



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
“JÚLIO DE MESQUITA FILHO”
FACULDADE DE CIÊNCIAS – BAURU
DEPARTAMENTO DE FÍSICA E
METEOROLOGIA



Departamento de Física e Meteorologia
Bacharelado em Física de Materiais

Lucas Basseto

Estudo do comportamento dinâmico de um
skyrmion num filme fino ferromagnético sob a
influência de uma rede de defeitos com simetria
quadrada à temperatura nula

Bauru - SP
2025

Lucas Basseto

**Estudo do comportamento dinâmico de um
skyrmion num filme fino ferromagnético sob a
influência de uma rede de defeitos com simetria
quadrada à temperatura nula.**

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado à
Faculdade de Ciências – Câmpus de Bauru, da
Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita
Filho”, para obtenção do grau de Bacharel em
Física de Materiais.

Orientador: Pablo Antonio Venegas Urenda

**Bauru - SP
2025**

B319e	Basseto, Lucas Estudo do comportamento dinâmico de um skyrmion num filme fino ferromagnético sob a influência de uma rede de defeitos com simetria quadrada à temperatura nula / Lucas Basseto. -- , 2025 36 p. Trabalho de conclusão de curso (-) - Universidade Estadual Paulista (UNESP), Faculdade de Ciências, Bauru, Orientador: Pablo Antonio Venegas Urenda Coorientador: Nicolas Porto Vizarim 1. Magnetismo, Skyrmions, Defeitos, Fases Dinâmicas, Travamento direcional. I. Título.
-------	--

Sistema de geração automática de fichas catalográficas da Unesp. Dados fornecidos pelo autor(a).



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
Faculdade de Ciências
Campus de Bauru



ATA DE DEFESA PÚBLICA DO TRABALHO DE CONCLUSÃO DE CURSO

Aos 11 dias do mês de dezembro de 2025, às 14h, em sessão pública em formato presencial/virtual via Google Meet, na presença da Banca Examinadora presidida pelo(a) Prof. Dr. Pablo Antonio Venegas Urenda e composta pelos examinadores Prof. Dr. Luis Antonio Cabral e Prof. Dr. Eliezer Fernando de Oliveira, o(a) aluno(a) Lucas Basseto apresentou o trabalho de conclusão de curso intitulado: "Estudo do comportamento dinâmico de um skyrmion num filme fino ferromagnético sob a influência de uma rede de defeitos com simetria quadrada à temperatura nula", como requisito curricular indispensável para a integralização do curso de Física – Bacharelado em Física de Materiais. Após reunião em sessão reservada, a Banca Examinadora deliberou e decidiu pela APROVAÇÃO do referido trabalho, divulgando o resultado formalmente ao aluno e demais presentes e eu, na qualidade de Presidente da Banca, lavrei a presente ata que será assinada por mim, pelos demais examinadores e pelo aluno.

Documento assinado digitalmente
PABLO ANTONIO VENEGAS URENDA
Data: 11/12/2025 15:36:41-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Orientador

Documento assinado digitalmente
LUIS ANTONIO CABRAL
Data: 11/12/2025 15:56:16-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Membro 1

Documento assinado digitalmente
ELIEZER FERNANDO DE OLIVEIRA
Data: 12/12/2025 08:01:20-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Membro 2

Documento assinado digitalmente
LUCAS BASSETO
Data: 11/12/2025 15:48:41-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Aluno (a)

Dedico este trabalho a todas as pessoas que acreditaram em mim, mesmo nos momentos em que eu duvidei de mim mesmo.

A cada palavra de incentivo, cada gesto de apoio e cada demonstração de confiança, meus mais sinceros agradecimentos.

Sem vocês, esta conquista não seria possível.

AGRADECIMENTOS

Gostaria de expressar minha profunda gratidão ao meu orientador, Prof. Dr. Pablo Antonio Venegas Urenda, pelos valiosos ensinamentos, pela paciência e por acreditar em meu potencial ao longo de toda a minha jornada acadêmica. Sua orientação foi fundamental para que eu pudesse desenvolver este trabalho com segurança e dedicação, e não poderia ter desejado orientador melhor.

Agradeço ao Dr. Nicolas Porto Vizarim, meu coorientador, e aos meus colegas e amigos de laboratório, especialmente José Carlos Bellizotti Souza, pelo apoio constante, pelas ajudas e pelas discussões produtivas. Sem a colaboração de vocês, certamente não teria chegado tão longe.

Aos meus amigos próximos, agradeço por todas as conversas e risadas compartilhadas, que proporcionaram momentos de descontração e alívio cômico, tornando a jornada mais leve e prazerosa.

Aos meus pais e minha irmã, sou imensamente grato pelo amor, confiança e apoio incondicional, mesmo quando meus trabalhos pareciam incompreensíveis.

À minha namorada, agradeço por estar sempre ao meu lado, oferecendo apoio, compreensão e incentivo nos momentos mais desafiadores. Sua presença tornou minha trajetória mais segura e alegre, e suas palavras sempre me motivaram a seguir em frente.

Agradeço à FAPESP (proc. 2024/21139-1) pelo apoio financeiro e infraestrutura, que possibilitou meu desenvolvimento pleno durante a iniciação científica e minha participação em congressos.

Finalmente, agradeço a todos da Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”, em especial aos professores que contribuíram, direta ou indiretamente, para minha formação acadêmica e pessoal, tornando possível a realização deste trabalho.

*"O insucesso é apenas uma oportunidade
para recomeçar com mais inteligência."
– Henry Ford*

RESUMO

Skyrmions são excitações topológicas cuja formulação teórica foi introduzida por Tony Skyrme em 1960 no contexto da física de partículas. Em materiais magnéticos condensados, estruturas análogas conhecidas como skyrmions magnéticos surgem a partir da competição entre a interação de troca ferromagnética e a interação de Dzyaloshinskii–Moriya, resultando em texturas de spins estáveis e energeticamente favoráveis. Essas configurações apresentam dimensões nanométricas e podem se mover com baixo consumo energético, o que as torna relevantes para aplicações em spintrônica. Neste projeto, investigamos o comportamento dinâmico dos skyrmions em filmes finos ferromagnéticos, sob a influência de redes periódicas de centros de aprisionamento à temperatura zero. Utilizando técnicas de simulação e o modelo de partículas para skyrmions, simulamos o comportamento dinâmico de estas texturas magnéticas em um magneto quiral bidimensional, considerando um arranjo quadrado de defeitos, onde alguns defeitos atuam como atratores enquanto outros exercem repulsão. Observamos regimes de *directional locking* em $\theta_{sk} = -45^\circ$, bem como fluxos em ângulos próximos ao ângulo intrínseco de Hall do skyrmion. A análise dos parâmetros de *pinning*, indica que a redução da intensidade da interação atrativa diminui o limiar de força para desancorar do centro de aprisionamento, enquanto o aumento da intensidade repulsiva tende a estabilizar e ampliar o platô associado ao travamento em -45° . A combinação adequada das intensidades atrativas e repulsivas permite modular tanto os ângulos de travamento quanto as faixas de força correspondentes. O diâmetro efetivo dos defeitos mostrou-se um parâmetro adicional de controle, possibilitando a seleção de respostas dinâmicas distintas, com ângulos característicos de -45° , -50° , -55° e aproximadamente -59° . Esses resultados demonstram que o uso desta rede de defeitos constitui uma ferramenta eficiente para o controle da trajetória e da resposta Hall efetiva dos skyrmions, oferecendo diretrizes relevantes para a implementação de dispositivos de memória e lógica baseados em texturas magnéticas topológicas.

Palavras-chave: Magnetismo, Skyrmions, *Pinning*, Fases dinâmicas, Travamento direcional

ABSTRACT

Skyrmions are topological excitations whose theoretical formulation was introduced by Tony Skyrme in the 1960s in the context of particle physics. In condensed magnetic materials, analogous structures known as magnetic skyrmions arise from the competition between ferromagnetic exchange interaction and the Dzyaloshinskii–Moriya interaction, resulting in stable and energetically favorable spin textures. These configurations have nanometric dimensions and can move with low energy consumption, making them relevant for spintronic applications. In this project, we investigate the dynamical behavior of skyrmions in ferromagnetic thin films under the influence of periodic arrays of pinning centers at zero temperature. Using simulation techniques and the particle-based model for skyrmions, we simulate the dynamic behavior of these magnetic textures in a two-dimensional chiral magnet, considering a square arrangement of defects in which some defects act as attractors while others exert repulsion. We observe regimes of directional locking at $\theta_{sk} = -45^\circ$, as well as flows at angles close to the intrinsic Hall angle of the skyrmion. The analysis of the pinning parameters indicates that reducing the strength of the attractive interaction decreases the depinning threshold, while increasing the repulsive strength tends to stabilize and widen the plateau associated with locking at -45° . The appropriate combination of attractive and repulsive intensities allows the modulation of both the locking angles and the corresponding force ranges. The effective diameter of the defects proved to be an additional control parameter, enabling the selection of distinct dynamic responses, with characteristic angles of -45° , -50° , -55° , and approximately -59° . These results show that the use of this defect lattice constitutes an efficient tool for controlling the trajectory and the effective Hall response of skyrmions, providing relevant guidelines for the implementation of memory and logic devices based on topological magnetic textures.

Keywords: Magnetism, skyrmions, pinning, dynamic phases, directional locking

Sumário

1	Introdução	1
1.1	Descoberta e Fundamentos dos Skyrmions	1
1.2	Diagrama de Fases e Transições dos Skyrmions em Materiais Magnéticos Quirais	2
1.3	Interações Magnéticas, Efeitos Hall e Influência de Defeitos	3
1.4	Relevância dos Estudos sobre Skyrmions	5
1.5	Fundamentos da Dinâmica de Skyrmions no Modelo de Lin	5
1.5.1	Interação Skyrmion–Defeito	6
1.5.2	Termo de Magnus e o Produto Vetorial	7
1.5.3	Formulação da Equação de Movimento	7
2	Objetivos	8
3	Artigo com os resultados	9
3.1	Introduction	10
3.2	Simulation	11
3.3	Skyrmion Dynamics with Attractive and Repulsive Defects	12
3.4	Effects of Defect Strength on the Dynamics	13
3.5	Influence of Defect Size	16
3.6	Discussion	17
3.7	Summary	17
4	Considerações Finais	21
5	Referências	22
6	Documentos comprobatórios	24
6.1	Submissão de artigo	24
6.2	Autorização dos coautores para utilização de artigo em um TCC	25

1 Introdução

1.1 Descoberta e Fundamentos dos Skyrmions

Na década de 1960, o físico inglês Tony Skyrme, buscando explicações para a estabilidade de hádrons como defeitos topológicos quantizados [1-3], propôs a existência de uma estrutura topológica à qual foi dado o nome skyrmion. Embora inicialmente skyrmions tenham sido teorizados no contexto da Física de Partículas e altas energias, estes objetos foram posteriormente observados em diferentes sistemas de matéria condensada, tais como em materiais ferromagnéticos quirais [4-7] ou com efeito hall quântico [8,9], materiais antiferromagnéticos dopados [10], monocamadas ferromagnéticas [11], cristais líquidos [12] e condensados de Bose-Einstein [13]. Devido ao baixo custo energético [14], e sua proteção topológica [15], skyrmions são um dos principais candidatos para aplicações em spintrônica [1,15].

Um skyrmion é uma configuração de spins cuja orientação varre toda a esfera unitária uma única vez, como mostrado na Fig. 1(a), conforme proposto originalmente por Skyrme [2]. Em sistemas magnéticos bidimensionais, essa textura aparece projetada no plano da amostra, resultando na configuração mostrada na Fig. 1(b), típica dos skyrmions magnéticos.

Dentre as interações responsáveis pela formação de skyrmions em sistemas magnéticos, destacam-se a interação de troca ferromagnética e a interação de Dzyaloshinskii–Moriya, que em conjunto estabilizam essas texturas topológicas [16,17]. Em materiais ferromagnéticos quirais, a presença de inversão de simetria quebrada torna a interação de Dzyaloshinskii–Moriya finita, levando à formação de um ordenamento de spins helicoidal, conforme ilustrado na Fig. 1(c). Ao aplicar um campo magnético externo perpendicular à amostra, a fase helicoidal é destruída e os skyrmions passam a ser estabilizados. Devido às interações repulsivas entre suas texturas magnéticas, eles se organizam em uma rede hexagonal, conhecida como cristal de skyrmions, ilustrada na Fig. 1(d).

