Universidade Federal do Sul e Sudeste do Pará
Instituto de Ciências Exatas - ICE
Faculdade de Física - FAFIS

Estudos Estáticos e Dinâmicos de Skyrmions Magnéticos em Nanodiscos de Cobalto e Platina induzidos pela Interação de Dzyaloshinskii-Moriya e Corrente de Spin Polarizada

Wellyson Santos OLiveira

Marabá-PA, 18 de Agosto de 2021

Wellyson Santos OLiveira

Estudos Estáticos e Dinâmicos de Skyrmions Magnéticos em Nanodiscos de Cobalto e Platina induzidos pela Interação de Dzyaloshinskii-Moriya e Corrente de Spin Polarizada

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao colegiado do curso de Licenciatura em Física, como parte dos requisitos necessários para a obtenção do Título de Graduação em Física.

Orientador: Prof. Dr. Érico Raimundo Pereira de Novais

Marabá-PA

18 de Agosto de 2021

Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação

(CIP) Biblioteca Setorial II da UNIFESSPA

Oliveira, Wellyson Santos
Estudos estáticos e dinâmicos de skyrmions magnéticos em nanodiscos de cobalto e platina induzidos pela interação de dzyaloshinskii-moriya e corrente de spin polarizada. / Wellyson Santos Oliveira ; orientador, Érico Raimundo Pereira de Novais. — Marabá : [s.n.], 2021.

Trabalho de Conclusão de Curso (Graduação) - Universidade Federal do Sul e Sudeste do Pará, Campus Universitário de Marabá, Instituto de Ciências Exatas - ICE, Faculdade de Física, Marabá, 2021.

1. Física - estudo e ensino. 2. Pesquisa - métodos estatísticos. 3. Magnetismo. I. Novais, Érico Raimundo Pereira de Novais, orient. II. Universidade Federal do Sul e Sudeste do Pará. III. Título.

CDD: 23. ed.: 538

Wellyson Santos OLiveira

Estudos Estáticos e Dinâmicos de Skyrmions Magnéticos em Nanodiscos de Cobalto e Platina induzidos pela Interação de Dzyaloshinskii-Moriya e Corrente de Spin Polarizada

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao colegiado do curso de Licenciatura em Física, como parte dos requisitos necessários para a obtenção do Título de Graduação em Física.

Trabalho aprovado. Marabá-PA, 18 de Agosto de 2021:

Prof. Dr. Érico Raimundo Pereira de Novais
Orientador
Universidade Federal do Sul e Sudeste do Pará

Prof. Dr. Rodrigo do Monte Gester
Universidade Federal do Sul e Sudeste do Pará

Profa. Dra. Andréia de Lima Ferreira de Novais
Universidade Federal do Sul e Sudeste do Pará

Marabá-PA
18 de Agosto de 2021

Aos meus pais Iraneide dos Santos Cunha e Eucleme Santos Oliveira,
por sempre estarem comigo em todos os momentos.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a todos que de alguma forma contribuíram, direta e indiretamente, para realização deste Trabalho. Agradeço em especial:

Aos meus pais, Eucleme e Iraneide, por sempre terem me incentivado a estudar, por sempre terem me apoiado em minhas escolhas e por sempre acreditarem em mim.

Aos meus imãos Wellington, Welivelton e Hosana, por sempre estarem presente quando precisei de ajuda.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Érico Novais, pela paciência e disposição demonstrada durante toda a realização deste trabalho. E por se mostrar um exemplo de profissional.

A Profa. Dra. Maria Liduína, a quem sou imensamente grato e cujo o apoio foi essencial durante todo o processo de construção desse trabalho.

Ao Emivaldo Filho, pelas diversas vezes que me ajudou com as simulações.

Aos meus professores durante toda a trajetória acadêmica, pelo respeito, admiração, comprometimento profissional e aprendizado adquiridos durante a minha vida acadêmica.

Aos meus colegas de curso, com quem convivi durante os últimos anos, pelo acolhimento, pelos momentos de descontração, boa convivência e pela troca de experiências.

À Unifesspa, essencial no meu processo de formação profissional e seus servidores, que sempre trabalham para manter sua qualidade.

Às pessoas com quem convivi ao longo do curso, que me incentivaram e que certamente tiveram impacto na minha formação acadêmica, muito obrigado!

RESUMO

Os skyrmions são configurações magnéticas quirais em nanoescala com características semelhantes a partículas, que possuem várias propriedades promissoras, incluindo uma estrutura topologicamente protegida, estabilidade e mobilidade razoavelmente eficientes e baixo consumo de energia. A compreensão dos comportamentos dos skyrmions é necessária no desenvolvimento de aplicações para o armazenamento e processamento de informações, como memórias magnéticas avançadas e novos dispositivos de computação em spintrônica. Seguindo essas observações iniciais, o objetivo deste trabalho consiste em determinar a formação, estabilidade e movimento dos skyrmions em nanoestruturas confinadas, conduzidas pela interação de Dzyaloshinskii-Moriya e correntes de spin polarizada (aplicadas perpendicularmente), por meio de simulações micromagnéticas, usando o software de código aberto **mumax**^{3}, realizadas em um sistema multicamadas formado por quatro nanodiscos de cobalto e platina, com diâmetro de 250 nm de comprimento (cada disco), separados por uma distância externa d variando entre 0 a 50 nm. Primeiro investigamos propriedades fundamentais dos skyrmions e sua estabilidade em temperatura ambiente. Descobrimos que ambos os mecanismos são capazes de gerar skyrmions estáveis com tamanhos na faixa de 100 nm em alta anisotropia perpendicular e campo magnético igual a zero, no qual não são afetados pela mudança arbitrária de d. Em seguida, exploramos as dinâmicas dos skyrmions impulsionadas por corrente de spin polarizada no plano com estudos teoricamente projetados para nanofitas. Em um sistema de nanodiscos reorganizados em $d = 0$ nm (similar a uma nanofita), medimos velocidades bastante baixa com valores que podem chegar até 8 m/s. Além disso, revelamos que os skyrmions impulsionados por correntes de spin polarizada podem apresentar o efeito Hall de Spin, que descreve um desvio da trajetória do skyrmion em direção às bordas da nanofita. Demonstramos que o efeito Hall de Spin pode ser controlado modificando localmente os parâmetros magnéticos como o amortecimento de Gilbert α e torque de transferência de spin não adiabático ξ, que pode prevenir a destruição do skyrmion ao tocar a borda da nanofita.

Palavras-chaves: Skyrmions magnéticos. Interação de Dzyaloshinskii-Moriya. Corrente de Spin Polarizada. Micromagnetismo. Spintrônica.

LISTA DE FIGURAS

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO

Os fenômenos magnéticos sempre foi um grande desafio científico. Embora alguns aspectos sejam descritos razoavelmente bem dentro do contexto do Eletromagnetismo clássico, somente a partir do século XX, com o nascimento da física quântica, é que foi possível explicar de maneira satisfatória a verdadeira origem do magnetismo na matéria. Atualmente há um grande interesse da comunidade científica a respeito do Magnetismo e Spintrônica (WOLF et al., 2006) devido às aplicações tecnológicas.

A spintrônica tem ganhado um espaço cada vez maior no cenário das inovações tecnológicas, de modo que as novas descobertas a respeito do spin magnético têm possibilitado o desenvolvimento de produtos mais sofisticados e eficazes que são usados hoje, onde percebe-se um grande avanço principalmente em dispositivos de armazenamento de dados com uma enorme capacidade de armazenar e processar informações. Um dos fatores para tal evolução tecnológica consiste sobretudo na produção de Memórias Magnéticas de Acesso Aleatório (MRAM) (ANDO, 2015). Usualmente impulsionada sobre dois seguimentos: controle e manipulação da magnetização através da aplicação de campos externos e da injeção de correntes de spin polarizada.

A corrente de spin polarizada tem sido proposta como um fator revolucionário para novos dispositivos de gravação magnética mais eficientes, rápidos, menores e mais barato. Umas das propostas consiste na construção de estruturas multicamadas do tipo nanopilar e/ou válvula de spins. Neste caso, a gravação magnética nesses sistemas, é feita por uma corrente de spin polarizada que passa através de uma das camadas ferromagnética, causando um troque que age sobre a magnetização local, resultando em sua reversão. A leitura dos dados gravados bem como as MRANs baseadas em campos externos podem se realizados através de medidas de Magnetorresistência Gigante (MRG) (BAIBICH et al., 1988), Magnetorresistência Anisotrópica (MRA) (WOLF et al., 2010) e etc. Propriedades que relaciona uma dependência da resistência com a orientação da magnetização. No entanto, a atenção de diversos grupos de pesquisa tem sido despertada para sistemas de informação compostos por dispositivos lógicos e de memória de alta densidade de processamento, armazenamento e baixo consumo de energia. Tais dispositivos são elementos tecnológicos constituídos através de estruturas magnéticas denominadas de Skyrmions.

Os skyrmions magnético são objetos topológico (associado ao estado topológico da matéria) altamente estáveis, ou seja, são dificilmente destruídos após serem criados, possuindo assim, propriedades semelhantes a de uma partícula. Sua origem nos materiais magnéticos pode ser explicado como uma consequência de competições entre as interações magnéticas do sistema; interação de troca, anisotropia magnética e interação de Dzyaloshinskii-Moriya (CRÉPIEUX; LACROIX, 1998) e etc. Recentemente essas estruturas foram observadas em vários materiais magnéticos. A primeira observação experimental foi feita em 2009 em MnSi e posteriormente em vários outros materiais como (FeCo)Si ou FeGe (MÜHLBAUER et al., 2009; YU et al., 2010; YU et al., 2012; HUANG; CHIEN, 2012).

Existe uma grande expectativa quanto ao uso de skyrmions em novas aplicações de spintrônica como equipamentos de armazenamento de dados (CHAPPERT et al., 2010). O tamanho em nanoescala, a alta estabilidade, a possibilidade de movê-lo por meio de densidades de correntes extremamente baixa (JONIETZ et al., 2010; IWASAKI et al., 2013), além de serem observados diretamente através de microscópios modernos (Microscopia de Força Atômica), faz dos skyrmions candidatos promissores como transportadores de informação em dispositivos futurísticos. De fato, visto que skyrmions podem possuir tamanhos da ordem de ~ 1 nanômetro (SAMPAIO et al., 2013), cerca de cem vezes menores que as de domínios magnéticos (HSIEH et al., 2005) usados nos discos rígidos atualmente, consequentemente, as possíveis tecnologias baseados em skyrmions poderiam aumentar a densidade de armazenamento de dados em aproximadamente cem vezes maior que as MRAMs convencionais. Além disso, devido à sua natureza estável, os skyrmions poderiam resistir a uma série de efeitos involuntários provocados por variações de temperaturas, interferências eletromagnéticas, defeitos presentes no material magnético e etc.

O objetivo desse trabalho consiste em contribuir para os estudos sobre os skyrmions e sua propriedades magnéticas, buscando especificamente investigar a formação e dinâmica de skymions. Como estudo de caso, aplicamos como base o modelo desenvolvido na teoria micromagnética, em um sistema de nanodiscos de cobalto e platina através de interações de Dzyaloshinskii-Moriya na interface entre esses materiais e corrente de spin polarizada, no qual é resolvida numericamente um conjunto de equações micromagnéticas com o auxílio do software de código aberto **mumax**^{3}.

Organização do Trabalho

O trabalho está dividido da seguintes forma:

No capítulo 2: Teoria micromagnética. Descreve as interações mais relevantes que ocorrem em materiais magnéticos e que a energia magnética total, dentro da teoria do micromagnetismo, pode ser obtido como a soma dessas interações. Além disso, demonstra como o campo efetivo atua no sistema magnético a partir da energia magnética total. E descreve também, o movimento da magnetização nos sistemas micromagnéticos através da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert e Slockzewisk.

No capítulo 3: Skyrmion magnéticos. Descreve as origens dos skyrmions, suas principais características e como são classificados de acordo com as propriedades topológicas que apresentam. Também, dos mecanismos geradores dessa configuração magnética. Finalizando o capítulo com as perspectivas aplicações tecnológicas dos skyrmions.

No capítulo 4: Métodos e parâmetros. É dedicado à apresentação do método utilizado para resolver a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert e Slockzewisk. No caso, o método da diferença finita utilizado para a discretização dos nanodiscos e o método de Ruge Kutta, conforme implementados no **mumax**^{3}. Além disso, apresenta os modelos de nanodiscos estudados, bem como, os parâmetros materiais do cobalto e platina necessários para realizar as simulações.

No capítulo 5: Resultados. Apresentamos os principais resultados obtidos durante a realização deste trabalho.

Em seguida, apresentamos as conclusões do trabalho.

2 TEORIA DO MICROMAGNETISMO

O nascimento da mecânica quântica possibilitou uma nova abordagem ao descrever o comportamento magnético na matéria. De fato, as interações magnéticas foram melhor compreendidas em materiais do ponto de vista atômico. A característica relevante para descrever as configurações magnéticas, envolve o spin do elétron, visto que ela é comumente associado ao momento magnético dominante principalmente em materiais sólidos. Para átomos livres, uma combinação do spin e do momento angular orbital, é descrito forma de:

$$\vec{\mu} = g\mu_B(\mathbf{L}+\mathbf{S}), \tag{2.1}$$

onde $\vec{\mu}$ é o momento magnético, g o fator generalizado de Landé ($g \approx 2$), μ_B magneton de Bohr ($\mu_B = 9,2741 \cdot 10^{-24} Am^2$), $\mathbf{L}$ o momento angular orbital e $\mathbf{S}$ o spin do elétron.

De forma geral, os átomos podem apresentar momento angular, orbital ou de spin, no qual resultam em um momento magnético. Isso ocorre devido ao princípio da exclusão de Pauli permitindo a cada elétron um arranjo de números quânticos distintos. Porém, o resultado é que, na maioria dos materiais, podem apresentar momento magnético nulo. Entretanto, em alguns elementos é possível apresentar átomos com momento magnético diferente de zero, onde são considerados materiais magnéticos como; o ferro, o cobalto, níquel e etc. No entanto, descrever as propriedades magnética dos materiais do ponto de vista quântico considerando um sistemas discretos de spins é quase inviável, devido a grande quantidade de spins envolvidos. Na maioria das vezes, a solução analítica é limitada a casos simples que não contêm muitos graus de liberdade (AHARONI, 2000). Contudo, o que se faz, é utilizar o formalismo conhecido como aproximação ou Teoria Micromagnética (BROWN, 1963). Em vez de considerar os momentos magnéticos locais, considera-se uma função $\vec{M}$ de magnetização usada para aproximar as interações atômicas de forma continua. A magnetização representa a densidade média dos momentos magnéticos individuais (GUIMARÃES, 2009), ou seja:

$$\vec{M} = \frac{\sum_i \vec{\mu}_i}{\Delta V}, \tag{2.2}$$

onde usa-se ΔV[1] como o volume de uma região infinitesimalmente pequena do material. Isso se deve ao fato dos momentos magnéticos possuir propriedades aditivas. Em distâncias relativamente grandes, comparada com às dimensões de $\vec{\mu}$ o campo magnético é completamente independente em relação as suas estruturas. O módulo da magnetização $\vec{M}$ é chamada de magnetização de saturação ou espontânea $\vec{M} = M_s$, em que permanece constante em cada ponto do material. A direção da magnetização é dada pelo vetor unitário $\vec{m} = \vec{M}/M_s$ tendo pequena variações ao longo de cada elemento de volume ΔV e seus vizinhos.

[1] ΔV tem que ser suficientemente grande para que haja um boa média macroscópica, porém pequeno em relação ao tamanho total da amostra para que $\vec{M}$ apresente uma propriedade magnética local

A teoria micromagnética se baseia também no fato de que as interações de trocas dominante atuam em curtas distâncias, forçando assim os momentos magnéticos $\vec{\mu}_i$ a serem paralelos entre si e que, as demais interações são consideradas como pertubações desprezíveis na orientação paralela entre os primeiros vizinhos. O que justifica a continuidade da função $\vec{M}$ (AHARONI, 2000).

Neste capítulo são abordada a formulação da teoria micromagnética, enfatizando os principais termos que compõem a energia magnética total, a minimização dessa energia e a evolução da magnetização.

2.1 Energias

A energia magnética total E_{total} com relação à magnetização é influenciada por um conjunto de efeitos físicos. Embora alguns desses efeitos tenham uma descrição clássica, como a energia de dipolar e a energia Zeeman, outros possuem uma origem na mecânica quântica e devem ser adaptados à teoria do micromagnetismo, tais como: a energia de troca, a energia de anisotropia e a energia de Dzyaloshinskii-Moriya. O mínimo de energia ocorre quando a magnetização $\vec{M}$ aponte na direção do campo efetivo local $\vec{H}_{\text{efe}}$ em cada ponto da amostra. Ao determinar a energia mínima na amostra, novas formações de configurações magnéticas estáveis podem ser encontradas.

2.1.1 Energia de troca

A energia de troca em materiais magnéticos é responsável pelo ordenamento entre os seus spins $\mathbf{S}_i$ e $\mathbf{S}_j$. Sua origem é de natureza quântica devido ao princípio da exclusão de Pauli. O hamiltoniano de Heisenberg, que descreve a interação de troca, é geralmente escrito como (GUIMARÃES, 2009):

$$\mathcal{H} = -2\mathcal{J}\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2, \tag{2.3}$$

onde $\mathcal{J}$ é o termo de interação de troca, também conhecida como integral de troca. A hamiltoniana (equação 2.3), entre dois spins pode ser generalizada para o caso de uma estrutura sólida formada por N spins com $i \leq N$ localizados em uma rede cristalina, levando à:

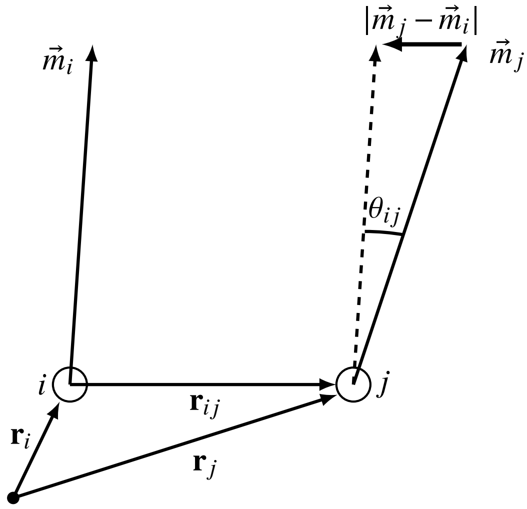
$$\mathcal{H} = -2\sum_{ij} \mathcal{J}_{ij}\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j, \tag{2.4}$$

Em que o somatório é sobre todos os pares de spins ij. Considerando que $\mathcal{J}_{ij}$ seja isotrópica, devido ao seu curto alcance, tem-se que, $\mathcal{J}_{ij} = \mathcal{J}$ (supondo que $\mathcal{J}_{ij}$ tem o mesmo valor para todos os pares vizinhos). Além disso, em problemas, particularmente, de domínios magnéticos, é apropriado considerar uma abordagem semiclássica principalmente com operador de spin da equação 3.5 como um vetor. O produto escalar torna-se:

$$\langle \mathcal{H} \rangle = E_{\text{troca}} = -2\sum_{ij} \mathcal{J} S^2 \cos\theta_{ij}, \tag{2.5}$$

em que considera-se o valor esperado do hamiltoniano como energia de troca E_{troca} e θ_{ij} é o angulo entre os spins $\mathbf{S}_i$ e $\mathbf{S}_j$ cujo os mesmo possuem módulo iguais. É importante notar que os estados magnéticos são classificadas em função do tipo de alinhamento dos spins vizinhos. O valor do ângulo θ_{ij} juntamente com o sinal da integral de troca, determinará qual é de fato o ordenamento dos spins, isso ocorre quando a energia for mínima, como no caso do alinhamento paralelo presente em materiais ferromagnéticos ou alinhamentos antiparalelos em materiais antiferromagnéticos. Para $\mathcal{J} > 0$ a energia mínima do sistema será quando θ_{ij} for igual a zero, favorecendo um alinhamento paralelos entre os spins, visto em acoplamentos ferromagnética. Se $\mathcal{J} < 0$, a energia mínima será quando θ_{ij} for igual a π, resultando em um ordenamento de spins antiparalelos, presentes em acoplamentos antiferromagnético (AHARONI, 2000).

