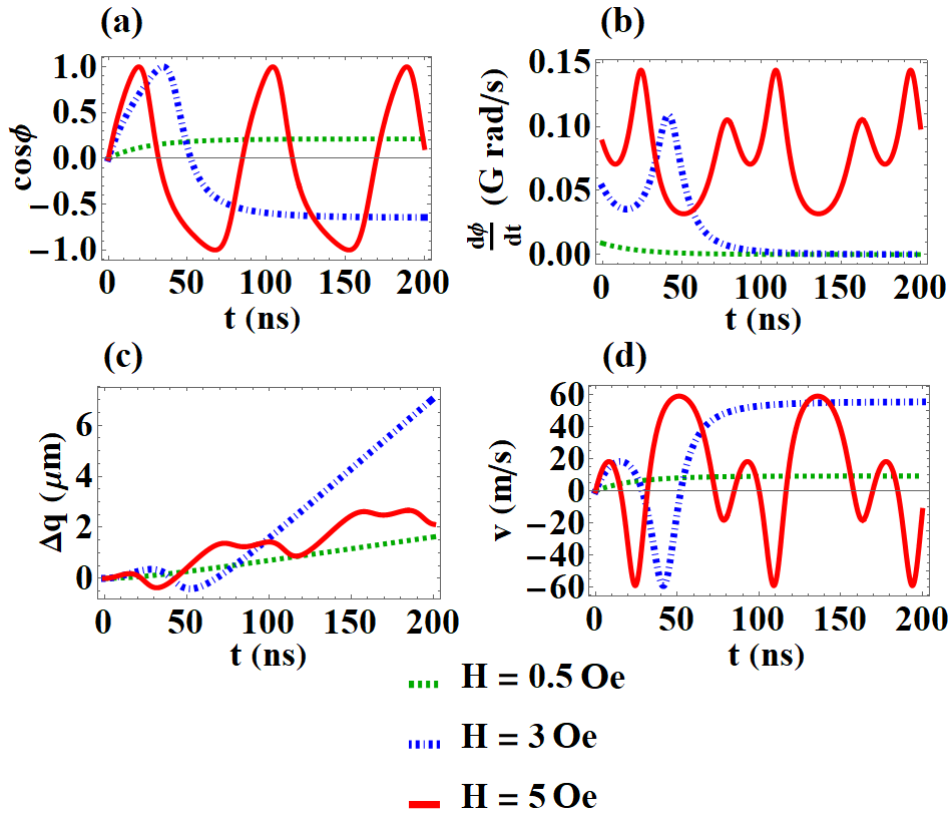


Figura 3.10 – (a) Co-seno da fase ϕ , (b) velocidade angular $d\phi/dt$, (c) deslocamento Δq e (d) velocidade de translação v da parede de domínio em função do tempo para uma nanofita de permalloy com dimensões $20 \times 18 \text{ nm}^2$ com curvatura $\pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, considerando três campos H : $0,5 \text{ Oe} < H_{W1}$, $H_{W1} < 3 \text{ Oe} < H_{W2}$ e $5 \text{ Oe} > H_{W2}$. A condição inicial adotada foi $\phi = 3\pi/2$, que é a posição de equilíbrio metaestável da PD.

Segundo a figura 3.10, um campo de $0,5 \text{ Oe}$, menor que H_{W1} , produz apenas um pequeno deslocamento angular da PD, fazendo-a encontrar rapidamente uma nova posição de equilíbrio bem próxima de sua posição inicial ($\phi = 3\pi/2$). De modo semelhante, as velocidades de rotação ($d\phi/dt$) e de translação (v) da PD sofrem uma breve variação e logo atingem os seus respectivos valores de equilíbrio, o que repercute em uma oscilação no deslocamento Δq seguida de um comportamento linear. Por outro lado, sob o campo de 3 Oe , a primeira ruptura de Walker leva a parede de domínio de $\phi = 3\pi/2$ (apontando ao longo de $-\hat{r}$) até $\phi = 0,724\pi$, o que caracteriza um deslocamento angular $\Delta\phi \approx 1,22\pi$. Finalmente, mediante a aplicação do campo de 5 Oe , a segunda ruptura de Walker é superada, o que conduz o sistema ao regime oscilatório, no qual $d\phi/dt$ é sempre não nulo e a PD apresenta um movimento de “vai e vem” ao longo de sua translação pela nanofita.

Desde que a posição inicial da PD seja $\phi = 3\pi/2$, uma fenomenologia análoga à descrita anteriormente pode ser observada se o campo efetivo aplicado $H + u(\beta - \alpha)/(\gamma\delta)$ atuar no sentido negativo da direção $\hat{\theta}$, o que produz uma rotação da PD no sentido $-\hat{\phi}$. Isso é possível devido à simetria existente em uma nanofita que possui $N_z > N_r$. Nesse sistema, se a PD inicia a dinâmica a partir de sua posição metaestável ($\phi = 3\pi/2$),

independente de qual seja o sentido do campo aplicado ($\pm\hat{\theta}$), a parede de domínio, ao rotacionar, se depara com um dos dois máximos globais de energia que o sistema apresenta, um deles situado na região $3\pi/2 < \phi < 2\pi$ e o outro na região $\pi < \phi < 3\pi/2$. Assim, independente de qual seja o sentido de rotação imposto pelo campo, para ser capaz de superar a barreira de potencial que encontra diante de si, a parede de domínio necessita ser submetida a um campo cuja magnitude seja superior a H_{W1} , o que define a primeira ruptura de Walker.

Portanto, no caso de uma nanofita que apresenta $N_z > N_r$, uma maneira de evitar a primeira ruptura de Walker é fazendo a parede de domínio iniciar o seu movimento em uma posição angular ϕ situada nos entornos de sua posição de equilíbrio estável, $\phi = \pi/2$, que constitui um mínimo global de energia do sistema. Assim, quer atue no sentido $\hat{\theta}$ ou no sentido oposto, o campo efetivo aplicado $H + u(\beta - \alpha)/(\gamma\delta)$ só poderá tirar a parede de domínio das vizinhanças de sua posição de equilíbrio estável se a sua magnitude superar a de H_{W2} , o que caracteriza a segunda ruptura de Walker. Desse modo, ajustando devidamente a posição angular inicial da PD, independente de qual seja o sentido do campo aplicado, a primeira ruptura de Walker pode ser suprimida. Além disso, assim como no caso em que $N_r > N_z$, pode-se extinguir a primeira ruptura de Walker em nanofitas que apresentam $N_z > N_r$ transformando-as em nanofitas retas, isto é, desprovidas de curvatura. Desse modo, conforme pode ser visto no gráfico da figura 3.6, $H_{W1} = H_{W2}$, o que implica a existência de uma única ruptura de Walker.

3.3.3 Caso em que $N_r = N_z$

No caso de uma nanofita com seção reta quadrada, $N_r = N_z$, a interação dipolar não realiza torque sobre a parede de domínio. Assim, a posição de equilíbrio estável do sistema é definida unicamente pela interação de troca, cuja energia é minimizada quando $\phi = \pi/2$ (PD apontando no sentido positivo de \hat{r}).

Nesse caso, H_{W1} é um número complexo e sem significado físico e o segundo campo de Walker H_{W2} depende apenas da curvatura e do material do qual a amostra é constituída. Para uma nanofita de permalloy com $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, $H_{W2} \approx 0,41 \text{ Oe}$ e a fase crítica correspondente é $\phi \approx \pi$. Em outras palavras, para uma nanofita com seção transversal quadrada, há apenas uma barreira de Walker, U_W , conforme representado na figura 3.11.

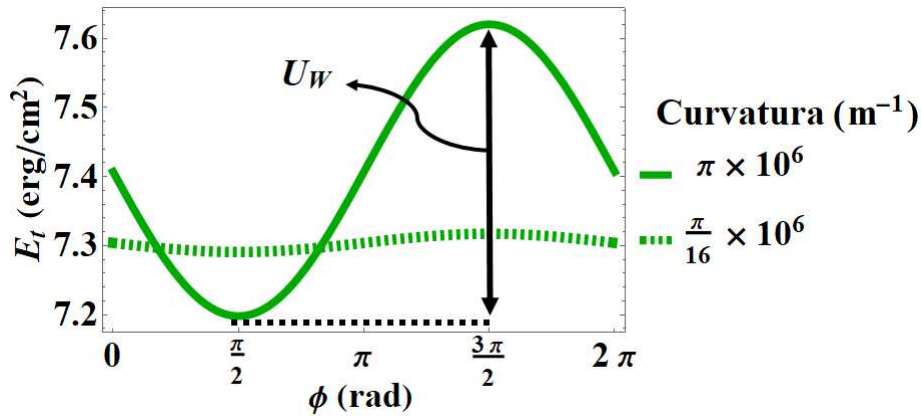


Figura 3.11 – Barreira de Walker U_W para uma nanofita de permalloy com dimensões $20 \times 20 \text{ nm}^2$ para duas curvaturas distintas, $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $k = (\pi/16) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$.

Iniciando a dinâmica em $\phi = \pi/2$, a PD permanecerá nas proximidades da posição de mínima energia até que o limite de Walker H_{W2} seja superado. A partir daí, o campo de troca não será capaz de manter o sistema nos entornos de $\phi = \pi/2$ e, portanto, a PD iniciará um incessante movimento de rotação, ingressando em um regime de dinâmica translacional oscilatória, o que caracteriza a ruptura de Walker. O comportamento descrito anteriormente é apresentado nos gráficos da figura 3.12, nos quais a parede de domínio de uma nanofita de permalloy com curvatura $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ é submetida a dois diferentes campos: $H = 0,5 \text{ Oe} < H_{W2}$ e $H = 5 \text{ Oe} > H_{W2}$.

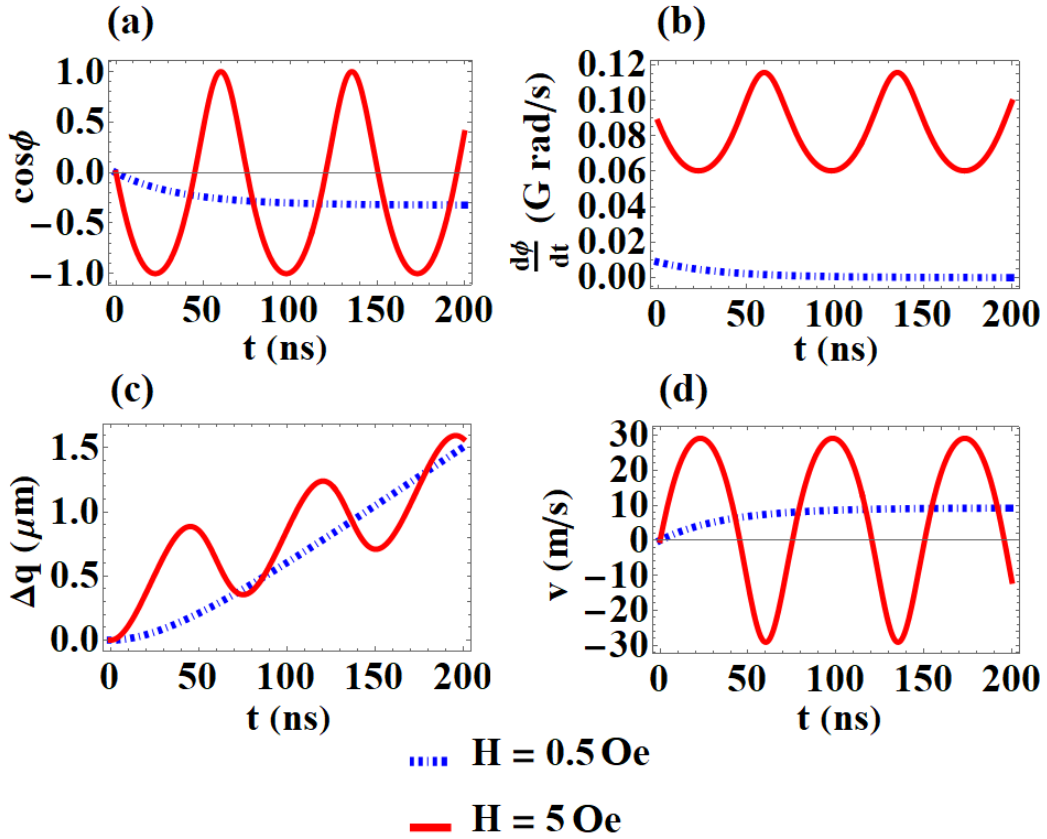


Figura 3.12 – (a) Co-seno da fase ϕ , (b) velocidade angular $d\phi/dt$, (c) deslocamento Δq e (d) velocidade de translação v da parede de domínio em função do tempo para uma nanofita de permalloy com dimensões $20 \times 20 \text{ nm}^2$ com curvatura $\pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, considerando dois campos H : $0,5 \text{ Oe} < H_{W2}$ e $5 \text{ Oe} > H_{W2}$. A condição inicial adotada foi $\phi = \pi/2$, que é a posição de equilíbrio estável da PD.

