



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE VIÇOSA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA**

***Cristais de skyrmions antiferromagnéticos bidimensionais
em um campo magnético staggered***

Antonio Mendes França Neto – 93745
Prof. Afrânio Rodrigues Pereira (Orientador)


**Viçosa – Minas Gerais – Brasil
Dezembro – 2023**

Antonio Mendes França Neto


*Cristais de skyrmions antiferromagnéticos
bidimensionais em um campo magnético staggered*

Monografia apresentada ao Departamento de Física da Universidade Federal de Viçosa como parte das exigências para a Conclusão da Disciplina Monografia II (FIS 497).


Aprovada: 19 de dezembro de 2023

Documento assinado digitalmente
 **AFRANIO RODRIGUES PEREIRA**
Data: 19/12/2023 18:03:16-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>


Afrânio Rodrigues Pereira
Orientador

Documento assinado digitalmente
 **LAZARO SOUZA LIMA**
Data: 19/12/2023 15:14:05-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Lázaro Souza Lima
Examinador

Documento assinado digitalmente
 **WINDER ALEXANDER DE MOURA MELO**
Data: 19/12/2023 18:27:19-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Winder Alexander de Moura Melo
Examinador

Documento assinado digitalmente
 **ANDREZA GERMANA DA SILVA SUBTIL**
Data: 18/12/2023 05:33:15-0300
Verifique em <https://validar.iti.gov.br>

Andreza Germana da Silva Subtil
Coordenadora da FIS 497

Resumo

Cristais de skyrmions antiferromagnéticos bidimensionais em um campo magnético staggered

As propriedades magnéticas de sistemas de spins em diferentes arranjos geométricos têm atraído muita atenção dos físicos por causa dos diversos comportamentos que eles podem causar nas excitações, incluindo as excitações topológicas. Dentre as peculiaridades provenientes das geometrias e interações de diferentes tipos de arranjos de spins, têm-se os fenômenos de fracionalização e fenômenos de excitações que culminam no surgimento quase-partículas como holons, spinons, magnons, skyrmions, entre outros. Os skyrmions, quase-partículas topologicamente estáveis, têm desempenhado um papel significativo em diversas áreas da física devido às promissoras aplicações destes objetos em novas tecnologias, tais como spintrônica e skyrmiônica. Nesse sentido, este trabalho tem como objetivo mostrar como um cristal de skyrmion antiferromagnético bidimensional pode ser induzido em uma rede quadrada de spins a partir da incorporação de um campo magnético staggered (escalonado). Ao longo do nosso trabalho foram discutidas as principais características destes cristais de skyrmions antiferromagnéticos, tais como distribuições de skyrmions ordenadas (em sistemas puros) e desordenadas (em sistemas com defeitos na rede). Analisamos também como a presença de dois diferentes tipos de defeitos interferem na produção do cristal de skyrmion AFM. Como principal resultado, demonstramos que a presença do campo magnético staggered permitiu o aparecimento do cristal de skyrmion bidimensional antiferromagnético na rede quadrada de spins. Observamos também que a concentração de vacâncias na rede de spins favorece, para o caso desordenado, a ligação entre skyrmions, suas deformações e mesmo o aparecimento de bimeros. Como perspectivas futuras tem-se a investigação de novas propriedades associadas ao cristal de skyrmions antiferromagnéticos bidimensionais.

Antonio Mendes França Neto
Estudante

Afranio Rodrigues Pereira
Orientador

Novembro de 2023

Conteúdo

1	Introdução	1
2	Objetivos	2
3	Conceitos Teóricos	2
3.1	Quase-partículas na matéria condensada	2
3.2	Interação de troca	3
3.3	Hamiltoniana de Heisenberg	6
3.4	Interação de troca anisotrópica	6
3.5	Modelo sigma-não-linear	7
4	Skyrmions	8
4.1	Soluções topológicas no ferromagneto de Heisenberg bidimensional	8
4.2	Soluções no antiferromagneto	13
4.3	Cristais de skyrmions antiferromagnéticos em um campo magnético escalonado	14
5	Resultados e discussões	16
6	Conclusões e perspectivas	24
7	Bibliografia	25

1 Introdução

O estudo de sistemas de muitos corpos em baixas dimensionalidades que se encontram em estados condensados é de grande importância a medida que determinados fenômenos, resultantes do coletivo dos constituintes do material, só podem ser observados em sistemas com condições muito específicas.

Um bom exemplo são os spin ices (gelos de spin), materiais cujos spins estão dispostos respeitando a chamada "regra do gelo", devido às frustrações geométricas presentes em sua estrutura cristalina, de modo que uma violação desta regra conferiria ao material propriedades magnéticas semelhantes a de um monopolo magnético.

Dentre as peculiaridades provenientes das interações de diferentes tipos de arranjos de spins, têm-se os fenômenos de fracionalização e emergência de excitações que culminam no surgimento de quasi-partículas como holons, spinons, magnons, skyrmions e entre outros.

Os skyrmions foram descritos pela primeira vez por Tony Skyrme em suas publicações nos anos de 1958-1962, enquanto ainda era membro do Britain's Atomic Energy Research Establishment (AERE), porém o tema foi atrair mais visibilidade em 1983 quando Ed Witten mostrou como a teoria de campo não-linear do Skyrme poderia ser entendida como uma aproximação da teoria das interações fortes, com os sólitons mesônicos descritos por Skyrme desempenhando o papel dos bárions [1].

Skyrmions são soluções estáticas com energia finita do tipo solitons, ondas solitárias que se propagam indefinidamente em meios dispersivos e não-lineares sem perder sua forma e energia, do modelo sigma não-linear em duas dimensões. Estas soluções são de grande importância para descrever as propriedades estáticas e dinâmicas dos ferromagnetos e antiferromagnetos bidimensionais.

Esta natureza topológica dos magnetos de Heisenberg clássicos foi estudada por Belavin e Polyakov [2], que argumentaram que a invariância de escala do modelo permitia ao skyrmion ter uma dimensão arbitrariamente grande em baixas temperaturas, podendo ocupar todo o espaço sendo uma pseudo-partículas cujos spins apontariam em todas as possíveis direções, porém qualquer temperatura finita T poderia acabar com esta ordem de longo alcance.

A carga topológica caracteriza, topologicamente, cada setor por um número Q descrito por

$$Q = \frac{1}{8\pi} \int g_{\mu\nu} \vec{\varphi} \cdot (\partial_\mu \vec{\varphi} \times \partial_\nu \vec{\varphi}) d^2x. \quad (1)$$

sendo $g_{\mu\nu}$ a métrica do sistema e $\vec{\varphi}$ o vetor relacionado aos spins da rede.