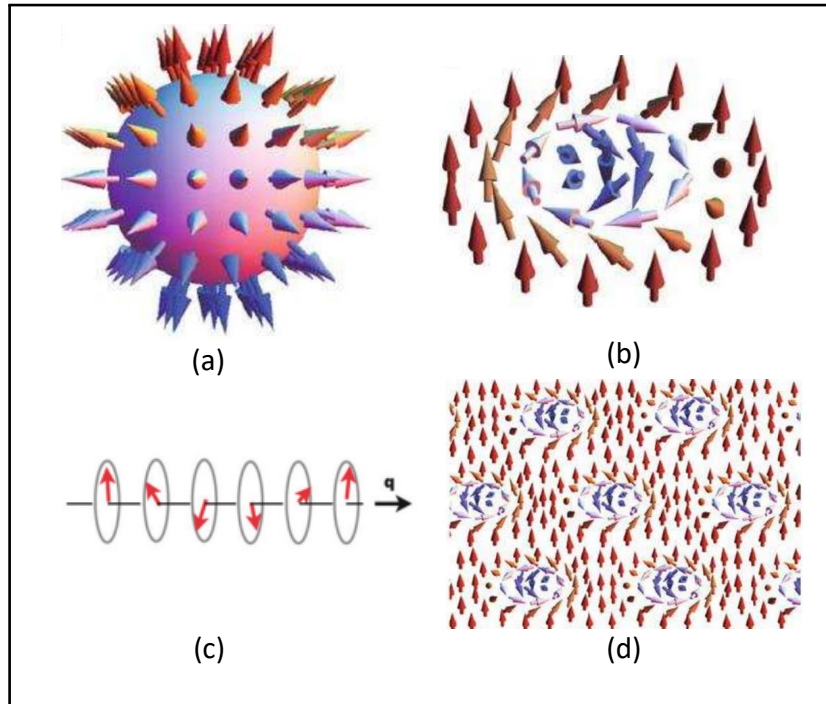


Figura 1: a) representação de Skyrmion conforme proposta de Tony Skyrme b) projeção do skyrmion no plano, c) ilustração do estado helicoidal presente em ímãs quirais como consequência da competição entre as interações de Dzyaloshinskii–Moriya e a troca ferromagnética, d) rede hexagonal de Skyrmions. Fonte: S. Seki, M. Mochizuki, 2016 [1].

1.2 Diagrama de Fases e Transições dos Skyrmions em Materiais Magnéticos Quirais

Um diagrama de fases experimental relacionando o campo magnético B (mT) e a temperatura T (K) é apresentado para o composto $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ por microscopia de Lorentz [18], conforme ilustrado na Figura 2. Nas Figuras 2(a), 2(b) e 2(c), mantendo-se a temperatura fixa em $T = 25$ K, observa-se como a densidade de skyrmions varia com o campo magnético. A Figura 2(a) mostra a fase helicoidal (H) se desintegrando e dando lugar ao cristal de skyrmions (SkX). A Figura 2(b) apresenta SkX estabilizada, enquanto a Figura 2(c) indica o início da fase ferromagnética (FM), com a desintegração do cristal de skyrmions e o alinhamento dos spins com o campo magnético aplicado. A Figura 2(d) mostra um diagrama de fases que detalha as regiões correspondentes às diferentes fases magnéticas em função do campo magnético aplicado e da temperatura.

A observação das transições de fase no diagrama experimental evidencia o papel fundamental da temperatura e do campo magnético no controle das propriedades dos skyrmions, indicando que é possível ajustar a estabilidade dessas estruturas magnéticas com precisão, o que reforça seu potencial para aplicações tecnológicas futuras.

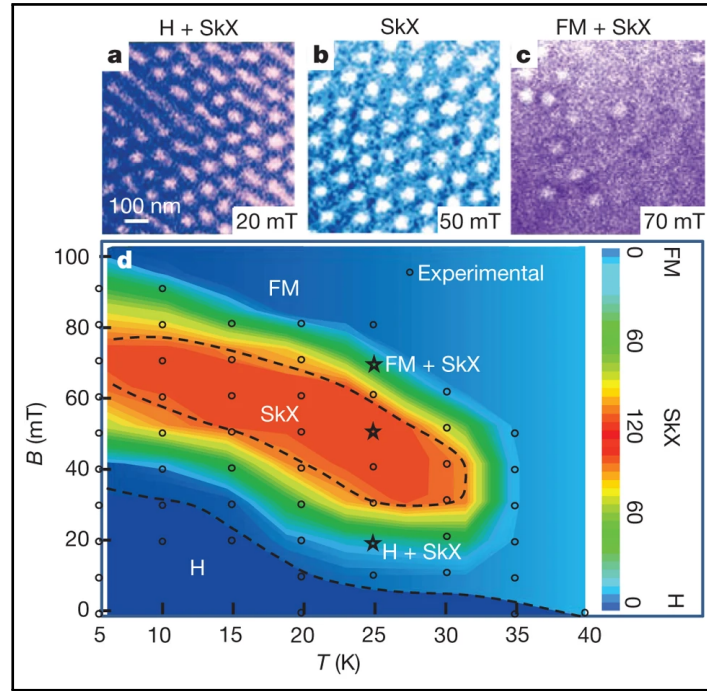


Figura 2: Diagrama de fases experimental que relaciona o campo magnético B (mT) e a temperatura T (K), baseado em observações de espaço real para o composto $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ [18]. A Figura 2 mostra a variação da densidade de skyrmions com o campo magnético aplicado e as diferentes fases magnéticas: (a) helicoidal (H), (b) cristal de skyrmions (SkX) e (c) fase ferromagnética (FM).

Além dos helimagnetos quirais, como mostrado no diagrama experimental para o composto $\text{Fe}_{0.5}\text{Co}_{0.5}\text{Si}$ [18] da Figura 2, skyrmions também podem emergir em estruturas magnéticas multicamadas. Embora ambos os sistemas possam estabilizar skyrmions, o mecanismo responsável por sua formação e a natureza da textura magnética resultante diferem significativamente entre essas plataformas.

Em materiais quirais *bulk*, a ausência de um centro de inversão na estrutura cristalina dá origem à interação de Dzyaloshinskii–Moriya (DM) de volume, conforme ilustrado na Figura 3 (a) [19], que induz uma rotação helicoidal dos spins. Essa torção, por sua vez, favorece a formação de skyrmions do tipo Bloch, caracterizados por uma rotação tangencial dos spins, conforme ilustrado na Figura 3(c) [20].

Por outro lado, em multicamadas ultrafinas do tipo [FM/HM] (onde FM corresponde a um ferromagneto e HM a um metal pesado com forte acoplamento spin-órbita), a assimetria entre os ambientes acima e abaixo da camada ferromagnética rompe a simetria de inversão e gera a interação de Dzyaloshinskii-Moriya interfacial (DM). Conforme ilustrado na Figura 3 (b) [21]. Essa forma interfacial da DM, em conjunto com as demais interações magnéticas presentes no sistema, favorece uma rotação radial dos spins, resultando na estabilização de skyrmions do tipo Néel, mostrados na Figura 3(d) [20].

Em síntese, enquanto a interação de DM de volume presente nos helimagnetos quirais decorre da própria estrutura cristalina, a DM em multicamadas surge exclusivamente da quebra de simetria interfacial, na região de contato entre o ferromagneto e o metal pesado. Essa distinção fundamental explica a diferença entre as texturas Bloch [11,18] e Néel [19,21] observadas nas duas classes de materiais.

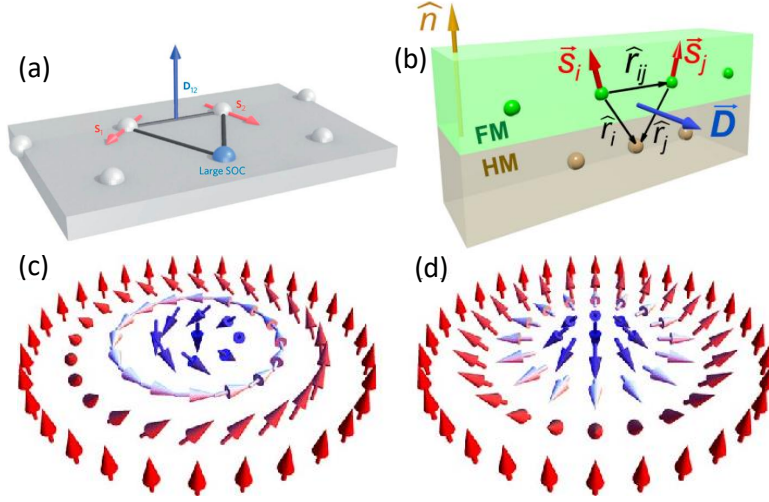


Figura 3: (a) Esquema da interação de Dzyaloshinskii-Moriya (DM) de volume, gerada pela troca indireta envolvendo dois spins e um átomo com forte acoplamento spin-órbita (SOC). (b) Ilustração da DM interfacial em uma heteroestrutura FM/HM. (c) Skyrmion do tipo Bloch, com rotação tangencial dos spins, típico de materiais quirais com DM de volume. (d) Skyrmion do tipo Néel, caracterizado pela orientação radial dos spins, comum em filmes ultrafinos e multicamadas com DM interfacial. Adaptado de [19,20,21].

1.3 Interações Magnéticas, Efeitos Hall e Influência de Defeitos

A estabilização de skyrmions em filmes finos depende da competição entre duas interações magnéticas: uma simétrica, a interação de troca, e uma antissimétrica, a interação de Dzyaloshinskii-Moriya (DM).

A interação de troca é descrita pelo seguinte Hamiltoniano

$$H_{\text{ex}} = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j, \quad (1)$$

onde J corresponde à constante de troca, enquanto $\mathbf{m}_i$ e $\mathbf{m}_j$ são os vetores de spin localizados nos sítios i e j . A constante J controla a tendência de acoplamento entre spins vizinhos, conforme será discutido. Considerando que esses spins são normalizados, $|\mathbf{m}_i| = |\mathbf{m}_j| = 1$, o produto escalar entre eles pode ser escrito como

$$\mathbf{m}_i \cdot \mathbf{m}_j = \cos \theta,$$

onde θ é o ângulo entre os dois vetores de spin, isto é, uma medida de quão paralelos ou antiparalelos eles estão.

O Hamiltoniano de troca assume a forma

$$H_{\text{ex}} = -J \cos \theta.$$

Como o sistema tende ao estado de menor energia disponível, o sinal de J determina a orientação preferida dos spins. Para $J > 0$,

$$E(\theta) = -J \cos \theta,$$

a energia mínima ocorre em $\cos \theta = 1$ ($\theta = 0^\circ$), favorecendo spins paralelos. Esse caso corresponde à interação de troca ferromagnética.

Para $J < 0$, o Hamiltoniano pode ser reescrito como

$$H_{\text{ex}} = -J \cos \theta = |J| \cos \theta,$$

e a energia mínima ocorre quando $\cos \theta = -1$ ($\theta = 180^\circ$), favorecendo spins antiparalelos. Esse regime caracteriza a interação de troca antiferromagnética.

Por outro lado, a interação Dzyaloshinskii Moryia (DM), presente em sistemas com quebra de simetria de inversão e forte acoplamento spin órbita, é descrita por

$$H_{\text{DM}} = - \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{D}_{ij} \cdot (\mathbf{S}_i \times \mathbf{S}_j), \quad (2)$$

onde os vetores de spin $\mathbf{S}_i$ e $\mathbf{S}_j$ ocupam sítios vizinhos, e $\mathbf{D}_{ij}$ estabelece o sentido da torção induzida pela ausência de simetria de inversão [21].

A competição entre a interação de troca e a DM pode estabilizar texturas não colineares, como os skyrmions, nas quais o spin central aponta em uma direção enquanto os spins periféricos apontam em direção oposta, resultando em uma textura topologicamente protegida [16,17].

Experimentos realizados por Schultz *et al.* [22] mostraram que o movimento de skyrmions pode ser identificado por variações no efeito Hall topológico. Também se observa a existência de uma corrente crítica de *depinning*, cujo valor pode variar de 10^6 a 10^{11} A/m² conforme o material [23]. Um aspecto relevante é que estas correntes são significativamente menores do que aquelas necessárias para mover paredes de domínio [24]. Por exemplo, em MnSi, a corrente crítica é da ordem de $j_c \sim 10^6$ A/m², isto é, cinco ordens de magnitude menor em comparação às utilizadas em paredes de domínio magnético [24,25]. Ou seja, skyrmions podem ser manipulados com um custo energético muito menor, reforçando o potencial dos skyrmions para aplicações tecnológicas.

O movimento dos skyrmions é fortemente influenciado pela Força de Magnus, decorrente da sua natureza topológica. Em amostras limpas submetidas a correntes elétricas, o skyrmion se desloca com um ângulo θ_{sk} em relação à direção da corrente aplicada, caracterizando o chamado efeito Hall de skyrmions. Esse efeito representa um desafio para aplicações, pois pode levar o skyrmion até as bordas da amostra, ocasionando sua aniquilação e consequentemente perda de informação em dispositivos spintrônicos, como mostrado na figura 4.