Conforme pode ser verificado nos gráficos da figura 3.12, se $H = 0,5 \text{ Oe} < H_{W2}$, a parede de domínio sofre uma pequena variação em sua fase ϕ , em sua velocidade de rotação, $d\phi/dt$, e de translação, v , mas logo atinge um estado de equilíbrio nas vizinhanças de $\phi = \pi/2$. Por outro lado, se $H = 5 \text{ Oe} > H_{W2}$, a PD ingressa em uma dinâmica oscilatória, o que caracteriza a ruptura de Walker. Em virtude da simetria que uma nanofita com $N_r = N_z$ apresenta, fenômenos análogos aos representados nos gráficos da figura 3.12 podem ser observados caso o campo aplicado atue no sentido negativo da direção $\hat{\theta}$, com a diferença de que, nesse caso, a rotação da parede de domínio ocorre no sentido $-\hat{\phi}$.

Diferente do que ocorre nos sistemas que apresentam $N_r \neq N_z$, a segunda ruptura de Walker pode ser eliminada em nanofitas com seção transversal quadrada, bastando, para isso, desprovê-las de curvatura. Nesse caso, $H_{W1} = H_{W2} = 0$, como pode ser observado no gráfico da figura 3.6. A existência de campos de Walker nulos implica o fato de que a parede de domínio entra em rotação para qualquer campo finito. Não obstante, é possível verificar na equação (2.24), que, uma vez que $N_r = N_z$ e $k = 0$, a velocidade de

translação v da PD permanece sempre linear com o campo magnético H e com a corrente elétrica (associada ao parâmetro u) aplicados ao sistema, o que elimina a existência de um regime oscilatório para a translação da PD, de modo análogo ao resultado apresentado em [13] para nanofios retos com seção transversal circular.

3.3.4 A primeira ruptura de Walker como mecanismo de controle da fase da parede de domínio

O fenômeno da primeira ruptura de Walker pode ser utilizado como mecanismo de controle da fase ϕ da parede de domínio. Para isso, propõe-se uma estrutura nanomagnética em forma de “U”, isto é, uma nanofita curva (a base do “U”) cujas extremidades estejam conectadas a nanofitas retas (os braços do “U”), de modo que uma PD possa ser injetada e guiada por meio de um campo efetivo $\mathcal{H} = H + u(\beta - \alpha)/(\gamma\delta)$. As figuras 3.13 e 3.14 ilustram a estrutura proposta para o caso em que as nanofitas que definem a base do “U” apresentam $N_r > N_z$ e $N_z > N_r$, respectivamente. Dois cenários distintos são descritos. Nas partes (a) das referidas figuras, \mathcal{H} é menor que o primeiro campo de Walker H_{W1} associado à nanofita curva e, também, menor que o campo de Walker associado à região sem curvatura. Desse modo, a PD pode atravessar toda a estrutura sem sofrer variações apreciáveis em sua fase ϕ . Por outro lado, em (b), $H_{W1} < \mathcal{H} < H_{W2}$, sendo H_{W1} e H_{W2} os campos de Walker associados à região curva. Além disso, \mathcal{H} permanece inferior ao campo de Walker associado às regiões retas do sistema. Nesse caso, ao deslocar-se pelas regiões sem curvatura, a PD permanece com sua fase em regime estacionário. Ao ingressar na região curva, no entanto, a PD será sujeita à primeira ruptura de Walker, sofrendo um deslocamento angular $\Delta\phi \approx \pi$. Finalmente, ao sair da região com curvatura e deslocar-se pela segunda região reta do sistema, a PD manterá a sua fase ϕ constante, já que os parâmetros geométricos podem ser ajustados de tal forma que \mathcal{H} encontre-se abaixo do campo de Walker associado à região sem curvatura.

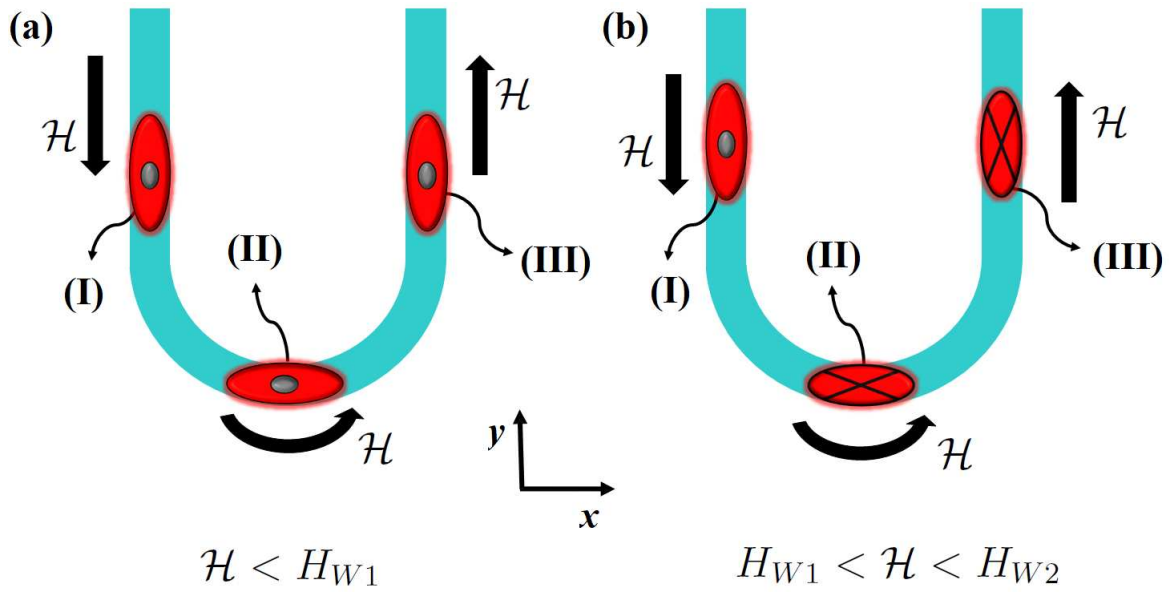


Figura 3.13 – Controle da fase ϕ da parede de domínio em uma nanofita que apresenta $N_r > N_z$. **Parte (a):** (I) A PD é guiada em regime estacionário por um campo efetivo \mathcal{H} , com sua magnetização orientada ao longo de \hat{z} (saindo do plano xy). (II) Após ingressar na região curva, a PD não sofre variações apreciáveis em sua fase, uma vez que $\mathcal{H} < H_{W1}$. (III) A PD segue ao longo da outra região reta da nanofita com sua magnetização orientada em \hat{z} . **Parte (b):** (I) A PD é guiada por um campo efetivo \mathcal{H} , com sua magnetização orientada ao longo de \hat{z} . (II) Uma vez que $H_{W1} < \mathcal{H} < H_{W2}$, após ingressar na região curva, a PD sofre a primeira ruptura de Walker, que produz um deslocamento angular $\Delta\phi \approx \pi$. (III) A PD translada ao longo da outra região reta da nanofita com sua fase constante, orientada em $-\hat{z}$ (entrando no plano xy).

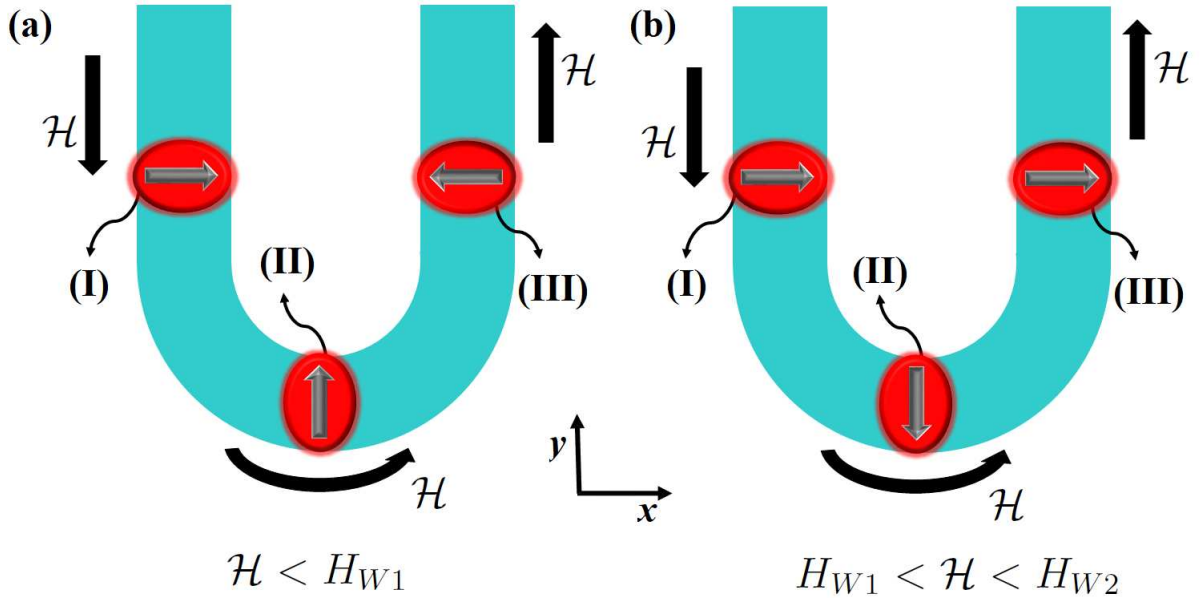


Figura 3.14 – Controle da fase ϕ da parede de domínio em uma nanofita que apresenta $N_z > N_r$. **Parte (a):** (I) A PD é guiada em regime estacionário por um campo efetivo \mathcal{H} , com sua magnetização orientada ao longo de \hat{x} . (II) Após ingressar na região curva, a PD não sofre variações significativas em sua fase, uma vez que $\mathcal{H} < H_{W1}$. (III) A PD segue ao longo da outra região reta da nanofita com sua magnetização orientada em $-\hat{x}$. **Parte (b):** (I) A PD é guiada por um campo efetivo \mathcal{H} , com sua magnetização orientada ao longo de \hat{x} . (II) Uma vez que $H_{W1} < \mathcal{H} < H_{W2}$, após ingressar na região curva, a PD sofre a primeira ruptura de Walker, que produz um deslocamento angular $\Delta\phi \approx \pi$. (III) A PD translada ao longo da outra região reta da nanofita com sua fase constante, orientada em \hat{x} .