Figura 1 – Representação dos vetores magnetização $\mathbf{m}_i$ e $\mathbf{m}_j$ com relação à $\mathbf{r}_{ij}$, o vetor posição entre os sítios i e j.



Fonte: Adaptado de Blundell (2001)

Uma vez que o ângulo entre os spins $\mathbf{S}_i$ e $\mathbf{S}_j$ é muito pequeno, pode-se expandir $\cos\theta_{ij}$ em série de Taylor:

$$\cos\theta_{ij} \approx 1 - \frac{1}{2!}\theta_{ij}^2 + ..., \tag{2.6}$$

Considerando apenas os termos até segunda ordem (θ_{ij}^2). Assim, obtém-se:

$$E_{\text{troca}} = -2\mathcal{J}S^2 \sum_{ij} \left(1 - \frac{1}{2}\theta_{ij}^2\right), \tag{2.7}$$

$$= -2\mathcal{J}S^2 + \mathcal{J}S^2 \sum_{ij} \theta_{ij}^2. \tag{2.8}$$

O primeiro termo da equação 2.8, corresponde à situação onde $\mathbf{S}_i$ e $\mathbf{S}_j$ estão na mesma direção ($\theta_{ij} = 0$). Esse termo pode ser absorvido por outros termos de energia do sistema

(NOVAIS, 2009), dessa forma, obtém-se:

$$E_{\text{troca}} \approx \sum_{ij} \mathcal{J} S^2 \theta_{ij}^2, \tag{2.9}$$

Outra forma de expressar a energia de troca, é escrevê-la em termos da magnetização reduzida $\vec{m}$ de forma que:

$$E_{\text{troca}} = -2\mathcal{J} S^2 \vec{m}_i \cdot \vec{m}_j. \tag{2.10}$$

Nesta abordagem o caráter discreto dos momentos magnéticos $\vec{\mu}_i$ são desprezados e assume-se que o material apresenta uma magnetização continua em toda rede cristalina (GUIMARÃES, 2009) e o valor da magnetização de saturação M_s se conserva em cada ponto da rede, variando apenas suas direções $\vec{m}$. Para ângulos muito pequenos (figura 1), tem-se a relação:

$$|\theta_{ij}| \approx |\vec{m}_j - \vec{m}_i|. \tag{2.11}$$

Considerando que $\vec{m}$ seja uma variável continua, de modo que seja expandida por série de Taylor em torno de $\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i$, o vetor posição entre i e j, de forma que:

$$\vec{m}_j - \vec{m}_i \approx (\mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla)\vec{m}. \tag{2.12}$$

Partindo do desenvolvimento da energia de troca na aproximação contínua, é possível chegar a uma expressão na forma:

$$E_{\text{troca}} = \mathcal{J} S^2 \sum_{ij} \left[(\mathbf{r}_{ij} \cdot \nabla)\vec{m}\right]^2. \tag{2.13}$$

No caso de uma estrutura cristalina cúbica, tem-se:

$$E_{\text{troca}} = A \int \left[(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2\right] dV, \tag{2.14}$$

onde, $A = n\mathcal{J} S^2/a$ é chamada de rigidez de troca e a o comprimento da rede. A rigidez de troca fornece a intensidade do acoplamento magnético, isto é, uma forte interação entre os spins vizinhos que os mantém alinhados, como a integral de troca $\mathcal{J}$. No caso geral, em que o material não é isotrópico. A energia de troca é dada por (GUIMARÃES, 2009):

$$E_{\text{troca}} = \sum_{i,l,k} A_{k,l} \frac{\partial m_i}{\partial x_k} \frac{\partial m_i}{\partial x_l}, \tag{2.15}$$

sendo $A_{k,l}$ um tensor com a simetria do cristal.

Outra forma de escrever a energia de troca é da seguinte maneira:

$$E_{\text{troca}} = AV(\nabla \vec{m})^2. \tag{2.16}$$

A equação acima mostra que, o termo de troca não mede a inomogeneidade da magnetização de modo que, se a mesma for uniforme, a contribuição da energia de troca será miníma é consequentemente a equação 2.16 será igual a zero.

2.1.2 Energia de Anisotropia Magnetocristalina

A anisotropia magnética é uma tendencia direcional, onde a energia magnética depende da orientação da magnetização em relação aos eixos de uma estrutura cristalina. Sabe-se que a interação de troca é responsável pelos os ordenamentos dos spins de átomos vizinhos, gerado pelo forte campo molecular na amostra. Entretanto, a simetria da rede cristalina, afeta os processos de troca, fazendo com que existam determinados eixos preferenciais da magnetização conhecidos como eixos fáceis e difíceis (duros) (COEY, 2010). Esses eixos representarão as direções, onde a magnetização tende a seguir naturalmente, afim de minimizar a energia do sistema (BLUNDELL, 2001). As formas mais comuns de anisotropia magnetocristalina são a uniaxial e a cúbica.

2.1.2.1 Anisotropia Uniaxial

A energia de anisotropia uniaxial aparece de forma natural em sistemas com estruturas cristalinas hexagonais, o eixo fácil é paralelo ao *eixo-c* do cristal e, neste caso, admite-se que a energia de anisotropia magnetocristalina depende apenas do ângulo delimitado por este eixo fácil (definido normalmente na direção do eixo z) como observado no cobalto (SUCKSMITH; THOMPSON, 1954). Desta forma, pode-se expressar a energia de anisotropia magnetocristalina por uma expansão em série em termos dos ângulo entre a direção da magnetização e os eixos da rede cristalina. A energia de anisotropia uniaxial por unidade de volume, é dada por:

$$\frac{E_{\mathrm{u}}}{V} = K_0 + K_1 \mathrm{sen}^2\theta + K_2 \mathrm{sen}^4\theta + \ldots, \tag{2.17}$$

onde, θ é o ângulo formado entre a magnetização e o eixo de anisotropia.

E K_0, K_1, K_2 são as constantes de anisotropia uniaxial e tem dimensão de energia por volume no SI em J/m^3. Na expressão acima K_0 pode ser desprezado uma vez que não apresenta dependência com a orientação da magnetização. As constantes empíricas K_1 e K_2 são suficientes para descrever a anisotropia uniaxial.

O comportamento de E_{u} depende do sinal da constante K_1. Quando $K_1 > 0$, a energia de anisotropia admite dois mínimos em $\theta = 0$ e $\theta = \pi$, isto é, quando a magnetização encontra-se ao longo da direção z positiva ou negativa com nenhuma orientação preferencial. Este caso é frequentemente referido como eixo fácil (*easy axis*). Porém, quando $K_1 < 0$ a energia é minimizada para $\theta = \pi/2$, o que significa que qualquer direção no plano (x, y) corresponde a uma direção fácil. Neste caso, portanto, costuma ser denominado como plano fácil (*easy plane*).

2.1.2.2 Anisotropia Cúbica

Para materiais com simetria cúbica, implica na existência de três direções privilegiadas que são justamente as próprias arestas do cubo (FREUND; SURESH, 2004). O Ferro e o Níquel são exemplos de materiais com anisotropia cúbica.

Nos cristais cúbicos, a direção da magnetização em um sistema de eixos coordenados pode ser escrita como função dos cossenos diretores a_1, a_2 e a_3. Assim a expressão para a energia de anisotropia cúbica por unidade de volume (BLUNDELL, 2001) assume, de maneira geral, a seguinte forma:

$$\frac{E_c}{V} = K_1(a_1^2a_2^2 + a_1^2a_3^2 + a_2^2a_3^2) + K_2(a_1^2a_2^2a_3^2) + ..., \tag{2.18}$$

onde V é volume da amostra. A equação 2.18 é geral e se aplica em qualquer região, na qual, possui magnetização uniforme. Resultados experimentais mostram (MENDES, 2009) que, no caso mais simples, quando K_1 for maior que K_2, a energia de anisotropia magnetocristalina pode ser escrita da forma:

$$E_c = K_1V(a_1^2a_2^2 + a_1^2a_3^2 + a_2^2a_3^2). \tag{2.19}$$

Neste caso, E_c depende também do sinal da constante K_1. Quando $K_1 > 0$, existem seis mínimos de energia equivalente correspondentes às direções x, y, z, ambas positivas e negativas. Por outro lado, quando $K_1 < 0$ surge uma situação mais complexa com a existência de oito mínimos equivalentes ao longo das direções apontando para os vértices do cubo.

2.1.3 Energia Dipolar

A energia dipolar ou magnetostática é uma interação de longo alcance e representa a maneira como os momentos magnéticos locais interagem entre si a longa distâncias dentro do sistema. Contudo, o campo gerado, depende da inteira contribuições do vetor magnetização, isto é, a divergência da magnetização irá produzir polos magnéticos não compensados em suas superfícies dando origem a um campo interno que tende a atuar nos momentos magnéticos individuais de forma a reduzir o momento magnético total. Ao contrário da interação de troca que é local, o campo dipolar em um determinado ponto é a soma das contribuições de todos os momentos magnéticos em todo o volume da amostra.

Na aproximação continua, a energia dipolar, é medida pela energia magnética de uma amostra em seu próprio campo magnético chamado, campo de desmagnetização $\vec{H}_d$, o campo magnético que surge da divergência da magnetização. É dado, usando a equação de Maxwell (GUIMARÃES, 2009):

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}), \tag{2.20}$$

onde $\vec{B}$ é o campo magnético aplicado, $\vec{H}$ é o campo magnético induzido e $\vec{M}$ a magnetização da amostra. A divergência de $\vec{M}$ é, então, obtida através da equação:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0. \tag{2.21}$$

Assim, tem-se:

$$\vec{\nabla} \cdot \left[\mu_0(\vec{H} + \vec{M})\right] = 0, \tag{2.22}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{M}. \tag{2.23}$$

Na equação acima, considera-se que a divergência de todos os campos além de $\vec{H}_{\mathrm{d}}$ seja igual zero, de modo que pode-se escrever (VAYSSET, 2006):

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}_{\mathrm{d}} = -\vec{\nabla} \cdot \vec{M}. \tag{2.24}$$

Usando a relação:

$$\int \vec{B} \cdot \vec{H}_{\mathrm{d}} dV \equiv 0. \tag{2.25}$$

A energia dipolar E_{d} é, então, dada pela energia da interação da magnetização com o campo magnético desmagnetizante $\vec{H}_{\mathrm{d}}$:

$$E_{\mathrm{d}} = -\frac{1}{2}\mu_0 \int_V \vec{H}_d \cdot \vec{M} dV, \tag{2.26}$$

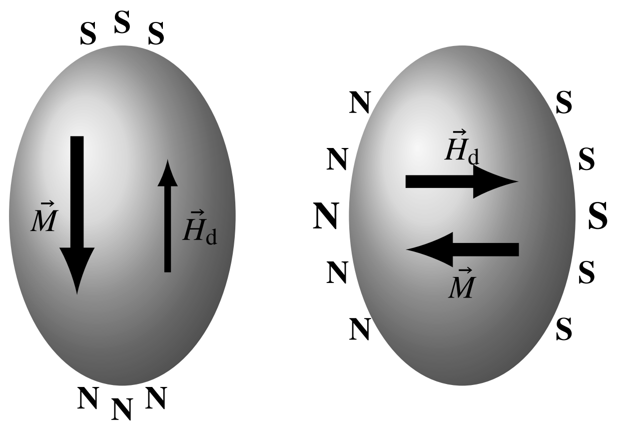
ou

$$E_{\mathrm{d}} = \frac{1}{2}\mu_0 \int_V H_d^2 dV \quad , \tag{2.27}$$

onde as integrais são obtidas em todo o espaço da amostra.

A energia dipolar tem origem na interação similar à Coulombiana entre os pares de polos magnéticos livres, assim, a introdução do fator $\frac{1}{2}$ é devido ao fato de evitar que seja somado duas vezes os mesmos pares. A energia será miníma no caso em que $\vec{H}_{\mathrm{d}}$ for paralelo a $\vec{M}$ (COEY, 2010).

Figura 2 – Representação esquemática do fator de desmagnetização N_d.



Fonte: Autor (2021)

No caso de um elipsoide uniformemente magnetizado, a integral de volume é zero e a contribuição da superfície é a do campo desmagnetizador uniforme dado por: $\vec{H}_{\mathrm{d}} = -N_{\mathrm{d}}\vec{M}$, onde N_{d} é o fator desmagnetizante que depende da forma da amostra e da direção da magnetização (GUIMARÃES, 2009). Assim, a ação do campo desmagnetizante no elipsoide, por exemplo, possui maior intensidade ao longo do eixo menor, pois há maior quantidade de polos magnéticos na superfície. Como podemos ver na Figura 2.

2.1.4 Energia Zeeman

A energia de Zeeman descreve a interação entre a magnetização submetido à um campo magnético $\vec{H}$ externo na amostra, desse modo, a mesma será a causa do alinhamento da magnetização como o campo externo afim de minimizar a energia do sistema (SELLMYER; SKOMSKI, 2006) e, neste processo produz dentro do corpo um reordenamento na estrutura dos domínios magnéticos. Esse termo pode ser escrito como a soma de das energias de interação dos momentos locais com o fluxo magnético externo, pela seguinte expressão (GUIMARÃES, 2009):

$$E_{\mathrm{Zeeman}} = -\mu_0 \int \vec{M} \cdot \vec{H} dV. \tag{2.28}$$

O campo dipolar $\vec{H}_{\mathrm{d}}$ visto na seção (2.1.3), é contrário ao campo externo e depende da geometria do material, tendo maior força na direção onde está sendo aplicado a menor intensidade do campo externo.

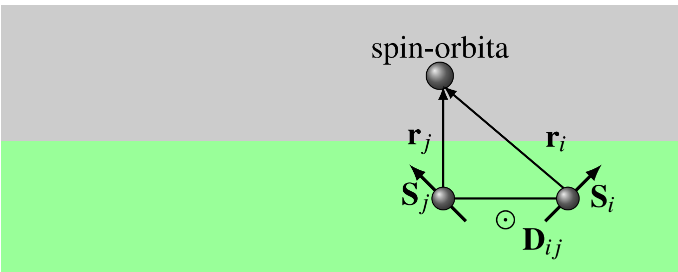
2.1.5 Interação de Dzyaloshinskii-Moriya

A interação de Dzyaloshinskii-Moriya está relacionada a uma interação de troca antissimétrica entre os spins. O Hamiltoniano $\mathcal{H} = -\mathcal{J}\mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j$ contém um produto escalar entre dois spins quaisquer e a energia será minimizada quando ambos estiverem em uma orientação colinear. No entanto, qualquer desvio desta configuração estará associada a um gasto energético (ver seção 2.1.1), por exemplo, seja $\mathbf{S}_1$ fixo de modo que forme um ângulo com $\mathbf{S}_2$, o gasto de energia é o mesmo para qualquer desvio dos spins em uma determinada direção. Assim percebe-se que a interação é simétrica, a interação de Dzyaloshinskii-Moriya, por sua vez, é descrita pela hamiltoniana (CORTÉS-ORTUÑO et al., 2018):

$$\mathcal{H}_{\mathrm{DM}} = -\mathbf{D}_{ij} \cdot (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j), \tag{2.29}$$

onde $\mathbf{D} = \mathbf{r}_i \times \mathbf{r}_j$ é um vetor constante que depende da simetria do sistema e da direção dada pelos spins (figura 3).

Figura 3 – Representação esquemática da interação de Dzyaloshinskii-Moriya entre dois spins e um átomo com forte acoplamento spin-orbita, em uma interface formado por dois materiais distintos (cinza e verde).



Fonte: Autor (2021)

O vetor de Dzyaloshinskii-Moriya $\mathbf{D}_{ij}$ é de natureza fenomenológica, seu módulo e sua direção dependem da simetria do cristal. Neste caso, se a estrutura cristalina possuir um centro de inversão entre $\mathbf{S}_i$ e $\mathbf{S}_j$, o vetor $\vec{D}_{ij}$ será nulo. Desse modo, a interação de Dzyaloshinskii-Moriya manifesta-se apenas em cristais com simetria suficientemente baixa. Observa-se que, $\mathcal{H}_{\mathrm{DM}}$ contém um produto vetorial, no qual resulta em um vetor perpendicular a $\mathbf{S}_i$ e $\mathbf{S}_j$ vezes (escalar) $\mathbf{D}_{ij}$. Isto favorece um arranjo não-colinear dos momentos magnéticos que pode ocorrer um ganho de energia em configurações onde o ângulo não seja nulo entre os spins. Assim a ação dessa interação se define em rotacionar os spins em pequenos ângulos em uma determinada direção (HEIDE et al., 2008), orientando-os ortogonalmente um ao outro e à $\mathbf{D}_{ij}$, de modo a descrever uma configuração de natureza antissimétrica. Na aproximação contínua, a interação de Dzyaloshinskii-Moriya pode ser escrito como:

$$E_{\mathrm{DM}} = \mathrm{D}\vec{m} \cdot (\nabla \times \vec{m}), \tag{2.30}$$

onde $\vec{m}$ é a magnetização reduzida.

A interação da Dzyaloshinskii-Moriya é uma consequência de uma pertubação de primeira ordem em materiais com um forte acoplamento spin-órbita e, dependendo da intensidade de $\mathbf{D}$, pode causar um desvio da magnetização, podendo gerar fenômenos de características quirais (LEONOV et al., 2016), como por exemplo; estruturas denominadas, Skyrmions (YI et al., 2009).