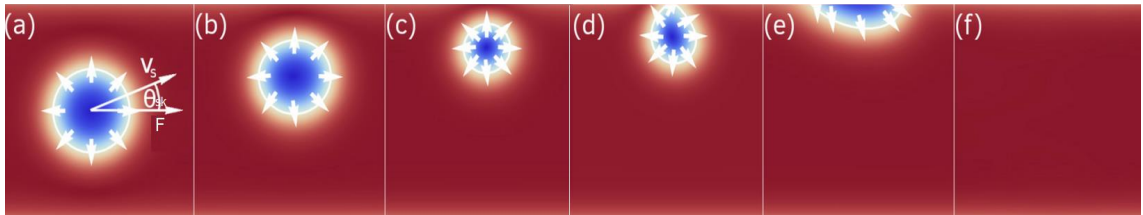


Figura 4: (a-f) Evolução do deslocamento do skyrmion ao longo do tempo, evidenciando o desvio transversal progressivo que pode direcioná-lo até as bordas da amostra, levando à sua aniquilação e à perda de informação em dispositivos spintrônicos. (Figura adaptada de Everschor-Sitte [26])

Uma abordagem promissora para controlar esse movimento envolve a introdução de centros de pinning, ou defeitos artificiais, que interagem com skyrmions de forma atrativa ou repulsiva. A organização espacial desses defeitos permite guiar e controlar trajetórias, como demonstrado em diversos trabalhos recentes. Estudos mostram que skyrmions podem contornar defeitos atrativos devido ao termo de Magnus [27], como ilustrado na Figura 5. Entretanto, para defeitos muito pequenos, como vacâncias atômicas, simulações de Iwasaki *et al.* [14] indicam que o skyrmion pode deformar sua estrutura, reduzindo o efeito do *pinning*. Assim, tanto o tamanho quanto o arranjo dos defeitos desempenham papel fundamental no controle preciso da dinâmica.

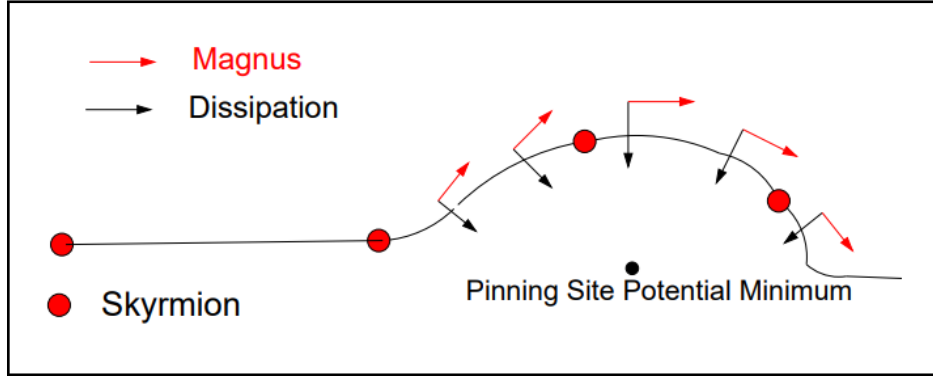


Figura 5: Ilustração esquemática de um skyrmion interagindo com um sítio de aprisionamento pontual atrativo. A componente de velocidade induzida pela dissipação é indicada por setas pretas, enquanto a força de Magnus, representada por setas vermelhas, age perpendicularmente à força atrativa do centro de aprisionamento. Essa interação resulta em uma deflexão do skyrmion. (Adaptado de C. Reichhardt *et. al.* [28], 2022, página 14).

1.4 Relevância dos Estudos sobre Skyrmions

A relevância do estudo dos skyrmions está na área da tecnologia, pois têm potencial para serem utilizados como bits (presença: bit 1, ou ausência: bit 0, de skyrmions) para armazenamento de informação em dispositivos [29], nos quais são aplicadas correntes de spins polarizados [19] ou ondas de spin [30] para manipular as posições dessas estruturas. A vantagem na aplicação de skyrmions está no fato de que eles possuem tamanho na escala nanométrica, facilitando a miniaturização de dispositivos, são topologicamente estáveis e podem ser movidos com um custo energético consideravelmente menor do que as paredes de domínio magnético [24].

A partir de um modelo de partículas que utiliza a aproximação de Thiele [31], que trata a textura magnética do skyrmion como um objeto rígido e permite descrever sua dinâmica por forças efetivas em vez de resolver a equação completa de Landau–Lifshitz–Gilbert [15,26], é possível estudar o comportamento dinâmico dos skyrmions [32] e como estes interagem com os defeitos de um determinado material. Em simulações realizadas, foram observadas, entre outros pontos, a dinâmica de skyrmions em desordem aleatória [33], periódica, entre outras. Porém, há ainda muitas questões que precisam ser compreendidas. A literatura mostra um crescente interesse sobre o assunto, principalmente no que se refere ao controle dos skyrmions.

1.5 Fundamentos da Dinâmica de Skyrmions no Modelo de Lin

A dinâmica de skyrmions em filmes finos quírais pode ser descrita de forma eficiente por modelos de partícula rígida, nos quais cada skyrmion é tratado como um objeto pontual dotado de estabilidade topológica. Neste trabalho, adotamos a formulação proposta por Lin *et al.* [32], que utiliza a aproximação de Thiele [31], derivada da equação de Landau–Lifshitz–Gilbert [15,26], permitindo descrever o movimento do centro do skyrmion em termos de forças efetivas que atuam sobre a textura magnética.

O modelo assume duas hipóteses principais: (i) a densidade de skyrmions é suficientemente baixa para evitar superposição entre texturas, válido para baixas velocidades, garantindo que cada skyrmion se comporte como uma entidade individual; (ii) a estrutura interna do skyrmion não se deforma significativamente devido ao movimento, de modo que sua dinâmica pode ser descrita apenas pelo deslocamento do centro de massa.

Nesse formalismo, a equação de movimento resulta da integração da equação de Landau–Lifshitz–Gilbert [15,26], levando em consideração o termo dissipativo, o termo giroscópico (Magnus) e as forças externas. A equação geral pode ser escrita como [32]:

$$\alpha_d \mathbf{v} + \alpha_m \hat{z} \times \mathbf{v} = \sum_k \nabla U_{sp}(r_{ik}) + F^D \quad (3)$$

Onde α_d representa o coeficiente dissipativo, que indica a resistência do skyrmion ao movimento, pois os spins locais giram para acompanhar a textura e essa rotação consome energia, e α_m caracteriza a Força de Magnus, que surge devido à transferência de momento entre os elétrons (que conduzem o movimento do skyrmion) e a textura magnética, gerando também o Efeito Hall de Skyrmion. U_{sp} corresponde ao potencial associado aos centros de *pinning*, e F^D representa a força devido à corrente de spins polarizados aplicada ao sistema.

A dinâmica resultante é governada pela competição entre o amortecimento, a força transversal de Magnus e as forças externas impostas pelos defeitos atrativos e repulsivos. Esse modelo permite descrever regimes como *pinning*, *depinning*, *directional locking* e fluxos determinados pela razão α_m/α_d , oferecendo uma formulação computacionalmente eficiente para a mobilidade de skyrmions em filmes magnéticos quirais.

1.5.1 Interação Skyrmion–Defeito

Para a interação entre um skyrmion e um defeito, o potencial de interação pode ser modelado por uma gaussiana [30]:

$$U_{sp}(r_{ip}) = -C_p e^{-\left(\frac{r_{ip}}{r_p}\right)^2}, \quad (4)$$

onde C_p controla a intensidade da interação (sendo $C_p > 0$ atrativo e $C_p < 0$ repulsivo) e a distância entre o skyrmion i e o defeito p é dada por:

$$r_{ip} = \sqrt{(x_i - x_p)^2 + (y_i - y_p)^2}. \quad (5)$$

A força skyrmion–defeito é obtida via o gradiente do potencial. Para a direção x temos:

$$F_{xp} = -\frac{\partial U_{sp}}{\partial x_i} = -C_p \frac{\partial}{\partial x_i} \left[e^{-\left(\frac{r_{ip}}{r_p}\right)^2} \right]. \quad (6)$$

Realizando a derivada, obtemos:

$$F_{xp} = 2C_p \frac{(x_i - x_p)}{r_p^2} e^{-\left(\frac{r_{ip}}{r_p}\right)^2}. \quad (7)$$

Analogamente, para a direção y :

$$F_{yp} = 2C_p \frac{(y_i - y_p)}{r_p^2} e^{-\left(\frac{r_{ip}}{r_p}\right)^2}. \quad (8)$$

1.5.2 Termo de Magnus e o Produto Vetorial

O termo de Magnus que aparece na dinâmica do skyrmion está associado ao produto vetorial $\hat{z} \times \mathbf{v}_i$. Esse produto pode ser calculado explicitamente por meio do determinante:

$$\hat{z} \times \mathbf{v}_i = \begin{vmatrix} \hat{i} & \hat{j} & \hat{k} \\ 0 & 0 & 1 \\ v_x & v_y & 0 \end{vmatrix}. \quad (9)$$

Resolvendo o determinante, obtemos:

$$\hat{z} \times \mathbf{v}_i = v_x \hat{j} - v_y \hat{i}. \quad (10)$$

Esse termo é fundamental para a dinâmica dos skyrmions, pois representa a deflexão em sentido perpendicular à direção da corrente aplicada.

1.5.3 Formulação da Equação de Movimento

Com as expressões das forças skyrmion-defeito e o termo transversal associado à Força de Magnus devidamente estabelecidas, podemos reorganizar a equação de Thiele de forma explícita em suas componentes. A força externa F^D , proveniente da corrente aplicada, é considerada atuando apenas na direção x , o que simplifica a análise dinâmica.

A componente x da equação de movimento pode ser escrita como:

$$\alpha_d \frac{dx}{dt} - \alpha_m \frac{dy}{dt} = \sum_p \frac{2C_p}{r_p^2} (x_i - x_p) \exp \left[- \left(\frac{r_{ip}}{r_p} \right)^2 \right] + F^D, \quad (11)$$

onde o primeiro termo à direita da equação representa a interação skyrmion-defeito (atrativa ou repulsiva, dependendo do sinal de C_p).

A componente y é dada por:

$$\alpha_d \frac{dy}{dt} + \alpha_m \frac{dx}{dt} = \sum_p \frac{2C_p}{r_p^2} (y_i - y_p) \exp \left[- \left(\frac{r_{ip}}{r_p} \right)^2 \right]. \quad (12)$$

Para simplificar a notação, definimos:

$$\sum F_x = \sum_p \frac{2C_p}{r_p^2} (x_i - x_p) \exp \left[- \left(\frac{r_{ip}}{r_p} \right)^2 \right], \quad (13)$$

$$\sum F_y = \sum_p \frac{2C_p}{r_p^2} (y_i - y_p) \exp \left[- \left(\frac{r_{ip}}{r_p} \right)^2 \right]. \quad (14)$$

Isto é, $\sum F_x$ e $\sum F_y$ representam a força total dos defeitos atuando no skyrmion, dessa forma, as equações da dinâmica tornam-se:

$$\alpha_d v_x - \alpha_m v_y = \sum F_x + F^D, \quad (15)$$

$$\alpha_d v_y + \alpha_m v_x = \sum F_y. \quad (16)$$

Escrevendo na forma matricial:

$$\begin{pmatrix} \alpha_d & -\alpha_m \\ \alpha_m & \alpha_d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum F_x + F^D \\ \sum F_y \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Multiplicando pela inversa da matriz:

$$\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \end{pmatrix} = \frac{1}{\alpha_d^2 + \alpha_m^2} \begin{pmatrix} \alpha_d & \alpha_m \\ -\alpha_m & \alpha_d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \sum F_x + F^D \\ \sum F_y \end{pmatrix}. \quad (18)$$

As expressões finais para as velocidades são então:

$$v_x = \frac{\alpha_d(\sum F_x + F^D) + \alpha_m(\sum F_y)}{\alpha_d^2 + \alpha_m^2}, \quad (19)$$

$$v_y = \frac{-\alpha_m(\sum F_x + F^D) + \alpha_d(\sum F_y)}{\alpha_d^2 + \alpha_m^2}. \quad (20)$$

A formulação final das velocidades evidencia que a dinâmica do skyrmion resulta da competição entre duas contribuições fundamentais: as forças de pinning provenientes dos defeitos (atrativos ou repulsivos) e o termo transversal associado à Força de Magnus. Esse conjunto de interações determina não apenas a trajetória, mas também a deflexão efetiva observada sob ação da força externa.

Para resolver as equações de movimento (19) e (20), utilizamos técnicas clássicas de simulação, para simular um sistema infinito, onde as forças são avaliadas a cada passo temporal e as posições são atualizadas por métodos de integração numérica. Neste trabalho a integração numérica foi feita usando integração de Runge–Kutta de segunda ordem.

Além disso, o tratamento correto das condições de contorno é essencial. No estudo de skyrmions, condições periódicas são amplamente empregadas para minimizar efeitos artificiais de borda e representar um sistema efetivamente infinito, sendo úteis para analisar a dinâmica do sistema.