Portanto, verifica-se que, por meio de um ajuste adequado entre os parâmetros geométricos do sistema e o campo efetivo aplicado \mathcal{H} , é possível controlar a fase ϕ da PD, baseando-se no fenômeno da primeira ruptura de Walker. A possibilidade de administrar a geometria do sistema para controlar ϕ é um tópico de grande relevância para o desenvolvimento de dispositivos nos quais a orientação da magnetização da parede de domínio é utilizada como mecanismo de armazenamento de dados, como as *racetrack memories* [2, 3].

3.4 Dinâmica da parede de domínio no regime oscilatório

3.4.1 Efeito de curvatura *versus* efeito produzido pelas dimensões da seção transversal

Conforme pode ser visto nas equações (2.21) e (2.24), no regime oscilatório a dinâmica da parede de domínio é influenciada pelas interações dipolar e de troca. De fato, o caráter oscilatório da dinâmica deve-se justamente ao papel desempenhado por essas interações, que, ao competirem entre si, levam a parede de domínio a executar um movimento de “vai e vem” ao longo da nanofita. Observando o acoplamento entre a curvatura k do sistema e o torque Γ_{ex} produzido pela interação de troca, apresentado na equação (2.9), é possível concluir que aumentar a curvatura da nanofita implica uma maior influência da interação de troca sobre os movimentos de rotação e translação da PD. Para uma nanofita reta ($k = 0$), a interação de troca deixa de desempenhar qualquer papel sobre a dinâmica do sistema. Pode-se afirmar, portanto, que a curvatura da nanofita induz um torque de troca Γ_{ex} sobre a parede de domínio. Semelhantemente, o torque Γ_d produzido pela interação dipolar está associado à relação existente entre os fatores desmagnetizantes N_r e N_z e, conseqüentemente, depende de como se relacionam as dimensões Δr e Δz da nanofita. Como pode ser verificado na equação (2.7), a magnitude de Γ_d é proporcional a $|N_r - N_z|$. Em outras palavras, quanto maior for a diferença entre a espessura Δr e a altura Δz da nanofita, maior será a influência da interação dipolar sobre a dinâmica da parede de domínio. No caso em que $\Delta r = \Delta z$ e, conseqüentemente, $N_r = N_z$, a interação dipolar não afeta a dinâmica do sistema [19]. Nesse sentido, verifica-se que a diferença entre Δr e Δz induz um torque dipolar Γ_d sobre a PD.

O torque extra fornecido pelo aumento da curvatura reflete-se em um maior deslocamento Δq para a parede de domínio, bem como em maiores amplitudes para as suas velocidades de translação, v , e de rotação, $d\phi/dt$. Além disso, a dinâmica da PD mostra-se bastante sensível às variações das dimensões da nanofita, de modo que quanto maior é a diferença entre Δr e Δz , mais os efeitos produzidos pelo torque dipolar Γ_d se sobrepõem ao papel desempenhado pelo torque de troca Γ_{ex} . Os gráficos das figuras 3.15 a 3.20 apresentam esse fenômeno. Neles, são avaliadas nanofitas de permalloy de dimensões $20 \times 20 \text{ nm}^2$, $18 \times 20 \text{ nm}^2$, $15 \times 20 \text{ nm}^2$, $10 \times 20 \text{ nm}^2$, $20 \times 18 \text{ nm}^2$, $20 \times 15 \text{ nm}^2$ e $20 \times 10 \text{ nm}^2$, submetidas a um campo $H = 60 \text{ Oe} > H_{W2} > H_{W1}$, para duas curvaturas distintas, $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $k = (\pi/16) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$.

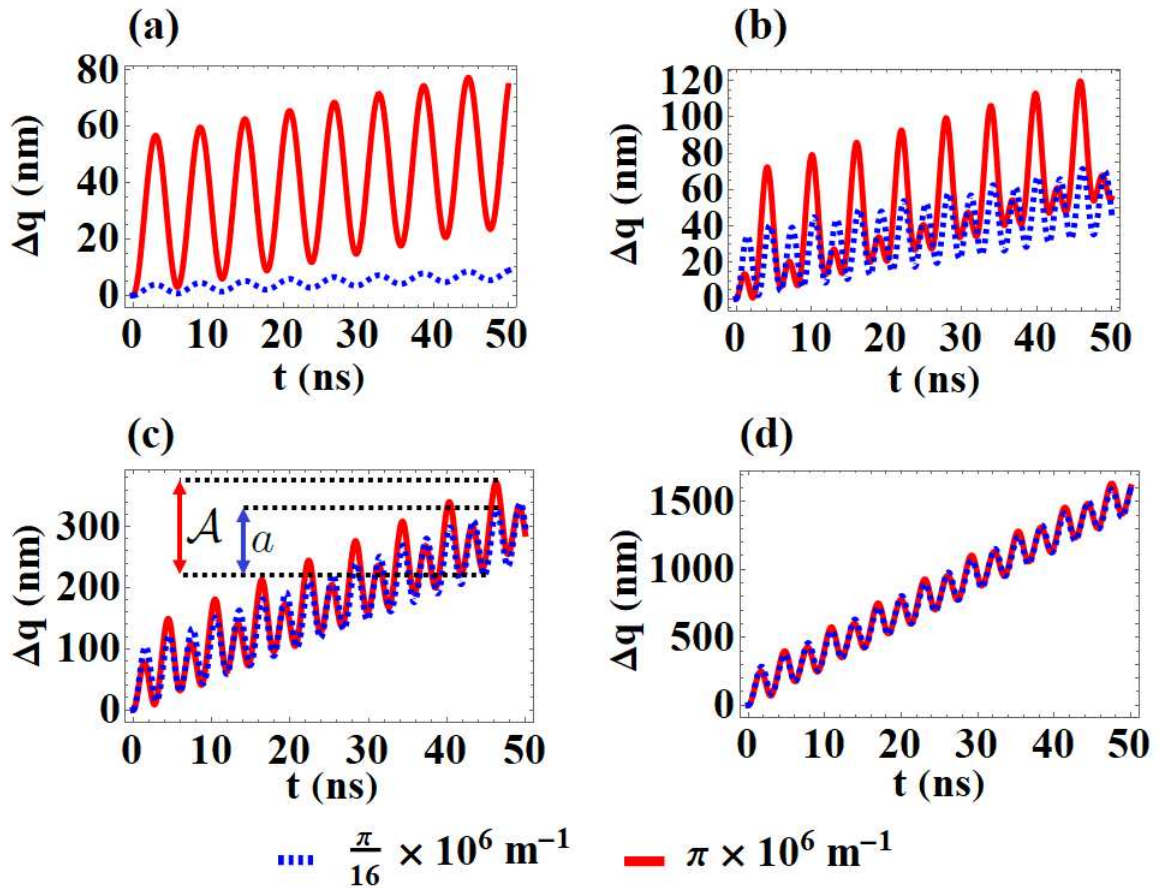


Figura 3.15 – Deslocamento Δq da parede de domínio em função do tempo para nanofitas de permalloy com curvaturas $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $k = (\pi/16) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, para distintas dimensões: (a) $20 \times 20 \text{ nm}^2$, (b) $18 \times 20 \text{ nm}^2$, (c) $15 \times 20 \text{ nm}^2$ e (d) $10 \times 20 \text{ nm}^2$, sujeitas a um campo $H = 60 \text{ Oe}$.

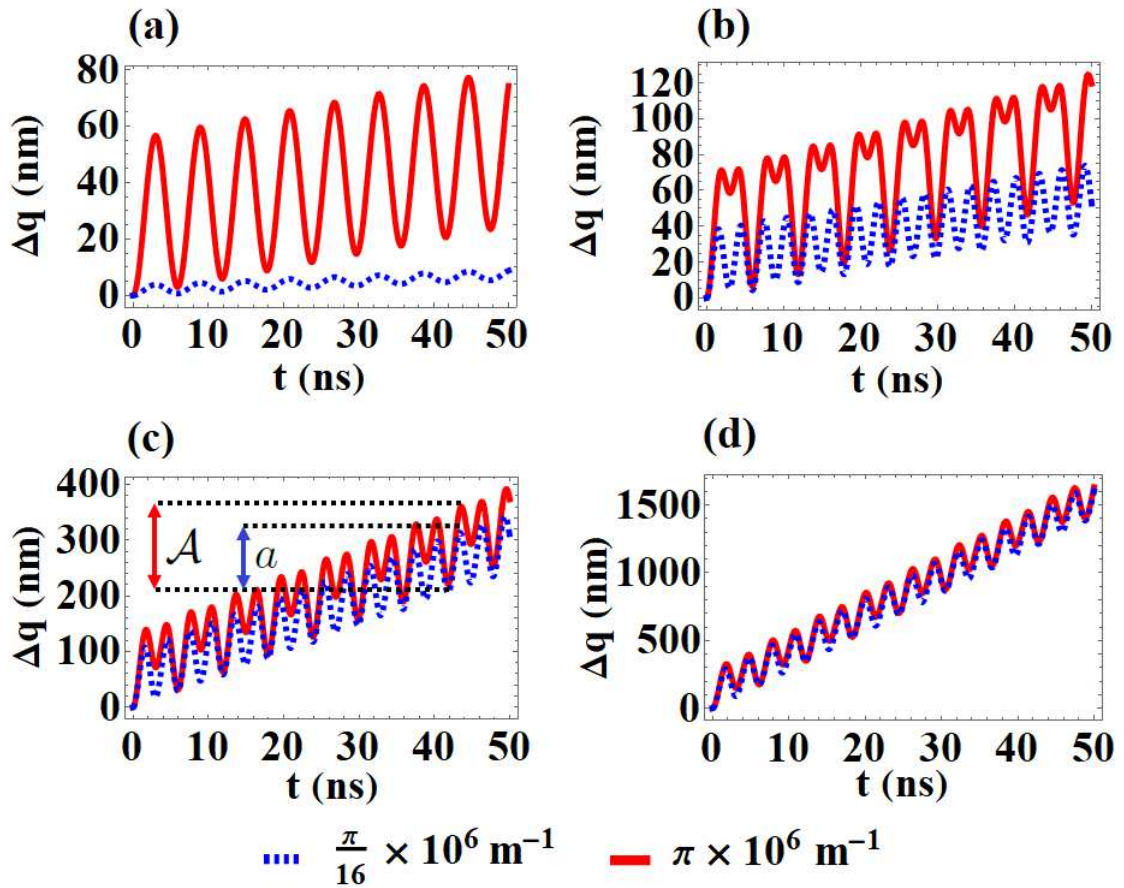


Figura 3.16 – Deslocamento Δq da parede de domínio em função do tempo para nanofitas de permalloy com curvaturas $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $k = (\pi/16) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, para distintas dimensões: (a) $20 \times 20 \text{ nm}^2$, (b) $20 \times 18 \text{ nm}^2$, (c) $20 \times 15 \text{ nm}^2$ e (d) $20 \times 10 \text{ nm}^2$, sujeitas a um campo $H = 60 \text{ Oe}$.