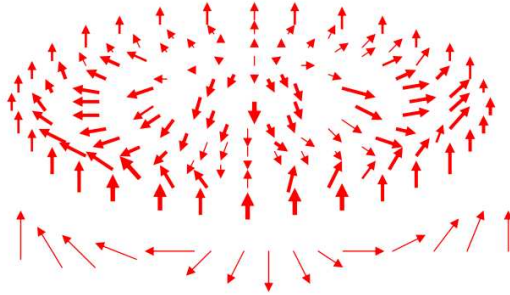


Figura 1: Superior: Representação de um skyrmion de carga topológica unitária em um ferromagneto bidimensional. Inferior: Cadeia linear de spins, que ao ser rotacionada em 180° resulta na configuração do skyrmion [3] .

A Figura 1 representa uma configuração típica de um skyrmion com carga topológica unitária. Perceba que o centro apresenta um ordenamento local dos spins que é antiparalela à direção dos spins presentes na região da borda.

2 Objetivos

Este trabalho tem como objetivo analisar a influência que um campo magnético externo escalonado tem na nucleação de skyrmions em um material antiferromagnético e como a presença de dois diferentes tipos de defeitos interferem na produção do cristal de skyrmion AFM. Ademais, analisaremos também a dinâmica do cristal de skyrmions AFM em uma racetrack híbrida, sistema composto por duas regiões (a região 1 considera a aplicação do campo magnético stargerred, enquanto a região 2 apresenta apenas a anisotropia de eixo-fácil k_z). Foi também realizada uma revisão teórica dos conceitos fundamentais para a descrição do modelo sigma não-linear e obtenção das soluções do tipo skyrmions de Belavin-Polyakov no ferromagneto de Heisenberg bidimensional.

3 Conceitos Teóricos

3.1 Quase-partículas na matéria condensada

A física da matéria condensada têm como objetivo o estudo do comportamento de sistemas de muitos corpos que se encontram em estados condensados. É usual, nesta área de pesquisa, o tratamento de sistemas magnéticos como vários pequenos vácuos, alguns deles são: o vácuo ferromagnético,

líquido de spin etc. Esses sistemas magnéticos, normalmente, possuem simetria $SO(2)$ e são descritos pela hamiltoniana de Heisenberg.

Quando analisamos, por exemplo, o vácuo ferromagnético no estado fundamental, em que todos os spins estão alinhados em determinada direção, percebemos que excitações de mais baixas energias sobre esse vácuo podem se propagar pelo sistema como, por exemplo, ondas de spin, que carregarão momento e energia, de modo que desempenharão um papel semelhante aos campos de calibre (fótons, glúons etc) já que essas ondas de spin, também conhecida como mágnons, possuem massa nula. Excitações não lineares neste vácuo também podem dar origem a ondas que se propagarão como sólitons, ondas que se propagam indefinidamente em meios dispersivos sem perder sua forma e energia, podendo esses carregar propriedades como momento, carga, spin, massa, carga topológica, dentre outras. Chamaremos de quase-partículas essas excitações de baixas energias que resultarão em estados bem definidos com propriedades físicas características, de modo que possam ser consideradas como partículas fundamentais deste sistema.

O estudo de diferentes sistemas na matéria condensada é muito interessante e peculiar já que é possível estudar propriedades de pseudo-partículas emergentes que só existem devido à determinada configuração do sistema, resultado da coletividade da interação de determinado vácuo sob condições específicas.

3.2 Interação de troca

Como vimos na seção anterior, a interatividade entre os entes físicos presentes na matéria são responsáveis pelas propriedades observadas neste. Nesta seção analisaremos a influência que a interação de troca entre os spins têm na energia total do sistema magnético.

Sabe-se que o campo magnético efetivo de dipolo gerado por um elétron está associado ao momento angular intrínseco de spin \vec{S} . Os dipolos não interagem entre si apenas através de seus campos magnéticos, mas também via um processo conhecido como interação de troca. Tal interação direta de troca está relacionada a sobreposição das funções de onda de íons presentes em sítios relativamente próximos na rede. Uma característica peculiar desta interação que ocorre entre elétrons é descrito pelo princípio de exclusão de Wolfgang Pauli, em que dois férmions, partículas com spin semi-inteiro, não podem estar no mesmo estado quântico. Neste caso para que dois elétrons numa mesma orbita quântica se sobreponham é necessário que as funções de onda sejam antissimétricas.

Esta interação causa uma variação na energia do par de elétrons, que dependerá de seus relativos alinhamentos. Tal variação é perceptível quando

analisamos os efeitos que os spins tem na função de onda total que descreve o par de elétrons $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$, sendo \vec{r}_1 e \vec{r}_2 as posições relativas das partículas, sem diferenciar qual posição corresponde a algum elétron em específico.

Podendo escrever $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ como sendo produto de uma função espacial $\psi(\vec{r})$ e uma função de spin $\chi(\vec{s}_n)$, tem-se que para o par de elétrons existem quatro combinações de estados de spin-1/2 que resultarão em um spin total igual a zero ou um. Três dessas combinações descreverão o estado tripleto de spin, $s^z = -1, 0, +1$, dadas pelas seguintes equações :

$$\chi_{triplet}^{+1} = \chi_+(\vec{s}_1)\chi_+(\vec{s}_2) \quad (2)$$

$$\chi_{triplet}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}[\chi_+(\vec{s}_1)\chi_-(\vec{s}_2) + \chi_-(\vec{s}_1)\chi_+(\vec{s}_2)] \quad (3)$$

$$\chi_{triplet}^{-1} = \chi_-(\vec{s}_1)\chi_-(\vec{s}_2) \quad (4)$$

Nota-se uma simetria nas equações para diferentes valores de s^z , que é interpretado como sendo estados de spin paralelos. Já para o spin-0, $s^z = 0$, que é descrito pelo estado sigleto (eq. 5), nota-se uma anti-simetria, analogamente sugerindo um anti-paralelismo entre os estados de spin.

$$\chi_{singlet}^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}[\chi_+(\vec{s}_1)\chi_-(\vec{s}_2) - \chi_-(\vec{s}_1)\chi_+(\vec{s}_2)] \quad (5)$$

Assim como a função relacionada ao spin, a função espacial também vai mostrar uma determinada simetria, e esta influenciará a análise da função de onda total. Suponha a função espacial ψ como sendo aproximadamente o produto das funções espaciais dos dois elétrons. Tem-se, portanto, as seguintes possibilidades

$$\psi \sim \psi_1(\vec{r}_1)\psi_2(\vec{r}_2), \psi_1(\vec{r}_2)\psi_2(\vec{r}_1) \quad (6)$$

Conclui-se que ψ será combinação linear das duas combinações, tal que a combinação simétrica (eq. 7) e anti-simétrica (eq. 8) se diferenciaram pela troca do sinal.

$$\psi_{sim}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_1(\vec{r}_1)\psi_2(\vec{r}_2) + \psi_1(\vec{r}_2)\psi_2(\vec{r}_1)] \quad (7)$$

$$\psi_{ant}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_1(\vec{r}_1)\psi_2(\vec{r}_2) - \psi_1(\vec{r}_2)\psi_2(\vec{r}_1)] \quad (8)$$

$$\psi_\alpha(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \frac{1}{\sqrt{2}}[\psi_1(\vec{r}_1)\psi_2(\vec{r}_2) + \alpha\psi_1(\vec{r}_2)\psi_2(\vec{r}_1)] \quad (9)$$

A equação (9) é a função espacial com o parâmetro α , sendo simétrica quando $\alpha = 1$ e anti-simétrica para $\alpha = -1$. Note que as densidades de probabilidade para essas funções são as mesmas, o que mostra que a combinação simétrica e a anti-simétrica possuem as mesmas distribuições de probabilidade, o que torna este efeito não fisicamente observável.