2.2 Equação do Micromagnetismo

As condições micromagnéticas de equilíbrio, geralmente são obtidas em relação à orientação da magnetização local, devido às contribuições das energias presentes no sistema, de maneira que a energia livre total seja minimizada. Então, a energia total E_{total} do sistema é dada por:

$$E_{\mathrm{total}} = E_{\mathrm{troca}} + E_{\mathrm{anisotropia}} + E_{\mathrm{dipolar}} + E_{\mathrm{Zeeman}} + E_{\mathrm{Dzyaloshinskii\text{-}Moriya}}. \tag{2.31}$$

A energia total calculado em todo o volume do material é, então, obtida:

$$E_{\mathrm{total}} = \int_V \left[A(\vec{\nabla}\vec{m})^2 + K_1 \hat{\mathbf{e}}_A(\theta) - \frac{\mu_0 M_s}{2} \vec{m} \cdot \vec{H}_d - \mu_0 M_s \vec{m} \cdot \vec{H} + \mathrm{D}\vec{m} \cdot (\nabla \times \vec{m}) \right] dV, \tag{2.32}$$

onde considera-se $K_1 \hat{\mathbf{e}}_A(\theta)$ como sendo a energia de anisotropia. A minimização da energia só é possível quando $\vec{M}$ for paralelo ao campo magnético efetivo $\vec{H}_{\mathrm{efe}}$ (GUIMARÃES, 2009). Isso significa dizer que, o torque exercido em cada ponto pelo campo efetivo em relação à magnetização deve ser igual a zero, logo:

$$\mu_0 \vec{m} \times \vec{H}_{\mathrm{efe}} = 0. \tag{2.33}$$

O campo efetivo pode ser obtido através da derivação da energia total da amostra magnética, de forma que:

$$\vec{H}_{\mathrm{efe}} = -\frac{1}{\mu_0 M_s} \frac{\partial E_{\mathrm{total}}}{\partial \vec{m}}. \tag{2.34}$$

O campo efetivo é obtido realizando a derivada da equação 2.32 em relação da magnetização reduzida $\vec{m}$:

$$\vec{H}_{\text{efe}} = \frac{2A}{\mu_0 M_s}\vec{\nabla}^2\vec{m} - \frac{1}{\mu_0 M_s}\frac{\partial E_{\text{A}}}{\vec{m}} + \vec{H}_{\text{dipolar}} + \vec{H}_{\text{Zeeman}} - \frac{2D}{\mu_0 M_s}(\vec{\nabla}\vec{m}), \tag{2.35}$$

sendo E_{A} é a anisotropia de forma. O campo efetivo leva em conta todas as informações das propriedades magnética bem como da geometria do sistema. Quando os efeitos magnetoelásticos não são levada em consideração, pode ser escrito como:

$$\vec{H}_{\text{efe}} = \vec{H}_{\text{troca}} + \vec{H}_{\text{anisotropia}} + \vec{H}_{\text{dipolar}} + \vec{H}_{\text{Zeeman}} + \vec{H}_{\text{Dzyaloshinskii-Moriya}}. \tag{2.36}$$

2.2.1 Equação do movimento

O comportamento da magnetização sobre a influência de um campo externo é regido pelas rotações angulares dos momentos magnéticos (GUIMARÃES, 2009). Quando um material ferromagnético é exposto a um campo magnético, o vetor magnetização $\vec{M}$ precessiona em torno do campo magnético aplicado. A precessão dos momentos magnéticos é ocasionada por um torque sofrido pela magnetização devido ao campo externo. Esse torque é descrito como:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} + \gamma_e \vec{M} \times \mu_0 \vec{H}_{\text{efe}} = 0, \tag{2.37}$$

onde γ_e é a razão giromagnética do elétron. Fazendo $\gamma_G = \mu_0\gamma_e$, obtém-se:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} + \gamma_G \vec{M} \times \vec{H}_{\text{efe}} = 0. \tag{2.38}$$

A constante γ_G é a razão giromagnética de Gilbert. A equação acima, descreve um movimento de precessão em torno do campo efetivo $\vec{H}_{\text{efe}}$. Durante esse movimento o ângulo entre a magnetização e o campo permanece estável. Essa descrição é aplicável a qualquer momento magnético que não interage ou troca energia com outros subsistemas. No entanto, a equação 2.38 não leva em consideração nenhum tipo de dissipação de energia. Desse modo a magnetização descreveria um movimento de precessão perpétuo em torno do campo.

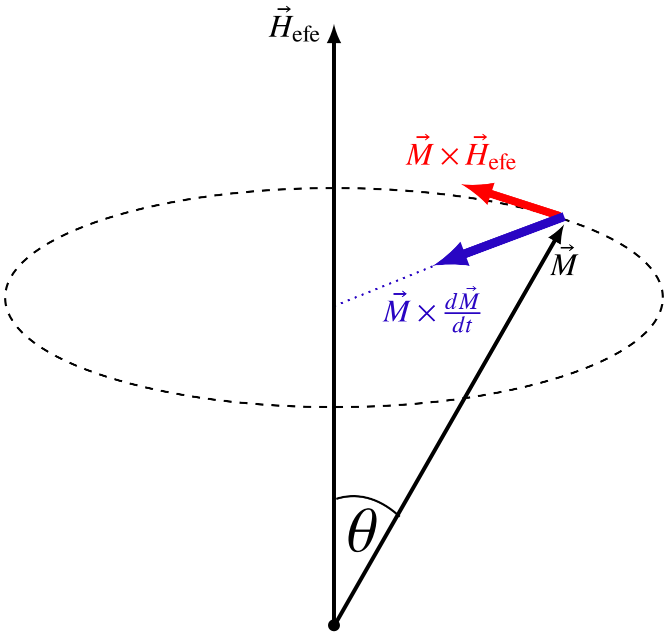
As observações experimentais, por exemplo, mostra perdas de energias associada à magnetização que ocorrem devido à formação de correntes induzidas conhecidas como: Correntes de Foucault (IYER et al., 2011), descontinuidade magnéticas, difusão (HUBERT; SCHÄFER, 2008) e etc. Nesse caso, a descrição matemática para introduzir a dissipação de energia correspondente incluiria um fator de relaxamento magnético. Uma descrição fenomenológica que contém tal amortecimento é a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert dada por (MILTAT; DONAHUE, 2007b):

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma_G \vec{M} \times \vec{H}_{\text{efe}} + \frac{\alpha_G}{M_s}\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}, \tag{2.39}$$

em que α_G é a constante de Gilbert.

O primeiro termo da equação corresponde ao torque magnético com ângulo fixo resultante da interação da magnetização com o campo efetivo e o segundo termo, é o vetor perpendicular à $\vec{M}$ que caracteriza o desvio da magnetização devido ao torque sofrido. A figura 4 mostra uma descrição dos vetores de magnetização $\vec{M}$ e $\vec{H}_{\text{eff}}$, onde descreve o funcionamento da dinâmica de magnetização na presença do termo de amortecimento α_G. A magnetização sofre então dois torques, um referente ao movimento de precessão $\vec{M}\times\vec{H}_{\text{efe}}$ e outro do termo de relaxação $\vec{M}\times\frac{d\vec{M}}{dt}$ que leva a magnetização para mesma direção do campo efetivo.

Figura 4 – Movimento de precessão da magnetização na presença de amortecimento α_G.



Fonte: Autor (2021)

Outra descrição para a dinâmica da magnetização, onde é possível substituir a característica transcendental da equação 2.39, que é equivalente à equação acima, mas descrita de forma explicita e tendo um termo de relaxação escrita de forma diferente. Essa equação é dada por:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma\vec{m}\times\vec{H}_{\text{efe}} + \alpha\vec{m}\times(\vec{m}\times\vec{H}_{\text{efe}}). \tag{2.40}$$

As constantes de amortecimentos fenomenológicas (α) e as razões giromagnéticas utilizadas nas duas equações estão relacionadas através de:

$$\gamma = \frac{\gamma_G}{1+\alpha_G^2}, \tag{2.41}$$

$$\alpha = \frac{\alpha_G\gamma_G}{1+\alpha_G^2}, \tag{2.42}$$

onde intensidade do amortecimento dado pela constante α é caracterizado por ser uma propriedade intrínseca do material ou por manipulação, por exemplo; dopagem (SELLMYER; SKOMSKI, 2006).

2.2.1.1 Transferência de spin

Recentemente, foi demonstrado, tanto teórica quanto experimentalmente, que uma corrente de spin polarizada ao passar por um pequeno condutor magnético pode afetar seu estado de magnetização. A interação entre a corrente de spin polarizada e a magnetização em materiais nanoestruturados pode produzir dinâmica de magnetização precessional, ou mesmo a mudança da direção da magnetização (SLONCZEWSKI et al., 1996; SUN, 1999; KISELEV et al., 2003).

A transferência de spin ocorre em uma configuração de corrente de spin polarizada fluindo através de um sistema magnético, geralmente uma multicamada, formada por duas camadas magnética e uma camada antiferromagnética ou isolante, denominadas de camadas; fixa, espaçadora e livre (SLONCZEWSKI et al., 1996; SLAVIN; TIBERKEVICH, 2009).

A corrente de spin polarizada é capaz de exercer um torque magnético por meio de uma transferência de momento angular de spin nas camadas magnéticas do sistema, que manifesta-se devido, também, as ações decorrentes da equação Landau-Lifshitz-Gilbert sobre as mesmas. Esse fenômeno é conhecido como efeito de transferência de spin e pode resultar em uma precessão estável e/ou reversão completa da magnetização. A fim de ser capaz de descrever uma transferência de spin, a equação 2.40 no qual descreve o torque por campo magnético, deve ser acrescentando um termo de transferência de spin como segue:

$$\frac{d\vec{m}}{dt} = -\gamma\vec{m}\times\vec{H}_{\text{efe}} + \alpha\vec{m}\times(\vec{m}\times\vec{H}_{\text{efe}}) + \vec{\tau}, \tag{2.43}$$

onde $\vec{\tau}$ é o torque causado pela transferência de spin, no o qual existe duas soluções que para diferentes sistemas: Zhang-Li e Slonczewski.

A solução desenvolvida por Zhang-Li é aplicável quando a corrente de spin polarizada flui paralelamente ao plano (x, y), então o torque é descrito da seguinte forma (ZHANG; LI, 2004; VANSTEENKISTE et al., 2014):

$$\vec{\tau}_{\text{ZL}} = \frac{1}{1+\alpha}\left[(1+\xi\alpha)\vec{m}\times(\vec{m}\times(\vec{u}\cdot\nabla\vec{m}) + (\xi-\alpha)\vec{m}\times(\vec{u}\cdot\nabla)\vec{m})\right]. \tag{2.44}$$

Com

$$\vec{u} = \frac{\mu_B\mu_0}{2e\gamma_0 M_s(1+\xi^2)}\vec{J}_s,$$

onde, $\vec{J}_s$ é a densidade de corrente de spin polarizada, ξ é o fator não-adiabático, μ_B o magneton de Bohr, μ_0 a permeabilidade magnética do vácuo, e M_s é a magnetização de saturação.

O termo de Slonczewski, no entanto, é usada quando a corrente de spin polarizada flui perpendicularmente ao plano e pode ser descrita de acordo com (SLONCZEWSKI et al., 1996; XIAO et al., 2004; VANSTEENKISTE et al., 2014):

$$\vec{\tau}_{\text{SL}} = \beta\frac{\epsilon-\alpha\epsilon'}{1+\alpha^2}\left[\vec{m}\times(\vec{m}_p\times\vec{m}) - \beta\frac{\epsilon'-\alpha\epsilon}{1+\alpha^2}\vec{m}\times\vec{m}_p\right]. \tag{2.45}$$

Sendo

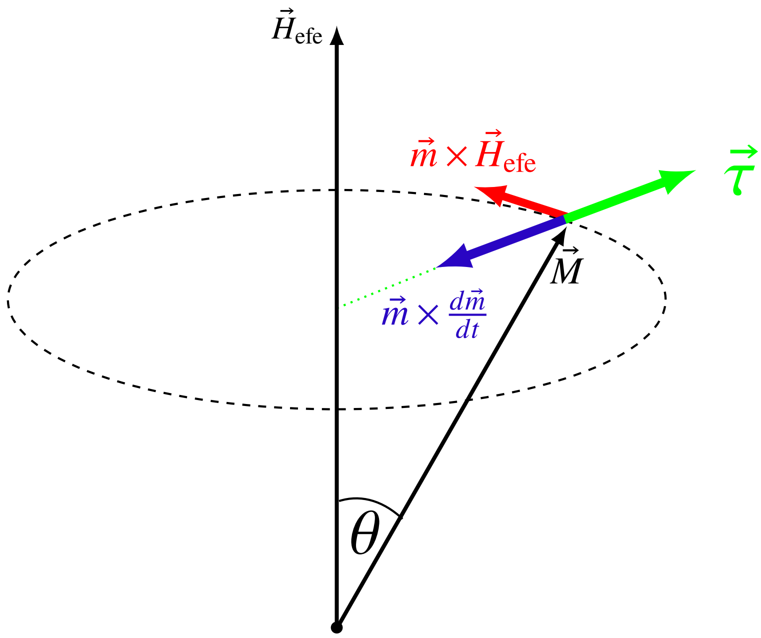
$$\beta = \frac{J_s}{\mu_0 e a M_s},$$

e

$$\epsilon = \frac{P\Lambda^2}{(\Lambda^2+1)+(\Lambda^2-1)(\vec{m}\cdot\vec{m}_p)},$$

onde, a constante de Planck reduzida, J_s a densidade de corrente de spin polarizada aplicada na amostra com direção no eixo z, a a espessura do material, P a polarização do spin e $\vec{m}_p$ é a direção da polarização do elétron. As constantes; Λ, ϵ e ϵ' são os parâmetros de Slonczewski que caracteriza a camada espaçadora e o termo de torque de spin primário e o termo de torque secundário.

Figura 5 – Representação esquemática do comportamento da magnetização da camada livre com o termo da transferência de torque de spin $\vec{\tau}$.



Fonte: Autor (2021)

Quando uma corrente de spin polarizada é aplicada, a direção da transferência de torque de spin descrito pelas equações 2.43, 2.44 e 2.45, pode ser paralelo ao torque de amortecimento ou antiparalelo a ele, dependendo da intensidade e o sentido da corrente (RALPH; STILES, 2008; ZHOU, 2009). A figura 5 ilustra o comportamento de $\vec{M}$ em docorrência da transferência de torque de spin. A magnetização de camada livre (seta vermelha), precessa em torno do campo efetivo, quando o amortecimento magnético (seta azul), é compensado pelo torque de spin $\vec{\tau}$ (seta verde), aplicado por uma corrente de spin polarizada fluindo através da camada fixa que age influenciando a precessão de $\vec{M}$ em torno de $\vec{H}_{\text{eff}}$, podendo fortalecê-lo e levando a magnetização à alinhar-se rapidamente com o campo efetivo, ou pode inverter a magnetização e, possivelmente, anular totalmente o movimento de precessão.

As equações 2.39, 2.40 e 2.43 permite descrever o comportamento dinâmico da magnetização. A evolução temporal da magnetização é dada por um conjunto de agentes interagindo de forma individuais umas com as outras por meio de interações de trocas, dipolares, anisotropia e Zeeman. Assim, a obtenção de soluções está relacionada ao uso de condições de contorno iniciais, cada um correspondendo a um elemento de volume em que a amostra é divida (NAKATANI et al., 1989). Portanto a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert e Zhang-Li ou Slonczewski é normalmente feita por métodos numéricos.

3 SKYRMIONS MAGNÉTICOS

O conceito de skyrmion foi proposto pela primeira vez por Tony Skyrme para descrever as interações de píons onde investigou soluções de campos topologicamente não triviais no contexto da física nuclear (SKYRME, 1961). Devido a sua simetria, o conceito de skyrmions foram generalizados em vários segmentos da física, inclusive em sistemas de matéria condensada, tais como efeito Hall quântico, condensados de Bose-Einstein (MAKHANKOV et al., 2012) e entre outros.

Os skyrmions magnético, foi previsto como um estado estável ou metaestável em materiais magnéticos onde havia interações de Dzyaloshinskii-Moriya (BOGDANOV; RÖSSLER, 2001; BOGDANOV; HUBERT, 1994). E mais tarde, observados experimentalmente em ligas de silício e manganês por Mühlbauer et al. (2009). Desde então, skyrmions foram observados não apenas em materiais ferromagnéticos, mas também em uma série de outros tipos de materiais, incluindo materiais magnéticos, multiferroicos (SEKI et al., 2012), ferroelétricos (NAHAS et al., 2015), semicondutores (MÜNZER et al., 2010) e metais de transição (DUPÉ et al., 2016). A aprtir de sua observação experimental, os skyrmions tem sido amplamente estudado, devido ao seu alto potencial tecnológico.

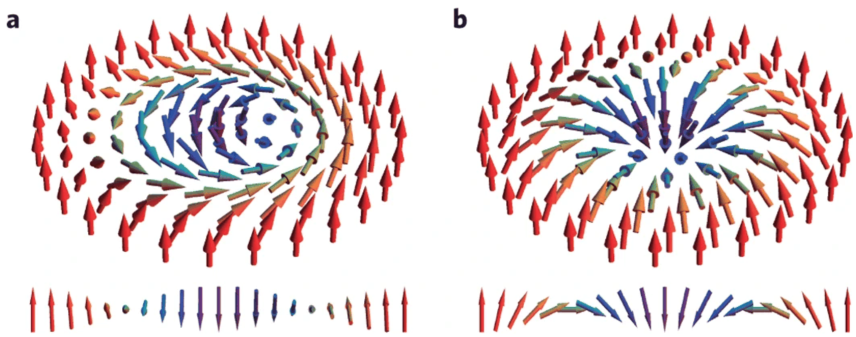
Por ser topologicamente protegido e relativamente mais estável, bem como possuir uma eficiente mobilidade conduzida por forças externas, em relação a outros tipos de configurações magnéticas. Torna-se, portanto, muito promissor para aplicações realistas no processamento e armazenamento de dados de alta densidade em dispositivos de spintrônicos (ZHANG et al., 2020; MOCHIZUKI et al., 2014), dispositivos de computação lógica (ZHANG et al., 2015; XING et al., 2016), dispositivos de micro-ondas (WANG et al., 2015; ZHANG et al., 2015) e dispositivos funcionais semelhantes a transistores (ZHANG et al., 2015; XIA et al., 2017).

Neste capítulo serão discutidas as propriedades dos Skyrmions magnéticos bem como, a origem e como são classificados de acordo com suas propriedades topológicas e os mecanismo que dão origem aos mesmo. Por fim, algumas considerações sobre possíveis aplicações tecnológicas dos skyrmions.

3.1 Formalismo Matemático

Em sistemas magnéticos, os Skyrmions é uma variante bidimensional da teoria original de Skyrme (KOVALEV; SANDHOEFNER, 2018) no qual, forma uma estrutura de spin onde a magnetização central aponta para direção oposta com relação ao de suas extremidades. No geral, podem ser encontrado apenas dois tipos de skyrmions (ANDRIKOPOULOS et al., 2016), classificados como: *Vortex* ou Bloch e *Hedgehog* ou Néel. Nos skyrmions do tipo Bloch, os spins rotacionam no plano tangencial, ou seja, é perpendicular às direções radiais, quando deslocam-se do núcleo para borda. Nos skyrmions do tipo Néel, os spins rotacionam no plano radial do núcleo para suas extremidades. Comforme mostrado na figura 6.