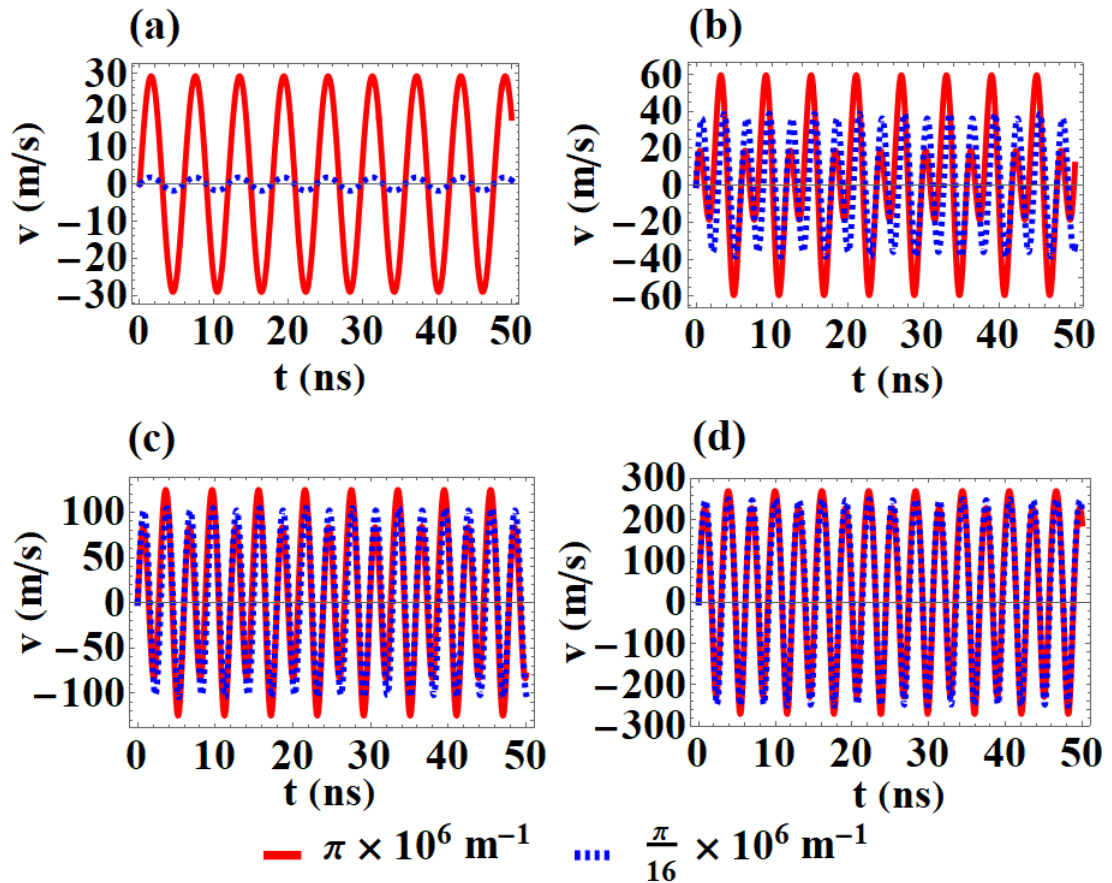


Figura 3.17 – Velocidade de translação v da parede de domínio em função do tempo para nanofitas de permalloy com curvaturas $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $k = (\pi/16) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, para distintas dimensões: (a) $20 \times 20 \text{ nm}^2$, (b) $18 \times 20 \text{ nm}^2$, (c) $15 \times 20 \text{ nm}^2$ e (d) $10 \times 20 \text{ nm}^2$, sujeitas a um campo $H = 60 \text{ Oe}$.

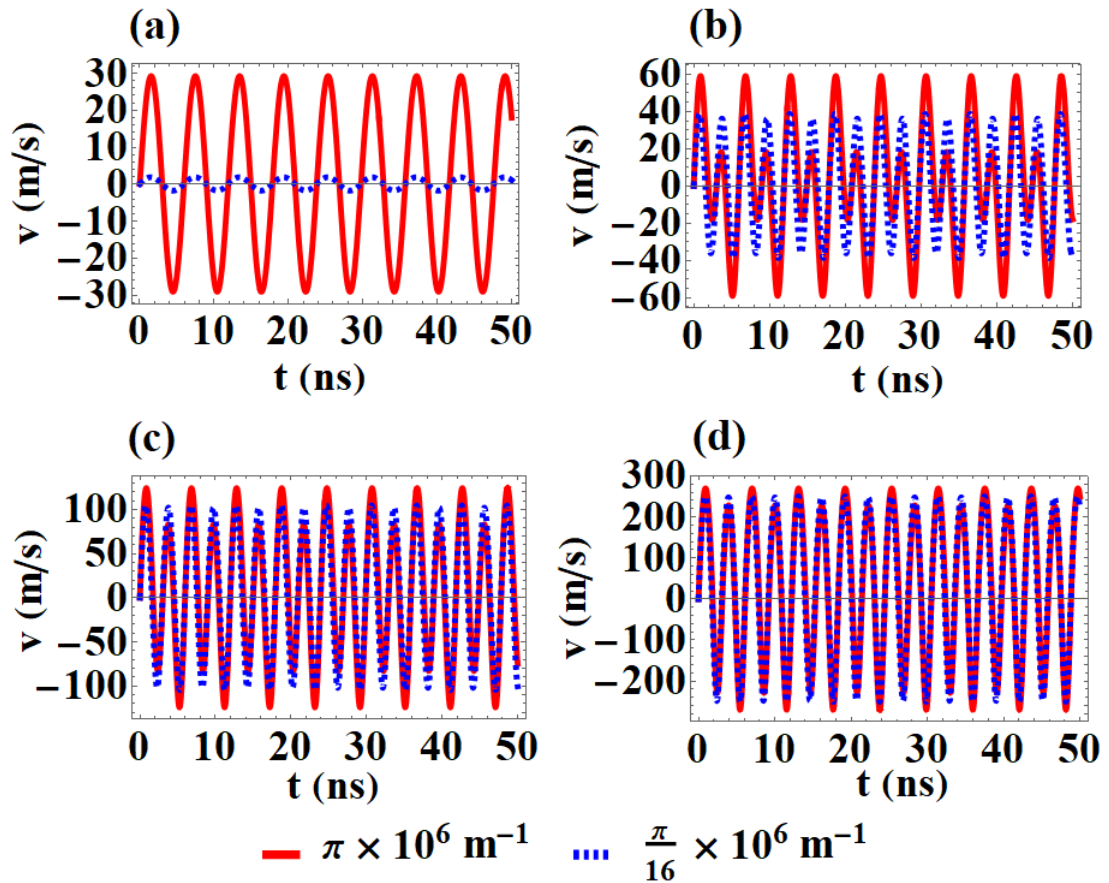


Figura 3.18 – Velocidade de translação v da parede de domínio em função do tempo para nanofitas de permalloy com curvaturas $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $k = (\pi/16) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, para distintas dimensões: (a) $20 \times 20 \text{ nm}^2$, (b) $20 \times 18 \text{ nm}^2$, (c) $20 \times 15 \text{ nm}^2$ e (d) $20 \times 10 \text{ nm}^2$, sujeitas a um campo $H = 60 \text{ Oe}$.

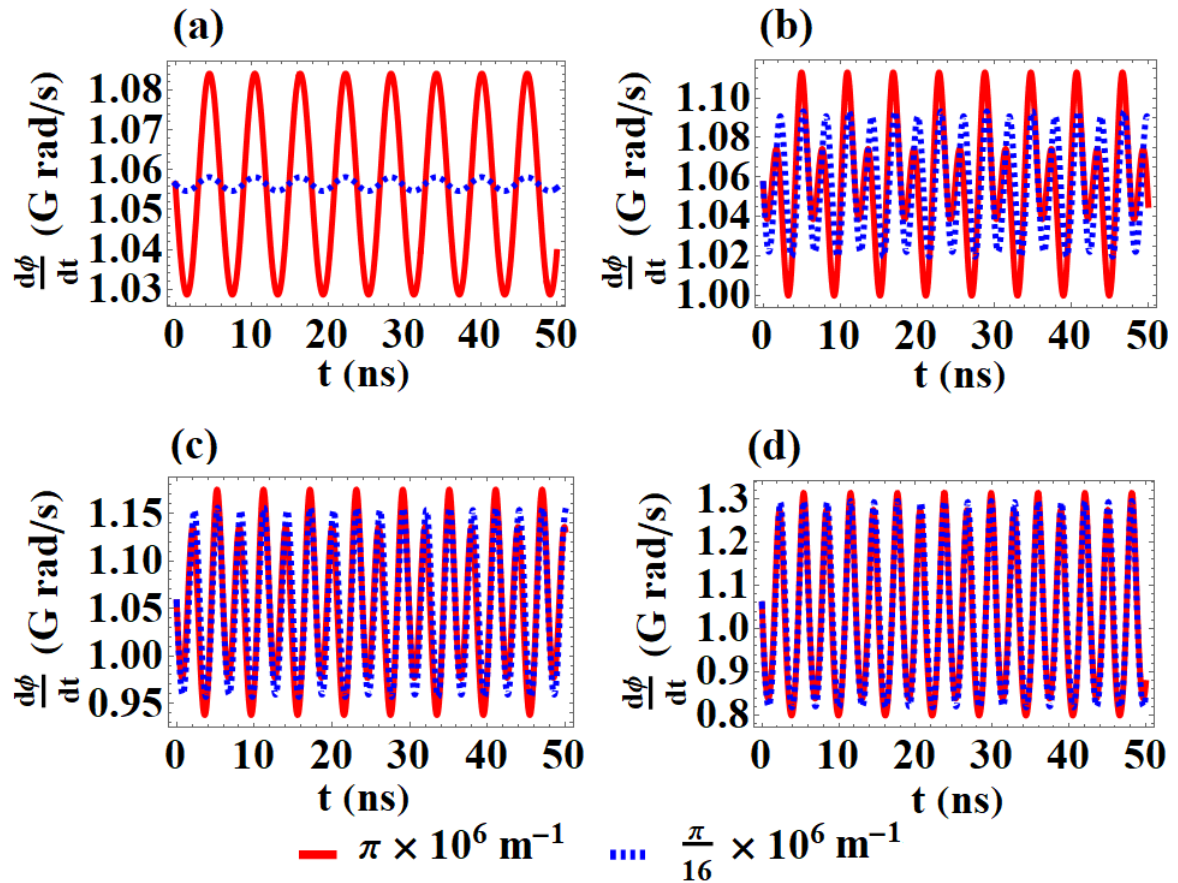


Figura 3.19 – Velocidade de rotação $d\phi/dt$ da parede de domínio em função do tempo para nanofitas de permalloy com curvaturas $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $k = (\pi/16) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, para distintas dimensões: (a) $20 \times 20 \text{ nm}^2$, (b) $18 \times 20 \text{ nm}^2$, (c) $15 \times 20 \text{ nm}^2$ e (d) $10 \times 20 \text{ nm}^2$, sujeitas a um campo $H = 60 \text{ Oe}$.