2 Objetivos

O presente trabalho teve como objetivo estudar o comportamento dinâmico de um skyrmion em um filme fino ferromagnético, posicionado no plano xy , sob a influência de uma rede de defeitos com simetria quadrada, conforme ilustrado na Figura 6, na qual parte dos defeitos é atrativa e parte repulsiva. O skyrmion foi inicialmente inserido exatamente no centro da caixa de simulação, e submetido a uma corrente de spins polarizados até atingir um estado totalmente estável dinamicamente, permitindo o estudo de seu movimento. Busca-se compreender o comportamento dinâmico de skyrmions nesse tipo de amostra e identificar possibilidades de controle de sua trajetória.

De forma mais detalhada, os objetivos deste trabalho foram:

1. Desenvolver e implementar um algoritmo para resolução da equação do movimento de skyrmions, baseado no modelo proposto por Lin *et al.* [32], utilizando técnicas de simulação [34];
2. Gerar computacionalmente as redes de defeitos utilizadas nas simulações;
3. Calcular as velocidades dos skyrmions e suas trajetórias, avaliando possibilidades de controle de movimento;
4. Caracterizar os diferentes regimes dinâmicos do sistema;

5. Analisar como parâmetros dos defeitos, como tamanho e força, influenciam na dinâmica dos skyrmions.

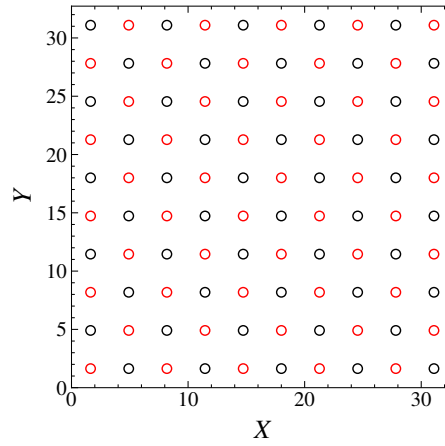


Figura 6: Ilustração da rede quadrada de defeitos que serão utilizadas nas simulações, onde os círculos vermelhos são defeitos repulsivos e os pretos são atrativos. Fonte: Elaborado pelo autor.

3 Artigo com os resultados

Este trabalho será apresentado no formato de artigo completo, sendo transcrito abaixo conforme a versão submetida à Journal of Physics: Condensed Matter (IOP Publishing) durante o período científico

Skyrmion behavior in attractive-repulsive square array of pinning centers

L. Basseto¹, N. P. Vizarim², J. C. Bellizotti Souza², P. A. Venegas¹

¹ Department of Physics, Schools of Sciences, São Paulo State University - UNESP, 17033-360, Bauru, SP, Brazil

² “Gleb Wataghin” Institute of Physics, Department of Condensed Matter Physics, University of Campinas - UNICAMP, 13083-859, Campinas, SP, Brazil
`lucas.basseto@unesp.br`

Resumo

We investigate the driven dynamics of a single skyrmion in a square lattice of mixed pinning sites, where attractive and repulsive defects coexist using a particle-based model. The mixed landscape yields directional locking at $\theta_{\text{sk}} = -45^\circ$ and flow at locked angles near the intrinsic skyrmion Hall angle. By mapping defect strengths, we show that weaker attraction lowers the depinning threshold, whereas stronger repulsion stabilizes and broadens the -45° locking plateau. Moreover, combinations of attractive and repulsive defect strengths allows control of directional lockings and their force ranges. Defect size further tunes the response, selecting among -45° , -50° , -55° , and $\approx -59^\circ$. These results establish mixed pinning as a practical knob to steer skyrmion trajectories and the effective Hall response, providing design guidelines for skyrmion-based memory and logic devices.

Keywords: Magnetism, skyrmions, pinning, dynamic phases, directional locking

3.1 Introduction

Magnetic skyrmions are topological excitations stabilized in chiral magnets by the interplay between exchange and the Dzyaloshinskii–Moriya interaction (DMI) [1, 2]. Owing to their nontrivial topology, skyrmions are robust against moderate perturbations and can be treated as quasiparticles. Beyond their fundamental interest, skyrmions are promising candidates for information carriers in spintronic applications, where the bit state can be encoded in their presence or absence [3, 4, 5, 6], and they have also been proposed as building blocks for qubits and novel logic elements [7, 8].

A central challenge in such skyrmion-based devices is that skyrmion motion is strongly influenced by a Magnus force set by topology [9, 10]. In clean samples, a driven skyrmion travels at an intrinsic angle $\theta_{\text{sk}}^{\text{int}}$ relative to the drive, a phenomenon known as the skyrmion Hall effect (SkHE) [11, 12]. The magnitude of $\theta_{\text{sk}}^{\text{int}}$ increases with the ratio of the Magnus term to the dissipative term, and experimentally spans from a few degrees to very large values depending on material parameters and skyrmion size [11, 13, 12]. Large deflections are detrimental for racetrack-like devices, since skyrmions may leave the track and be annihilated at the edges [14, 15].

In realistic media, pinning strongly impacts trajectories and effectively changes the observed skyrmion Hall angle θ_{sk} [16, 17]. These pinning centers can be either attractive or repulsive, natural or nanoengineered. Remarkably, periodic pinning has been shown to quantize or lock the direction of motion as the drive increases, enabling controllable transport [18, 19, 20, 21]. This directional locking is analogous to phenomena in superconducting vortices [22] and colloids [23, 24, 25] driven over periodic substrates. For skyrmions, the drive direction is fixed, but the velocity-dependent θ_{sk} produces discrete reorientations of the trajectory as the drive magnitude

is ramped. On a locking step, θ_{sk} remains constant over a finite drive interval, while transitions between steps coincide with characteristic features (dips or cusps) in the velocity–force curves. Such plateaus offer a practical knob to steer skyrmions via small drive adjustments. Additional strategies to control motion include ratchet effects [26, 27, 28, 29], interface-guided transport [30, 31], strain [32], magnetic or temperature gradient drives [33, 34, 35, 36, 37], 1D potential channels [38, 39, 40], nanotracks [41, 6, 42], and hybrid skyrmion–vortex architectures [43, 44, 45].

For square arrays of periodic obstacles, the locked directions often follow $\phi = \arctan(p/q)$ with integers p and q [18, 19]. However, to the best of our knowledge, the impact of coexisting attractive and repulsive sites (mixed sites) arranged on a square lattice has not been systematically explored on the skyrmion dynamics.

In this work we address this gap by studying skyrmion motion in a lattice combining attractive and repulsive defects. We demonstrate new ways for steering trajectories and tuning the effective Hall response, thereby refining control of skyrmion transport. Our simulation methodology (shown in Section 3.2) employs a particle-based approach for a single skyrmion [46], with dissipative and Magnus terms in the equation of motion. Defect interactions are modeled by Gaussian potentials, and an external drive F_D is applied. We characterize the direction of skyrmion motion by the Hall angle $\theta_{\text{sk}} = \arctan(v_{\perp}/v_{\parallel})$, defined from velocity components perpendicular and parallel to F_D . Section 3.3 we present our results where three dynamical regimes can be seen: (i) a pre-depinning regime where the skyrmion is trapped; (ii) a directional-locking regime with a stable trajectory at -45° ; and (iii) a high-drive Magnus regime where $\theta_{\text{sk}} \rightarrow \theta_{\text{sk}}^{\text{int}}$. The novelty here is that the relative strengths of attractive and repulsive pinning control the extent of each regime, and that sufficiently strong attraction suppresses the locking plateau. In Section 3.4 we map the pinning strength effects to identify optimal operating windows. In Section 3.5 we investigate pinning size effects and find that enlarging repulsive sites can modify θ_{sk} at low drives, while at higher drives the motion is dominated by the intrinsic SkHE and becomes less sensitive to size. In Section 3.6 we discuss our results highlighting important features and addressing future prospects, and in Section 3.7 a summary is exhibited.

3.2 Simulation

We simulated the dynamics of a single skyrmion in a ferromagnetic thin film that can host Néel skyrmions at zero temperature. The skyrmion is embedded in a two-dimensional simulation box of dimensions $L_x \times L_y$, with periodic boundary conditions along the x and y directions. As shown in Fig. 7, the system contains a square lattice of nanoengineered defects that are either attractive or repulsive to skyrmions.

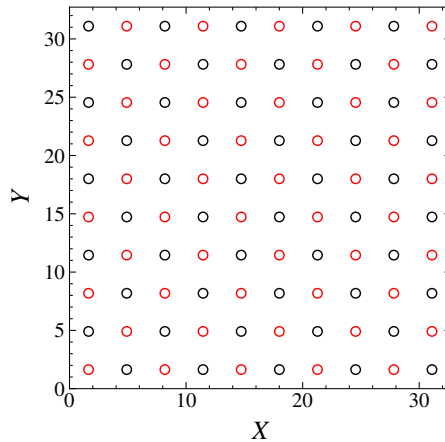


Figure 7: Schematic of the square array of periodic defects in our system that interact with the skyrmion. Red circles correspond to repulsive obstacles, while black circles to attractive pinning sites.

The skyrmion dynamics follows a particle-based equation of motion as in Lin *et al.* [46]. We use a custom Fortran code based on standard molecular dynamics methods [47]. The equation of motion is:

$$\alpha_d \mathbf{v}_i + \alpha_m \hat{z} \times \mathbf{v}_i = \mathbf{F}_i^{\text{at}} + \mathbf{F}_i^{\text{rep}} + \mathbf{F}_D \quad (21)$$

The first term on the left-hand side represents the damping that arises from spin precession and electron dissipation in the skyrmion core, where α_d is the damping constant. The second term represents the Magnus force, acting perpendicularly to the skyrmion velocity, where α_m is the Magnus constant. On the right side of the equation we have the skyrmion-defect interactions, $\mathbf{F}_i^{\text{at}}$ and $\mathbf{F}_i^{\text{rep}}$, that are modeled by a Gaussian potential of the type $U_o = C_0 e^{-(r_{io}/a_o)^2}$, where C_0 represents the strength of the defect potential. The force associated with this potential is $\mathbf{F}_{io} = -\nabla U_o = -\frac{2U_o}{a_o^2} r_{io} e^{-(r_{io}/a_o)^2} \hat{r}_{io}$. Here, r_{io} is the distance between skyrmion i and pinning site o , a_o is the pinning radius, and $\hat{r}_{io}$ is the unit vector pointing from the pinning center to the skyrmion. As mentioned earlier, in this work two types of obstacles were considered. Attractive pinning sites are described by a negative potential strength $C_0 = -C_{\text{at}}$, producing a force that pulls the skyrmion toward the defect center. While repulsive obstacles have a positive potential strength $C_0 = C_{\text{rep}}$ resulting in a force that pushes the skyrmion away from the obstacle center. Thus, each pinning or obstacle site have different potential strengths C_{at} and C_{rep} , and different radius a_{at} and a_{rep} , respectively. The third term on the right side is the interaction between the skyrmion and the external transport force, given by $\mathbf{F}_D = F_D \hat{d}$, where throughout this work we use $\hat{d} = \hat{x}$. We increase F^D in small steps of $\delta F^D = 0.01$ and spend 2×10^5 simulation time steps, with a time step $\delta t = 0.001$, at each drive increment to ensure a steady state.

We measure the average velocities $\langle V_{\parallel} \rangle = \langle \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{x}} \rangle$ and $\langle V_{\perp} \rangle = \langle \mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{y}} \rangle$. We normalize all distances by the screening length ξ and select the damping and Magnus constants such that $\alpha_m^2 + \alpha_d^2 = 1$. Besides that, we also fix the rate $(\alpha_m/\alpha_d) = 1.732$, resulting in an intrinsic Hall angle of approximately $\theta_{\text{sk}} \approx -60^\circ$ in all calculations.