Fazendo uma análise da simetria da função de onda total Ψ , tem-se que, já que esta é o produto da função espacial e da função de spin é possível obter uma função de onda anti-simétrica com spin-0 combinando a função espacial simétrica junto ao estado singleto de spin (eq. 10) e um anti-simétrico com spin-1 combinando a função simétrica com o estado tripleto eq. (11).

$$\Psi_0 = \psi_{sim}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)\chi_{singlet}^0 \quad (10)$$

$$\Psi_1 = \psi_{ant}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)\chi_{triplet}^{s^z} \quad (11)$$

A hamiltonia que descreverá o sistema será a soma das hamiltonianas de cada elétron ($H_1(\vec{r}_1), H_2(\vec{r}_2)$) junto da hamiltoniana que descreverá a interação entre os elétrons $H_{int}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$. Portanto a energia do sistema será descrita como sendo o valor esperado para ambos os estados (eq. 10) e (eq. 11).

$$E = \langle H \rangle = \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \Psi_\alpha^*(\vec{r}_1, \vec{r}_2) H \Psi_\alpha(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \quad (12)$$

Desenvolvendo a equação (eq. 12) temos o seguinte resultado:

$$\begin{aligned} E = \langle H \rangle &= \int d\vec{r}_1 \psi_1^*(\vec{r}_1) H_1 \psi_1(\vec{r}_1) + \int d\vec{r}_2 \psi_2^*(\vec{r}_2) H_2 \psi_2(\vec{r}_2) \\ &+ \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \psi_1^*(\vec{r}_1) \psi_2^*(\vec{r}_2) H_{int}(\psi_1(\vec{r}_1) \psi_2(\vec{r}_2)) \\ &+ \alpha \int d\vec{r}_1 \int d\vec{r}_2 \psi_1^*(\vec{r}_1) \psi_2^*(\vec{r}_2) H_{int}(\psi_1(\vec{r}_2) \psi_2(\vec{r}_1)) \end{aligned} \quad (13)$$

Os dois primeiros termos da equação (13) se referem as energias dos próprios estados dos elétrons, já o terceiro termo é chamado de termo direto, pelo fato de não haver uma mudança de ψ_1 e ψ_2 depois da interação. O último termo é chamado de termo de troca, justamente por essa troca que

ocorre de \vec{r} na descrição dos ψ 's. Perceba, também, que as funções de spin não aparecem explicitamente na descrição da energia do sistema.

Essa descrição para a energia de um sistema de interação costuma aparecer em uma forma simplificada, eq. (14), em que Q denota a integral do termo direto e J a integral do termo de troca.

$$E = E_1 + E_2 + Q\vec{S}^2 + \frac{1}{2}\alpha J\vec{S}^2 \quad (14)$$

Lembrando que essa descrição da energia está em função de α , ou seja, existe uma diferença entre a energia do estado simétrico ($\alpha = +1$) para o anti-simétrico ($\alpha = -1$). A energia se difere na energia de troca por um fator de

$$\Delta E_{troca} = J\vec{S}^2, \quad (15)$$

com ΔE_{troca} maior para o estado singleto, se J for positivo, o que mostra que a orientação relativa dos spins influenciam a energia do sistema. Discutiremos o significado físico do sinal da constante de acoplamento J logo abaixo.

3.3 Hamiltoniana de Heisenberg

A descrição da hamiltoniana de Heisenberg de um sistema tem como finalidade descrever a energia envolvida na dinâmica deste, no caso da interação entre os elétrons a hamiltoniana descreverá o processo de troca entre os pares de spins. A equação descrita pela equação (16) mostra a forma isotrópica da hamiltoniana. A presença do sinal negativo refere-se a tendência dos spins de se alinharem.

$$H_{troca} = - \sum_{i,j} J_{i,j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (16)$$

É possível fazer uma análise do tipo de material dependendo do sinal da integral de troca J . Um material com $J > 0$ é um material ferromagnético, cujos spins estarão alinhados paralelamente no estado fundamental, enquanto que para um material antiferromagnético o $J < 0$, de modo que os spins estarão alinhados anti-paralelamente no estado fundamental.

3.4 Interação de troca anisotrópica

Uma descrição mais geral da hamiltoniana de trocas, tendo como base a hamiltoniana de Heisenberg, considera diferentes constantes de acoplamento

J para diferentes direções. A equação (17) representa a hamiltoniana com as anisotropias presentes no sistema.

$$H_{troca} = - \sum_{i,j} (J_{i,j}^x S_i^x S_j^x + J_{i,j}^y S_i^y S_j^y + J_{i,j}^z S_i^z S_j^z) \quad (17)$$

Diferentes geometrias apresentaram diferentes propriedades de interação o que levarão à diferentes propriedades magnéticas. Tome como exemplo um material cuja estrutura é composta por camadas. Os íons presentes em uma mesma camada apresentarão interações mais intensas quando comparadas as interações entre os íons de diferentes camadas, de modo que cada camada se comportará como independente, quase como um material bidimensional.

O modelo de Heisenberg será obtido considerando a mesma constante de acoplamento para as diferentes direções, as três direções espaciais do spin respeitando a condição $S^2 = (S^x)^2 + (S^y)^2 + (S^z)^2$, e apenas duas dimensões espaciais (eq. 18).

$$H = -J \sum_{i,j} (S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y + S_i^z S_j^z) \quad (18)$$

3.5 Modelo sigma-não-linear

Analisando o estado fundamental do modelo de Heisenberg isotrópico bidimensional, eq. (16), em que todos os spins estão alinhados paralela ou anti-paralelamente, a Figura 2 exemplifica o estado fundamental de um material ferromagnético, percebe-se uma invariância rotacional no modelo, de modo que este pode ser descrito como continuamente degenerado sob uma rotação global dos spins. Aumentando a temperatura do sistema, ainda considerando regimes de baixas temperaturas, os spins começam a apresentar pequenas flutuações em relação aos spins vizinhos, formando modos de excitação que se propagam pelo sistemas, tendendo a restaurar a simetria existente no sistema. Esses modos de excitações térmicas, também conhecidas como modos de Goldstone ou magnons, em baixas dimensões ($dim \leq 2$) causam uma destruição da ordem de longo alcance do sistema, já que ocorre uma divergência nas flutuações do campo do sistema de spins. Esta quebra espontânea de simetria contínua de um sistema com interação de curto alcance em regimes de baixas temperaturas e com baixas dimensões foi descrita por Mermin-Wagner [4] e se aplica, não somente para sistemas magnéticos, mas para quaisquer sistema que apresente simetria contínua e que, em temperaturas finitas, não tenha ordem de longo alcance.