Figura 6 – Comparação entre skyrmions do tipo Bloch e Néel. Em **a** um skyrmion do tipo Bloch, os spins giram nos planos tangenciais, isto é, perpendiculares às direções radiais ao se mover do centro para a periferia. Em b um skyrmion do tipo Néel, os spins giram nos planos radiais do centro para a periferia. O giro dos spins central aponta “para baixo” (em azul), enquanto os spins ao redor mudam lentamente, eventualmente mudando a orientação “para cima” (em vermelho) nas extremidades da circunferência.



Fonte: (KÉZSMÁRKI et al., 2015)

Nesse sentido, o Skyrmion é caracterizado por possuir uma simetria radial, definido pela formação de configurações magnéticas quirais. Essas configurações pode ser descrita pela direção da magnetização $\vec{m}(\vec{r})$ e analisado pelo seu número topológico S (ou número de skyrmion) (FERT et al., 2017; YANG et al., 2018). No limite micromagnético, o número topológico é descrito como:

$$S = \frac{1}{4\pi} \iint \vec{m}(\vec{r}) \cdot \left(\frac{\partial \vec{m}(\vec{r})}{\partial x} \times \frac{\partial \vec{m}(\vec{r})}{\partial y} \right) dx\, dy = \pm 1. \tag{3.1}$$

onde $|\vec{m}| = 1$ e $\vec{r} = (x, y)$.

Considerando os skyrmions localizados no plano (x, y). Sua simetria cilíndrica sugere que os ângulo polar θ da magnetização contenha dependência unicamente radial, ou seja $\theta = \theta(r)$ com r dependendo do tempo. Admite-se também que, o ângulo azimutal relacionado às quiralidades dos skyrmions ϕ dependa exclusivamente do ângulo azimutal $\bar{\varphi}$, posicionado no plano de modo que $\phi = \phi(\bar{\varphi})$ com $\bar{\varphi}$ também dependente do tempo (ANDRIKOPOULOS et al., 2016; ZHANG et al., 2016a). Este último permite encontrar diferentes texturas de spins. Desse modo, a magnetização $\vec{m}(\vec{r})$ pode ser parametrizada de acordo com suas componentes:

$$\vec{m}(r) = \begin{cases} m_x = \cos\phi(\bar{\varphi})\,\mathrm{sen}\,\theta(r) \\ m_y = \mathrm{sen}\,\phi(\bar{\varphi})\,\mathrm{sen}\,\theta(r) \\ m_z = \cos\theta(r) \end{cases} \tag{3.2}$$

De modo que a equação 3.1, pode ser reescrita da seguinte forma:

$$S = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \frac{d\theta(r)}{dr} \frac{d\phi(\bar{\varphi})}{d\bar{\varphi}}\, \mathrm{sen}\,\theta(r)\, dr\, d\bar{\varphi} = \frac{1}{4\pi} \cos\theta(r)\Big|_{r=0}^{r\to\infty} \phi(\bar{\varphi})\Big|_{\bar{\varphi}=0}^{\bar{\varphi}=2\pi}. \tag{3.3}$$

No entanto, para descrever um skyrmion completamente é necessário duas características importantes: a vorticidade e a helicidade. A vorticidade m está diretamente relacionado ao numero topológico S, em contra partida, a helicidade é associada com as componentes de spins do skyrmion e é, geralmente, determinada pela interação de Dzyaloshinskii-Moriya. Usando a equação 3.4 a vorticidade pode ser definida de acordo com Nagaosa e Tokura (2013):

$$\mathrm{m} = \frac{\phi(\bar{\varphi})\Big|_{\bar{\varphi}=0}^{\bar{\varphi}=2\pi}}{2\pi}, \tag{3.4}$$

sendo m um número inteiro.

A equação 3.4 determina a quiralidade do skyrmion, isto é, as rotações que a magnetização projeta no plano, ou seja, a magnetização no plano contorna o eixo (z) fora do plano no mesmo momento em que gira na direção de $\bar{\varphi}$. Tendo em $\mathrm{m} = 1$ a formação de skyrmion e $\mathrm{m} = -1$ anti-skyrmion (WANG et al., 2018).

A helicidade γ é definido por (NAGAOSA; TOKURA, 2013):

$$\phi(\bar{\varphi}) = \mathrm{m}\,\bar{\varphi} + \gamma. \tag{3.5}$$

O valor de γ é determinado com a minimização da energia de Dzyaloshinskii-Moriya e na direção em que haja quebra de simetria. Assim, a energia de Dzyaloshinskii-Moriya (equação 2.30), pode ser escrita como (NAGAOSA; TOKURA, 2013; ZHANG et al., 2016a):

$$E_{DM} = D\,\mathrm{sen}\left[(\mathrm{m}-1)\bar{\varphi} + \gamma\right]\left\{\frac{d\theta(r)}{dr} + \frac{\mathrm{m}}{2r}\,\mathrm{sen}\,2\theta(r)\right\}. \tag{3.6}$$

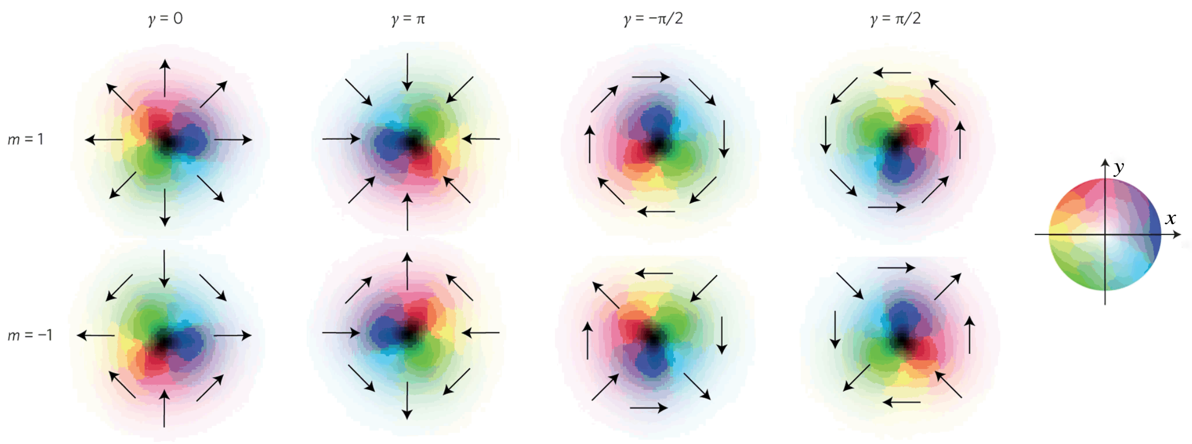
Nota-se que, se $\mathrm{m} \neq 1$ ambos os termos da equação 3.6 são iguais a zero, após a integração em torno de $\bar{\varphi}$, isso ocorre devido a ortogonalidade do sistema trigonométrico. Portanto, é necessário que m seja igual a 1 para obter a minimização da energia. Desse modo, a minimização da energia é então obtida para $\gamma = 0$ ou π considerando que a constante de Dzyaloshinskii-Moriya D seja maior que zero respectivamente. Porém, o perfil de $\theta(r)$ pode influenciar no valor da minimização da energia, no caso em que sua derivada for negativa ou positiva ($\frac{d\theta(r)}{dr} < 0$ ou $\frac{d\theta(r)}{dr} > 0$). Observe também que, ao modificar o valor de D, os parâmetros γ e m mudaram automaticamente e, possivelmente as configurações de spins nos skyrmions.

Para um valor específico de γ, obtém-se o tipo de skyrmion equivalente. Assim, os possíveis valores para γ (ANDRIKOPOULOS et al., 2016) é:

$$\gamma \begin{cases} 0, & \text{Skyrmion do tipo Néel com m} = +1 \\ \pi, & \text{Anti-skyrmion do tipo Néel com m} = -1 \\ \frac{\pi}{2}, & \text{Skyrmion do tipo Bloch com m} = +1 \\ -\frac{\pi}{2}, & \text{Anti-skyrmion do tipo Bloch com m} = -1 \end{cases}$$

De acordo com a figura 7, no caso de um skyrmion do tipo Néel, o valor de γ estabelece as direções das componentes de spin no plano, isto é, se os spins apontam para centro ou para a borda, ao passo que, para um skyrmion do tipo Bloch, o valor de γ define o sentido de rotações, ou seja, horária ou anti-horária das componentes de spin.

Figura 7 – Comportamento da magnetização para dois tipos de skyrmions de vorticidade m = -1 e m = 1. Para cada valor de helicidade possível. As setas indicam a direção e o sentido da componentes de spins no plano e as cores, branco e preto, indicam a direção e sentido da magnetização no plano, isto é, branco para cima e preto para baixo.



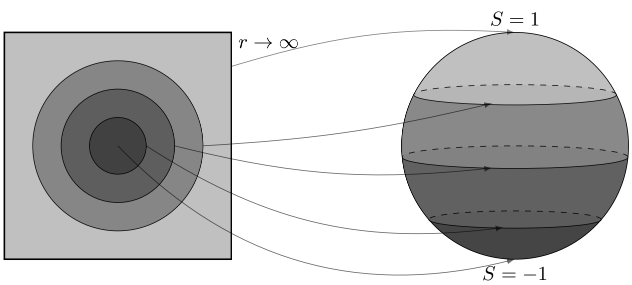
Fonte: Adaptado de Nagaosa e Tokura (2013)

Portanto, torna-se fácil encontrar o numero de skyrmions para todas as configurações possíveis determinados por m e γ. Usando novamente a equação 3.4 e integrando em relação a r no limite $r \to \infty$ emprega-se a definição da vorticidade (NAGAOSA; TOKURA, 2013) de forma que:

$$S = \frac{\mathrm{m}}{2} \cos\theta(r)\Big|_{r=0}^{r\to\infty}. \tag{3.7}$$

Observe que o skyrmion tem rotações no centro para $\theta(0) = \pi$ e rotações nas extremidades em $\theta(\infty) = 0$, desta forma, são encontrado duas possibilidades: se o skyrmion tiver rotações no centro ($\theta(0) = \pi$) com direções no eixo negativo de z e rotações nas extremidades ($\theta(\infty) = 0$) com direção no eixo positivo de z, é encontrado $S = 1$.

Figura 8 – Mapeamento do número topológico relacionada no plano para uma esfera unitária, devido às condições de contorno impostas ao skyrmion para $\cos\theta(0) = -1$ e $\cos\theta(r \to \infty) = 1$.



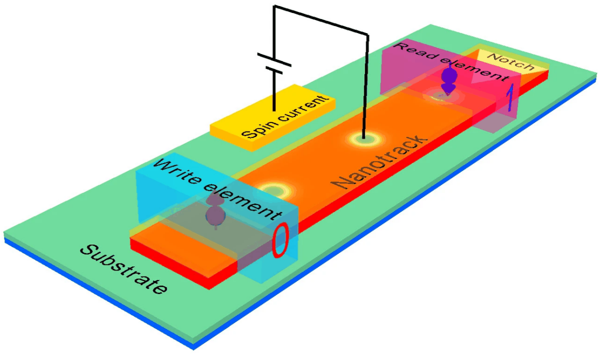
Fonte: Autor (2021)

Se houver rotações do centro no eixo positivo de z e negativo nas bordas, também, é encontrado $S = -1$, de forma que tem-se $S = \pm 1$. Mapeado para qualquer skyrmion, onde $r = 0$ no centro e $r \to \infty$ nas extremidades. Como mostrado na figura 8.

3.2 Potencial Aplicação: Racetrack Memory

O crescente estudo do skyrmion magnético encontra-se sobretudo nas potênciais aplicações tecnológicas. Uma delas e de grande importância é no armazenamento de dados em discos rígidos de computadores. Devido às suas características topológica estável e seu tamanho na ordem de 10^{-9} metros. Permite com que, os skyrmions se comportem como partículas, isto é, podem ser movidos, criados e até mesmo aniquilados, o que os tornam adequados para uso de dispositivos lógicos em armazenamentos, leitura e escrita de informações em escala nanométrica (ZHANG et al., 2020). Acredita-se que os skyrmions possam ser utilizados na construção da próxima geração de memórias magnéticas e dispositivos baseado em spins (FERT et al., 2017).

Figura 9 – Esquemático de uma RM baseada em skyrmion. As informações são codificado por meio de skyrmions por intermedio do elemento de scrita e deslocado através da corrente de spin polarizada. Desse modo, a presença ou ausência de um skyrmion é interpretado com o bit “0” e “1” que podem ser decodificados no elemento de leitura colocado em uma extremidade da nanofita.



Fonte: (ZHANG et al., 2015)

Nos dispositivos lógicos usados atualmente, os dados são armazenados em discos rígidos composto por filmes magnéticos finos. A escrita e a leitura dos dados são feitas por meio de cabeçotes móveis de leitura e gravação, no qual limita enormemente a velocidade de acesso à informação. Para acessos mais rápidos e com maior densidade de armazenamento encontra-se; a “Racetrack Memory” (RM), baseada em dinâmica de paredes de domínio magnético em filmes magnéticos ultrafinos ou nanofita (PARKIN et al., 2008), conforme mostrado na figura 9. Nesses dispositivos, os bits e bytes poderão ser armazenados como regiões magnéticas, também chamadas de domínios em nanofitas ferromagnéticas e seram escritos ou lidos em mecanismo fixos, chamados; elemento de escrita e leitura, ou seja, ao contrário dos discos rígidos, a escrita e a movimentação dos bits poderão ser feitas com o auxílio de pulsos de corrente de spin polarizada muito curtos, onde não serão necessário o uso de partes móveis. Neste contexto, os skyrmions, desempenham um papel fundamental nesta técnica. Além de serem muito estáveis, eles podem ser movidos por meio de corrente de spin polarizada e a presença ou ausência de um skyrmion poderá ser interpretado como “0” e “1” no sistema binário convencional. Além disso, o tamanho em nanoscala do skyrmion, permitirá fluxos de informação mais rápidos com densidades de correntes de spin polarizada ainda menores (10^6 A/m^2) em relação à RM baseado em parede de domínio (10^{12} A/m^2), reduzindo significativamente o consumo de energia.

4 SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL

Como descrito no capítulo 2, a teoria do micromagnetismo é um formalismo que permite o estudo do comportamento de materiais magnéticos em escala nanométrica. No entanto, esses comportamentos são descritos através de equações não-lineares, envolvendo interações de longo e curto alcance (magnetostática e troca), também locais (magnetocristalina e campos magnéticos externos) que, no geral, não permite soluções analíticas. Portanto, as simulações micromagnéticas tornam-se necessárias para uma descrição das propriedades magnéticas em sistemas não uniformes. Neste caso, para as dinâmicas de magnetização, a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert é resolvida numericamente através de duas abordagens difundidas amplamente na modelagem micromagnética; o Método de Diferenças Finita (MILTAT; DONAHUE, 2007a) e o Método de Elementos Finitos (JOHNSON, 2012). O tempo e o espaço são discretizados e o campo efetivo é calculado em cada elemento (ou célula) e em cada etapa de tempo. Desse modo a configuração magnética é determinada pela minimização da energia total ou pela ausência do torque local.

Nesse contexto, o presente trabalho visa apresentar conceitos, definições e ferramentas necessárias às análises da formação de skyrmions em nanodiscos de Cobalto e Platina, submetidos a interação de Dzyaloshinskii-Moriya e corrente de spin polarizada, baseando-se em técnicas numéricas junto aos métodos computacionais.

4.1 mumax^3

Para realizar as simulações utilizamos o simulador micromagnético acelerado por GPU **mumax**^{3}, desenvolvido pelo grupo *Dynamics of Functional Nano Materials* (DyNaMat), da Universidade de Ghent, Bélgica. Escrito e mantido por Vansteenkiste et al. (2014). O **mumax**^{3} é um software de código aberto escrito em linguagem Go (PIKE, 2009) e CUDA (NVIDIA, 2014) e está disponível gratuitamente no endereço eletrônico; <http://mumax.github.io>. Para executar o software, precisa-se portar o drive gráfico da NVIDIA da linha Geoforce em uma das plataformas Linux, Windows e Mac ou pode executá-lo em uma sessão de colaboração da Google, gratuitamente no site; <https://https://colab.research.google.com/github/JeroenMulkers/mumax3-tutorial/blob/master/mumax3.ipynb>. Neste caso, para usar o software, precisa-se apenas possuir uma conta no Gmail.

O **mumax**^{3} dispõe de ferramentas para soluções de dinâmicas de magnetização dependente do espaço e também do tempo. Além disso, oferece uma interface gráfica baseado em HTML5 com o GNUPLOT integrado ao sistema para simulações, visualizações e análise das configurações magnéticas de interesse de dentro do navegador da web. Desse modo, o software, permite facilmente especificar o tipo de problema magnético de estudo; o tamanho e geometria da região, as condições iniciais e de contorno, contribuições energéticas e etc. E analisar os dados magnéticos dependentes do espaço em formato de saída OVF (OOMMF Vector Field) (DONAHUE; DONAHUE, 1999) e quantidades magnéticas dependentes do tempo em formato de saída TXT. Também, possibilita a visualização de configurações de domínios magnéticos, por meio de Microscopia de Força Magnética MFM em duas dimensões a partir da magnetização local, uma vez que o software simula a força entre a ponta e a superfície da amostra por meio da relação (VANSTEENKISTE et al., 2014):

$$\frac{\partial F_z}{\partial z} = \sum_{i=(x,y,z)} M_{x,y} \left(\frac{\partial^2 H_{tip,i}(x,y)}{\partial z^2} \right), \tag{4.1}$$

onde H_{tip} é o campo magnético perdido da ponta, calculada no plano da amostra. Além disso, o usuário pode definir a distancia da ponta para reproduzir melhor o contraste de fase nas suas imagens de MFM.

Para iniciar uma simulação, o usuário deve inicialmente introduzir no software os parâmetros magnético próprio do material tais como a magnetização de saturação M_s, a constate da energia de troca A, a constantes de energia de anisotropia cubica ou cristalina e suas direções, especificar a geometria da amostra e o tipo de magnetização inicial, entre outros. O usuário também deve especificar as condições experimentais, para simular o comportamento da magnetização na presença de um campo externo ou corrente de spin, os quais são aplicadas uniformemente durante os cálculos. Dessa forma, o **mumax**^{3} calcula a energia total do sistema E_{total}, definida por todas as contribuições energéticas do sistema. Assim cada termo energético é discretizado pelo método de diferenças finitas, ou seja, a amostra é subdividida em uma malha de N células cúbicas, onde a magnetização é computada no centro de cada célula. Porém, essas células devem ser suficientemente pequena ou menor que o comprimento de troca $\lambda_{ex} = \sqrt{2A/\mu_0 M_s^2}$ para que a mesma possa ser considerada contínua. E o estado de menor energia em cada uma delas é obtida obtida através da solução da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert, adquirido numericamente com uso do método de Runge-Kutta (VANSTEENKISTE et al., 2014). Neste caso, a formação de configurações magnética é determinado pela minimização da energia total ou pela ausência do torque exercido pelo campo efetivo sobre a magnetização.