3.3 Skyrmion Dynamics with Attractive and Repulsive Defects

We first consider $C_{\text{at}} = -0.5$, $C_{\text{rep}} = 1.0$, and $a_{\text{at}} = a_{\text{rep}} = 0.65$. Fig. 8 shows $\langle V_{\parallel} \rangle$, $\langle V_{\perp} \rangle$ and the corresponding θ_{sk} as functions of F_D . The initial skyrmion position, *i.e.*, the ground state is the skyrmion trapped in a attractive pinning site close to the center of the simulation box. It is important to note that the energy of the system is the same for the skyrmion trapped at any attractive pinning site since we consider an infinite ferromagnetic thin-film with periodic boundary conditions. As we increase the external driving, F_D , the skyrmion average velocities remain with zero values for $F_D \leq 0.68$, as shown in Fig. 8 (a). This means that the skyrmion remain trapped in the attractive defect, and its equilibrium position just deviates a bit from the center of the defect due to the external driving. This is the *pinned phase*. For $F_D > 0.68$, Fig. 8 (a) shows that $\langle V_{\parallel} \rangle$ exhibit a sharp increase and $\langle V_{\perp} \rangle$ a sharp decrease, indicating that the skyrmion begin to move. For the interval $0.68 < F_D < 0.95$ the average velocities varies smoothly with the applied drive. This regime can be seen in Fig. 8 (b) where skyrmion direction of motion is locked at $\theta_{\text{sk}} = 45^\circ$. This is a clear *directional locking* effect for skyrmions in a periodic array of repulsive obstacles that has been observed in previous works [18, 19, 20]. However, here we show that this phase is also observed in a mixture between attractive and repulsive defects. Due to the ratio $\alpha_m/\alpha_d = 1.732$, the skyrmion intrinsic Hall angle is $\theta_{\text{sk}}^{\text{int}} \approx 60^\circ$. However, the interaction between the pinning landscape, the skyrmion and the external drive results in a directional locking at $\theta_{\text{sk}} = 45^\circ$. Different than observed in previous works [18, 19, 20], where only repulsive obstacles were considered, here we do not observe the skyrmion moving at $\theta_{\text{sk}} = 0^\circ$. In order for the skyrmion to move along $\theta_{\text{sk}} = 0^\circ$ it is necessary close repulsive defects to repel the skyrmion and lock its motion along the driving force. Here, due to the mixture of repulsive and attractive defects, we observed a expanded range of forces of $\theta_{\text{sk}} = 45^\circ$. In Fig. 9 (a) we illustrate the skyrmion trajectories among the defects. Note that the skyrmion moves along the diagonal of the sample, being repelled by the repulsive obstacles in a zig-zag type of motion.

For $F_D > 0.95$, both skyrmion average velocities, $\langle V_{\parallel} \rangle$ and $\langle V_{\perp} \rangle$, exhibit decrease in magnitude followed by oscillations, as shown in Fig. 8 (a), indicating the presence of a transient skyrmion motion between stable phases. This can also be seen in Fig 8 (b), where θ_{sk} is oscillating and changing locking directions in short intervals of F_D . For $1.13 < F_D < 1.42$, the skyrmion velocities increase in magnitude more smoothly, along with a stable $\theta_{\text{sk}} \approx 59^\circ$. For $F_D > 2.50$, the skyrmion direction of motion tends to align with the intrinsic skyrmion Hall angle continuously, similar to observed in previous works [18, 19, 48]. This is a clear signature that pinning effects are being mitigated by the strong driving forces, resulting in a dynamics that resembles the clean sample case. In Fig. 9 (b) it is illustrated some skyrmion trajectories for $F_D = 1.60$, where the system is locked along $\theta_{\text{sk}} \approx 59^\circ$. In this case, the skyrmion trajectory passes through some attractive pinning sites but also some repulsive sites, different than shown in Fig. 9 (a).

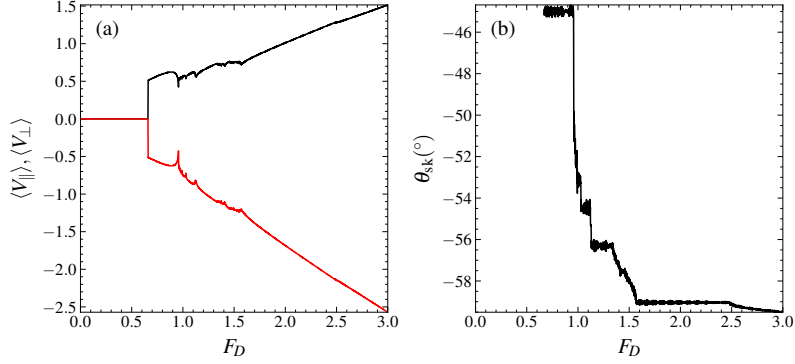


Figure 8: Results for a system with a single skyrmion in mixture of repulsive and attractive pinning sites as shown in Fig. 7, using $a_{\text{at}} = a_{\text{rep}} = 0.65$, $C_{\text{rep}} = -0.5$ and $C_{\text{rep}} = 1.0$. (a) $\langle V_{\parallel} \rangle$ and $\langle V_{\perp} \rangle$ as a function F_D . (b) The corresponding Hall angle θ_{sk} as a function of F_D .

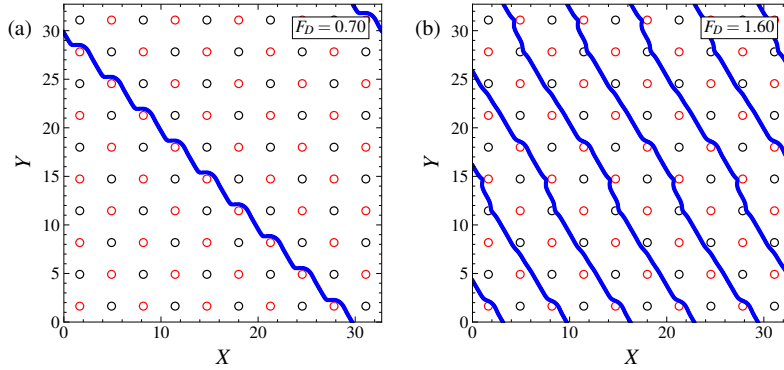


Figure 9: Illustration of the skyrmion trajectory (blue line) under the defect array for different values of the external driving force F_D for the system shown in Figs. 7. and 8. In (a) $F_D = 0.70$, where a directional locking regime occurs with $\theta_{\text{sk}} = -45^\circ$; (b) $F_D = 1.60$, regime dominated by a directional locking $\theta_{\text{sk}} = -59^\circ$ very close to the intrinsic Hall angle $\theta_{\text{sk}}^{\text{int}} \approx -60^\circ$.

3.4 Effects of Defect Strength on the Dynamics

In Fig. 10 (a), we plot θ_{sk} as a function of the driving force F_D for a system with both defect radius fixed at $a_{\text{at}} = a_{\text{rep}} = 0.65$. The repulsive strength was kept constant at $C_{\text{rep}} = 1.0$, while the attractive strength C_{at} was varied using -0.25 , -0.50 , -0.75 , and -1.0 . The results clearly show that the depinning threshold is sensitive to the magnitude of the attractive strength C_{at} . In the inset of Fig. 10 (a), it is shown a clear linear increase in magnitude of F_{depin} as a function of C_{at} . Additionally, we observe that the regime characterized by $\theta_{\text{sk}} = -45^\circ$ is dependent of C_{at} . For example, the range of F_D in which the skyrmion remains in this regime is largest for $C_{\text{at}} = -0.25$. On the other hand, this regime vanishes completely for $|C_{\text{at}}| \geq 0.75$. That is, for stronger values of

C_{at} the skyrmion becomes strongly pinned at the pinning site. When the external drive is sufficient large to depin the skyrmion, it depins with high velocity and cannot stabilize the regime at which it locks at $\theta_{\text{sk}} = -45^\circ$. This $\theta_{\text{sk}} = -45^\circ$ locking phase requires moderate skyrmion velocities to be stable.

The results for θ_{sk} vs. F_D for the system with fixed $a_{\text{at}} = a_{\text{rep}} = 0.65$ and $C_{\text{at}} = -1.00$, while varied $C_{\text{rep}} = 0.25, 0.50, 0.75$, and 1.0 is shown in Fig. 10 (b). Different than shown in Fig. 10 (a), here the depinning thresholds are all the same, at $F_D = 1.34$. Since the ground state correspond to a skyrmion trapped at an attractive pinning site, the effect of C_{rep} has no effect on the depinning forces. However, the dynamic phases strongly depends on C_{rep} . For the case of $C_{\text{rep}} = 0.25$ the skyrmion direction of motion tends to the intrinsic angle much faster than for stronger values of C_{rep} . That is, the repulsive obstacle sites are crucial for controlling the skyrmion direction of motion, corroborating previous works [19]. For example, using $C_{\text{rep}} = 1.0$, the intervals at which the dynamic phases are stable are much expanded, including the $\theta_{\text{sk}} \approx 59^\circ$ phase. These features can also be seen in Fig. 10 (c) and (d), where we performed a detailed analysis of the range of driving force regimes ΔF_D for selected most prominent Hall angles, $\theta_{\text{sk}} = -45^\circ$ and -60° . These ranges of ΔF_D are determined directly from the θ_{sk} vs F_D curves shown in (a) and (b), identifying the force ranges in which the θ_{sk} remains fairly constant within a tolerance of $\Delta\theta_{\text{sk}} = \pm 1.5^\circ$ due to numeric oscillations. Fig. 10 (c) illustrates the intervals ΔF_D for the pinned state, $\theta_{\text{sk}} = -45^\circ$ and -60° as a function of the attractive force C_{at} , while fixed $C_{\text{rep}} = 0.5$ for several values of C_{at} . From Fig. 10 (c), it is possible to see that the pinned phase progressively decreases as $|C_{\text{at}}|$ decreases. As the attractive sites becomes weaker, it is easier for the skyrmion to depin. The $\theta_{\text{sk}} = -45^\circ$ regime can only be stable for $|C_{\text{at}}| \leq 0.3$. Additionally, the interval of forces ΔF_D where this regime is stable increases with decreasing C_{at} . The phase where the regime is locked at $\theta_{\text{sk}} = -60^\circ$ also increases as $|C_{\text{at}}|$ decreases. This result is expected, as the attractive pinning sites becomes weaker, the system tends to behave more similar to a clean sample where the stable regime is flowing along the intrinsic angle. In Fig. 10 (d) is shown the intervals ΔF_D as a function of the repulsive force C_{rep} , while fixed $C_{\text{at}} = -0.5$. The pinned phase is completely independent of C_{rep} . The $\theta_{\text{sk}} = -45^\circ$ regime is stable for $C_{\text{rep}} \geq 0.7$, while $\theta_{\text{sk}} = -60^\circ$ phase tends to be more robust as C_{rep} decreases. These results show clearly that there is a balance of values of C_{rep} and C_{at} where more dynamic phases can be observed. Thus, from the practical point of view, it is possible to modulate phases using a combination of attractive and repulsive defect sites.

Fig. 11 illustrates selected skyrmion trajectories. In Fig. 11 (a), the skyrmion is flowing in a defect landscape using $C_{\text{at}} = -1.0$, $C_{\text{rep}} = 1.0$ and $F_D = 1.50$, where its motion is locked at $\theta_{\text{sk}} \approx -57^\circ$. In this regime the skyrmion flows and interact with both attractive and repulsive sites resulting in a periodic motion displacing six lattice parameters along y and four along x , that is, a ratio of $R = 6/4$. The angle of motion can be calculated as $\theta_{\text{sk}} = \arctan(R) \approx 57^\circ$. In transient Fig. 11 (b), using $C_{\text{at}} = -0.75$, $C_{\text{at}} = 1.0$ and $F_D = 1.60$, the skyrmion motion is not locked at a specific direction. This is a transient motion between different locking directions. As can be seen, the skyrmion motion does not exhibit periodicity.

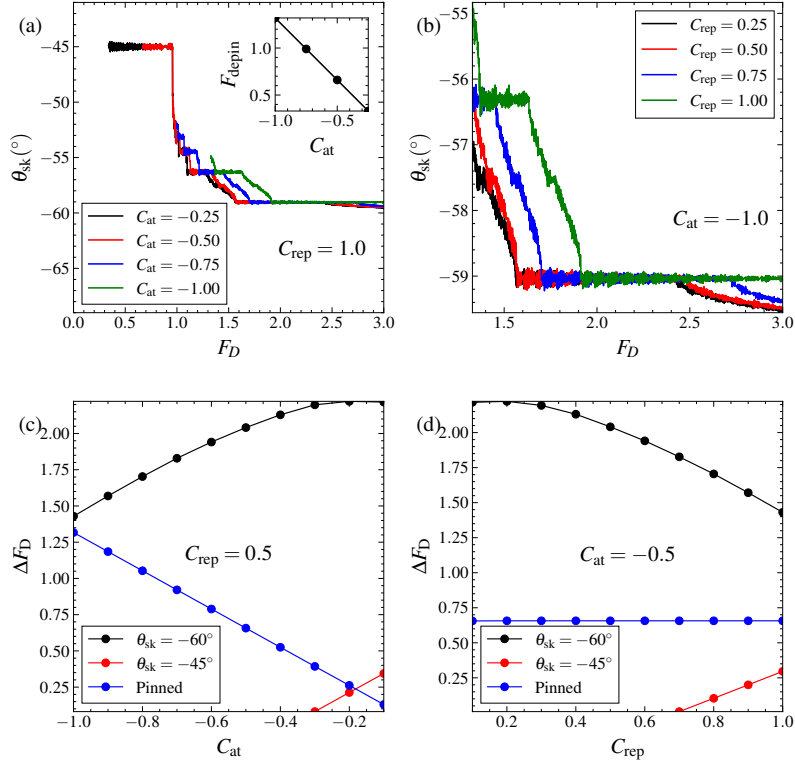


Figure 10: (a,b) Skyrion Hall angle θ_{sk} as a function of the driving force, F_D and (c,d) the range of forces ΔF_D vs. the defect strengths. (a) Results for fixed $C_{\text{rep}} = 1.0$ and varied C_{at} , and (b) for fixed $C_{\text{at}} = -1.0$ and varied C_{rep} . (c) ΔF_D vs. C_{at} with fixed $C_{\text{rep}} = 0.5$ and (d) ΔF_D vs. C_{rep} with $C_{\text{at}} = -0.5$. Simulations were performed with the ratio $\alpha_m/\alpha_d = 1.732$ and $a_{\text{at}} = a_{\text{rep}} = 0.65$.