O modelo de Heisenberg em baixas dimensões não possui ordem de longo alcance, em qualquer temperatura finita, portanto, para analisarmos as excitações em regimes em baixas energias vamos considerar como pequenas as flutuações entre os spins em sítios vizinhos. Podemos então reescrever a eq.(16) como :

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \left(1 - \frac{(\vec{S}_i - \vec{S}_j)^2}{2} \right) \quad (19)$$

Como as flutuações são pequenas e o sistema não exibe ordem de longo alcance, como descrito anteriormente, podemos substituir a diferença presente no lado direito da equação (19) por um gradiente, obtendo assim, no limite contínuo, a seguinte expressão:

$$H_\sigma = \frac{J}{2} \int d^2x (\nabla \vec{S})^2, \quad (20)$$

sendo esse o modelo sigma-não-linear $O(3)$, em que \vec{S} é um campo vetorial tridimensional, $\vec{S} = (S_x, S_y, S_z)$, sujeito ao vínculo $\vec{S} \cdot \vec{S} = 1$. Tanto a hamiltoniana quanto o vínculo são invariantes sob rotações globais $O(3)$ no espaço interno tridimensional do sistema. O modelo também é invariante de escala.

4 Skymions

4.1 Soluções topológicas no ferromagneto de Heisenberg bidimensional

Com o objetivo de obter as soluções topológicas para o modelo sigma-não-linear que descreverão as excitações estáticas do tipo skyrmions no ferromagneto de Heisenberg em duas dimensões, consideraremos sistemas de baixas energias e temperaturas, de modo que o magneto se encontre em seu estado fundamental, apresentando um ordenamento em sua configuração de spins (Figura 2). Assumiremos também uma aproximação semi-clássica do modelo, em que $S \rightarrow \infty$ e $\hbar \rightarrow 0$, de modo que $\hbar S = S_{Clássico} = cte$.

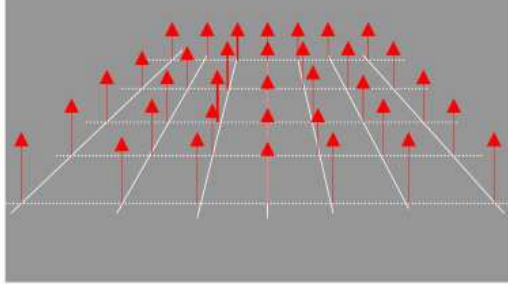


Figura 2: Representação do ordenamento do sistema de spins de um ferromagneto em seu estado fundamental [3] .

Essa configuração ordenada no estado fundamental do ferromagneto de Heisenberg em duas dimensões manifesta uma quebra espontânea da simetria rotacional dos spins, de modo que o sistema não apresenta um gap e excitações de mais baixas energias se propagam como ondas de spin, de acordo com o teorema de Goldstone. Portanto, é viável considerar uma aproximação contínua do sistema.

Primeiro vamos obter um limite contínuo do ferromagneto de Heisenberg, adotando a distância entre dois spins vizinhos mais próximos como muito pequena comparada as demais escalas do sistema. Considere um spin arbitrário localizado no sítio S_i que interage com os spins do sítio S_{i-1} , localizado a sua esquerda, S_{i+1} , a sua direita, S_{i-2} , abaixo, e S_{i+2} , acima.

Definindo T^α , que representa a soma do produto escalar de um spin com seus primeiros vizinhos, como

$$T^\alpha = S_i^\alpha (S_{i+1}^\alpha + S_{i-1}^\alpha) + S_i^\alpha (S_{i+2}^\alpha + S_{i-2}^\alpha), \quad (21)$$

sendo $\alpha = x, y, z$. Podemos expandir os termos em uma série de Taylor, obtendo :

$$S_{i+1}^\alpha = S_i^\alpha + \alpha \frac{\partial S_i^\alpha}{\partial x} + \frac{\alpha^2}{2} \frac{\partial^2 S_i^\alpha}{\partial x^2} + \dots, \quad (22)$$

$$S_{i-1}^\alpha = S_i^\alpha - \alpha \frac{\partial S_i^\alpha}{\partial x} + \frac{\alpha^2}{2} \frac{\partial^2 S_i^\alpha}{\partial x^2} + \dots, \quad (23)$$

$$S_{i+2}^\alpha = S_i^\alpha + \alpha \frac{\partial S_i^\alpha}{\partial y} + \frac{\alpha^2}{2} \frac{\partial^2 S_i^\alpha}{\partial y^2} + \dots, \quad (24)$$

$$S_{i-2}^\alpha = S_i^\alpha - \alpha \frac{\partial S_i^\alpha}{\partial y} + \frac{\alpha^2}{2} \frac{\partial^2 S_i^\alpha}{\partial y^2} + \dots \quad (25)$$

Temos então :

$$\frac{T^\alpha}{2} = 2(S_i^\alpha)^2 + \frac{\alpha^2}{2} \left[\frac{\partial^2 S_i^\alpha}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 S_i^\alpha}{\partial y^2} \right] S_i^\alpha \quad (26)$$

Considerando a Hamiltoniana

$$H = -J \sum_{i,j} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (27)$$

com o campo magnético $b = 0$ e $J > 0$, já que estamos considerando o caso ferromagnético. Aproximando o somatório em i e j por integrais em dx e dy , temos :

$$H_\sigma = -2J \int \vec{S}^2 \frac{d^2r}{\alpha^2} - \frac{J\alpha^2}{2} \int \sum_{\delta=1}^3 \left[\frac{\partial^2 S^{(\delta)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 S^{(\delta)}}{\partial y^2} \right] S^\delta \frac{d^2r}{\alpha^2}, \quad (28)$$

onde $\iint \frac{dx dy}{\alpha^2} = \int \frac{d^2r}{\alpha^2}$. O índice i foi omitido porque todos os sítios foram considerados, utilizamos também o fator de $\frac{1}{2}$ para evitar que cada par de sítios sejam contados duas vezes. Para uma rede infinita, temos que o primeiro termo da hamiltoniana obtida implicará em uma soma infinita, já que $\vec{S}^2 = 1$, deste modo podemos apenas desconsiderá-lo do resultado final e renormalizar a energia do estado fundamental para zero. Portanto a Hamiltoniana de Heisenberg que descreverá a aproximação contínua será dada por

$$H_\sigma = \frac{J}{2} \int \sum_{\delta=1}^3 \left[\left(\frac{\partial S^{(\delta)}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial S^{(\delta)}}{\partial y} \right)^2 \right] d^2r, \quad (29)$$

que também ser reescrita como

$$H_\sigma = \frac{J}{2} \int (\partial_\mu \vec{S}) \cdot (\partial^\mu \vec{S}) d^2x, \mu = 1, 2, \quad (30)$$

com $\partial_1 = \partial/\partial x$ e $\partial_2 = \partial/\partial y$. A Hamiltoniana obtida, junto com a condição de que $\vec{S}^2 = 1$, são chamados de modelo sigma não-linear.