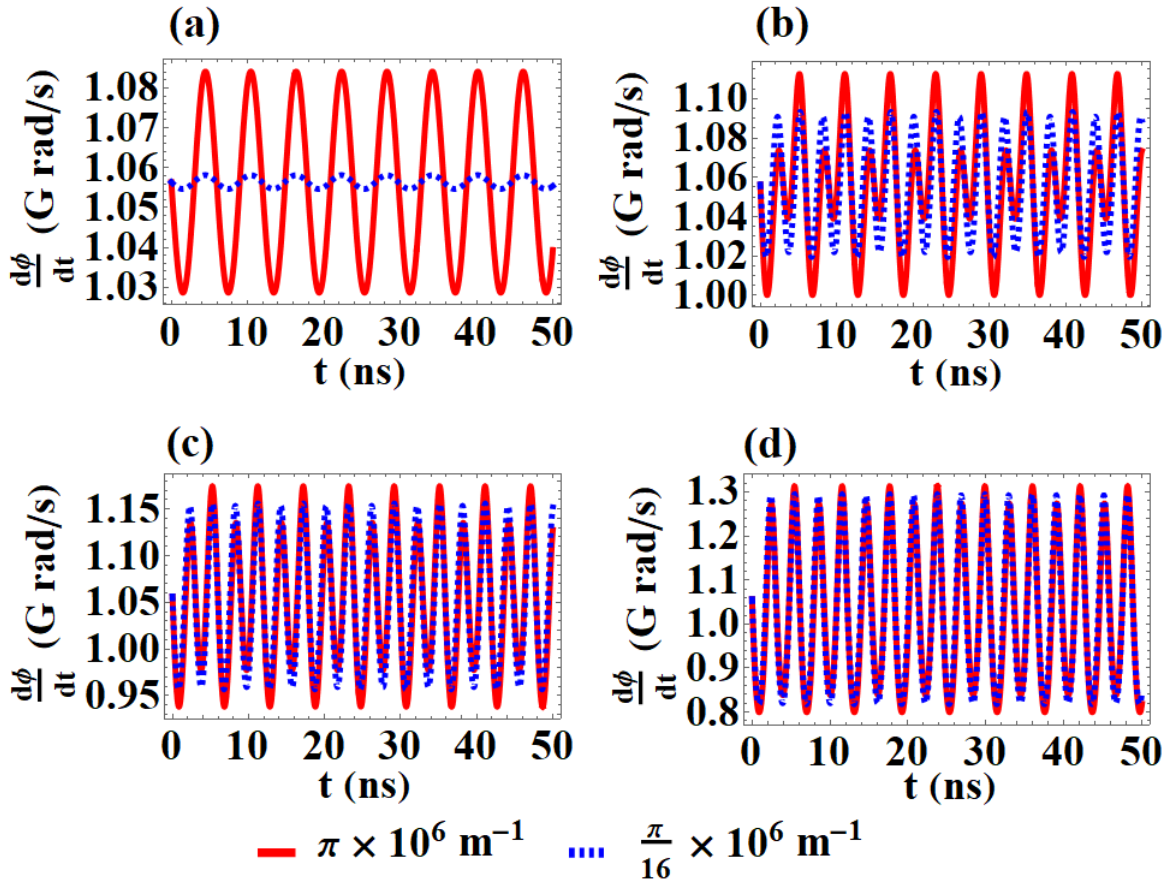


Figura 3.20 – Velocidade de rotação $d\phi/dt$ da parede de domínio em função do tempo para nanofitas de permalloy com curvaturas $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $k = (\pi/16) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, para distintas dimensões: (a) $20 \times 20 \text{ nm}^2$, (b) $20 \times 18 \text{ nm}^2$, (c) $20 \times 15 \text{ nm}^2$ e (d) $20 \times 10 \text{ nm}^2$, sujeitas a um campo $H = 60 \text{ Oe}$.

Quanto mais próxima a nanofita está de apresentar seção transversal quadrada, mais evidente se mostra o papel exercido pela interação de troca, induzido pela curvatura. No caso limite em que $N_r = N_z$, as oscilações da PD são determinadas exclusivamente pela interação de troca, conforme apresentado nos gráficos correspondentes às partes (a) das figuras 3.15 a 3.20. Por outro lado, quanto maior é a diferença entre as dimensões da nanofita e, conseqüentemente, quanto maior é a diferença entre N_r e N_z , mais os efeitos induzidos pela curvatura são suprimidos pela atuação da interação dipolar. Em outras palavras, a diferença entre a amplitude de oscilação da curva vermelha, \mathcal{A} , e a amplitude correspondente à curva azul, a , tende a se tornar irrelevante quando comparada à escala de deslocamentos observadas em nanofitas do tipo $10 \times 20 \text{ nm}^2$ e $20 \times 10 \text{ nm}^2$. Esse fato é evidenciado pelas equações de movimento de rotação e de translação da PD, 2.21 e 2.24, respectivamente, nas quais é possível verificar que quanto maior for a magnitude de $|N_r - N_z|$ mais os termos associados a interação dipolar tendem a se sobreporem aos efeitos produzidos pela interação de troca, os quais, por sua vez, encontram-se acoplados à curvatura k .

No caso das nanofitas com dimensões $18 \times 20 \text{ nm}^2$ e $15 \times 20 \text{ nm}^2$, é notável que os picos e vales da função $\Delta q(t)$ são mais pronunciados para $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ (curva vermelha contínua) em comparação com o caso em que $k = (\pi/16) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ (curva azul tracejada), como pode ser observado nos gráficos apresentados nas partes (b) e (c) das figuras 3.15, 3.17 e 3.19. Tal fenômeno ocorre porque um aumento da curvatura implica o aumento do custo energético envolvido no processo de rotação da PD, uma vez que a amplitude da barreira de potencial U_{W2} cresce com k (ver figuras 3.7 e 3.9). Assim, surgem regiões nas quais a parede de domínio “sente-se muito desconfortável” e o torque extra induzido pelo acréscimo na curvatura atua na tentativa de repelir a PD dessas posições energeticamente desfavoráveis, o que se reflete em maiores amplitudes para as velocidades v e $d\phi/dt$. O mesmo fenômeno pode ser observado para as nanofitas do tipo $20 \times 18 \text{ nm}^2$ e $20 \times 15 \text{ nm}^2$, conforme apresentado nas partes (b) e (c) das figuras 3.16, 3.18 e 3.20, com a diferença de que os referidos picos e vales encontram-se em posições distintas, uma vez que, nesse caso, mudam-se também as localizações dos máximos e mínimos de energia do sistema. Não obstante, para sistemas do tipo $10 \times 20 \text{ nm}^2$ e $20 \times 10 \text{ nm}^2$, os efeitos produzidos pelo acréscimo na curvatura deixam de ser importantes para os movimentos de rotação e de translação da parede de domínio. Para essas nanofitas, a interação dipolar domina a dinâmica da PD, tornando negligenciável a influência desempenhada pela interação de troca, induzida pela curvatura. Esse fenômeno é apresentado nos gráficos presentes nas partes (d) das figuras 3.15 a 3.20. Para nanofitas do tipo $5 \times 20 \text{ nm}^2$ e $20 \times 5 \text{ nm}^2$ (omitidas nas figuras) a dominância exercida pela interação dipolar é ainda mais drástica.

Outro fato notável é a elevada sensibilidade da velocidade da parede de domínio diante de variações nos parâmetros N_r e N_z , o que pode ser percebido comparando-se os gráficos das partes (a) e (d) das figuras 3.15 a 3.20. Enquanto para uma nanofita do tipo $20 \times 20 \text{ nm}^2$ com curvatura $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, sujeita a um campo de $H = 60 \text{ Oe}$, o sistema sofre deslocamentos situados entre 60 nm e 80 nm em um intervalo de tempo de 50 ns, o deslocamento de paredes de domínio em nanofitas do tipo $10 \times 20 \text{ nm}^2$ e $20 \times 10 \text{ nm}^2$ é capaz de superar 1500 nm no mesmo intervalo de tempo quando sujeita ao mesmo campo, mesmo apresentando uma curvatura 16 vezes menor.

Resultados de simulações micromagnéticas no regime oscilatório

Com o intuito de corroborar os resultados obtidos por meio do modelo teórico desenvolvido nesse trabalho, simulações micromagnéticas foram realizadas. Para esse fim, utilizou-se o microssimulador NMAG [31], a partir do qual a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (2.3) foi resolvida para nanofitas de permalloy de comprimento $L = 1000$ nm. Apesar de nanofitas com diferentes seções transversais terem sido simuladas, apresentam-se aqui os resultados para os sistemas do tipo 15×20 nm² e 20×15 nm². Para essas dimensões, as deformações sofridas pela PD são negligenciáveis. De modo semelhante aos resultados teóricos, as simulações foram realizadas para duas curvaturas: $k = \pi \times 10^6$ m⁻¹ e $k = (\pi/16) \times 10^6$ m⁻¹. A figura 3.21 a seguir ilustra o sistema de coordenadas (x, y, z) utilizado no contexto das simulações e a sua relação com as coordenadas (r, θ, z) empregadas no desenvolvimento do modelo teórico.

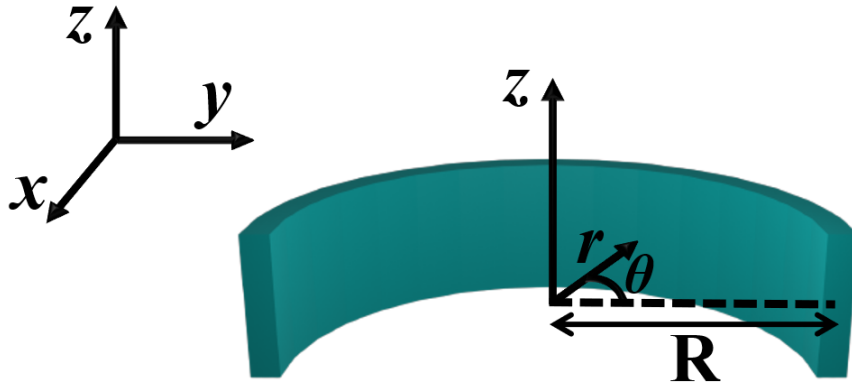


Figura 3.21 – Relação entre o sistema de coordenadas utilizado no contexto das simulações e o sistema empregado no modelo teórico.

Inicialmente, um campo de 1000 Oe é aplicado ao longo da direção $-\hat{x}$ (ver figura 3.21). Após o campo ser desligado, o sistema atinge um estado de equilíbrio caracterizado por uma configuração do tipo “cabeça com cabeça” [17]. Uma vez que a PD é estabelecida no sistema, as nanofitas são sujeitas a campos magnéticos orientados ao longo de $\hat{\theta}$. Assim, obteve-se o deslocamento da PD em função do tempo, isto é, $\Delta q(t) = R \arcsen [Lm_y(t)/(2R)]$, onde m_y é a componente da magnetização normalizada orientada ao longo de \hat{y} . As previsões do modelo teórico encontram-se em consonância com os resultados obtidos a partir das simulações, conforme pode ser verificado na figura 3.22, que estabelece uma comparação entre os gráficos obtidos a partir do modelo teórico para o deslocamento Δq da PD e os resultados das simulações.

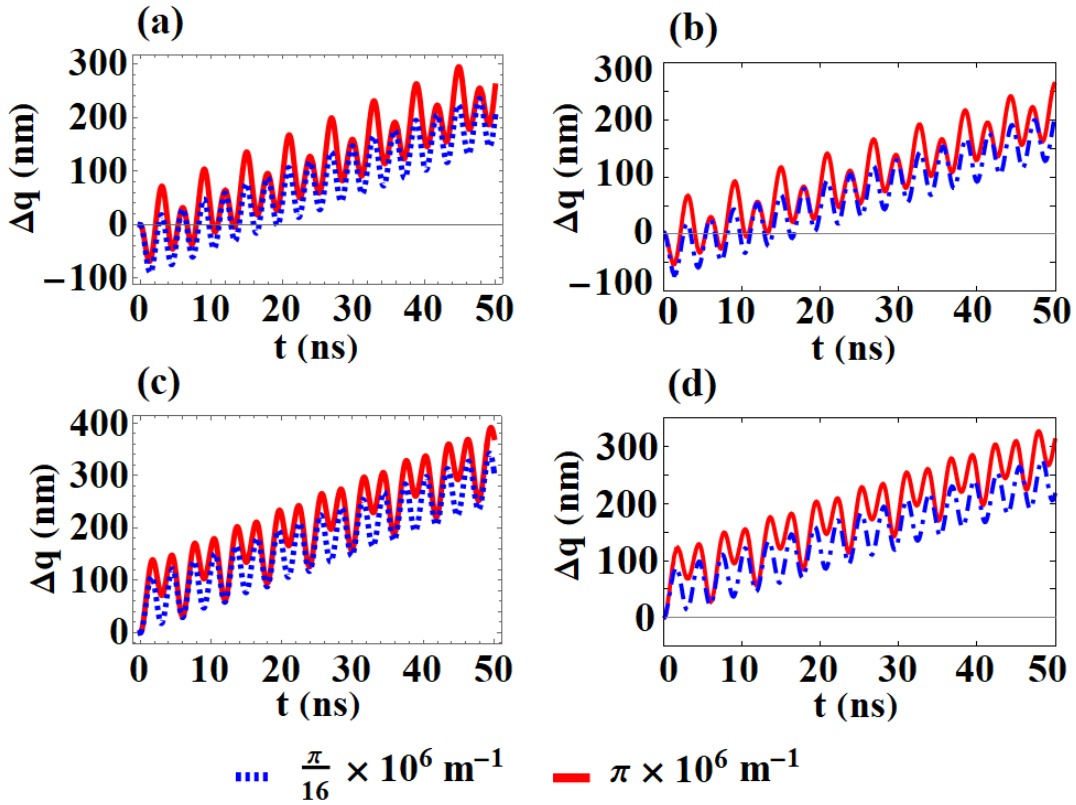


Figura 3.22 – Deslocamento Δq da parede de domínio em função do tempo para nanofitas de permalloy com curvaturas $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$ e $k = (\pi/16) \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, sujeitas a um campo $H = 60 \text{ Oe}$. (a) Previsão do modelo teórico para uma nanofita do tipo $15 \times 20 \text{ nm}^2$. (b) Resultado das simulações para uma nanofita do tipo $15 \times 20 \text{ nm}^2$. (c) Previsão do modelo teórico para uma nanofita do tipo $20 \times 15 \text{ nm}^2$. (d) Resultado das simulações para uma nanofita do tipo $20 \times 15 \text{ nm}^2$. A condição inicial adotada foi $\phi = \pi/2$.