4.2 Método de Ruge-Kutta

O método de Ruge-Kutta, entre todos os método numéricos, é o mais utilizado por ser um algorítimo interativo de passos simples de modo que a solução no passo $n+1$, dependerá apenas da solução anterior no passo n (FORSYTHE, 1977).

O método consiste em avaliar as derivadas parciais de uma função $f(x,y)$ em vários pontos. Desse modo, para um problema de valor inicial especificado por: $y' = f(x,y)$ com $y(x_0) = y_0$. O método de Runge-Kutta pode ser descrito pelo seguinte conjunto de equações

(PRESS et al., 1988):

$$k_1 = f(x_n, y_n); \tag{4.2}$$

$$k_2 = f(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2}k_1); \tag{4.3}$$

$$k_3 = f(x_n + \frac{h}{2}, y_n + \frac{h}{2}k_2); \tag{4.4}$$

$$k_4 = f(x_n + h, y_n + hk_3); \tag{4.5}$$

$$y_{n+1} = y_n + h\frac{k_1}{6} + h\frac{k_2}{3} + h\frac{k_3}{3} + h\frac{k_4}{6} + O(h^5), \tag{4.6}$$

onde $f(x_n, y_n)$ é a solução da equação diferencial somado com o produto do tamanho do intervalo h e $O(h^5)$ é o erro estimado a cada interação. Nota-se que o método é de quarta ordem, o que significa que o erro de truncamento local é da ordem de $O(h^5)$, enquanto o erro total acumulado é a ordem ordem $O(h^4)$.

As equações acima são válidas tanto para funções escalares quanto para funções vetoriais. Portanto transcrevendo-os para o formalismo micromagnético, onde f é um vetor dado pela equação 2.43, escrito como:

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = f(t, \vec{m}) \tag{4.7}$$

onde $f(t, \vec{m})$ representa um conjunto de equações diferenciais parciais, uma para cada célula de simulação, acoplada pelo campo efetivo (GARCÍA-CERVERA, 2007). Logo o método de Ruge-Kutta pode ser escrito como:

$$\begin{aligned}
k_1 &= f(t_n, \vec{m}_n) \\
k_2 &= f(t_n + \frac{\delta t}{2}, \vec{m}_n + \frac{\delta t}{2}k_1) \\
k_3 &= f(t_n + \frac{t}{2}, \vec{m}_n + \frac{\delta t}{2}k_2) \\
k_4 &= f(t_n + \delta t, \vec{m}_n + tk_3) \\
\vec{m}_{n+1} &= \vec{m}_n + \delta t\frac{k_1}{6} + \delta t\frac{k_2}{3} + \delta t\frac{k_3}{3} + \delta t\frac{k_4}{6} + O(\delta t^5),
\end{aligned} \tag{4.8}$$

Nota-se que o campo efetivo também é uma função de $\vec{m}$, devido às interações de troca, anisotrópica, magnetostática e etc. O que significa que em cada etapa k_n, $\vec{H}_{\text{efe}}$ deve se calculado antes da magnetização. De modo que, $f(t_{n+1}, \vec{m}_{n+1})$ possa ser apurada em todas as células e, após cada intervalo de tempo $t_{n+1} = t_n + \delta t$, o campo efetivo deve ser atualizado novamente, antes do próximo passo (FIDLER; SCHREFL, 2000). Portanto, a magnetização deve ser normalizada em cada interação k_n. O resultado da equação 4.8 para cada célula de simulação, é obtida a solução numérica da equação 4.7 para cada instante δt.

O **mumax**^{3} oferece uma série de soluções para a equação de Landau-Lifshitz-Gilbert com o uso da função SetSolver[1], onde a mesma fornece um conjunto de métodos de Ruge-Kutta explicito, alguns como (VANSTEENKISTE et al., 2014):

1. Método de Dormand-Price (RK45), oferece convergência de 5ª ordem e uma estimativa de erro de 4ª ordem usada para controle adaptativo de intervalo de tempo. Este método é o padrão do **mumax** para simulações dinâmicas.

2. Método de Bogacki-Shampine (RK32), oferece convergência de 3ª ordem e uma estimativa de erro de 2ª ordem usada para controle adaptativo de passo de tempo. Este método é usado para minimizar a magnetização ao seu estado fundamental.

3. Método de Heun (RK12), oferece convergência de 2ª ordem e uma estimativa de erro de 1ª ordem. Este método é usado para simulações de temperatura finita, pois não requer continuidade de torque entre etapas de tempo.

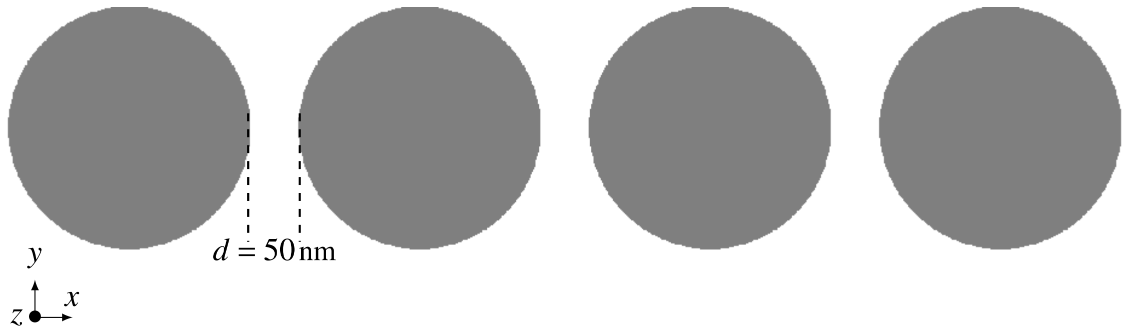
Os métodos acima são adaptáveis a cada etapa de tempo, ou seja, o **mumax**^{3} fornece controle das dinâmicas de magnetização a cada interação, escolhendo automaticamente um dos métodos para que o erro por etapa $\boldsymbol{\varepsilon} = \max|\boldsymbol{\tau}_{max} - \boldsymbol{\tau}_{min}|\Delta t$ calculado através do valores do torque $\boldsymbol{\tau}$ a cada etapa de tempo Δt, convirja para um valor predefinido $\boldsymbol{\varepsilon}_0 \leq 10^{-5}$. A convergência é satisfeita quando $\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon}_0$. Isto significa que sistema magnético está em equilíbrio.

[1] SetSolver(int): 1 Euler, 2 Heun, 3 Bogaki-Shampine, 4 Runge-Kutta (RK45), 5 Dormand-Prince, 6 Fehlberg e Backward Euler -1.

5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

As simulações foram realizadas considerando um sistema formado por quatro nanodiscos multicamadas de 250 nm de diâmetro de comprimento e cada disco estando separados por 50 nm de distância a partir das bordas (como mostra a figura 10).

Figura 10 – Representação esquemática da rede de discos com espaçamento máximo de 50 nm.



Fonte: Autor (2021)

A simulação iniciou-se com os parâmetros característicos do Cobalto e da Platina retirados das Referências, Sampaio et al. (2013) e Jin et al. (2019) com a magnetização de saturação $M_s = 5.8 \times 10^5$ A/m, a constante de energia de troca $A = 1.5 \times 10^{-11}$ J/m, a constante de anisotropia uniaxial $K_1 = 8 \times 10^5$ J/m^3 com direção perpendicular ao plano do disco, isto é, na direção do eixo z, a constante da interação de Dzyaloshinskii-Moriya $D = 3.5 \times 10^{-3}$ J/m^2 e a constante de amortecimento $\alpha = 0.3$, afim de obter uma rápida convergência para o estado fundamental. Em tal caso, considera-se a amostra sem a presença da excitações externas.

Figura 11 – Representação esquemática do arranjo de multicamadas do CoPt.

Fonte: Autor (2021)

Posteriormente, uma corrente de spin polarizada é injetado verticalmente no plano em uma região interna dos discos com diâmetro de 150 nm e com uma duração média de 2 nanosegundos. Assim, as dinâmicas de magnetização é descrito pela equação 2.43. E nessa abordagem, considera-se as camadas livre e fixa como um filme magnético de Cobalto separadas por uma fina camada de Platina, esta última, entende-se como a camada espaçadora condutora.

Na figura 11, uma estrutura de filme multicamadas é ilustrado. A camada Co_{sup} é a camada livre onde ocorre a dinâmica de magnetização produzido pela corrente de spin polarizada. A camada Co_{inf} é a camada fixa na qual passará a corrente com o fator de polarização de spin P considerada em 100%, ou seja, $P = 1.0$. A magnetização da camada fixa $\vec{m}_p$ é inicializada na direção do eixo z e mantida fixa durante toda a simulação. Também, admite-se que a magnetização inicial da camada livre deva apontar paralelamente ao eixo de anisotropia. E após a minimização da camada livre, uma densidade de corrente J_s é aplicada na direção negativa de z (ao que correspondem, os elétrons movendo-se em direção contrária). Além dos parâmetros do material introduzidos anteriormente, assume-se que o torque secundário ϵ' seja nulo e $\Lambda = 1$ o que significa que $\epsilon = \frac{1}{2}P$.

Para dinâmica de skyrmion, J_s é injetada no sistema em $d = 0$ nm, na direção do eixo negativo x com $\vec{m}_p$ inicializada na direção do eixo y. A corrente flui para esquerda, de forma que os elétrons movimentem-se para a direita. Neste caso, o coeficiente de torque de spin não adiabático ξ é constado na simulação, pois a mesma fornece uma estabilização para o movimento dos skyrmions ao longo de uma linha horizontal sem a presença de uma força transversal adicional, isto é, o efeito Hall de spin (DEGER et al., 2019).

Neste modelo o tamanho de célula usada encontra-se discretizado em torno de $2.5 \times 2.5 \times 2.5\,\mathrm{nm}^3$ com o valor menor que o comprimento de troca de CoPt, $\lambda_{ex} = 8.42\,\mathrm{nm}$. Dentro de cada célula a magnetização é uniforme e orientada fora do plano e a temperatura do sistema é considerada nula. Os resultados das simulações são realizados usando o **mumax**^{3} e analisados mediante a mudança da distância de separação d entre as bordas dos nanodiscos.

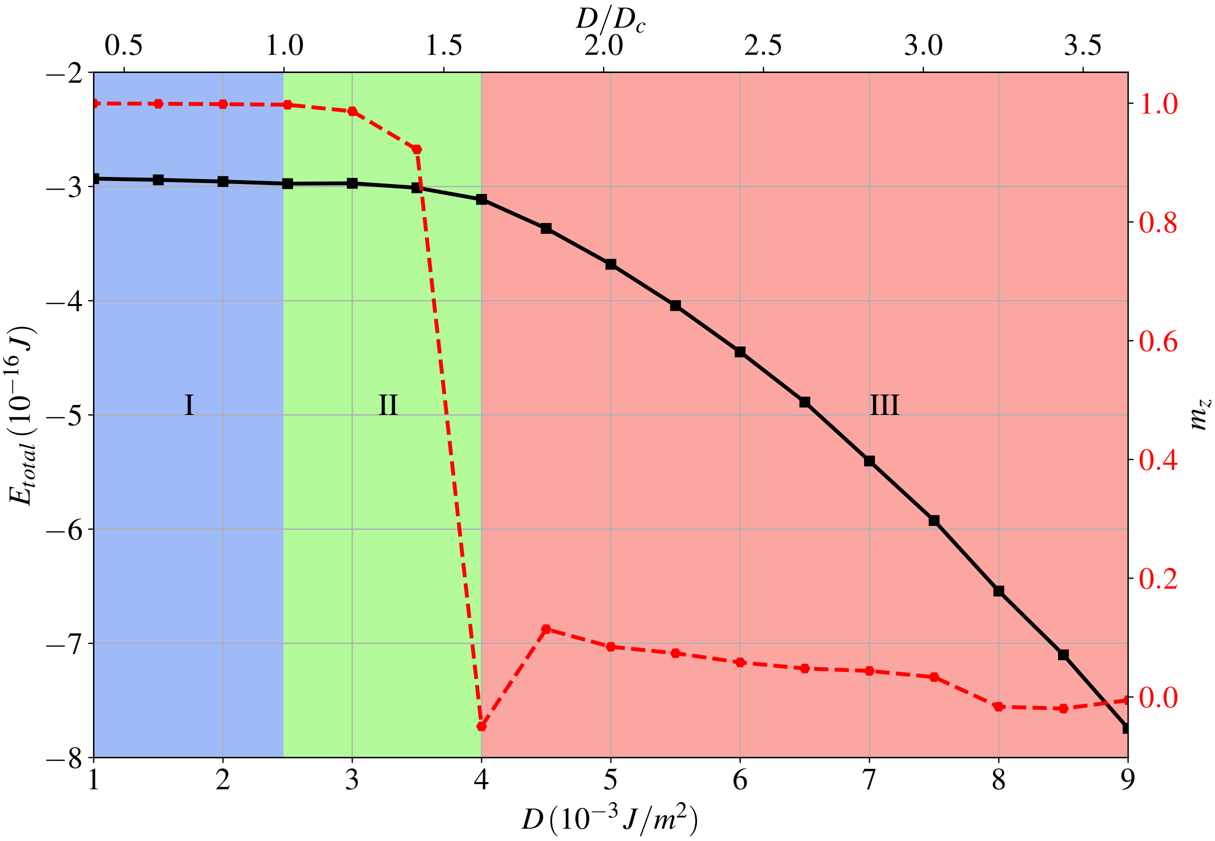
5.1 Formação e estabilidade dos skyrmions

Conforme descrito no capítulo 3, os skyrmions magnéticos são configurações magnéticas com grande potencial tecnológico para o uso de memórias magnéticas (FERT et al., 2013; NAGAOSA; TOKURA, 2013). Em princípio, as informações binárias convencionais, isto é, “0” e “1”, poderiam ser codificadas pela presença ou ausência de um skyrmion. De acordo com Sampaio et al. (2013), por apresentar dois estados fundamentais, o domínio ferromagnético uniforme ou estado com uma parede de domínio única (FM) e skyrmion. Neste regime biestável a presença de um skyrmion isolado representa o bit binário “1”, enquanto que a presença em uma determinada área com o estado FM uniforme representa o bit binário “0”. Porém, para quaisquer aplicações de processamento onde as informações são transportadas por skyrmions, o controle de suas propriedades é a função principal que precisa ser realizada em primeiro lugar. Sabe-se que a formação dos skyrmions magnéticos resulta de uma interação sutil entre as diferentes energias magnéticas do sistema e foram observados em várias classes de materiais magnéticos sem simetria de inversão. Assim, a presença da interação Dzyaloshinskii-Moriya em materiais magnéticos torna-se uma peça importante para a formação e controle total dos skyrmion.

Neste trabalho, o estado fundamental magnético dos nanodiscos é determinado para

$J_s = 0$, onde consideramos duas configurações magnéticas iniciais nas simulações: FM e skyrmion que podem ser obtidos espontaneamente em seu estado fundamental termodinâmico.

Figura 12 – Variação da Energia total e da magnetização local m_z em função da interação de Dzyaloshinskii-Moriya D para $d = 50$ nm. A parte superior do eixo x mostra a razão entre D e o seu valor crítico $D_c \approx 2.5\text{mJ/m}^2$.



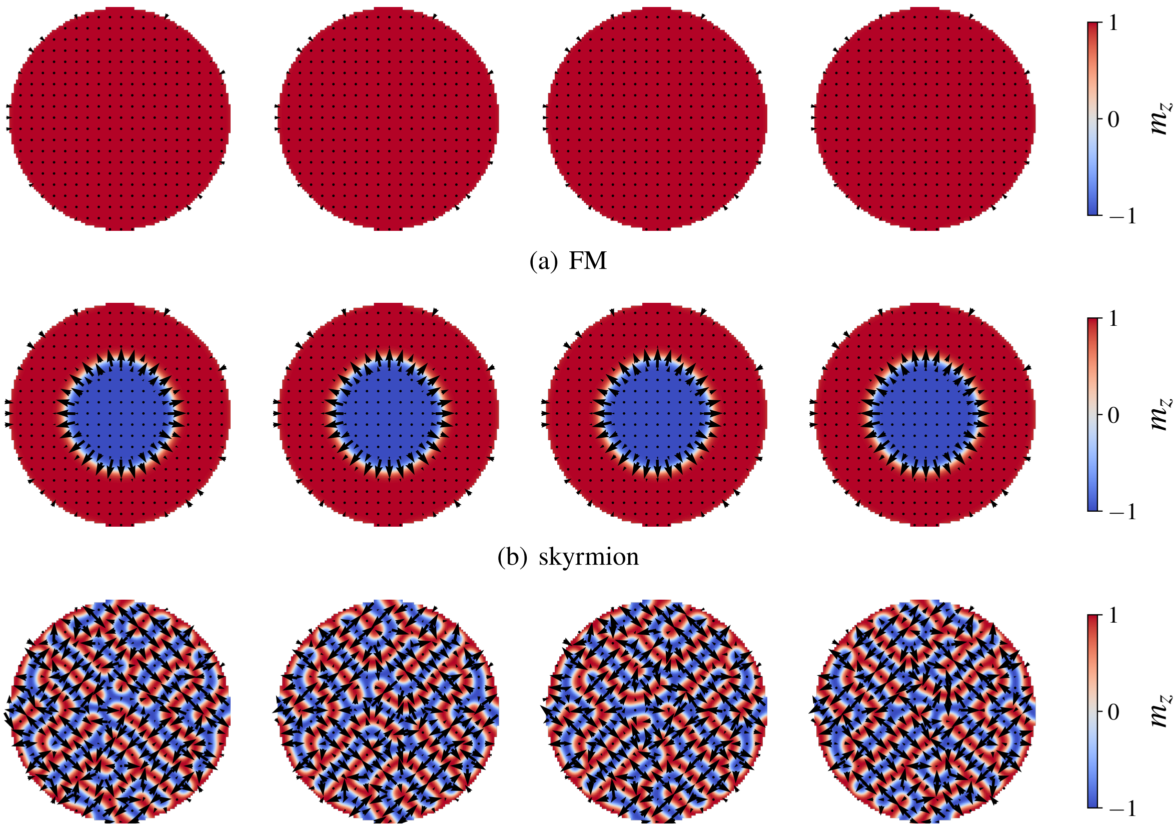
Fonte: Autor (2021)

As energias dos estados magnéticos são mostradas na figura 12 em que demostramos a formação de skyrmion com alta anisotropia em seu estado fundamental para diferentes valores de D. A magnetização nos discos apresenta três configurações distintas conforme o valor de D utilizado: FM (região I), skyrmion (região II) e multidomínio (região III). Cada uma dessas configurações é mostrada nas figuras 13, onde cada uma corresponde a um valor específico de D. À medida que variamos o valor de D, encontramos cada uma das configurações mencionadas.