A partir da Hamiltoniana (eq. 30) podemos fazer um mapeamento da esfera dos spins, cujas componentes estão vinculadas por $\vec{S}^2 = (\vec{S}^x)^2 + (\vec{S}^y)^2 + (\vec{S}^z)^2$, através de uma projeção estereográfica.

A expressão para a projeção estereográfica, que descreverá o plano dos números complexos em função das componentes do spin, será dada por

$$w = \frac{S^x + iS^y}{(1 + S^z)}, \quad (31)$$

de modo que a hamiltoniana em função de w passa ser escrita como

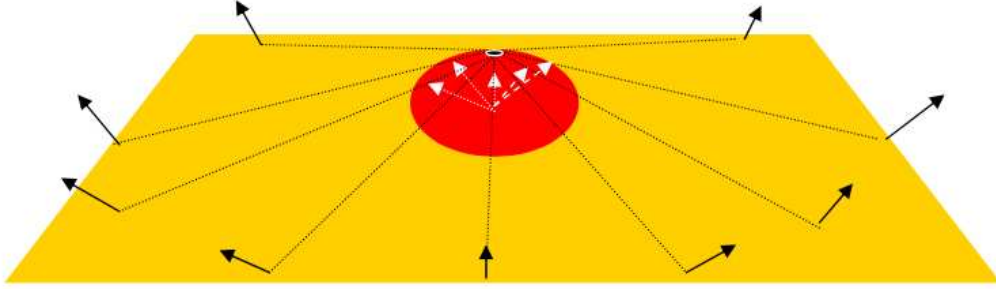


Figura 3: Mapeamento dos spins da esfera no plano físico bidimensional [3].

$$H_\sigma = \frac{J}{2} \int d^2x \sum_{i,j} g_{ij}(w) (\partial_\mu w_i) (\partial^\mu w_j), \quad i, j = 1, 2, \quad (32)$$

sendo a métrica g_{ij} igual a

$$g_{ij} = \begin{bmatrix} 4/(1 + |w|^2) & 0 \\ 0 & 4/(1 + |w|^2) \end{bmatrix} \quad (33)$$

Portanto a hamiltoniana fica

$$H_\sigma = 8J \int \frac{|\partial_{z^*} w|^2}{(1 + |w|^2)^2} d^2x + |Q|AJ, \quad (34)$$

Em que $|\partial_{z^*} w|^2 = (\partial_{z^*} w)(\partial_z w^*)$, com $\partial_z = (\partial_x - i\partial_y)/2$ e $\partial_{z^*} = (\partial_x + i\partial_y)/2$. Além disso, a carga topológica Q , dada por

$$Q = \frac{4}{A} \int \frac{(\partial_z w)(\partial_{z^*} w^*) - (\partial_{z^*} w)(\partial_z w^*)}{(1 + |w|^2)^2} d^2x, \quad (35)$$

mede quantas vezes o mapeamento esfera-plano “cobre” a esfera dos spins de área $A = 4\pi$. Impondo a condição de que $\partial_{z^*} w = 0$ é possível obter soluções estáticas com energia “finita”. De fato, ao considerar tal condição o primeiro termo se anula enquanto o segundo termo fica $4\pi|Q|J$. Com a desigualdade de Bogomol’nyi dá para mostrar que essa é a energia mínima de um setor topológico descrito por Q .

Outra consequência da condição $\partial_{z^*} w = 0$ é que w deve ser uma função de x e y , cujas soluções são descritas por

$$w = w_s = k \left(\frac{\lambda}{z} \right)^n \quad (36)$$

Com k e λ sendo parâmetros complexos relacionados com as invariâncias de rotação e da escala do modelo sigma não-linear, respectivamente, e n é um número inteiro positivo ou negativo. Substituindo esta solução na hamiltoniana obtida em função de w , podemos observar que quando $z \rightarrow \infty$, $w_s \rightarrow 0$, ou seja, $w_1 = S^x/(1 + S^z) \rightarrow 0$ e $w_2 = S^y/(1 + S^z) \rightarrow 0$, $S^x \rightarrow 0$ e $S^y \rightarrow 0$, enquanto $S^z \rightarrow 1$, devido ao vínculo $\vec{S}^2 = 1$. Logo, a medida que $z \rightarrow \infty$ o campo dos spins tendem a uma constante em $\vec{S}^z \hat{z}$, ao mesmo tempo que na origem, $z \rightarrow 0$, $\vec{S}^z = -1$. Então existe um ordenamento local na origem, em que os spins estão apontando para baixo, e em $r \rightarrow \infty$, em que os spins estão apontando para cima. A configuração da região intermediária dependerá do número n . Esta configuração apresenta uma energia de $4\pi|Q|J = 4\pi|n|J$.

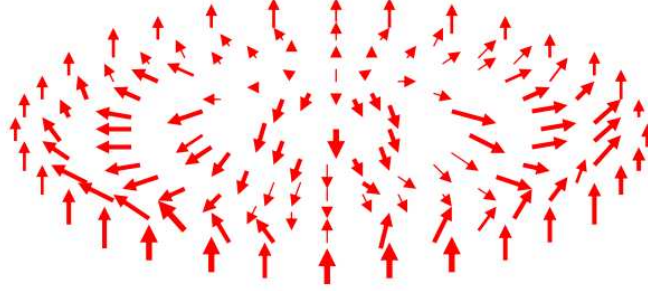


Figura 4: Representação estereográfica de um skyrmion de carga topológica unitária [3].

Essas soluções estáticas obtidas de energia $4\pi|Q|J$ são denominadas skyrmions (ou solitons) de Belavin-Polyakov, com uma carga topológica Q que lhe confere uma estabilidade topológica.

Note que as soluções obtidas Impõem as condições de fronteira em que $z \rightarrow \infty$, considerando $\vec{S} = (0, 0, 1)$, ou seja, os spins da fronteira do sistema estarão apontados todos perpendicularmente ao plano da rede. Neste caso, obtemos um skyrmion que possui apenas 1 núcleo (1CS). Entretanto, é possível obter outra configuração para os spins ao assumir $\vec{S} = (1, 0, 0)$ em $z \rightarrow \infty$, ou seja, assumindo que os spins nas bordas do sistema apontarão paralelamente ao plano da rede. Neste caso obteremos uma solução de mesma energia, porém resultando em um skyrmion de dois núcleos(2CS)[figura 5].

Basicamente essa estrutura é composta por dois merons, um com quiralidade $q = 1$, para a configuração do tipo vórtice, e $q = -1$ para a configuração tipo anti-vórtice. Além disso, cada uma possui carga topológica fracionada do skyrmion dado por $\frac{pq}{2} = \pm 1/2$ e uma polaridade p que pode ser ± 1 .