3.4.2 Além da segunda ruptura de Walker

No regime estacionário, verificou-se que a velocidade da PD cresce linearmente com o campo H e com o parâmetro u , tal como demonstrado na equação (3.4). Entretanto, no regime oscilatório, a velocidade média da PD se comporta de diferentes formas para distintas faixas de campos e correntes aplicados. Inicialmente, a velocidade média da PD decresce com H e com u , uma vez que maiores valores de campo e corrente levam a PD a executar um maior número de oscilações ao longo da nanofita, de modo que, em média, o seu deslocamento Δq efetivo em um dado intervalo de tempo tende a ser menor. Não obstante, se as magnitudes de H e u forem suficientemente elevadas, apesar de um maior número de oscilações por unidade de tempo, a PD é capaz de apresentar maiores deslocamentos à medida que o campo e a corrente crescem. O fenômeno descrito anteriormente é apresentado nos gráficos da figura 3.23 a seguir, para nanofitas do tipo $18 \times 20 \text{ nm}^2$. Por simplicidade, considera-se $u = 0$, uma vez que os resultados qualitativos não se alteram. É possível notar que, quando H é da ordem de grandeza de dezenas de Oe,

a curva de Δq apresenta menores inclinações para maiores campos. Em contrapartida, a inclinação de Δq cresce com o campo aplicado quando a sua ordem de grandeza é de centenas de Oe.

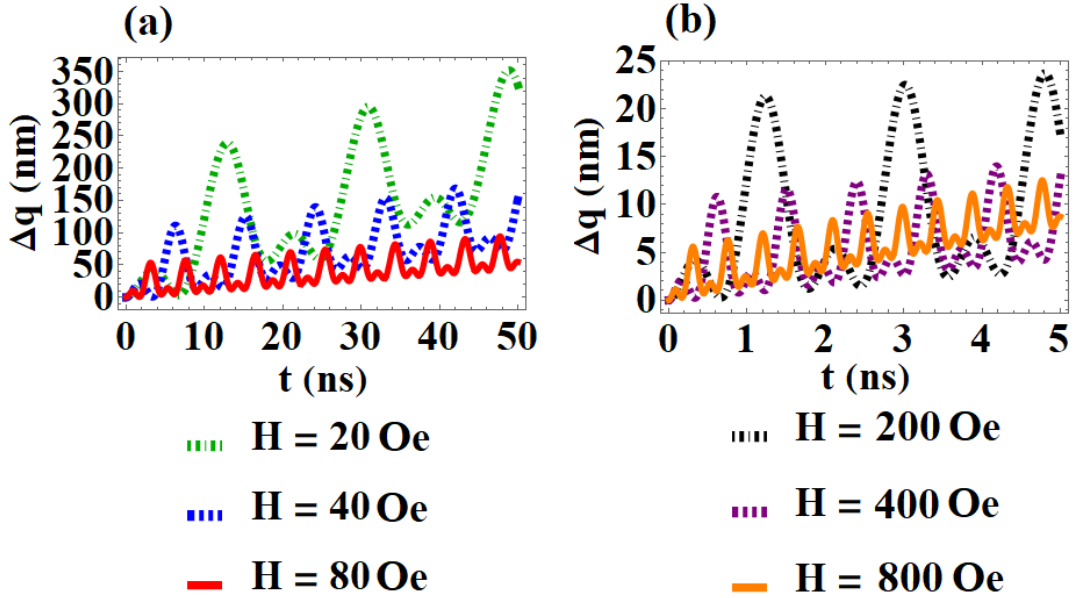


Figura 3.23 – Deslocamento Δq da parede de domínio em função do tempo para uma nanofita de permalloy do tipo $18 \times 20 \text{ nm}^2$, com curvatura $k = \pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, sujeita a distintos campos. (a) A inclinação de $\Delta q(t)$ decresce com o aumento de H , para campos da ordem de grandeza de dezenas de Oe. (b) A inclinação de $\Delta q(t)$ cresce com o aumento de H , para campos da ordem de grandeza de centenas de Oe.

Caso o campo e a corrente aplicados ao sistema sejam intensos o bastante, existirá um regime em que a parede de domínio transladará ao longo da nanofita sem retroceder, o que quer dizer que, mesmo acima do segundo limite de Walker, H_{W2} , é possível suprimir as oscilações da PD ao longo de seu movimento de translação. Esse fenômeno pode ser avaliado a partir da equação (2.24). Fazendo $v = 0$ em (2.24), obtém-se:

$$H + \frac{u}{\alpha\gamma\delta}(1 + \alpha\beta) = -\frac{2\pi M_s}{\alpha}(N_r - N_z)\text{sen}(2\phi) + \frac{A}{\alpha M_s} \left(\frac{4k}{\delta} \cos \phi - k^2 \text{sen}(2\phi) \right), \quad (3.10)$$

cujo máximo absoluto é

$$\left[H + \frac{u}{\alpha\gamma\delta}(1 + \alpha\beta) \right]_{\text{máx.}} = \frac{H_{W2}}{\alpha^2}. \quad (3.11)$$

Portando, quando o campo e a corrente são tais que $H + u(1 + \alpha\beta)/(\alpha\gamma\delta) > H_{W2}/\alpha^2$, $v > 0$. Desse modo, apesar da sua velocidade ainda apresentar um comportamento oscilatório, a parede de domínio não retrocederá em seu movimento de translação, deslocando-se sempre no sentido do campo efetivo $H + u(1 + \alpha\beta)/(\alpha\gamma\delta)$.

3.5 Soluções das equações de movimento da parede de domínio no caso em que $N_r = N_z$ e $\frac{1}{\delta} \gg k$

No caso particular em que a espessura e a altura da nanofita são iguais, $N_r = N_z$, os termos associados à interação dipolar nas equações (2.21) e (2.24) desaparecem e a interação de troca passa a dominar a dinâmica do sistema. Além disso, no limite em que $1/\delta \gg k$, o termo de segunda ordem associado à curvatura nas referidas equações torna-se negligenciável, uma vez que $k/\delta \gg k^2$. Desse modo, as equações (2.21) e (2.24) podem ser reescritas como:

$$\frac{d\phi}{dt} \approx \frac{\gamma}{1+\alpha^2} \left[H + \frac{u(\beta-\alpha)}{\gamma\delta} + \frac{4\alpha Ak}{M_s\delta} \cos\phi \right], \quad (3.12)$$

$$v \approx \frac{\gamma\delta}{1+\alpha^2} \left[\alpha H + \frac{u(1+\alpha\beta)}{\gamma\delta} - \frac{4Ak}{M_s\delta} \cos\phi \right]. \quad (3.13)$$

A partir dessas aproximações, supondo $\phi(0) = \pi/2$ como condição inicial, obtém-se as seguintes soluções para a fase $\phi(t)$ e para o deslocamento $\Delta q(t)$ da PD:

$$\phi(t) = 2 \arctan \left[\eta \tanh \left(\omega t + \operatorname{arctanh}(\xi) \right) \right], \quad (3.14)$$

$$\begin{aligned} \Delta q(t) &= \frac{\alpha\gamma\delta t}{1+\alpha^2} \mathcal{H}' + \frac{\pi}{2}\delta - 2\delta \arctan \left[\eta \tanh \left(\omega t + \operatorname{arctanh}(\xi) \right) \right] \\ &+ \frac{\gamma\delta\mathcal{H}}{\omega(1+\alpha^2)} \left\{ \operatorname{arctanh} \left[\tanh \left(\omega t + \operatorname{arctanh}(\xi) \right) \right] - \operatorname{arctanh}(\xi) \right\}, \quad (3.15) \end{aligned}$$

onde os parâmetros η , ξ e ω são definidos como

$$\eta = \sqrt{\frac{H_W + \mathcal{H}}{H_W - \mathcal{H}}}, \quad \xi = \sqrt{\frac{H_W - \mathcal{H}}{H_W + \mathcal{H}}}, \quad \text{e} \quad \omega = \frac{\gamma}{2} \frac{\sqrt{H_W^2 - \mathcal{H}^2}}{1+\alpha^2}.$$

Além disso, os campos efetivos \mathcal{H} e \mathcal{H}' são definidos como:

$$\mathcal{H} = H + \frac{u(\beta-\alpha)}{\gamma\delta} \quad \text{e} \quad \mathcal{H}' = H + \frac{u(1+\alpha\beta)}{\alpha\gamma\delta}.$$