Na figura 12, observamos que o estado de menor energia do sistema, a configuração de FM encontra-se em $D \le D_c$ e permanece estável no intervalo que vai de $D = 1$ até $2.5\,\text{mJ/m}^2$. No entanto, ao aumentarmos o valor de D, a magnetização m_z deixa de aponta perpendicularmente ao plano e alinha-se rapidamente em direção ao plano, como podemos ver em $D > D_c$. Quando D atinge $3\,\text{mJ/m}^2$, a configuração FM é substituída pela configuração de skyrmion (para valores de D próximos de D_c, o núcleo do skyrmion é tão pequeno que o perfil de magnetização está perto da configuração FM), que se mantém estável até $D = 4\,\text{mJ/m}^2$. Neste intervalo, a magnetização aponta perpendicularmente ao plano tanto no centro do disco, com direção negativa no eixo

z, quanto na borda, com direção positiva do eixo z, e entre essas duas regiões, centro e borda, a magnetização tende a alinhar-se radialmente ao plano no centro do disco, caracterizando, portanto, uma configuração de skyrmion do tipo Néel (POLLARD et al., 2017; ZHANG et al., 2018; HE et al., 2018).

Figura 13 – Configurações magnéticas em função da interação de Dzyaloshinskii-Moriya nos discos de CoPt de 250 nm de diâmetro com a distância de separação $d = 50$ nm. As setas indicam a direção e o sentido da magnetização no plano do disco, enquanto as cores indicam a direção e o sentido da magnetização para fora do plano: vermelho indica magnetização perpendicular ao plano apontando para cima z, azul indica magnetização perpendicular ao plano apontando para baixo $-z$ e branco indicam a magnetização alinhada com o plano. Em (a) indica a configuração ferromagnética característica de monodomínio (FM) correspondente a região I, (b) indica a configuração magnética característica de skyrmion do tipo Néel correspondente com a região II e em (c) indica configuração ferromagnética de multípolos domínios correspondente com a região III.



(a) FM

(b) skyrmion

(c) multidomínios

Fonte: Autor (2021)

Para valores maiores que $D = 4\,\mathrm{mJ/m^2}$ o skyrmion perde sua estabilidade topológica. Neste caso, conforme o valor de D cresce o núcleno do skyrmion tende a aumentar de tamanho, a magnetização deixa de circular radialmente no plano em torno do núcleo e alinha-se paralelamente ao plano visto em $m_z \approx 0$, onde a configuração de skyrmion cede lugar à formação de multidomínios. Na literatura é reportado estruturas de multípolos domínios para sistemas com interações de Dzyaloshinskii-Moriya (HEIDE et al., 2008).

Observamos que a energia total do sistema E_{total} para FM e do Skyrmion exibe pouca variação, e mantém-se relativamente estável em todo intervalo entre $D = 1$ até $D = 4\,\text{mJ/m}^2$, isso ocorre por ação da interação Dzyaloshinskii-Moriya presente no sistema em que fornece uma barreira topológica, o que limita as possíveis variações nas paredes de domínios magnético (ROHART; THIAVILLE, 2013). Assim, ambos os estados FM e skyrmion podem ser estabilizado.

Curiosamente, ao reduzirmos a distância de separação d entre os discos, observamos os mesmos resultados semelhantes ao da figura 12, ou seja, o mesmo comportamento ocorre em todos os outros casos para d menor que 50 nm. Diante disso, deduzimos que a transição de uma configuração para a outra é contínua somente em D, de modo que nenhuma diferença estrita pode ser feito com respeito a d. Desse modo, cocluimos que a interação Dzyaloshinskii-Moriya não muda a forma das paredes de domínios magnéticas quando $D > D_c$ (ROHART; THIAVILLE, 2013), mas introduz uma nova quiralidade e faz com que, a energia do sistema diminua. Essa propriedade é a origem das dinâmicas das paredes de domínios proveniente da interação de Dzyaloshinskii-Moriya.

5.2 Formação de skyrmion por transferência de torque de spin

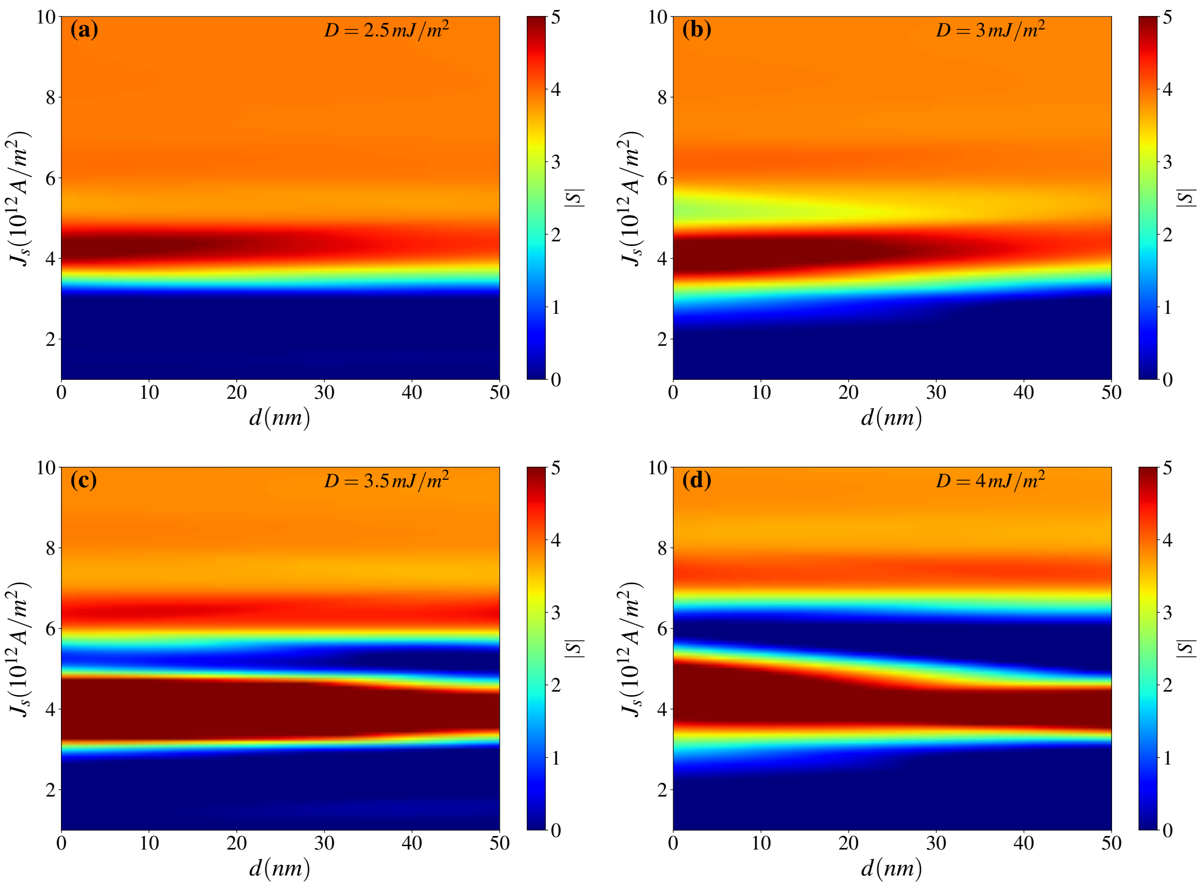
A corrente de spin polarizada apresenta-se como uma técnica importante para controlar de forma eficaz as dinâmicas de paredes de domínio e skyrmions. Também, foi relatado que a densidade de corrente crítica necessária para conduzir um skyrmion em movimento é muito menor de que paredes de domínios (JONIETZ et al., 2010; SCHULZ et al., 2012; YU et al., 2012; SAMPAIO et al., 2013). Assim, os dispositivos magnéticos e spintrônicos baseados em skyrmions poderia ter um menor consumo de energia em comparação com os dispositivos baseados em paredes de domínio magnético tradicionais. Além disso, as informações binárias, análoga à da seção anterior, poderiam ser codificadas pelas propriedades do skyrmion (LEONOV; MOSTOVOY, 2015; LIN; HAYAMI, 2016). Desse modo, é de grande importância a compreensão das propriedades dos skyrmions em materiais nanoestruturados conduzidas pela corrente de spin polarizada, onde as interações de Dzialoshinskii-Moryia são fundamentais em sua formação.

Neste contexto, nossas simulações consistiram no processo de desenvolvimento dos skyrmions impulsionadas por diferentes valores da densidade de corrente de spin polarizada J_s com duração média de 2 ns aplicadas paralelamente oposto à magnetização em um sistema composto por discos interno de 125 nm, isto é, regiões com tamanho igual a metade do diâmetro dos discos para formação de skyrmions através da variação da distância de separação d e com D relativamente pequeno semelhantes aos necessários na região de biestabilidade.

O mecanismo de formação feita pelas simulações revelou ser bastante complexas em razão de um conjunto de configurações magnéticas diferentes encontrados no sistema.

Porém, observamos o desenvolvimento de reversão através do número topológico do skyrmion S. Configurações com $S = 0$ correspondem a estados uniformes FM, com $|S| \approx 4$ (S não é exatamente um número inteiro devido à contribuições da magnetização dos discos inclinados nas bordas), correspondem a skyrmions estável nos discos e com $|S| > 4$ correspondem a fases magnéticas mistas mais complexas que não serão discutidas. Desse modo, conseguimos construir diagramas de fase mapeando o número de skyrmion no estado fundamental dos discos para todas as combinações de J_s e d testadas na ausência de um campo magnético.

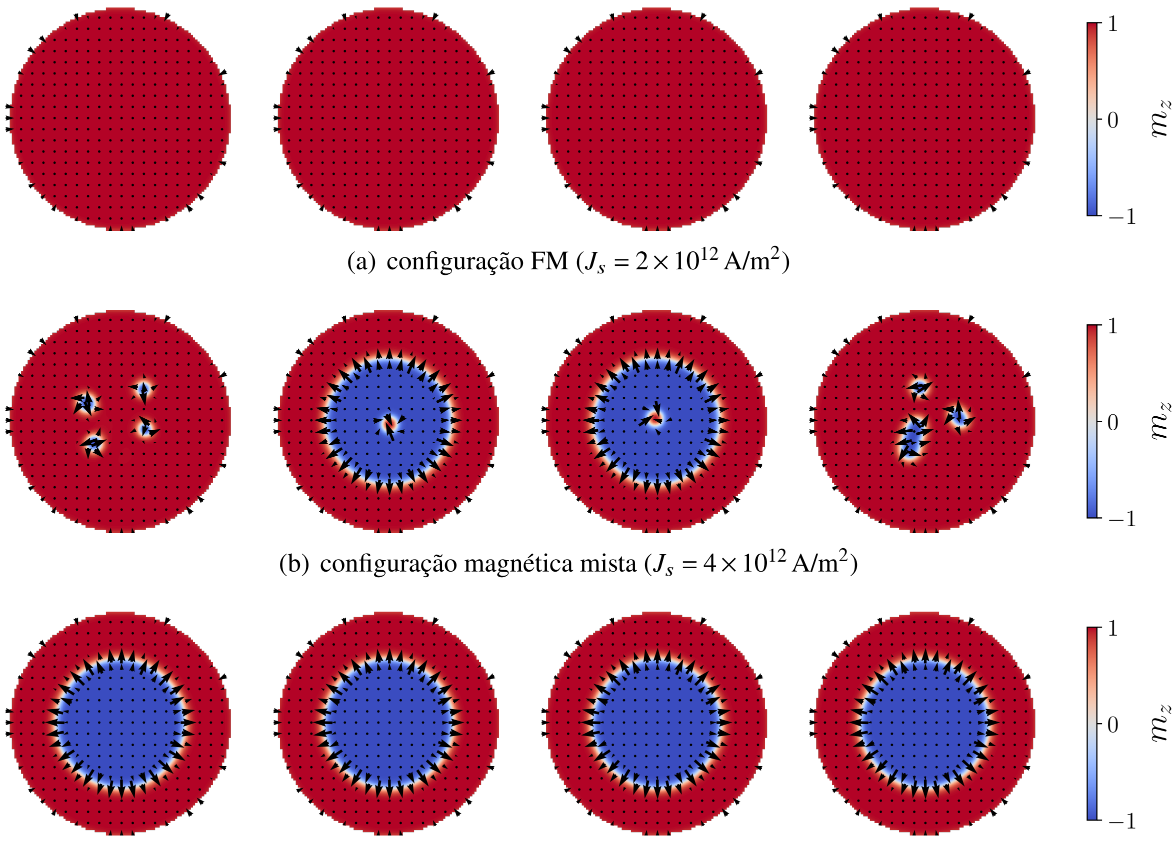
Figura 14 – Diagrama de fase do número topológico do skyrmion $|S|$ em função de d e J_s, para diferentes valores da constante de interação de Dzyaloshinskii-Moriya D. Cada diagrama representa regiões do espaço de parâmetros onde d está entre 0-50 nm e J_s compreendido no intervalo entre 1-10 $\times 10^{12}$ A/m^2. Em todos os diagramas, a cor indica o número skyrmion característico, com laranja representando o estado fundamental do skyrmion no intervalo entre 3.2 à 4, azul representando FM e demais cores representando configurações magnética mistas.



Fonte: Autor (2021)

Nas figuras 14a-d mostramos diagramas de fases do número topológico do skyrmions nos discos de cobalto e platina dependente de J_s em função da distância de separação d para determinados valores de D. A configuração de FM ocorre de $J_s = 0$ até $J_s = 3 \times 10^{12}$ A/m. Conforme J_s aumenta até $\sim 5 \times 10^{12}$ A/m^2, a magnetização deixa de apontar perpendicularmente ao plano e começa a alinhar-se paralelo ao plano no centro dos discos e nas bordas a magnetização tende a alinhar-se perpendicularmente ao plano e em sentido oposto ao do núcleo, o número topológico do skyrmion S cresce rapidamente para valores entre $S \sim 0.8$ à 5, nesse intervalo, a configuração FM inicial desaparece e cede lugar à configurações magnética mistas, no qual um skyrmion não pode ser estabilizado em seu estado fundamental.

Figura 15 – Configurações magnéticas para interação de Dzyaloshinskii-Moriya $D = 3\,\mathrm{mJ/m^2}$ nos discos de CoPt de 250 nm de diâmetro e com a distância de separação $d = 50$ nm. As setas indicam a direção e o sentido da magnetização no plano do disco, enquanto as cores indicam a direção e o sentido da magnetização para fora do plano: vermelho indica magnetização perpendicular ao plano apontando para cima z, azul indica magnetização perpendicular ao plano apontando para baixo $-z$ e branco indicam a magnetização alinhada com o plano.



(a) configuração FM ($J_s = 2 \times 10^{12}$ A/m^2)

(b) configuração magnética mista ($J_s = 4 \times 10^{12}$ A/m^2)

(c) configuração de Skyrmions ($J_s = 7 \times 10^{12}$ A/m^2)

Fonte: Autor (2021)

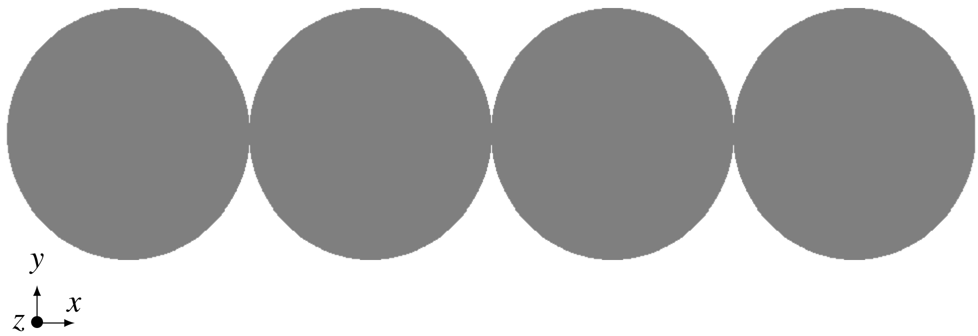
Posteriormente, com aumento de J_s, a magnetização tende a alinhar-se cada vez mais radialmente ao plano que se espalha uniformemente no centro dos discos até que, a partir de $J_s > 5 \times 10^{12}$ A/m^2, as configurações magnéticas mistas são substituída para configuração de skyrmion robustos (semelhante a uma bolha magnética rígida (YAMANE; SINOVA, 2016)), com o tamanho na faixa dos 100 nm de comprimento e mantém-se estável em todo intervalo de d. Cada uma dessas configurações são mostrada nas figuras 15a-c para certos valores de J_s.

Ao comparamos os resultados obtidos das figuras 14a-d, verificamos que em todos os diagramas, a magnetização apresenta as mesmas configurações: FM, fase mista e skyrmion, à medida que variamos o valor de J_s. Contudo, observamos que a formação de skyrmion é desfavorecida com o aumento de D, ao contrário do que ocorre com as configurações FM e mistas. Isso ocorre porque a influência da interação de Dzyaloshinskii-Moriya diminui com o aumento de J_s nos discos. Neste caso, inferimos haver um aumento na densidade de energia local, devido à outras energias atuando no sistema. Assim, enquanto o diagrama da figura 14a, possui skyrmions estáveis no intervalo de $J_s \approx 5$ até $J_s = 10 \times 10^{12}$ A/m^2, no diagrama da figura 14b, a formação de skyrmion ocorre de $J_s = 6.5$ até $J_s = 10 \times 10^{12}$ A/m^2, reparamos uma redução na faixa de valores de J_s para a qual há a ocorrência de skyrmion, e para os diagramas da figuras 14c-d essa faixa de valores é ainda menor, com J_s indo de valores entre 7 e 8 até $J_s = 10 \times 10^{12}$ A/m^2, ou seja, o aumento da constante D reduz a faixa de valores de J_s para os quais a configuração de skyrmion permanece estável. Quanto ao tipo de skyrmion, observamos que todos os skyrmion são do tipo Néel e possuem helicidades $\gamma = 0$ ou $\gamma = \pi$ que depende do valor da constante de Dzyaloshinskii-Moriya D utilizado.