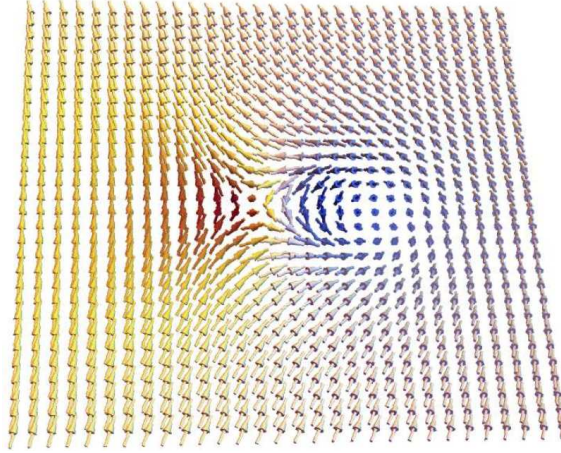


Figura 5: Configuração de skyrmion 2CS em um sistema ferromagnético [5]

4.2 Soluções no antiferromagneto

Obtivemos até agora as soluções topológicas de energia finita do tipo Belavin-Polyakov considerando um sistema ferromagnético. Vamos então analisar como essas soluções se comportariam em um antiferromagneto.

Consideraremos o sistema antiferromagnético como sendo uma rede "bipartite", isto é, uma rede com espaçamento a composta pela interposição de duas sub-redes ferromagnéticas (com parâmetros de ordem que apontam em sentidos opostos). A hamiltoniana de Heisenberg antiferromagnética isotrópica em $D + 1$ dimensões e com interações apenas entre os vizinhos da rede, é bem descrita, considerando o limite de baixas energias e para grandes escalas de comprimento, pelo modelo sigma não-linear, acrescido de termos de fases de Berry [6,7].

Em duas dimensões $D = 2$, os termos de fases de Berry, fases que estão relacionadas às propriedades geométricas do espaço de parâmetro do Hamiltoniano, se anulam identicamente para uma rede quadrada formada por um número par de cadeias se o parâmetro de ordem é contínuo, já que uma sub-rede cancela o efeito da outra.

Vamos agora descrever a lagrangiana correspondente à ação do modelo sigma-não linear e das fases de Berry,

$$L = \frac{1}{2}J \int d^2x \left[\frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial \vec{n}}{\partial t} \right)^2 - (\partial_x \vec{n})^2 - (\partial_y \vec{n})^2 \right] \quad (37)$$

sendo $c = 2\sqrt{DJ}Sa/\hbar$ a velocidade de ondas de spin com longos comprimen-

tos de onda e \vec{n} o vetor de Néel. Ignorando os termos de fase de Berry, vemos que a ação do modelo sigma não-linear leva a um estado fundamental clássico com uma ordem de Néel, também conhecida como estado fundamental de Néel.

O estado fundamental de Néel é uma solução das equações de Euler-Lagrange correspondente a um vetor constante \vec{n} , vetor de Néel. O vetor de Néel, por sua vez, está relacionada à magnetização normalizada proveniente da diferença entre os spins de diferentes sub-redes, podendo ser representada em termos de \vec{S} por $\vec{n} = (\vec{S}_i - \vec{S}_j)/2S$, cujos índices i e j representam diferentes sub-redes, e obedecendo ao vínculo $\vec{n}^2 = 1$.

Atribuindo ao vetor de Néel o valor de $\vec{n} = (0, 0, 1)$, conseguimos obter soluções na forma de ondas de spins com energias arbitrariamente baixas. Da mesma forma que ocorre no caso ferromagnético, as equações de movimento para o sistema antiferromagnético bidimensional também levam a configurações estáticas de energia finita $4\pi|Q|J$, soluções do tipo skyrmions, em que a carga topológica é descrita por

$$Q = \frac{1}{8\pi} \int d^2x g^{ij} \vec{n} \cdot (\partial_i \vec{n} \times \partial_j \vec{n}). \quad (38)$$

Perceba que esta equação é analoga a equação (35), que é escrita em termos da variável complexa w . Portanto, vemos que as soluções obtidas para a rede antiferromagnética difere da solução obtida na secção anterior apenas pela substituição de \vec{S} pelo vetor de Néel \vec{n} .

4.3 Cristais de skyrmions antiferromagnéticos em um campo magnético escalonado

Seguindo o modelo de Heisenberg estendido, em que consideramos termos a mais na hamiltoniana do sistema referente a anisotropias e interações de trocas entre seus entes, temos

$$H = H_{Exc} + H_{DMI} + H_{Ani_1} + H_{Ani_2} + H_{staggerred} + H_{Ani_z} \quad (39)$$

onde

$$H_{Exc} = -J \sum_{\langle ij \rangle} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (40)$$

$$H_{DMI} = - \sum_{\langle ij \rangle} \vec{D}_{ij} \cdot (\vec{S}_i \times \vec{S}_j) \quad (41)$$

$$H_{Ani_1} = +A_1 \sum_i \left[(\vec{S}_i^x)^4 + (\vec{S}_i^y)^4 + (\vec{S}_i^z)^4 \right] \quad (42)$$

$$H_{Ani_2} = +A_2 \sum_i \left(S_i^x S_{i+\alpha\hat{x}}^x + S_i^y S_{i+\alpha\hat{y}}^y \right) \quad (43)$$

$$H_{staggered} = - \sum_i \vec{h}_i \cdot \vec{S}_i \quad (44)$$

$$H_{Ani_z} = - \sum_i k_i^z (\vec{S}_i^z)^2 \quad (45)$$

Neste caso estamos avaliando a situação em que a constante de troca $J < 0$, ou seja, o material possui um antiparalelismo na interação de troca entre seus elétrons, sendo ele um antiferromagneto. Já $\vec{D}_{ij} = D\hat{r}_{ij}$ é a constante referente a troca assimétrica entre os spins vizinhos, também conhecida como interação de Dzyaloshinskii-Moriya. A direção do vetor \vec{D}_{ij} favorecerá a nucleação da configuração tipo vortex no sistema (skyrmion de Bloch).

Têm-se também as constantes A_1 e A_2 como constantes das hamiltonianas H_{Ani_1} e H_{Ani_2} , que produzirão anisotropias no sistemas tanto nas direções do plano tridimensional quanto entre os spins \vec{S}_i e seu vizinho mais próximo $\vec{S}_{i+\alpha\hat{x}}$ na direção \hat{x} . Já a hamiltoniana H_{Ani_z} , está relacionada com a anisotropia de eixo-fácil na direção z . Ademais, definimos também o termo relacionado à interação zeeman entre o vetor de spin \vec{S}_i e o vetor \vec{h}_i do campo magnético externo escalonado ($H_{staggered}$). A hamiltoniana do campo staggered será aplicado no sistema com o objetivo de obter a configuração do cristal de skyrmion no sistema antiferromagnético. O termo \vec{h}_i presente nesta hamiltoniana será descrita por $\vec{h}_i = h_i^z \hat{z}$, ou seja, o campo é aplicado perpendicularmente ao plano xy e possui módulo igual à $h_i^z = (-1)^{x_i+y_i} h_z$.