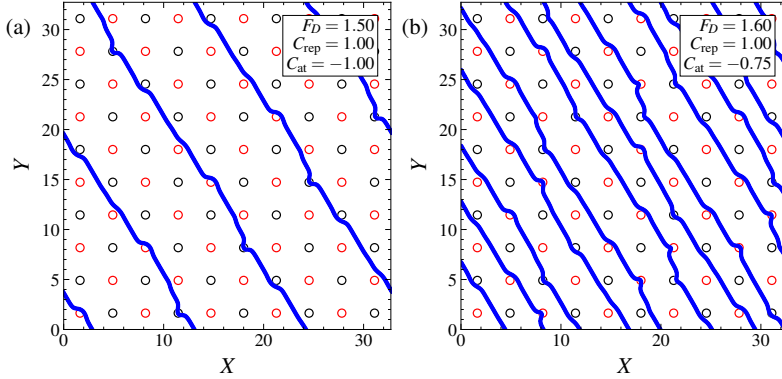


Figure 11: Skyrion trajectories in a periodic lattice of attractive and repulsive defects for different combinations of potential strengths and driving force, F_D . (a) $C_{\text{at}} = -1.0$, $C_{\text{rep}} = 1.0$ and $F_D = 1.50$, where the skyrmion motion is locked at $\theta_{\text{sk}} = -57^\circ$. (b) $C_{\text{at}} = -0.75$, $C_{\text{at}} = 1.0$ and $F_D = 1.60$, where the skyrmion motion is in a transient state, between locked states $\theta_{\text{sk}} = -57^\circ$ and -59° .

For a complete description of the defect strengths, C_{at} and C_{rep} , in Fig. 12 we show a phase diagram of ΔF_D vs. C_{at} vs. C_{rep} for the pinned phase, $\theta_{\text{sk}} = -45^\circ$ and $\theta_{\text{sk}} = -60^\circ$. In Fig. 12 (a) it is clearly shown that the pinned phase depends solely on C_{at} . In Fig. 12 (b) we observe that $\theta_{\text{sk}} = -45^\circ$ regime can only occur for a combination of low C_{at} and high C_{rep} . The white region in the plot indicates regions where this phase cannot be stabilized. Finally, $\theta_{\text{sk}} = -60^\circ$ is most prominent when both C_{rep} and C_{at} are weak. That is, when the system exhibits weak pinning, the dynamics resembles the clean sample case, where the skyrmion flows along the intrinsic SkHE, which in our case is $\theta_{\text{sk}}^{\text{int}} \approx 60^\circ$.

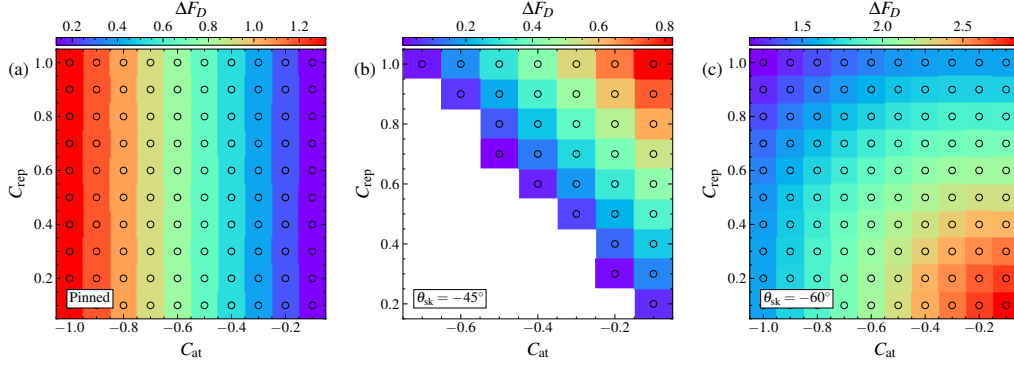


Figura 12: Dynamic phases of ΔF_D as a function of attractive (C_{at}) and repulsive (C_{rep}) defect strengths using $\alpha_m/\alpha_d = 1.732$ and $a_{\text{at}} = a_{\text{rep}} = 0.65$. In (a) diagram for the pinned phase, (b) $\theta_{\text{sk}} = -45^\circ$; and (c) $\theta_{\text{sk}} = -60^\circ$.

3.5 Influence of Defect Size

To investigate the effects of defect size on skyrmion dynamics, we fix $C_{\text{at}} = -0.2$ and $C_{\text{rep}} = 0.8$ and then vary the size of the attractive and repulsive defect sites. These values were chosen as they exhibit the phases $\theta_{\text{sk}} = -45^\circ$ and $\approx -60^\circ$, allowing us to observe how only defect size effects the dynamic regimes. The radii of the defects, both attractive and repulsive, were varied from 0.05 to 1.0 in steps of 0.05.

In Fig. 13 (a), using $F_D = 0.25$, we can see that for small repulsive defects of $a_{\text{rep}} < 0.4$ the skyrmion Hall angle can lock at different angles $\theta_{\text{sk}} \approx -56^\circ$ or $\approx -60^\circ$ depending on the value of a_{at} . For small a_{at} and a_{rep} , the skyrmion tends to lock at angles very close to the intrinsic angle, as expected. However, for larger attractive sites, $a_{\text{at}} \geq 0.8$, the influence of the defects is strong enough to lock skyrmions along $\theta_{\text{sk}} \approx 56^\circ$. For larger repulsive defects of $0.40 < a_{\text{rep}} < 0.95$, the skyrmion is locked at $\theta_{\text{sk}} \approx -45^\circ$ phase. For very large repulsive defects, $a_{\text{rep}} = 1.0$ the skyrmion locks at a different direction $\theta_{\text{sk}} \approx 48^\circ$. In Fig. 13 (b), using $F_D = 0.50$, as we vary the size of both defects it is only possible to observe two different locking directions, $\theta_{\text{sk}} \approx -45^\circ$ for $a_{\text{rep}} > 0.40$, or $\approx -60^\circ$ for $a_{\text{rep}} < 0.40$. In this case, as more external driving force is applied, the skyrmion has higher average velocities which helps it to lock at fewer directions. For $F_D = 0.75$, as shown in Fig. 13 (c), the $\theta_{\text{sk}} \approx -45^\circ$ is much reduced, only available at $0.50 < a_{\text{rep}} < 0.65$. For $a_{\text{rep}} > 0.65$ the skyrmion direction of motion tends to align along $\theta_{\text{sk}} \approx -50^\circ$. Meanwhile, for $F_D = 1.00$, shown in Fig. 13 (d), the skyrmion is even less influenced by the defects, changing from $\theta_{\text{sk}} \approx -60^\circ$ to $\approx -56^\circ$ due to larger a_{rep} .

Hence, defect size is a key parameter for steering skyrmion trajectories. Increasing the radius amplifies pinning or repulsive forces and expand directional locking phases, whereas smaller defects weaken these effects. Additionally, we expect that large and strong defects stabilize more locking directions. These findings chart a practical route to controlling skyrmion motion via coexisting attractive and repulsive defects.

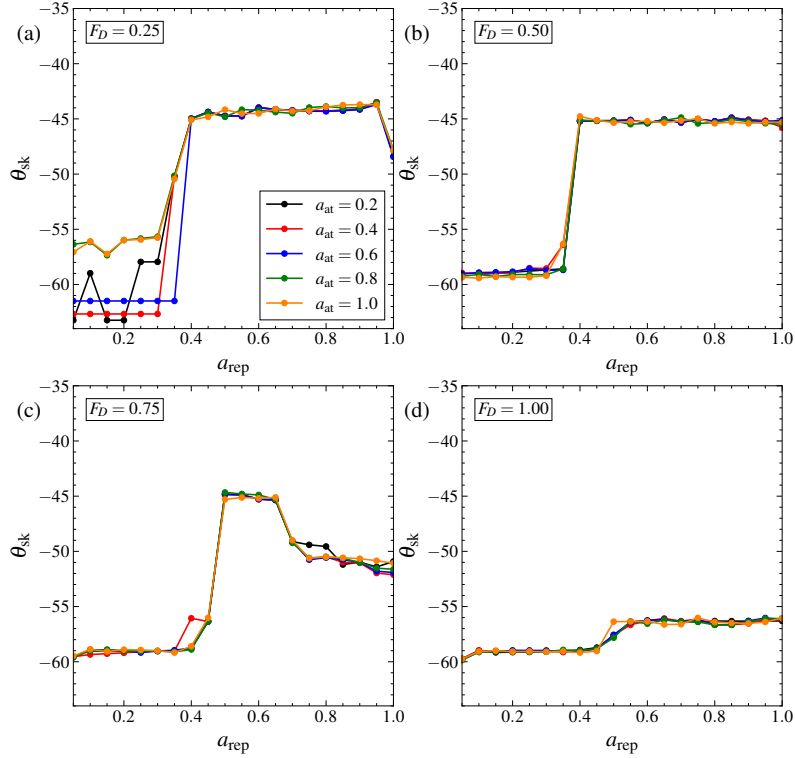


Figure 13: Skyrmin Hall angle, θ_{sk} as a function of the repulsive defect size a_{rep} for different attractive defect sizes a_{at} and driving force values: (a) $F_D = 0.25$, (b) $F_D = 0.50$, (c) $F_D = 0.75$, and (d) $F_D = 1.0$.

3.6 Discussion

Using particle-based simulations we showed that it is possible to control a single skyrmion direction of motion using a landscape composed of attractive and repulsive defects. We model the skyrmions following the model proposed by Lin *et al.* [46], where skyrmions are treated as point-like rigid bodies that cannot deform or change size; however, in real materials, skyrmions may deform, change size or be annihilated. These features can change the dynamics or give rise to new phenomena, which could be explored further using continuum-based simulations. Thermal fluctuations, neglected here, are likewise expected to modify the behavior, where thermal creep at low drives can shift depinning thresholds and phase boundaries, and fragile plateaus of small ΔF_D values may disappear at moderate temperatures. We expect the qualitative influence of mixed pinning to be robust across other pinning geometries, while the preferred locking directions reflect lattice symmetry. That is, in the square array considered here, the principal direction is 45° , whereas a triangular lattice should favor 30° and 60° .

3.7 Summary

In this work we have investigated the dynamics of a single skyrmion interacting with a square array of defects that coexists attractive and repulsive defects. The defect landscape produces directional locking at $\theta_{\text{sk}} = -45^\circ$ and flow near the intrinsic skyrmion Hall angle, in our case $\theta_{\text{sk}} \approx -60^\circ$. Unlike repulsive-only arrays, our system does not exhibit a $\theta_{\text{sk}} = 0^\circ$ step, as the alternation of pin types suppresses longitudinal locking. By tuning defect strengths, we control both the depinning threshold and the extent of the -45° locking step, where weaker attraction lowers the depinning force, whereas stronger repulsion stabilizes directional locking and broadens its force window. Thus, the set and width of accessible locking steps can be expanded or suppressed by appropriate strength choices. We also investigated defect size effects. At low drives the dynamics

is more sensitive to defect radii, enabling locking at $\theta_{\text{sk}} = -45^\circ$, -50° , -55° , or $\approx -59^\circ$ depending on parameters; at higher drives the motion converges toward $\theta_{\text{sk}}^{\text{int}}$. We hope our results bring new insights in using a combined mixture of defects that are attractive and repulsive to enable new possibilities to control the skyrmion motion in future spintronic devices.

This work was supported by the Brazilian agencies Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES, Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq, and Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo - FAPESP. L.B., N.P.V., and J.C.B.S acknowledge funding from FAPESP (Grants: 2024/21139-1, 2024/13248-5, and 2022/14053-8, respectively). We would like to thank FAPESP for providing the computational resources used in this work (Grant: 2024/02941-1).