5.3 Dinâmica de skyrmion por transferência de torque de spin

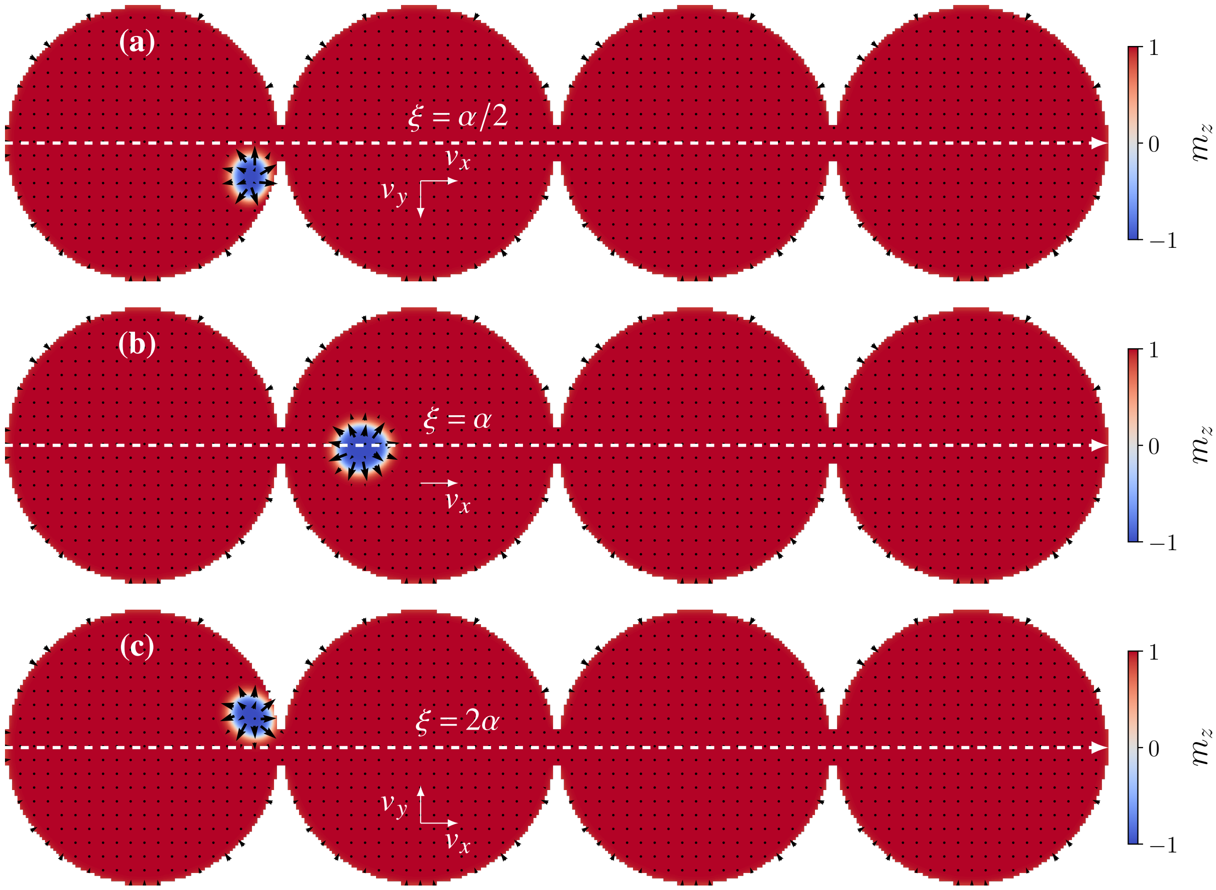
Neste capítulo demonstramos como a corrente de spin polarizada, pode ser usada para mover skyrmions isolado em um sistema de nanodiscos reorganizados em $d = 0$ nm, similar a uma nanofita pura, conforme mostramos na figura 16, com a constante de Dzyaloshinskii-Moriya considerada em $D = 3.5$mJ/m^2, onde o movimento do skyrmion pode ser controlado por meio do coeficiente de amortecimento de Gilbert e torque de transferência de spin não adiabático que variam espacialmente. Consideramos inicialmente, o movimento do skyrmion impulsionada pela corrente de spin polarizada somente no plano com $\alpha = 0.3$ fixo e ξ variando uniformemente entre $\xi = \alpha/2 = 0.15, \xi = \alpha = 0.3$ e $\xi = 2\alpha = 0.6$, respectivamente.

Figura 16 – Representação esquemática da rede de discos com espaçamento mínimo $d = 0$ nm, entre as bordas.



Fonte: Autor (2021)

Figura 17 – Configurações magnéticas do movimento do skyrmion com interação de Dzyaloshinskii-Moriya $D = 3.5\,\mathrm{mJ/m^2}$ nos discos de CoPt de 250 nm de diâmetro e com a distância de separação $d = 0$ nm para diferentes valores de ξ. As setas indicam a direção e o sentido do movimento do skyrmion no plano do disco, enquanto as cores indicam a direção e o sentido da magnetização para fora do plano: vermelho indica magnetização perpendicular ao plano apontando para cima z, azul indica magnetização perpendicular ao plano apontando para baixo $-z$ e branco indicam a magnetização alinhada com o plano.



Fonte: Autor (2021)

De acordo com as figuras 17a-c, o skyrmion se movimenta ao longo de uma linha central entre os discos quando $\xi = \alpha = 0.3$, conforme mostramos na figura 17b. Contudo, devido ao efeito Hall de spin presente no sistema, o skyrmion por sua vez, mostra uma mudança transversal em direção à parte superior e inferior das extremidades dos discos quando $\xi = 2\alpha = 0.6$ e $\xi = \alpha/2 = 0.15$, as quais são mostradas nas figura 17ac respectivamente. Nesta circunstância, o skyrmion é destruído tocando as bordas, por causa dos defeitos topológicos formados devido à forma geométrica dos discos presente no sistema. Verificamos também, que durante o movimento ao longo da borda, o tamanho do skyrmion diminui devido à força repulsiva nas bordas do material induzida pela interação de Dzyaloshinskii-Moriya. O ângulo gerado pelo efeito Hall do skyrmion θ_{SkHE}, que caracteriza o movimento transversal do skyrmion causado pelo θ_{SkHE}, é definido como:

$$\theta_{SkHE} = \tan^{-1}\left(\frac{v_y}{v_x}\right), \tag{5.1}$$

onde v_x e v_y são as componentes de velocidade do skyrmion no plano.

Observamos que o perfil do skyrmion é rígido antes de tocar nas borda dos discos. Assim, para uma melhor compreensão do movimento transversal causado pelo efeito Hall de spin bem como o movimento do skyrmion impulsionado pela corrente no plano, usa-se a Equação de Thiele (THIELE, 1973). Para tanto, introduzimos na amostra diferentes valores do coeficiente de amortecimento de Gilbert α e do torque de transferência de spin não adiabáticos ξ. Dessa forma, o movimento do skyrmion conduzido pelo efeito Hall de spin e descrito pela equação de Thiele, pode ser expresso da seguinte forma (NAGAOSA; TOKURA, 2013; ZHANG et al., 2016b; IWASAKI et al., 2013; THIELE, 1973; ZHANG; LI, 2004):

$$\vec{G} \times (\vec{u} - \vec{v}) - \overleftrightarrow{\mathcal{D}}(\xi\vec{u} - \alpha\vec{v}) = 0, \tag{5.2}$$

onde $\vec{v}$ é a velocidade do skyrmion no plano e $\vec{u}$ é a velocidade de condução do elétron, $\vec{G} = (0, 0, G)$ é Termo de força Magnus com o vetor de acoplamento giromagnético $G = -4\pi S$ e $\overleftrightarrow{\mathcal{D}}$ é o tensor dissipativo que descreve o efeito das forças dissipativas no movimento magnético. Assim, o ângulo gerado pelo efeito Hall de spin do skyrmion é dado de acordo com ZHANG et al., 2016, et seq.:

$$\theta_{SkHE} = \tan^{-1}\left(\frac{v_y}{v_x}\right) = \tan^{-1}\left(-\frac{S}{\alpha\mathcal{D}}\right). \tag{5.3}$$

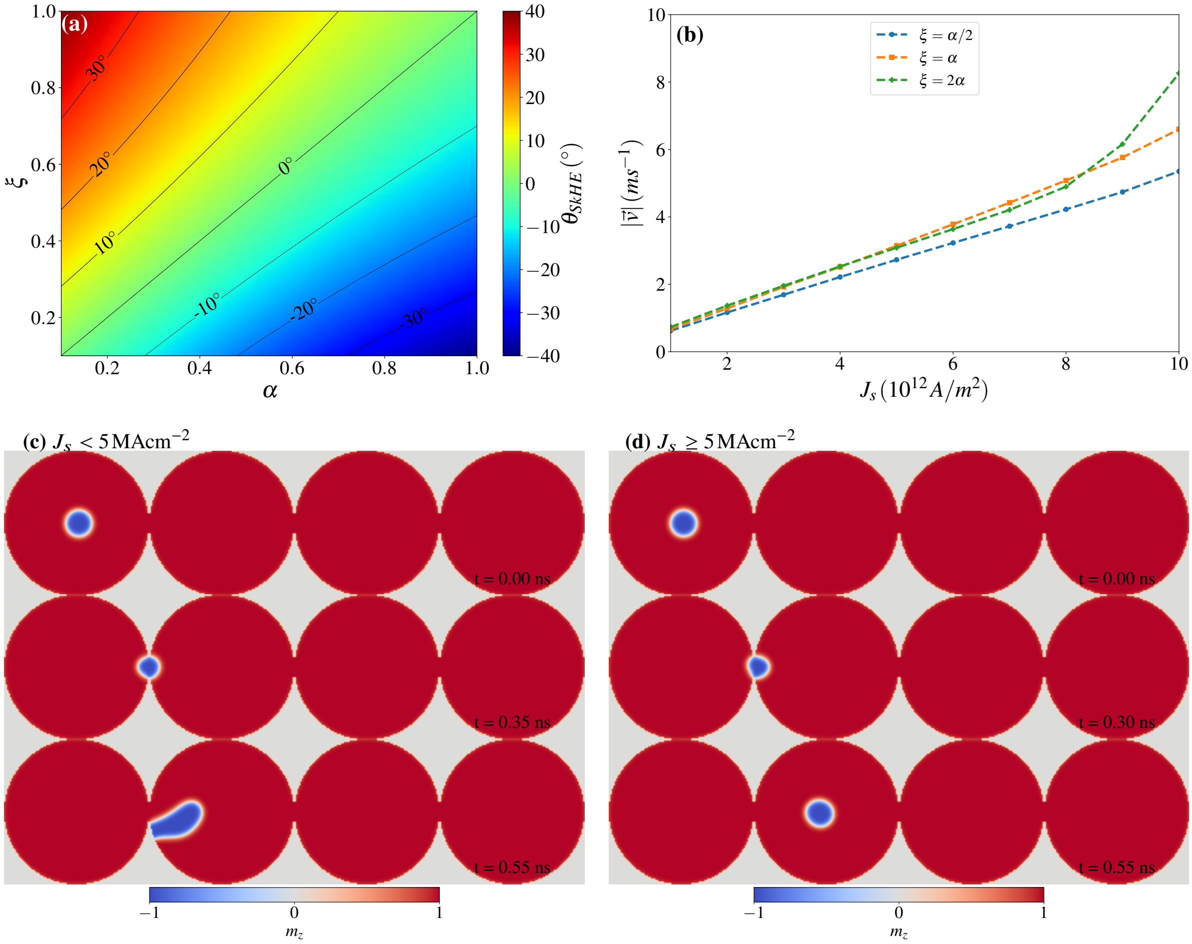
Pode-se ver que θ_{SkHE} é proporcional à carga topológica S e é inversamente proporcional ao coeficiente de amortecimento α. Similarmente, o ângulo gerado pelo efeito Hall, isto é, θ_{SkHE} também pode ser escrito como:

$$\theta_{SkHE} = \tan^{-1}\left(\frac{\xi - \alpha}{\alpha\xi + 1}\right), \tag{5.4}$$

onde pode ser visto que θ_{SkHE} não depende apenas do coeficiente de amortecimento α, mas também do coeficiente de torque não adiabático ξ.

Na figura 18a mostramos θ_{SkHE} em função de α e ξ impulsionado pela corrente de spin polarizada, onde verificamos que o movimento do skyrmion não sofre um desvio causado por θ_{SkHE} quando o coeficiente de amortecimento for igual ao coeficiente de torque não adiabático. No entanto, para $\alpha \neq \xi$ o ângulo θ_{SkHE} pode variar entre 40° e −40°, fazendo o skyrmion mover-se no sistema em direção à borda superior quando θ_{SkHE} for maior que 0° ou em direção à borda inferior assim que θ_{SkHE} for menor que 0° (o que pode ser explicado pela Eq. 5.3 e 5.4). Desse modo, constatamos uma relação de $\theta_{SkHE} = 0°$, $\theta_{SkHE} > 0°$ e $\theta_{SkHE} < 0°$ para $\alpha = \xi$, $\alpha > \xi$ e $\alpha < \xi$, respectivamente. Assim, quando $\xi = \alpha/2$ e $\xi = 2\alpha$, o movimento do skyrmion tem uma mudança transversal por causa de θ_{SkHE} de aproximadamente −15° e 15° em direção às bordas inferior e superior, conforme mostrado na figura 17b-c. Observe que os mesmo resultados são econtrados em (ZHANG et al., 2016).

Figura 18 – Movimento de um skyrmion na nanofita impulsionada pela corrente de spin polarizada no plano. (a) Diagrama de fase de θ_{SkHE} em função de α e ξ. O diagrama representa uma região do parâmetro espaço onde α está compreendido no intervalo entre 0.15 à 1 e ξ contido entre 0.15 até 1. As cores e linhas indicam intensidade dos valores correspondente à θ_{SkHE}, sendo máxima em vermelho e mínima em azul. (b) Gráfico da velocidade do skyrmion $\vec{v}$ em função da densidade J_s para diferentes valores de ξ (a constante de amortecimento de Gilbert é mantido fixo com valor $\alpha = 0.3$), que é medida quando o movimento constante do skyrmion é atingido. (c)-(d) Propagação do skyrmion para o caso de $J_s < 5\,\mathrm{MAcm}^{-2}$ (figura a esquerda) e para $J_s \geq 5\,\mathrm{MAcm}^{-2}$ (figura a direita) com ξ e α considerados iguais. As setas indicam a direção e o sentido do movimento do skyrmion no plano do disco, enquanto as cores indicam a direção e o sentido da magnetização para fora do plano; vermelho indica magnetização perpendicular ao plano apontando para cima z, azul indica magnetização perpendicular ao plano apontando para baixo $-z$ e branco indicam a magnetização alinhada com o plano.



Fonte: Autor (2021)

De acordo com a figura 18b, percebemos que a influência da velocidade no sistema aumenta linearmente com a corrente, podendo alcançar velocidades de até ~ 8 m/s, onde são inferiores aos comparados com Fert et al. (2013). Nessa faixa, verificamos que o skyrmion movimenta-se ao longo de uma linha central com uma velocidade constante ao longo da direção da nanofita, aproximadamente igual a $u\xi/\alpha$ (THIAVILLE et al., 2005). Ou seja, o skyrmion exibe uma velocidade proporcional à corrente injetada com diferentes inclinações, dependendo do valor de α e ξ, isto é, o crescimento da velocidade pode significar uma maior intensidade do termo de força Magnus com a formação de um desvio transversal na direção +y para $\xi > \alpha$ ou na direção -y quando $\xi < \alpha$, a menos que o efeito Hall de spin seja eliminado para $\xi = \alpha$. No entanto, para densidades de corrente muito baixas, geralmente menores do que 5 MA/cm^2, verificamos que o movimento de um skyrmion pode levar à sua destruição na borda da nanofita devido à geometria do sistema, isso ocorre por ação de uma leve inclinação dos spins formada entre as bordas, onde os discos se conectam, sobre o qual tende a desacelerar o movimento skyrmion, assim facilita a formação de um desvio em direção às bordas, conforme mostramos na figura 18c em que descreve o processo de aniquilação de um skyrmion durante o deslocamento na nanofita. Acreditamos que isso ocorra porque o movimento longitudinal (exio x) e vertical (eixo y) do skyrmion resultam de uma correlação entre o efeito Hall de spin, a interação magnetostática (KNOESTER et al., 2014) e pricipalmente pelas condições de contorno impostas pela interação de Dzyaloshinskii-Moriya (ROHART; THIAVILLE, 2013) nas bordas da nanofita. Desse modo, deduzimos que a mudança da constante de Dzyaloshinskii-Moriya D pode também alterar a direção do movimento do skyrmion. Por outro lado, para densidades de corrente acima de 5 MA/cm^2, o efeitos das bordas são praticamente desprezadas, como mostramos na figura 18d o skyrmion equilibra seu movimento em linha reta na direção apenas do eixo x sem sofrer um desvio ao longo da nanofita, mas reduz significativa a sua velocidade, já que a inclinação dos spins nas borda, onde os discos se conectam, fromam uma "aspereza" em que busca retardar o movimento skyrmion. Assim, tais interações geradas nas borda da nanofita podem ser exploradas para canalizar o movimento do skyrmion dentro da amostra, impedindo um movimento indesejado do skyrmion.

6 CONCLUSÕES

O presente trabalho investigou a formação e dinâmica de skyrmions sob interações de Dzyaloshinskii-Moriya e corrente de spin polarizada, o que é fundamental para o design e desenvolvimento de aplicações eletrônicas e spintrônicas baseadas em skyrmions. Compreendendo os limites de formação das estruturas dos skyrmions com alta anisotropia perpendicular em um arranjo de disco separados por uma distância de externa d. Os resultados obtidos mostram que tanto a interação de Dzyaloshinskii-Moriya quanto o uso de correntes mediante a variação da distância de separação, induzem a formação de skyrmions nos nanodiscos. Contudo, a estrutura do skyrmion varia conforme o mecanismo utilizado.

A partir das simulações micromagnéticas foi possível verificar a formação de skyrmions do tipo Néel nos nanodiscos de cobalto e platina, alcançando seu estado fundamental e a partir de várias configurações iniciais, indicamos que um único skyrmion confinado pode ser estável nestas estruturas apenas para alguns valores da interação Dzyaloshinskii-Moriya. Foi mostrado também que a geometria do sistema, bem como a variação da distância de separação d entre 0 a 50 nm, não influenciam no desenvolvimento ou na característica do skyrmion. Porém, observamos que há um estreitamento na faixa de valores da constante D para os quais ocorre a formação de skyrmion, isto é, os skyrmions aparecem para os valores compreendidos de $D = 3$ até $D = 4\,\mathrm{mJ/m^2}$, em que são inferiores em comparação aos encontrados por Sampaio et al. (2013). Esse estreitamento ocorre principalmente devido às condições de contorno impostas pelo aumento do valor inicial de D.

Um dado importante do presente estudo é o mecanismo de formação de skyrmions isolados pela injeção de corrente de spin polarizada com alta anisotropia perpendicular e campo magnético igual a zero. Contudo, diferentemente do que ocorre com os resultados obtidos nas simulações feitas somente com a interação Dzyaloshinskii-Moriya, verificamos que valores da constante de Dzyaloshinskii-Moriya entre $D = 2.5$ até $D = 4\,\mathrm{mJ/m^2}$, pode-se conseguir a formação de skyrmions estáveis induzidos pela corrente de spin polarizada. Os skyrmion gerados por esse mecanismo ocorrem para J_s acima de $5 \times 10^{12}\,\mathrm{A/m^2}$. Para os valores intermediários há a formação de configurações magnética mistas e para os valores inferiores, FM. Isso indica que o desenvolvimento de nanoestruturas complexas capazes de sustentar um estado fundamental de skyrmion estável depende criticamente do ajuste da interação Dzyaloshinskii-Moriya, especialmente para sistemas que trabalham em temperatura ambiente.