Consideramos inicialmente os estados fundamentais obtidos a partir da hamiltoniana descrita pela eq.(39). Em seguida, relaxa-se um spin aleatório do sistema a partir da integração da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert [8].

$$\frac{\partial \vec{S}_i}{\partial t} = -\gamma \vec{S}_i \times \hat{H}_{eff}^i + \alpha \vec{S}_i \times \frac{\partial \vec{S}_i}{\partial t}, \quad (46)$$

sendo γ o raio giromagnético, $\hat{H}_{eff}^i = -\frac{1}{S_S} \frac{\partial H}{\partial \vec{S}_i}$ o campo efetivo entre cada um dos spins e α o coeficiente de amortecimento de Gilbert. Foi implementado o algoritmo de quarta ordem de Runge-Kutta para levar o sistema para o mínimo global à temperatura zero.

Podemos obter também a densidade da carga topológica usando

$$q(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \vec{n}(\vec{r}, t) \cdot \left[\frac{\partial \vec{n}(\vec{r}, t)}{\partial x} \times \frac{\partial \vec{n}(\vec{r}, t)}{\partial y} \right], \quad (47)$$

em que $\vec{r} = (x, y, 0)$ e $\vec{n}(\vec{r}) = (\vec{S}_{\vec{r}_1} - \vec{S}_{\vec{r}_2})/2$ é magnetização da sub-rede de Néel normalizada. Deste modo, podemos calcular o número de skyrmions na rede, já que cada skyrmion contribuirá com a soma da carga topológica da rede, eq.(48).

$$N(t) = \int d^2r q(x, y, t) \quad (48)$$

Além disso, a dinâmica do sistema pode ser obtida utilizando uma corrente polarizada de spin que dará origem a uma transferência de torque nos spins, transferência esta que foi prevista por Slonkzewsky e Berger em 1996 [9,10] (eq.(49) e eq.(50)).

$$\vec{\tau}_B = p \left(\vec{j}_e \cdot \nabla \right) \vec{S}, \quad (49)$$

e

$$\vec{\tau}_{B\beta} = p\beta \vec{S} \times \left(\vec{j}_e \cdot \nabla \right) \vec{S}, \quad (50)$$

As eqs. (49) e (50) descrevem os torques adiabático e não-adiabático, respectivamente. Temos que p é a polarização dos spins da corrente elétrica cuja densidade é dada por \vec{j}_e , sendo β o parametro para descrever a força do torque de Berger. Para a realização da simulação foi usado os seguintes parâmetros: $\alpha = 0.1$, $\beta = 0.1\alpha$, $\gamma = 1.0$ e $p = 1.0$ [11].

5 Resultados e discussões

A partir dos modelos descritos anteriormente para a rede de skyrmions antiferromagnéticos obtivemos os resultado para um sistema de L^2 , sendo $L = 100a$, e matendo fixo, para todo o sistema, os valores de $J = -1.0$, $D = -0.5J$, $A_1 = 10^{-3}J$ e $k_i^z = 0$. Foi usado também condições de contorno periódicas para as direções x e y.

Começando a partir de um sistema desordenado de spins, obtido através da integração da equação de Landau-Lifshitz-Gilbert (eq.46), variando A_2 no intervalo de $0.0 \leq A_2 \leq 0.001J$, além de considerar o campo magnético externo no intervalo de $0.0 \leq h_z \leq 0.4J$.

O número de skyrmions anti-ferromagnéticos $\langle N \rangle_{sky}$ foi medido para cada simulação feita, de modo que construímos um diagrama do número de skyrmions AFM em função de A_2 e h_z , Figura 6.

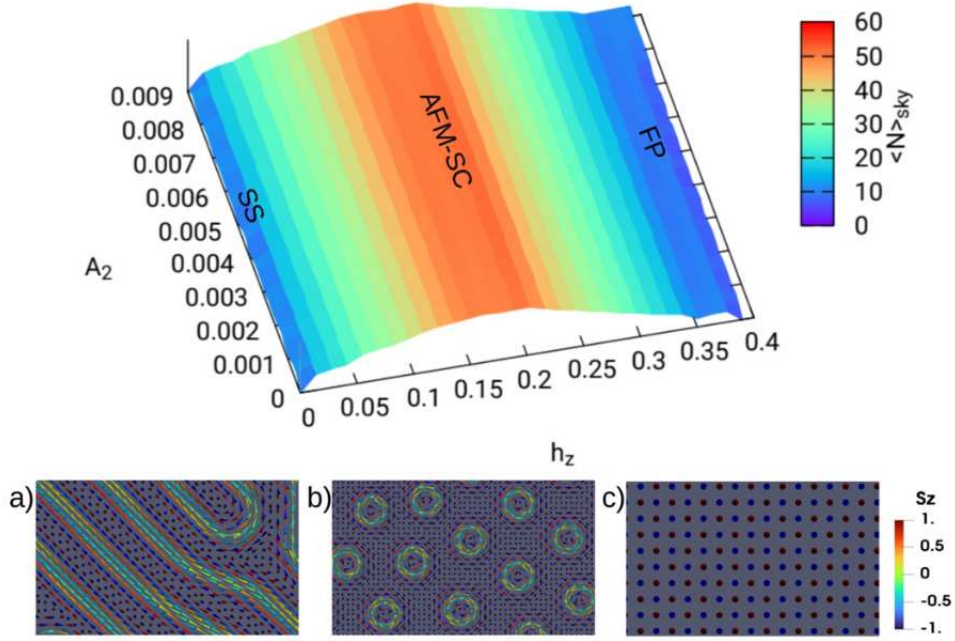


Figura 6: Acima: Número de skyrmions AFM em função dos parâmetros h_z e A_2 . Abaixo: Três diferentes fases : a) estado espiral, b) cristal de skyrmions AFM, c) estado de campo polarizado [12] .

Neste diagrama pode-se observar o modo como a intensidade do campo magnético h_z influencia na nucleação dos skyrmions na rede. É possível observar na Figura 6 um aumento na concentração do número de skyrmions $\langle N \rangle_{sky}$ no range de $[0.05J, 0.30J]$ do campo magnético externo escalonado. Podemos perceber também que $\langle N \rangle_{sky}$ tem baixa dependência com A_2 . Na parte inferior da Figura 6 vemos três configurações típicas para as configurações das redes de skyrmions para diferentes intensidade de campo magnético. Temos representado pela Figura 6.a a configuração referente ao menor estado de energia no sistema para um campo magnético $h_z < 0.01J$. Para valores entre $0.05J \leq h_z \leq 0.35J$, percebe-se o aparecimento da configuração de um estado de skyrmions AFM, Figura.6.b, e para valores acima de $h_z > 0.35J$ temos um alinhamento dos momentos magnéticos em um regime AFM de modo que a configuração se torna a respresentada pela Figura.6.c.