Referências

- [1] A. Bogdanov and A. Hubert. Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 138(3):255–269, 1994.
- [2] A. N. Bogdanov and D. A. Yablonskii. Thermodynamically stable ‘vortices’ in magnetically ordered crystals. the mixed state of magnets. *Sov. Phys. JETP*, 68:178–182, 1989.
- [3] N. S. Kiselev, A. N. Bogdanov, R. Schäfer, and U. K. Rößler. J. phys. d: Appl. phys. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 44:392001, 2011.
- [4] J. Hagemeyer, N. Romming, K. von Bergmann, E. Y. Vedemenko, and R. Wiesendanger. Nat. commun. *Nat. Commun.*, 6:8455, 2015.
- [5] Shijiang Luo, Min Song, Xin Li, Yue Zhang, Jeongmin Hong, Xiaofei Yang, Xuecheng Zou, Nuo Xu, and Long You. Reconfigurable Skyrmion Logic Gates. *Nano Letters*, 18(2):1180–1184, February 2018.
- [6] Xichao Zhang, Motohiko Ezawa, and Yan Zhou. Magnetic skyrmion logic gates: conversion, duplication and merging of skyrmions. *Scientific Reports*, 5(1):9400, March 2015.
- [7] Jing Xia, Xichao Zhang, Xiaoxi Liu, Yan Zhou, and Motohiko Ezawa. Universal quantum computation based on nanoscale skyrmion helicity qubits in frustrated magnets. *Phys. Rev. Lett.*, 130:106701, Mar 2023.
- [8] Niklas Romming and et al. Writing and deleting single magnetic skyrmions. *Science*, 341:636–639, 2013.
- [9] Jiadong Zang, Maxim Mostovoy, Jung Hoon Han, and Naoto Nagaosa. Dynamics of Skyrmion Crystals in Metallic Thin Films. *Physical Review Letters*, 107(13):136804, 2011.
- [10] Karin Everschor-Sitte and Matthias Sitte. Real-space Berry phases: Skyrmion soccer (invited). *Journal of Applied Physics*, 115(17):172602, April 2014.
- [11] Wanjun Jiang, Xichao Zhang, Guoqiang Yu, Wei Zhang, Xiao Wang, M. Benjamin Jungfleisch, John E. Pearson, Xuemei Cheng, Olle Heinonen, Kang L. Wang, Yan Zhou, Axel Hoffmann, and Suzanne G. E. te Velthuis. Direct observation of the skyrmion Hall effect. *Nature Physics*, 13(2):162–169, 2017.
- [12] Kai Litzius, Ivan Lemesh, Benjamin Krüger, Pedram Bassirian, Lucas Caretta, Kornel Richter, Felix Büttner, Koji Sato, Oleg A. Tretiakov, Johannes Förster, Robert M. Reeve, Markus Weigand, Iuliia Bykova, Hermann Stoll, Gisela Schütz, Geoffrey S. D. Beach, and Mathias Kläui. Skyrmion Hall effect revealed by direct time-resolved X-ray microscopy. *Nature Physics*, 13(2):170–175, 2017.
- [13] Katharina Zeissler, Simone Finizio, Craig Barton, Alexandra J. Huxtable, Jamie Massey, Jörg Raabe, Alexandr V. Sadovnikov, Sergey A. Nikitov, Richard Brearton, Thorsten Hesjedal, Gerrit Laan, Mark C. Rosamond, Edmund H. Linfield, Gavin Burnell, and Christopher H. Marrows. Diameter-independent skyrmion Hall angle observed in chiral magnetic multilayers. *Nature Communications*, 11(1):1–11, January 2020.

- [14] Yue Zhang, Shijiang Luo, Baiqian Yan, Jun Ou-Yang, Xiaofei Yang, Shi Chen, Benpeng Zhu, and Long You. Magnetic skyrmions without the skyrmion Hall effect in a magnetic nanotrack with perpendicular anisotropy. *Nanoscale*, 9(29):10212–10218, July 2017.
- [15] Albert Fert, Nicolas Reyren, and Vincent Cros. Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications. *Nature Reviews Materials*, 2(7):17031, July 2017.
- [16] C. Reichhardt and C. J. O. Reichhardt. Collective Transport Properties of Driven Skyrmions with Random Disorder. *Physical Review Letters*, 114(21), 2015.
- [17] C. Reichhardt, C. J. O. Reichhardt, and M. V. Milošević. Statics and dynamics of skyrmions interacting with disorder and nanostructures. *Rev. Mod. Phys.*, 94:035005, 2022.
- [18] C. Reichhardt, D. Ray, and C. J. O. Reichhardt. Quantized transport for a skyrmion moving on a two-dimensional periodic substrate. *Physical Review B*, 91(10), 2015.
- [19] N. P. Vizarim, C. Reichhardt, C. J. O. Reichhardt, and P. A. Venegas. Skyrmion dynamics and topological sorting on periodic obstacle arrays. *New Journal of Physics*, 22(5):053025, 2020.
- [20] J. Feilhauer, S. Saha, J. Tobik, M. Zelent, L. J. Heyderman, and M. Mruczkiewicz. Controlled motion of skyrmions in a magnetic antidot lattice. *Physical Review B*, 102(18):184425, November 2020.
- [21] Dusan Stosic, Teresa B. Ludermir, and Milorad V. Milošević. Pinning of magnetic skyrmions in a monolayer Co film on Pt(111): Theoretical characterization and exemplified utilization. *Physical Review B*, 96(21), 2017.
- [22] C. Reichhardt and F. Nori. Phase Locking, Devil’s Staircases, Farey Trees, and Arnold Tongues in Driven Vortex Lattices with Periodic Pinning. *Physical Review Letters*, 82(2):414–417, January 1999.
- [23] T. Bohlein and C. Bechinger. Experimental Observation of Directional Locking and Dynamical Ordering of Colloidal Monolayers Driven across Quasiperiodic Substrates. *Physical Review Letters*, 109(5):058301, July 2012.
- [24] C. Reichhardt and C. J. Olson Reichhardt. Directional locking effects and dynamics for particles driven through a colloidal lattice. *Physical Review E*, 69(4):041405, April 2004.
- [25] A. Gopinathan and D. G. Grier. Statistically Locked-In Transport through Periodic Potential Landscapes. *Physical Review Letters*, 92(13):130602, April 2004.
- [26] B. Göbel and I. Mertig. Skyrmion ratchet propagation: utilizing the skyrmion Hall effect in AC racetrack storage devices. *Scientific Reports*, 11(1):3020, February 2021.
- [27] X. Ma, C. J. Olson Reichhardt, and C. Reichhardt. Reversible vector ratchets for skyrmion systems. *Physical Review B*, 95(10):104401, March 2017.
- [28] C. Reichhardt, D. Ray, and C. J. Olson Reichhardt. Magnus-induced ratchet effects for skyrmions interacting with asymmetric substrates. *New Journal of Physics*, 17(7):073034, July 2015.
- [29] J. C. Bellizotti Souza, N. P. Vizarim, C. J. O. Reichhardt, C. Reichhardt, and P. A. Venegas. Skyrmion ratchet in funnel geometries. *Physical Review B*, 104(5):054434, August 2021.
- [30] N. P. Vizarim, C. Reichhardt, P. A. Venegas, and C. J. O. Reichhardt. Guided skyrmion motion along pinning array interfaces. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 528:167710, June 2021.
- [31] C.-L. Zhang, J.-N. Wang, C.-K. Song, N. Mehmood, Z.-Z. Zeng, Y.-X. Ma, J.-B. Wang, and Q.-F. Liu. Edge-guided heart-shaped skyrmion. *Rare Metals*, 41(3):865–870, March 2022.
- [32] R. Yanes, F. Garcia-Sanchez, R. F. Luis, E. Martinez, V. Raposo, L. Torres, and L. Lopez-Diaz. Skyrmion motion induced by voltage-controlled in-plane strain gradients. *Applied Physics Letters*, 115(13):132401, September 2019.

- [33] S. L. Zhang, W. W. Wang, D. M. Burn, H. Peng, H. Berger, A. Bauer, C. Pfleiderer, G. van der Laan, and T. Hesjedal. Manipulation of skyrmion motion by magnetic field gradients. *Nature Communications*, 9(1):2115, May 2018.
- [34] A. Casiraghi, H. Corte-León, M. Vafaei, F. Garcia-Sanchez, G. Durin, M. Pasquale, G. Jakob, M. Kläui, and O. Kazakova. Individual skyrmion manipulation by local magnetic field gradients. *Communications Physics*, 2(1):1–9, November 2019.
- [35] K. Everschor, M. Garst, B. Binz, F. Jonietz, S. Mühlbauer, C. Pfleiderer, and A. Rosch. Rotating skyrmion lattices by spin torques and field or temperature gradients. *Physical Review B*, 86(5):054432, August 2012.
- [36] L. Kong and J. Zang. Dynamics of an Insulating Skyrmion under a Temperature Gradient. *Physical Review Letters*, 111(6):067203, August 2013.
- [37] Y. Wang, T. Shimada, J. Wang, T. Kitamura, and H. Hirakata. The rectilinear motion of the individual asymmetrical skyrmion driven by temperature gradients. *Acta Materialia*, 221:117383, December 2021.
- [38] I. Purnama, W. L. Gan, D. W. Wong, and W. S. Lew. Guided current-induced skyrmion motion in 1D potential well. *Scientific Reports*, 5(1):10620, May 2015.
- [39] R. Juge, K. Bairagi, K. G. Rana, J. Vogel, M. Sall, D. Mailly, V. T. Pham, Q. Zhang, N. Sisodia, M. Foerster, L. Aballe, M. Belmeguenai, Y. Roussigné, S. Auffret, L. D. Buda-Prejbeanu, G. Gaudin, D. Ravelosona, and O. Boulle. Helium Ions Put Magnetic Skyrmions on the Track. *Nano Letters*, 21(7):2989–2996, April 2021.
- [40] Lisa-Marie Kern, Bastian Pfau, Victor Deinhart, Michael Schneider, Christopher Klose, Kathinka Gerlinger, Steffen Wittrock, Dieter Engel, Ingo Will, Christian M. Günther, Rein Liefnerink, Johan H. Mentink, Sebastian Wintz, Markus Weigand, Meng-Jie Huang, Riccardo Battistelli, Daniel Metternich, Felix Büttner, Katja Höflich, and Stefan Eisebitt. Deterministic Generation and Guided Motion of Magnetic Skyrmions by Focused He⁺-Ion Irradiation. *Nano Letters*, 22(10):4028–4035, May 2022.
- [41] J. Leliaert, P. Gypens, M. V. Milošević, B. Van Waeyenberge, and J. Mulders. Coupling of the skyrmion velocity to its breathing mode in periodically notched nanotracks. *J. Phys. D*, 52(2):024003, November 2018.
- [42] D. Toscano, J. P. A. Mendonça, A. L. S. Miranda, C. I. L. de Araujo, F. Sato, P. Z. Coura, and S. A. Leonel. Suppression of the skyrmion Hall effect in planar nanomagnets by the magnetic properties engineering: Skyrmion transport on nanotracks with magnetic strips. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 504:166655, June 2020.
- [43] R. M. Menezes, J. F. S. Neto, C. C. de Souza Silva, and M. V. Milošević. Manipulation of magnetic skyrmions by superconducting vortices in ferromagnet-superconductor heterostructures. *Physical Review B*, 100(1):014431, 2019.
- [44] José F. Neto and Clécio C. de Souza Silva. Mesoscale Phase Separation of Skyrmion-Vortex Matter in Chiral-Magnet-Superconductor Heterostructures. *Physical Review Letters*, 128(5), 2022.
- [45] Yong-Jie Xie, Ang Qian, Bin He, Yu-Biao Wu, Sheng Wang, Bing Xu, Guoqiang Yu, Xiufeng Han, and X. G. Qiu. Visualization of Skyrmion-Superconducting Vortex Pairs in a Chiral-Magnet-Superconductor Heterostructure. *Physical Review Letters*, 133(16), 2024.
- [46] Shi-Zeng Lin, Charles Reichhardt, Cristian D. Batista, and Avadh Saxena. Particle model for skyrmions in metallic chiral magnets: Dynamics, pinning, and creep. *Physical Review B*, 87(21), June 2013.
- [47] Wolfgang B. Paul. Molecular dynamics simulation, elementary methods. By J. M. Haile, Wiley, Chichester 1992, 489 pp., hardcover, £ 47.50, ISBN 0-471-81966-2. *Advanced Materials*, 5(3):223–224, March 1993.
- [48] N. P. Vizarim, J. C. Bellizotti Souza, C. Reichhardt, C. J. O. Reichhardt, and P. A. Venegas. Directional locking and the influence of obstacle density on skyrmion dynamics in triangular and honeycomb arrays. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 33(30):305801, June 2021.

4 Considerações Finais

Neste trabalho, analisou-se a dinâmica de um skyrmion em um filme fino ferromagnético quiral submetido a uma rede periódica formada por defeitos atrativos e repulsivos. Utilizando um modelo de partícula rígida baseado na formulação de Thiele e na abordagem de Lin *et al.*[32], foi possível estudar como a força externa F_D e os parâmetros característicos da rede de defeitos influenciam a trajetória do skyrmion e o ângulo de Hall efetivo θ_{sk} .