Foi possível demosntrar que o movimento do skyrmio impulsionado por transferência de torque de spin, sofre um desvio devido ao efeito Hall de spin e pode resultar em um deslocamento indesejado do skyrmion em direção à borda do material, onde há uma possibilidade de levar à destruição do skyrmion quando o mesmo toca a borda da amostra (JIANG et al., 2017). Assim, consideramos o skyrmion impulsionado por correntes no plano em um arranjo de discos similar a uma nanofita e descobrimos que o movimento do skyrmion pode ser controlado por meio do coeficiente de amortecimento Gilbert α e coeficiente de torque não adiabático ξ variado espacialmente, o que poderia prevenir o impacto prejudicial do efeito Hall de spin. Mostramos que o deslocamento do skyrmion requer densidades de corrente de spin polarizada relativamente grandes, maiores de $5\,\mathrm{MA/cm^2}$. Nese caso, o skyrmion movimenta-se sem a presença de desvios, porém, a sua velocidade é extremamente reduzida, pois a inclinação dos spins nas borda, onde os discos se conectam, tende a desacelerar o movimento skyrmion. Em contrapartida, para densidades de corrente menores do que $5\,\mathrm{MA/cm^2}$ o movimento de um skyrmion pode sofrer um desvio e ser aniquilado ao tocar a borda da nanofita.

Por fim, foi observado que pode existir quatro estados estáveis de FM e Skyrmion em cada nanodisco, o que supõe quatro bits para cada um em termos de armazenamento de dados (por exemplo, em um sistema Ferromagnético, um skyrmion do tipo Neél com $\gamma = 0$ e $\gamma = \pi$ poderia ser representados também pelos bits “0” e “1” no sistema binário convencional). Assim, para uma matriz de nanodicos não interagentes $N \times N$, o sistema poderia armazenar 4^N bits de informações considerados altamente estáveis (VIDAL-SILVA et al., 2019). Como os skyrmions também parecem ser poucos afetados por defeitos topológicos, seu movimento induzido pela corrente de spin polarizada é muito promissor para o alcance de grandes fluxos de informação com pequeno consumo de energia.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

AHARONI, A. **Introduction to the theory of ferromagnetism**. 2ed.. ed. [S.l.]: Oxford University Press, 2000. (Oxford science publications.; International series of monographs on physics (Oxford, England), 109).

ANDO, Y. Spintronics technology and device development. **Japanese Journal of Applied Physics**, IOP Publishing, v. 54, n. 7, p. 070101, 2015.

ANDRIKOPOULOS, D.; SORÉE, B.; BOECK, J. D. Skyrmion-induced bound states on the surface of three-dimensional topological insulators. **Journal of Applied Physics**, AIP Publishing LLC, v. 119, n. 19, p. 193903, 2016.

BAIBICH, M. N. et al. Giant magnetoresistance of (001) fe/(001) cr magnetic superlattices. **Physical review letters**, APS, v. 61, n. 21, p. 2472, 1988.

BLUNDELL, S. **Magnetism in Condensed Matter**. [S.l.]: OUP Oxford, 2001. (Oxford Master Series in Condensed Matter Physics). ISBN 9780198505914.

BOGDANOV, A.; HUBERT, A. Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals. **Journal of magnetism and magnetic materials**, Elsevier, v. 138, n. 3, p. 255–269, 1994.

BOGDANOV, A.; RÖSSLER, U. Chiral symmetry breaking in magnetic thin films and multilayers. **Physical review letters**, APS, v. 87, n. 3, p. 037203, 2001.

BROWN, W. F. **Micromagnetics**. [S.l.]: interscience publishers, 1963.

CHAPPERT, C.; FERT, A.; DAU, F. N. V. The emergence of spin electronics in data storage. In: **Nanoscience And Technology: A Collection of Reviews from Nature Journals**. [S.l.]: World Scientific, 2010. p. 147–157.

COEY, J. M. **Magnetism and magnetic materials**. [S.l.]: Cambridge university press, 2010.

CORTÉS-ORTUÑO, D. et al. Proposal for a micromagnetic standard problem for materials with dzyaloshinskii–moriya interaction. **New Journal of Physics**, IOP Publishing, v. 20, n. 11, p. 113015, 2018.

CRÉPIEUX, A.; LACROIX, C. Dzyaloshinsky–moriya interactions induced by symmetry breaking at a surface. **Journal of magnetism and magnetic materials**, Elsevier, v. 182, n. 3, p. 341–349, 1998.

DEGER, C.; YAVUZ, I.; YILDIZ, F. Current-driven coherent skyrmion generation. **Scientific reports**, Nature Publishing Group, v. 9, n. 1, p. 1–8, 2019.

DONAHUE, M. J.; DONAHUE, M. **OOMMF user's guide, version 1.0**. [S.l.]: US Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology, 1999.

DUPÉ, B. et al. Engineering skyrmions in transition-metal multilayers for spintronics. **Nature communications**, Nature Publishing Group, v. 7, n. 1, p. 1–6, 2016.

FERT, A.; CROS, V.; SAMPAIO, J. Skyrmions on the track. **Nature nanotechnology**, Nature Publishing Group, v. 8, n. 3, p. 152–156, 2013.

FERT, A.; REYREN, N.; CROS, V. Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications. **Nature Reviews Materials**, Nature Publishing Group, v. 2, n. 7, p. 1–15, 2017.

FIDLER, J.; SCHREFL, T. Micromagnetic modelling-the current state of the art. **Journal of Physics D: Applied Physics**, IOP Publishing, v. 33, n. 15, p. R135, 2000.

FORSYTHE, G. E. Computer methods for mathematical computations. **Prentice-Hall series in automatic computation**, Prentice-Hall, Inc., v. 259, 1977.

FREUND, L. B.; SURESH, S. **Thin film materials: stress, defect formation and surface evolution**. [S.l.]: Cambridge university press, 2004.

GARCÍA-CERVERA, C. J. Numerical micromagnetics: A review. Citeseer, 2007.

GNUPLOT. **Gnuplot http://www.gnuplot.info**. [S.l.]: Accessado, 2020.

GUIMARÃES, A. P. **Principles of nanomagnetism**. [S.l.]: Springer, 2009. v. 7.

HE, M. et al. Evolution of topological skyrmions across the spin reorientation transition in pt/co/ta multilayers. **Physical Review B**, APS, v. 97, n. 17, p. 174419, 2018.

HEIDE, M.; BIHLMAYER, G.; BLÜGEL, S. Dzyaloshinskii-moriya interaction accounting for the orientation of magnetic domains in ultrathin films: Fe/w (110). **Physical Review B**, APS, v. 78, n. 14, p. 140403, 2008.

HSIEH, C.; LIU, J.; LUE, J. Magnetic force microscopy studies of domain walls in nickel and cobalt films. **Applied surface science**, Elsevier, v. 252, n. 5, p. 1899–1909, 2005.

HUANG, S.; CHIEN, C. Extended skyrmion phase in epitaxial fege (111) thin films. **Physical review letters**, APS, v. 108, n. 26, p. 267201, 2012.

HUBERT, A.; SCHÄFER, R. **Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2008.

IWASAKI, J.; MOCHIZUKI, M.; NAGAOSA, N. Universal current-velocity relation of skyrmion motion in chiral magnets. **Nature communications**, Nature Publishing Group, v. 4, n. 1, p. 1–8, 2013.

IYER, R.; MILLHOLLON, J.; LONG, K. Micromagnetics with eddy currents. In: IOP PUBLISHING. **Journal of Physics: Conference Series**. [S.l.], 2011. v. 268, n. 1, p. 012011.

JIANG, W. et al. Direct observation of the skyrmion hall effect. **Nature Physics**, Nature Publishing Group, v. 13, n. 2, p. 162–169, 2017.

JIN, C. et al. Current-induced motion of twisted skyrmions. **Applied Physics Letters**, AIP Publishing LLC, v. 114, n. 19, p. 192401, 2019.

JOHNSON, C. **Numerical solution of partial differential equations by the finite element method**. [S.l.]: Courier Corporation, 2012.

JONIETZ, F. et al. Spin transfer torques in mnsi at ultralow current densities. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 330, n. 6011, p. 1648–1651, 2010.

KÉZSMÁRKI, I. et al. Néel-type skyrmion lattice with confined orientation in the polar magnetic semiconductor gav 4 s 8. **Nature materials**, Nature Publishing Group, v. 14, n. 11, p. 1116–1122, 2015.

KISELEV, S. I. et al. Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current. **nature**, Nature Publishing Group, v. 425, n. 6956, p. 380–383, 2003.

KNOESTER, M.; SINOVA, J.; DUINE, R. Phenomenology of current-skyrmion interactions in thin films with perpendicular magnetic anisotropy. **Physical Review B**, APS, v. 89, n. 6, p. 064425, 2014.

KOVALEV, A. A.; SANDHOEFNER, S. Skyrmions and antiskyrmions in quasi-two-dimensional magnets. **Frontiers in Physics**, Frontiers, v. 6, p. 98, 2018.

LEONOV, A. et al. The properties of isolated chiral skyrmions in thin magnetic films. **New Journal of Physics**, IOP Publishing, v. 18, n. 6, p. 065003, 2016.

LEONOV, A.; MOSTOVOY, M. Multiply periodic states and isolated skyrmions in an anisotropic frustrated magnet. **Nature communications**, Nature Publishing Group, v. 6, n. 1, p. 1–8, 2015.

LIN, S.-Z.; HAYAMI, S. Ginzburg-landau theory for skyrmions in inversion-symmetric magnets with competing interactions. **Physical Review B**, APS, v. 93, n. 6, p. 064430, 2016.

MAKHANKOV, V. G.; RYBAKOV, Y. P.; SANYUK, V. I. **The Skyrme Model: Fundamentals Methods Applications**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2012.

MENDES, J. B. S. Investigação de relaxação e anisotropias magnéticas em filmes obliquamente depositados. Universidade Federal de Pernambuco, 2009.

MILTAT, J.; DONAHUE, M. **Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials ed H. Kronmuller and S. Parkin**. [S.l.]: John Wiley & Sons, Ltd, 2007.

MILTAT, J. E.; DONAHUE, M. J. Numerical micromagnetics: Finite difference methods. **Handbook of magnetism and advanced magnetic materials**, Wiley Online Library, 2007.

MOCHIZUKI, M. et al. Thermally driven ratchet motion of a skyrmion microcrystal and topological magnon hall effect. **Nature Materials**, Nature Publishing Group, v. 13, n. 3, p. 241–246, 2014.

MÜHLBAUER, S. et al. Skyrmion lattice in a chiral magnet. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 323, n. 5916, p. 915–919, 2009.

MÜNZER, W. et al. Skyrmion lattice in the doped semiconductor fe 1- x co x si. **Physical Review B**, APS, v. 81, n. 4, p. 041203, 2010.

NAGAOSA, N.; TOKURA, Y. Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions. **Nature nanotechnology**, Nature Publishing Group, v. 8, n. 12, p. 899, 2013.

NAHAS, Y. et al. Discovery of stable skyrmionic state in ferroelectric nanocomposites. **Nature communications**, Nature Publishing Group, v. 6, n. 1, p. 1–6, 2015.

NAKATANI, Y.; UESAKA, Y.; HAYASHI, N. Direct solution of the landau-lifshitz-gilbert equation for micromagnetics. **Japanese Journal of Applied Physics**, IOP Publishing, v. 28, n. 12R, p. 2485, 1989.

NOVAIS, E. R. P. de. Configuraçoes magnéticas de nanopontos circulares e elıpticos. Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), 2009.

NVIDIA, C. Cuda c programming guide (version 6.5): Nvidia. **Santa Clara, CA, USA**, p. 241, 2014.

PARKIN, S. S.; HAYASHI, M.; THOMAS, L. Magnetic domain-wall racetrack memory. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 320, n. 5873, p. 190–194, 2008.

PIKE, R. The go programming language. **Talk given at Google's Tech Talks**, v. 14, 2009.

POLLARD, S. D. et al. Observation of stable néel skyrmions in cobalt/palladium multilayers with lorentz transmission electron microscopy. **Nature communications**, Nature Publishing Group, v. 8, n. 1, p. 1–8, 2017.

PRESS, W. H. et al. **Numerical recipes in C**. [S.l.]: Cambridge university press Cambridge, 1988.

RALPH, D. C.; STILES, M. D. Spin transfer torques. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, Elsevier, v. 320, n. 7, p. 1190–1216, 2008.

ROHART, S.; THIAVILLE, A. Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of dzyaloshinskii-moriya interaction. **Physical Review B**, APS, v. 88, n. 18, p. 184422, 2013.

SAMPAIO, J. et al. Nucleation, stability and current-induced motion of isolated magnetic skyrmions in nanostructures. **Nature nanotechnology**, Nature Publishing Group, v. 8, n. 11, p. 839–844, 2013.

SCHULZ, T. et al. Emergent electrodynamics of skyrmions in a chiral magnet. **Nature Physics**, Nature Publishing Group, v. 8, n. 4, p. 301–304, 2012.

SEKI, S. et al. Observation of skyrmions in a multiferroic material. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 336, n. 6078, p. 198–201, 2012.

SELLMYER, D. J.; SKOMSKI, R. **Advanced magnetic nanostructures**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2006.

SKYRME, T. A non-linear field theory. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences**, The Royal Society London, v. 260, n. 1300, p. 127–138, 1961.

SLAVIN, A.; TIBERKEVICH, V. Nonlinear auto-oscillator theory of microwave generation by spin-polarized current. **IEEE Transactions on Magnetics**, IEEE, v. 45, n. 4, p. 1875–1918, 2009.

SLONCZEWSKI, J. C. et al. Current-driven excitation of magnetic multilayers. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, Amsterdam: North-Holland Pub. Co., 1975-, v. 159, n. 1, p. L1, 1996.

SUCKSMITH, W.; THOMPSON, J. E. The magnetic anisotropy of cobalt. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences**, The Royal Society London, v. 225, n. 1162, p. 362–375, 1954.

SUN, J. Current-driven magnetic switching in manganite trilayer junctions. **Journal of Magnetism and Magnetic Materials**, Elsevier, v. 202, n. 1, p. 157–162, 1999.

THIAVILLE, A. et al. Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires. **EPL (Europhysics Letters)**, IOP Publishing, v. 69, n. 6, p. 990, 2005.

THIELE, A. Steady-state motion of magnetic domains. **Physical Review Letters**, APS, v. 30, n. 6, p. 230, 1973.

VANSTEENKISTE, A. et al. The design and verification of mumax3. **AIP advances**, AIP Publishing LLC, v. 4, n. 10, p. 107133, 2014.

VAYSSET, A. Micromagnetic modelling of spin-transfer-driven magnetisation dynamics in nanopillars. **Université Grenoble Alpes**, 2006.

VIDAL-SILVA, N. et al. Controlling the nucleation and annihilation of skyrmions with magnetostatic interactions. **Applied Physics Letters**, AIP Publishing LLC, v. 115, n. 8, p. 082405, 2019.

WANG, W. et al. Driving magnetic skyrmions with microwave fields. **Physical Review B**, APS, v. 92, n. 2, p. 020403, 2015.

WANG, X.; YUAN, H.; WANG, X. A theory on skyrmion size. **Communications Physics**, Nature Publishing Group, v. 1, n. 1, p. 1–7, 2018.

WOLF, S. A.; CHTCHELKANOVA, A. Y.; TREGER, D. M. Spintronics—a retrospective and perspective. **IBM journal of research and development**, IBM, v. 50, n. 1, p. 101–110, 2006.

WOLF, S. A. et al. The promise of nanomagnetics and spintronics for future logic and universal memory. **Proceedings of the IEEE**, IEEE, v. 98, n. 12, p. 2155–2168, 2010.

XIA, J. et al. A microwave field-driven transistor-like skyrmionic device with the microwave current-assisted skyrmion creation. **Journal of Applied Physics**, AIP Publishing LLC, v. 122, n. 15, p. 153901, 2017.

XIAO, J.; ZANGWILL, A.; STILES, M. D. Boltzmann test of slonczewski's theory of spin-transfer torque. **Physical Review B**, APS, v. 70, n. 17, p. 172405, 2004.

XING, X.; PONG, P. W.; ZHOU, Y. Skyrmion domain wall collision and domain wall-gated skyrmion logic. **Physical Review B**, APS, v. 94, n. 5, p. 054408, 2016.

YAMANE, Y.; SINOVA, J. Skyrmion-number dependence of spin-transfer torque on magnetic bubbles. **Journal of Applied Physics**, AIP Publishing LLC, v. 120, n. 23, p. 233901, 2016.

YANG, H. et al. Antiferromagnetism emerging in a ferromagnet with gain. **Physical review letters**, APS, v. 121, n. 19, p. 197201, 2018.

YI, S. D. et al. Skyrmions and anomalous hall effect in a dzyaloshinskii-moriya spiral magnet. **Physical Review B**, APS, v. 80, n. 5, p. 054416, 2009.

YU, X. et al. Skyrmion flow near room temperature in an ultralow current density. **Nature communications**, Nature Publishing Group, v. 3, n. 1, p. 1–6, 2012.

YU, X. et al. Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal. **Nature**, Nature Publishing Group, v. 465, n. 7300, p. 901–904, 2010.

ZHANG, B. et al. Microwave-induced dynamic switching of magnetic skyrmion cores in nanodots. **Applied Physics Letters**, AIP Publishing LLC, v. 106, n. 10, p. 102401, 2015.

ZHANG, S.; LI, Z. Roles of nonequilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferromagnets. **Physical review letters**, APS, v. 93, n. 12, p. 127204, 2004.

ZHANG, S. et al. Creation of a thermally assisted skyrmion lattice in pt/co/ta multilayer films. **Applied Physics Letters**, AIP Publishing LLC, v. 113, n. 19, p. 192403, 2018.

ZHANG, X.; EZAWA, M.; ZHOU, Y. Magnetic skyrmion logic gates: conversion, duplication and merging of skyrmions. **Scientific reports**, Nature Publishing Group, v. 5, n. 1, p. 1–8, 2015.

ZHANG, X. et al. Magnetic skyrmion transport in a nanotrack with spatially varying damping and non-adiabatic torque. **IEEE Transactions on Magnetics**, IEEE, v. 53, n. 3, p. 6, 2016.

ZHANG, X. et al. Skyrmion-skyrmion and skyrmion-edge repulsions in skyrmion-based racetrack memory. **Scientific reports**, Nature Publishing Group, v. 5, n. 1, p. 1–6, 2015.

ZHANG, X.; ZHOU, Y.; EZAWA, M. High-topological-number magnetic skyrmions and topologically protected dissipative structure. **Physical Review B**, APS, v. 93, n. 2, p. 024415, 2016.

ZHANG, X.; ZHOU, Y.; EZAWA, M. Magnetic bilayer-skyrmions without skyrmion hall effect. **Nature communications**, Nature Publishing Group, v. 7, n. 1, p. 7, 2016.

ZHANG, X. et al. Magnetic skyrmion transistor: skyrmion motion in a voltage-gated nanotrack. **Scientific reports**, Nature Publishing Group, v. 5, n. 1, p. 1–8, 2015.

ZHANG, X. et al. Skyrmion-electronics: writing, deleting, reading and processing magnetic skyrmions toward spintronic applications. **Journal of Physics: Condensed Matter**, IOP Publishing, v. 32, n. 14, p. 143001, 2020.

ZHOU, Y. **Spin momentum transfer effects for spintronic device applications**. Tese (Doutorado) — KTH, 2009.