Nesse caso especial, o campo de Walker, H_W , assume a seguinte forma:

$$H_W = \frac{4\alpha Ak}{M_s\delta}. \quad (3.16)$$

IV Considerações finais

Não obstante todos os resultados do presente trabalho tenham sido discutidos para uma parede de domínio do tipo “cabeça com cabeça”, uma fenomenologia análoga pode ser obtida para uma configuração “cauda com cauda”. Entretanto, para esse tipo de PD, o mínimo da energia de troca ocorre para $\phi = 3\pi/2$ (PD apontando para o centro de curvatura do sistema) e o máximo para $\phi = \pi/2$ (PD apontando para fora da curvatura, ao longo da direção radial), o oposto do que foi verificado para uma PD “cabeça com cabeça” [14]. Assim, as localizações das barreiras de Walker, U_{W1} e U_{W2} , invertem-se entre si em relação ao caso de uma PD do tipo “cabeça com cabeça” e, conseqüentemente, as fases críticas, ϕ_{W1} e ϕ_{W2} , nas quais as rupturas de Walker ocorrem também são distintas. Para uma PD “cauda com cauda”, as equações de movimento correspondentes a (2.21) e a (2.24) são, respectivamente:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\gamma}{1 + \alpha^2} \left[H - \frac{u(\beta - \alpha)}{\gamma\delta} - 2\pi\alpha M_s(N_r - N_z)\text{sen}(2\phi) - \frac{\alpha A}{M_s} \left(\frac{4k}{\delta} \cos\phi + k^2\text{sen}(2\phi) \right) \right],$$

$$v = \frac{\gamma\delta}{1 + \alpha^2} \left[-\alpha H + \frac{u}{\gamma\delta}(1 + \alpha\beta) - 2\pi M_s(N_r - N_z)\text{sen}(2\phi) - \frac{A}{M_s} \left(\frac{4k}{\delta} \cos\phi + k^2\text{sen}(2\phi) \right) \right],$$

onde é possível verificar que a velocidade de translação v de uma PD do tipo “cauda com cauda” responde ao campo de Zeeman de forma oposta ao que foi verificado para um sistema “cabeça com cabeça”, de modo que um campo aplicado ao longo de $+\hat{\theta}$, isto é, $H > 0$, produz um deslocamento no sentido contrário. Por outro lado, o sentido do deslocamento induzido pela corrente elétrica aplicada é o mesmo, quer a PD seja do tipo “cabeça com cabeça” ou apresente uma configuração “cauda com cauda” [3]. Um fenômeno oposto é observado no que diz respeito à dinâmica de rotação, descrita pela expressão para $d\phi/dt$, isto é, o campo de Zeeman induz rotação no mesmo sentido para ambos os tipos de parede de domínio, enquanto o sentido de rotação induzido pela corrente difere de acordo com a configuração da PD. Quer a parede de domínio seja do tipo “cabeça com cabeça” ou “cauda com cauda”, a curvatura e as dimensões da seção transversal da nanofita em que as PD’s residem exercem papéis extremamente

relevantes sobre a dinâmica do sistema, devido à emergência de torques associados à interação dipolar e à interação de troca. Em particular, a velocidade de translação da PD mostra-se notavelmente sensível às variações das dimensões da seção transversal das nanofitas. De fato, foi possível perceber que uma PD “cabeça com cabeça” presente em uma nanofita de permalloy com curvatura $\pi \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, 10 nm de espessura e 20 nm de altura, por exemplo, no regime oscilatório, apresenta uma amplitude de velocidade uma ordem de grandeza acima da que é obtida no caso em que a nanofita possui seção transversal quadrada com a mesma curvatura. Entretanto, no regime estacionário, a dinâmica da PD é independente da geometria da nanofita, variando apenas com a corrente elétrica e com o campo magnético aplicados sobre o sistema.

Para nanofitas curvas com seção transversal retangular, além da existência do campo de Walker, H_{W2} , tradicionalmente discutido na literatura, verificou-se a emergência de um novo campo crítico, H_{W1} , que define a transição da dinâmica para um regime no qual a PD sofre um deslocamento em sua posição angular e uma breve oscilação em seu movimento de translação, mas logo encontra uma nova posição de equilíbrio na qual o regime estacionário é restabelecido. A emergência de uma dupla ruptura de Walker está intimamente associada à competição existente entre a interação dipolar e a interação de troca no processo de determinação das posições angulares de mínima e máxima energia do sistema. Enquanto H_{W1} é o campo limite a partir do qual a PD é capaz de superar o custo energético imposto pela primeira barreira de Walker, U_{W1} , o campo H_{W2} é aquele a partir do qual a segunda barreira, U_{W2} , pode ser transposta. Verifica-se que $U_{W2} \geq U_{W1}$ assim como $H_{W2} \geq H_{W1}$, sendo as igualdades válidas quando o sistema não apresenta curvatura, caso no qual há uma única barreira de potencial a ser superada. Em particular, quando o sistema, além de não apresentar curvatura, possui seção transversal quadrada, $U_{W1} = U_{W2} = 0$ e $H_{W1} = H_{W2} = 0$.

Diante disso, o que esperar de um nanofio curvo cuja seção transversal seja definida por um polígono irregular qualquer? Sabe-se que as áreas das faces dos nanofios afetam a atuação da interação dipolar no sistema, que privilegia posições angulares nas quais a magnetização da PD orienta-se perpendicularmente às menores áreas. Assim, introduzir arestas à seção transversal do sistema cria novas posições de máxima e mínima energia, o que pode culminar na emergência de novos campos críticos que desempenhem um papel análogo ao de H_{W1} . Em outras palavras, os resultados apresentados nesse trabalho sugerem que o número de “campos de Walker” de um nanofio está associado ao número de barreiras de potencial nele existentes, aqui denominadas barreiras de Walker. Desse modo, seria possível construir nanofios curvos com a geometria apropriada, conforme o caso de interesse, de modo que se originem novas rupturas de Walker capazes de levar a PD a executar deslocamentos de uma posição angular para outra, à semelhança da que ocorre quando H_{W1} é superado, o que permitiria um controle eficiente da fase ϕ da parede de domínio.

Apêndices

APÊNDICE A – *Racetrack Memory*

Ao longo de várias décadas, os HDD's (*magnetic hard disk drives*) têm constituído os mais importantes dispositivos de armazenamento de dados. Neles, as informações são armazenadas por meio da orientação da magnetização dos domínios magnéticos presentes em um filme fino que recobre um disco, o qual possui liberdade para girar. Um dispositivo mecânico que se situa a alguns nanômetros de distância do disco, denominado “cabeça de gravação”, efetua leituras e gravações sobre a estrutura [3]. Nos últimos anos, a evolução da tecnologia de gravação e leitura de dados presentes nos HDD's tornou-se demasiadamente lenta, fazendo-se necessárias alternativas mais modernas e eficientes para o armazenamento de dados. Nesse contexto, emerge a *racetrack memory* (RM) [2]. Em uma RM, o armazenamento de dados é feito por meio da orientação da magnetização das paredes de domínio presentes em nanofios magnéticos, as quais podem ser transportadas ao longo da estrutura, passando pelos dispositivos de leitura e de gravação de dados. Distinguindo-se do funcionamento dos HDD's, que necessitam girar ao longo do processo de gravação e leitura, as RM's permanecem sempre estáticas, uma vez que as paredes de domínio (as estruturas nas quais os dados são armazenados) podem ser postas em movimento ao longo dos nanofios.

Um campo magnético uniforme não pode ser utilizado para mover uma sequência de PD's ao longo das RM's, pois, nesse caso, PD's vizinhas se moveriam em sentidos opostos, o que as levaria a colidir e, possivelmente, a aniquilarem-se mutuamente. Isso ocorre porque paredes de domínio vizinhas possuem “cargas magnéticas” opostas. Em um sistema com magnetização paralela ao plano da amostra, por exemplo, uma PD do tipo “cabeça com cabeça” desloca-se no mesmo sentido do campo \mathbf{H} aplicado, enquanto a sua vizinha, que assume uma configuração oposta, isto é, do tipo “cauda com cauda”, responde ao campo de uma maneira diferente, movendo-se no sentido oposto ao de \mathbf{H} . Uma abordagem alternativa seria a utilização de campos magnéticos não uniformes, o que tem se mostrado inviável em virtude da elevada complexidade e custo associados [2]. Em contrapartida, o deslocamento induzido por correntes spin-polarizadas não apresenta esse tipo de problema, uma vez que, nesse caso, todas as PD's movem-se no mesmo sentido, o que evita que elas colidam entre si. A polarização da corrente se dá quando os elétrons de condução passam através de um dado domínio magnético da amostra. Em virtude dos torques advindos da interação de troca, os spins que constituem a corrente tendem a assumir uma orientação paralela à magnetização do referido domínio. Quando os elétrons de condução atravessam a PD, os torques de transferência de spin são capazes de deslocá-la. A PD vizinha, por sua vez, que possui “carga magnética” oposta à anterior, é atravessada por uma corrente com polarização também oposta, uma vez que os spins dos elétrons de condução tendem a obedecer à orientação do novo domínio. O resultado

final é que todas as PD's deslocam-se no mesmo sentido, o qual, em geral, é o sentido do movimento dos elétrons que constituem a corrente. Assim, a utilização de correntes elétricas spin-polarizadas apresenta-se como a alternativa mais adequada para induzir a dinâmica de PD's em RM's [2]. A figura 1.1 a seguir ilustra um possível mecanismo de funcionamento das RM's.

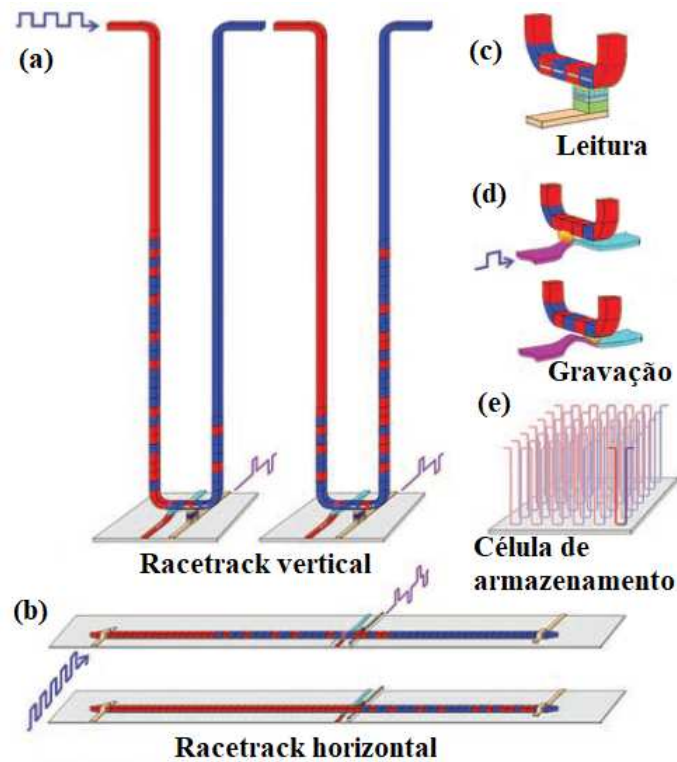


Figura 1.1 – Figura adaptada de [2].(a) RM vertical. (b) RM horizontal. (c) Dispositivo de leitura da informação armazenada nas PD's por intermédio de medidas da magnetorresistência de uma junção túnel conectada à RM. (d) Dispositivo de gravação da informação no qual um campo externo orienta a magnetização das PD's em uma direção predefinida. (e) Célula de armazenamento de dados constituída de diversas RM's.

A leitura das informações armazenadas nas PD's pode ser feita acoplado uma junção túnel à RM (parte (c) da figura 1.1). Quando uma PD passa em suas proximidades, o campo magnético gerado por ela modifica a orientação dos momentos magnéticos da junção, variando a sua magnetorresistência. Desse modo, a partir de medidas da variação da magnetorresistência da junção, pode-se extrair informações a respeito da direção da magnetização da PD. O processo de gravação (parte (d) da figura 1.1) pode ser feito por meio da atuação de um campo externo, gerado, por exemplo, pelas PD's de um segundo nanofio que passa pelas proximidades da RM. A atuação desse campo magnético pode ser utilizada para definir a orientação da magnetização das PD's da RM, o que constitui o armazenamento de informações.

Inicialmente, a RM foi idealizada tendo como enfoque nanofios ferromagnéticos de permalloy, nos quais a anisotropia magnética é negligenciável. Nesse caso, a magnetização distribui-se paralelamente ao eixo do fio e as PD's assumem, alternadamente, configurações do tipo “cabeça com cabeça” e “cauda com cauda”, caso no qual a RM é denominada de *racetrack memory* 1.0 [2]. Entretanto, em materiais que apresentam anisotropia magnética desprezível, denominados ferromagnetos moles, as PD's tendem a sofrer deformações indesejadas mediante os torques de transferência de spin produzidos pelas correntes elétricas aplicadas. Para contornar esse problema, uma alternativa é a utilização de materiais com anisotropia magnética significativa, tais como o cobalto (Co) e o níquel (Ni), nos quais a magnetização possa ser orientada perpendicularmente ao plano dos nanofios. Nesse contexto, camadas finas de Co/Ni ou multicamadas com arranjo atômico devidamente projetado apresentam-se como boas candidatas. Emerge, assim, o que se denomina de *racetrack memory* 2.0 [3].