Os resultados mostraram que a presença combinada de defeitos atrativos e repulsivos afeta de forma direta tanto o processo de *depinning* quanto os regimes dinâmicos subsequentes. A diminuição da intensidade atrativa reduz o valor crítico de F_D necessário para o skyrmion deixar o estado aprisionado, enquanto o aumento da intensidade repulsiva estabiliza o regime de *directional locking* em $\theta_{sk} \approx -45^\circ$, ampliando o intervalo de força no qual esse comportamento permanece. Para valores mais altos de F_D , observou-se que a dinâmica tende ao ângulo intrínseco de Hall do skyrmion, $\theta_{sk} \approx -60^\circ$, indicando que, nessa região, o termo de Magnus domina a resposta e a influência do *pinning* torna-se secundária.

Também foi verificado que o raio efetivo dos defeitos constitui um parâmetro adicional de controle da dinâmica. A variação do tamanho dos centros de *pinning* permitiu identificar regimes característicos associados a diferentes valores de θ_{sk} , incluindo trajetórias médias próximas de -45° , -50° , -55° e -59° . Esses resultados indicam que a engenharia geométrica da paisagem de defeitos pode ser utilizada como um mecanismo eficiente para modular a direção e a resposta Hall efetiva do skyrmion, o que é relevante no contexto de dispositivos spintrônicos.

Trabalhos futuros podem incluir efeitos térmicos de forma explícita, buscando compreender como flutuações térmicas modificam o *depinning* e a estabilidade das fases de *directional locking*. Além disso, uma extensão importante consiste em considerar a interação entre múltiplos skyrmions, permitindo o estudo de efeitos coletivos, como repulsão entre skyrmions, reorganização dinâmica e possíveis transições estruturais da rede de skyrmions em presença da rede mistas de *pinning*. Esses desdobramentos podem revelar novos regimes de transporte coletivo que ainda não foram plenamente explorados e que são relevantes para aplicações em memória e lógica baseadas em texturas magnéticas topológicas.

5 Referências

- [1] Seki, S.; Mochizuki, M. *Skyrmions in Magnetic Materials*. Cham: Springer International Publishing, 2016.
- [2] Skyrme, T. H. R. A non-linear field theory. *Proc. R. Soc. Lond. A*, v. 260, n. 1300, p. 127–138. fev. 1961. DOI: 10.1098/rspa.1961.0018.
- [3] Skyrme, T. H. R. A unified field theory of mesons and baryons. *Nuclear Physics*, vol. 31, p. 556–569. mar. 1962. DOI: 10.1016/0029-5582(62)90775-7.
- [4] Cheong, S.-W.; Mostovoy, M. Multiferroics: a magnetic twist for ferroelectricity. *Nature Mater*, vol. 6, no 1, p. 13–20, jan. 2007, DOI: 10.1038/nmat1804.
- [5] Muhlbauer, S. et al. Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet. *Science*, vol. 323, no 5916, p. 915–919, fev. 2009, DOI: 10.1126/science.1166767.
- [6] Pfleiderer, C. et al. Skyrmion lattices in metallic and semiconducting B20 transition metal compounds. *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 22, no 16, p. 164207, abr. 2010, DOI: 10.1088/0953-8984/22/16/164207.
- [7] Yu, X. Z. et al. Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal. *Nature*, vol. 465, no 7300, p. 901–904, jun. 2010, DOI: 10.1038/nature09124.
- [8] Abolfath, M. et al. Critical comparison of classical field theory and microscopic wave functions for skyrmions in quantum Hall ferromagnets. *Phys. Rev. B*, vol. 56, no 11, p. 6795–6804, set. 1997, DOI: 10.1103/PhysRevB.56.6795.
- [9] Sondhi, S. L. et al. Skyrmions and the crossover from the integer to fractional quantum Hall effect at small Zeeman energies. *Phys. Rev. B*, vol. 47, no 24, p. 16419–16426, jun. 1993, DOI: 10.1103/PhysRevB.47.16419.
- [10] Raic̃ević, I. et al. Skyrmions in a Doped Antiferromagnet. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 106, no 22, p. 227206, jun. 2011, DOI: 10.1103/PhysRevLett.106.227206.
- [11] Heinze, S. et al. Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions. *Nature Phys*, vol. 7, no 9, p. 713–718, set. 2011, DOI: 10.1038/nphys2045.
- [12] Wright, D. C.; Mermin, N. D. Crystalline liquids: the blue phases. *Rev. Mod. Phys.*, vol. 61, no 2, p. 385–432, abr. 1989, DOI: 10.1103/RevModPhys.61.385.
- [13] Ho, T.-L. Spinor Bose Condensates in Optical Traps. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 81, no 4, p. 4, 1998.
- [14] J. Iwasaki, M. Mochizuki, and N. Nagaosa, Universal Current-Velocity Relation of Skyrmion Motion in Chiral Magnets, *Nat. Commun.* 4, ncomms2442 (2013).
- [15] N. Nagaosa and Y. Tokura, Topological Properties and Dynamics of Magnetic Skyrmions, *Nat. Nanotechnol.* 8, 12 (2013).
- [16] Bogdanov, A.; Hubert, A. Thermodynamically stable magnetic vortex states in magnetic crystals. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 138, no 3, p. 255–269, dez. 1994, DOI: 10.1016/0304-8853(94)90046-9.
- [17] Bogdanov, A. N.; Yablonskii, D. A. Thermodynamically stable ‘vortices’ in magnetically ordered crystals. The mixed state of magnets. *Sov. Phys. JETP*. v. 68, p. 178-182. jan. 1989.
- [18] X. Z. Yu, Y. Onose, N. Kanazawa, J. H. Park, J. H. Han, Y. Matsui, N. Nagaosa, and Y. Tokura, RealSpace Observation of a Two-Dimensional Skyrmion Crystal, *Nature* 465, 901 (2010).
- [19] Fert, A.; Cros, V.; Sampaio, J. Skyrmions on the track. *Nature Nanotech*, vol. 8, no 3, p.

152–156, mar. 2013, DOI: 10.1038/nnano.2013.29.

[20] Y. Kang et al., *Proc. IEEE*, 104, 1–22 (2016).

[21] M. Kuepferling, A. Casiraghi, G. Soares, G. Durin, F. Garcia-Sanchez, L. Chen, C. H. Back, C. H. Marrows, S. Tacchi e G. Carlotti, “Measuring interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in ultrathin magnetic films”, *Reviews of Modern Physics* 95, 015003 (2023).

[22] T. Schulz, R. Ritz, A. Bauer, M. Halder, M. Wagner, C. Franz, C. Pfeleiderer, K. Everschor, M. Garst, and A. Rosch, Emergent Electrodynamics of Skyrmions in a Chiral Magnet, *Nat. Phys.* 8, 301 (2012)

[23] T. Schulz, R. Ritz, A. Bauer, M. Halder, M. Wagner, C. Franz, C. Pfeleiderer, K. Everschor, M. Garst, and A. Rosch, Emergent Electrodynamics of Skyrmions in a Chiral Magnet, *Nat. Phys.* 8, 301-302 (2012).

[24] S.-Z. Lin, C. Reichhardt, C. D. Batista, and A. Saxena, Driven Skyrmions and Dynamical Transitions in Chiral Magnets, *Phys. Rev. Lett.* 110, 207202 (2013)

[25] J. C. Slonczewski, Current-Driven Excitation of Magnetic Multilayers, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 159, L1 (1996).

[26] K. Everschor-Sitte, J. Masell, R. M. Reeve, and M. Kläui, *Perspective: Magnetic Skyrmions—Overview of Recent Progress in an Active Research Field*, *Journal of Applied Physics* **124**, 240901 (2018).

[27] N. Nagaosa and Y. Tokura, Topological Properties and Dynamics of Magnetic Skyrmions, *Nat. Nanotechnol.* 8, 12 (2013).

[28] C. Reichhardt, C. J. O. Reichhardt, and M. V. Milošević, Statics and Dynamics of Skyrmions Interacting with Disorder and Nanostructures, *Rev. Mod. Phys.* 94, 035005 (2022).

[29] Gao, S., Rosales, H.D., Gómez Albarracín, F.A., et al. Fractional antiferromagnetic skyrmion lattice induced by anisotropic couplings. *Nature* 586, 37–41 (2020). <https://doi.org/10.1038/s41586-020-2716-8>

[30] Zhang, X. et al. All-magnetic control of skyrmions in nanowires by a spin wave. *Nanotechnology*, vol. 26, no 22, p. 225701, jun. 2015, DOI: 10.1088/0957-4484/26/22/225701.

[31] Thiele, A. A. Steady-State Motion of Magnetic Domains. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 30, no 6, p. 230–233, fev. 1973, DOI: 10.1103/PhysRevLett.30.230.

[32] Lin, S.-Z. et al. Particle model for skyrmions in metallic chiral magnets: Dynamics, pinning, and creep. *Phys. Rev. B*, vol. 87, no 21, p. 214419, jun. 2013, DOI: 10.1103/PhysRevB.87.214419.

[33] Reichhardt, C.; Ray, D.; Reichhardt, C. J. O. Collective Transport Properties of Driven Skyrmions with Random Disorder. *Phys. Rev. Lett.* v. 114, maio 2015. DOI: 10.1103/PhysRevLett.114.217202

[34] Haile, J. M. et al. *Molecular Dynamics Simulation: Elementary Methods*. p. 2.

6 Documentos comprobatórios

6.1 Submissão de artigo

Page 1

From: "Journal of Physics: Condensed Matter" <onbehalf@manuscriptcentral.com>
To: lucas.basseto@unesp.br
nvizarim@ifi.unicamp.br
nicolasvizarim@gmail.com
jcbSouza@dac.unicamp.br
pablo.venegas@unesp.br
Date: 10/20/2025 10:22:33 AM
Subject: Your submission to J. Phys.: Condens. Matter: JPCM-125646

Dear Dr Vizarim,

Re: Skyrmion behavior in attractive-repulsive square array of pinning centers

Manuscript reference: JPCM-125646

Thank you for submitting your Paper to Journal of Physics: Condensed Matter.

The reference number for your manuscript is JPCM-125646. Please quote this whenever you contact us about the manuscript.

To track the progress of your article, please visit our [Publishing Support website](#) and enter your manuscript ID as directed. If you use [WeChat](#), you can go to the article tracking service in the official IOP Publishing WeChat account.

Using your Author Centre

You can log into your Author Centre at <https://mc04.manuscriptcentral.com/jpcm-iop>. Once you are signed in, you will be able to:

- Follow the progress of your manuscript
- Read the reviewer reports
- Send us your electronic files

Important publishing information

At Journal of Physics: Condensed Matter, we make manuscripts available to readers on the journal website within 24 hours of acceptance.

This means that, unless you have opted out, the accepted version of your manuscript will be visible before it is proofread and formatted to our house style.

If you are planning any press activity or you are engaging in any IP or patent application, you may prefer your work not to be published immediately.

If this is the case, and you have not already opted out during the submission process, please let us know as soon as possible.

Yours sincerely,

On behalf of:

Journal of Physics : Condensed Matter

Editor-in-Chief: Peter A Dowben

iopscience.org/jpcm

10/27/2025

6.2 Autorização dos coautores para utilização de artigo em um TCC



Autorização dos coautores para utilização de artigo como Trabalho de Conclusão de Curso

Eu, Lucas Basseto, aluno do curso de Bacharelado de Física de Materiais da Faculdade de Ciências da Unesp de Bauru, venho por meio deste documento, solicitar a autorização para utilizar o artigo científico intitulado "Skyrmion behavior in attractive-repulsive square array of pinning centers", do qual sou autor, como base para meu Trabalho de Conclusão de Curso (TCC).

- Título: Skyrmion behavior in attractive-repulsive square array of pinning centers.

- Autores: L. Basseto, N. P. Vizirim, J. C. Bellizotti Souza e P. A. Venegas

Declaro que o uso deste artigo respeitará os créditos devido a todos os coautores, mantendo a integridade do conteúdo original e assegurando eu qualquer modificação necessária será previamente alinhada com os envolvidos, se aplicável.

Solicito, portanto, a anuência formal dos coautores, mediante assinatura abaixo, para que o artigo seja utilizado como parte do meu TCC, conforme diretrizes acadêmicas da Faculdade de Ciências da Unesp, câmpus Bauru.

Documento assinado digitalmente
 **PABLO ANTONIO VENEGAS URENDA**
Data: 25/11/2025 17:33:41-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

X

Prof. Dr. Pablo Antonio Venegas Urenda

Documento assinado digitalmente
 **NICOLAS PORTO VIZARIM**
Data: 25/11/2025 17:27:07-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

X

Dr. Nicolas Porto Vizirim

Documento assinado digitalmente
 **JOSE CARLOS BELLIZOTTI SOUZA**
Data: 25/11/2025 18:09:12-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

X

MSc. José Carlos Bellizotti Souza