Há uma década, uma importante descoberta foi realizada: PD's movem-se muito mais velozmente em camadas ultrafinas de cobalto depositadas em camadas de platina. Os mecanismos por trás desse fato envolvem distintos fenômenos: a existência de anisotropia magnética perpendicular ao plano das camadas magnéticas que constituem as RM's; a contribuição da interação de Dzyaloshinsky-Moriya, que favorece que os spins sejam posicionados perpendicularmente uns aos outros; e a existência de uma corrente de spin no interior das camadas metálicas via espalhamento dos elétrons de condução através do efeito Hall de spin. A *racetrack memory* 3.0 procura explorar tais fenômenos [3]. Contudo, a versão mais atual da RM, denominada *racetrack memory* 4.0, é constituída de uma estrutura antiferromagnética sintética, formada por duas *sub-racetracks* acopladas por meio de uma camada ultrafina de rutênio, de tal modo que uma *sub-racetrack* é a imagem especular da outra. Um transporte mais eficiente de PD's tem sido verificado nesse tipo de estrutura [3]. A figura a 1.2 seguir ilustra a evolução das RM's descrita anteriormente.

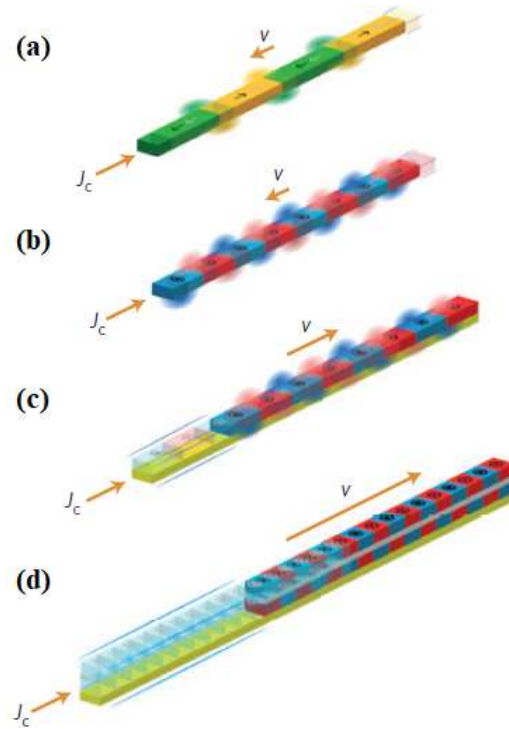


Figura 1.2 – Figura adaptada de [3]. (a) *Racetrack* 1.0: *racetrack* com magnetização orientada paralelamente ao plano. (b) *Racetrack* 2.0: *racetrack* com magnetização orientada perpendicularmente ao plano. Nas RM's 1.0 e 2.0, as PD's movem-se no sentido do movimento dos elétrons de condução (sentido oposto ao da densidade de corrente convencional \mathbf{J}_c). (c) *Racetrack* 3.0: camadas magnéticas finas são depositadas sobre camadas de metais pesados. (d) Acoplamento antiferromagnético entre duas *sub-racetracks*, levando a um transporte de PD's mais veloz e eficiente. Nas RM's 3.0 e 4.0, as PD's movem-se com altas velocidades no sentido de \mathbf{J}_c .

Nesse contexto, controlar de maneira confiável o movimento de uma série de PD's em uma dada amostra magnética é um dos maiores desafios no que se refere ao funcionamento das RM's. Portanto, uma detalhada compreensão a respeito da dinâmica da magnetização mediante a aplicação de correntes elétricas spin-polarizadas é crucial para o sucesso no desenvolvimento das RM's.

APÊNDICE B – Fatores de desmagnetização

O método de Amikam Aharoni [30], utilizado para o cálculo dos fatores de desmagnetização, consiste em determinar o potencial escalar magnético associado a um prisma uniformemente magnetizado ao longo de uma dada direção $\hat{\alpha}$, por exemplo, e calcular o campo magnetostático correspondente tomando o gradiente do potencial. Uma vez conhecido o campo, a energia magnetostática a ele associada pode ser determinada. Assim, o fator desmagnetizante N_α é aquele que permite que a energia calculada conforme descrito anteriormente seja equivalente a $2\pi N_\alpha M_s^2$, que corresponde à energia magnetostática de um elipsoide uniformemente magnetizado ao longo da direção $\hat{\alpha}$.

Considerando uma parede de domínio de 33 nm, os fatores de desmagnetização N_r , N_θ e N_z para o caso de nanofitas nas quais $\Delta z \geq \Delta r$ são apresentados na tabela 2.1 a seguir, sendo Δr e Δz as dimensões da fita ao longo das direções \hat{r} e \hat{z} . Para obter os fatores correspondentes ao caso em que $\Delta r \geq \Delta z$, basta fazer as seguintes transformações: $N_r \rightarrow N_z$ e $\Delta r \rightarrow \Delta z$.

Tabela 2.1 – Fatores de desmagnetização N_r , N_θ e N_z .

Δr ()	Δz ()	N_r	N_θ	N_z
10	20	0.54735093572510385	0.16881191827077413	0.28383714600412169
15	20	0.45203394031004657	0.20515159510559286	0.34281446458436027
18	20	0.40888724018190648	0.22184391978992279	0.36926884002817112
20	20	0.38427593198105042	0.23144813603789913	0.38427593198105042

Referências

- [1] A. P. Guimarães, *Principles of Nanomagnetism*. Springer, 2009.
- [2] S. S. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, “Magnetic domain-wall racetrack memory,” *Science*, vol. 320, no. 5873, pp. 190–194, 2008.
- [3] S. S. Parkin and S. H. Yang, “Memory on the racetrack,” *Nature Nanotechnology*, vol. 10, no. 3, pp. 195–198, 2015.
- [4] C. I. De Araujo, J. C. Gomes, D. Toscano, E. L. Paixão, P. Z. Coura, F. Sato, D. V. Massote, and S. A. Leonel, “Investigation of domain wall pinning by square anti-notches and its application in three terminals MRAM,” *Applied Physics Letters*, vol. 114, no. 21, 2019.
- [5] O. O. Toro, S. G. Alves, V. L. Carvalho-Santos, and C. I. De Araújo, “Three terminal nano-oscillator based on domain wall pinning by track defect and anisotropy control,” *Journal of Applied Physics*, vol. 127, no. 18, 2020.
- [6] S. Sharma, B. Muralidharan, and A. Tulapurkar, “Proposal for a Domain Wall Nano-Oscillator driven by Non-uniform Spin Currents,” *Scientific Reports*, vol. 5, pp. 1–7, 2015.
- [7] D. E. Nikonov, S. Manipatruni, and I. A. Young, “Automotion of domain walls for spintronic interconnects,” *Journal of Applied Physics*, vol. 115, no. 21, 2014.
- [8] D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, and R. P. Cowburn, “Magnetic domain-wall logic,” *Science*, vol. 309, no. 5741, pp. 1688–1692, 2005.
- [9] H. Cui, L. Cai, X. Yang, S. Wang, M. Zhang, C. Li, and C. Feng, “Control of magnetic vortex polarity by the phase difference between voltage signals,” *Applied Physics Letters*, vol. 112, no. 9, pp. 1–5, 2018.
- [10] A. P. Espejo, F. Tejo, N. Vidal-Silva, and J. Escrig, “Nanometric alternating magnetic field generator,” *Scientific Reports*, vol. 7, no. 1, pp. 1–7, 2017.
- [11] N. L. Schryer and L. R. Walker, “The motion of 180° domain walls in uniform dc magnetic fields,” *Journal of Applied Physics*, vol. 45, no. 12, pp. 5406–5421, 1974.
- [12] R. Hertel, “Ultrafast domain wall dynamics in magnetic nanotubes and nanowires,” *Journal of Physics Condensed Matter*, vol. 28, no. 48, p. 483002, 2016.
- [13] M. Yan, A. Kákay, S. Gliga, and R. Hertel, “Beating the Walker limit with massless domain walls in cylindrical nanowires,” *Physical Review Letters*, vol. 104, no. 5, pp. 1–4, 2010.

-
- [14] K. V. Yershov, V. P. Kravchuk, D. D. Sheka, and Y. Gaididei, “Curvature-induced domain wall pinning,” *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, vol. 92, no. 10, pp. 1–6, 2015.
- [15] R. Cacilhas, C. I. De Araujo, V. L. Carvalho-Santos, R. Moreno, O. Chubykalo-Fesenko, and D. Altbir, “Controlling domain wall oscillations in bent cylindrical magnetic wires,” *Physical Review B*, vol. 101, no. 18, 2020.
- [16] Y. Gaididei, V. P. Kravchuk, and D. D. Sheka, “Curvature effects in thin magnetic shells,” *Physical Review Letters*, vol. 112, no. 25, pp. 1–5, 2014.
- [17] R. Moreno, V. L. Carvalho-Santos, A. P. Espejo, D. Laroze, O. Chubykalo-Fesenko, and D. Altbir, “Oscillatory behavior of the domain wall dynamics in a curved cylindrical magnetic nanowire,” *Physical Review B*, vol. 96, no. 18, pp. 1–6, 2017.
- [18] O. M. Volkov, A. Kákay, F. Kronast, I. Mönch, M. A. Mawass, J. Fassbender, and D. Makarov, “Experimental Observation of Exchange-Driven Chiral Effects in Curvilinear Magnetism,” *Physical Review Letters*, vol. 123, no. 7, p. 77201, 2019.
- [19] A. Mougin, M. Cormier, J. P. Adam, P. J. Metaxas, and J. Ferré, “Domain wall mobility, stability and Walker breakdown in magnetic nanowires,” *Europhysics Letters*, vol. 78, no. 5, 2007.
- [20] D. Altbir, J. M. Fonseca, O. Chubykalo-Fesenko, R. M. Corona, R. Moreno, V. L. Carvalho-Santos, and Y. P. Ivanov, “Tuning domain wall dynamics by shaping nanowires cross-sections,” *Scientific reports*, vol. 10, no. 1, p. 21911, 2020.
- [21] A. Aharoni, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism (International Series of Monographs on Physics)*. Oxford Science Publications, 1998.
- [22] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*. John Wiley and Sons, 1998.
- [23] J. A. Osborn, “Demagnetizing Factors of the General Ellipsoid,” *Physical Review*, vol. 67, pp. 351–357, 1945.
- [24] L. E. Ballentine, *Quantum Mechanics: A Modern Development*. World Scientific Publishing, 1998.
- [25] J. C. Slonczewski, “Current-driven excitation of magnetic multilayers,” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, no. 159, pp. L1–L7, 1996.
- [26] G. Tatara and H. Kohno, “Theory of Current-Driven Domain Wall Motion: Spin Transfer versus Momentum Transfer,” *Physical Review Letters*, vol. 92, no. 8, pp. 1–4, 2004.

-
- [27] A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, and Y. Suzuki, “Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires,” *Europhysics Letters*, vol. 69, no. 6, pp. 990–996, 2005.
- [28] S. Zhang and Z. Li, “Roles of nonequilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferromagnets,” *Physical Review Letters*, vol. 93, no. 12, pp. 1–4, 2004.
- [29] D. G. Porter and M. J. Donahue, “Velocity of transverse domain wall motion along thin, narrow strips,” *Journal of Applied Physics*, vol. 95, no. 11 II, pp. 6729–6731, 2004.
- [30] A. Aharoni, “Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms,” *Journal of Applied Physics*, vol. 83, no. 6, pp. 3432–3434, 1998.
- [31] T. Fischbacher, M. Franchin, G. Bordignon, and H. Fangohr, “A systematic approach to multiphysics extensions of finite-element-based micromagnetic simulations: Nmag,” *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 43, no. 6, pp. 2896–2898, 2007.