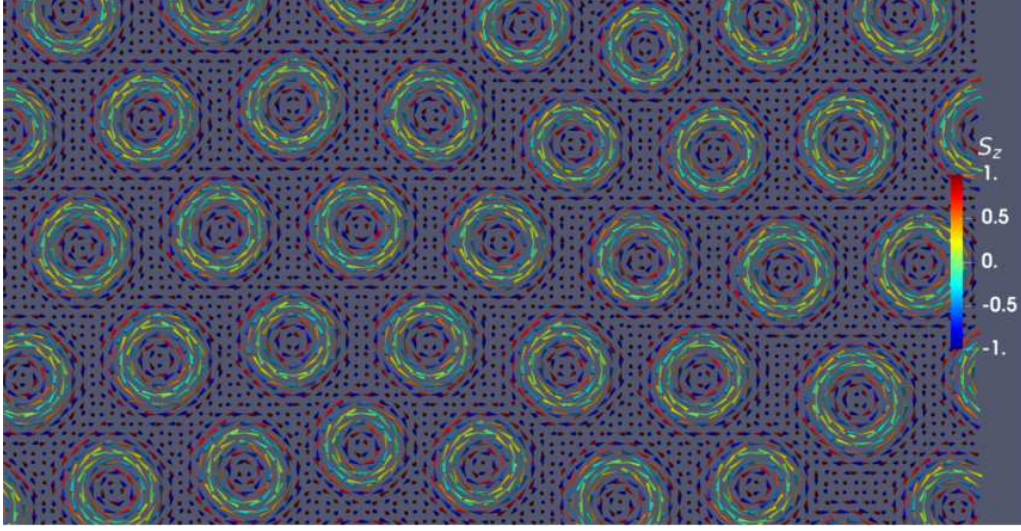


Figura 7: Cristal de skyrmion AFM criado a partir da aplicação de um campo magnético escalonado, usando como parâmetros $J = -1$, $D = 0.5J$, $A_1 = 0.001J$, $h_z = 0.2J$ [12] .

Agora vamos considerar as redes magnéticas com impurezas do tipo vacâncias não magnéticas ou buracos inseridos na rede. Os cálculos foram obtidos fazendo a média de 10 amostras com os parâmetros normalizados de: $J = -1$, $D = 0.5$, $A_1 = 0.001$, $A_2 = 0.007$, $h_{(i)}^z = +0.1$ e $h_{(i+1)}^z = -0.1$. Investigaremos então como que vacâncias de spins inseridas aleatoriamente na rede pode afetar o cristal de skyrmion AFM.

Foram usados buracos de dois tamanhos diferentes: um com um raio no valor de $r_{imp} = 1a$, ou seja, apenas um spin é removido de alguns sítios aleatórios na rede.; o outro tem tamanho de $r_{imp} = 2a$, em que cinco spins vizinhos nos sítios (i, j) , $(i + 1, j)$, $(i - 1, j)$, $(i, j + 1)$ e $(i, j - 1)$ serão removidos, também de forma aleatória.

As concentrações das vacâncias de tamanho $r_{imp} = 1a$ foram variadas no intervalo de $\rho = [0\%, 25\%]$. Percebe-se um decréscimo no número de skyrmions $\langle N \rangle_{sky}$ conforme aumentava a concentração de impurezas na rede (Fig. 7). Podemos relacionar esse fenômeno à quebra de simetria hexagonal que começa a ocorrer na rede para $\rho = 4, 5\%$ que leva ao desaparecimento dos skyrmions para $\rho \geq 25\%$. Para as impurezas com tamanhos de $r_{imp} = 2a$, a desordenação da rede ocorre para concentrações menores quando comparadas as concentrações da impureza de $r_{imp} = 1a$, apresentando características de um gás de skyrmions em $\rho = 0.5\%$ e sendo completamente desordenada em $\rho = 6\%$, como mostra a figura 8.

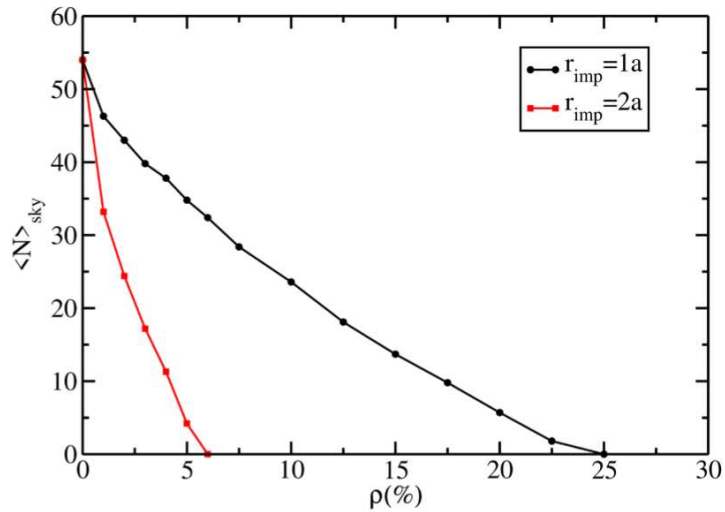


Figura 8: Representação gráfica da relação entre o número de skyrmions $\langle N \rangle_{sky}$ e a concentração das impurezas do tipo $r_{imp} = 1a$ e $r_{imp} = 2a$ [12] .

Ao analisar percentuais de defeitos inferiores às concentrações capazes de destruir os skyrmions AFM, nota-se a deformação dos skyrmions presentes na rede, podendo distorcê-los, esticá-los, conectá-los e até mesmo formar bimerons na rede (Figura 9). Estes impactos dependem da concentração de vacâncias na rede, tais como do tamanho dos defeitos. Quanto maior a concentração de impurezas no sistema maior a influencia que estes terão nas interações entre os skyrmions. Isso ocorre devido ao surgimento de aglomerados de vacâncias na rede, ou seja, altas concentrações de impurezas no sistema faz com que dois ou mais defeitos estejam localizados próximos entre si, e conseqüentemente, já que estes se comportam como centros de espalhamento ou de rotação, o tamanho das vacâncias afetará diretamente à força de interação entre o skyrmions AFM e a impureza.

Além da descrição do crescimento do cristal de skyrmion estático, analisamos também o movimento dos skyrmions AFM em uma racetrack híbrida, ou seja, uma racetrack constituída por duas regiões compostas por dois diferentes materiais (figura 10). Inicialmente o sistema apresenta uma região com o cristal de skyrmions AFM (região 1) e uma região vazia também na fase antiferromagnética (região 2).

A racetrack possui comprimento de $L_x = 600a$ e largura de $L_y = 80a$. A região 1 ($0 \leq l_x \leq 300a$) está sob influência do campo magnético staggered, enquanto a região 2 ($300a \leq l_x \leq 599a$) apresenta a ação da anisotropia k_z . Foi considerado condições de contorno periódicas ao longo da direção hori-

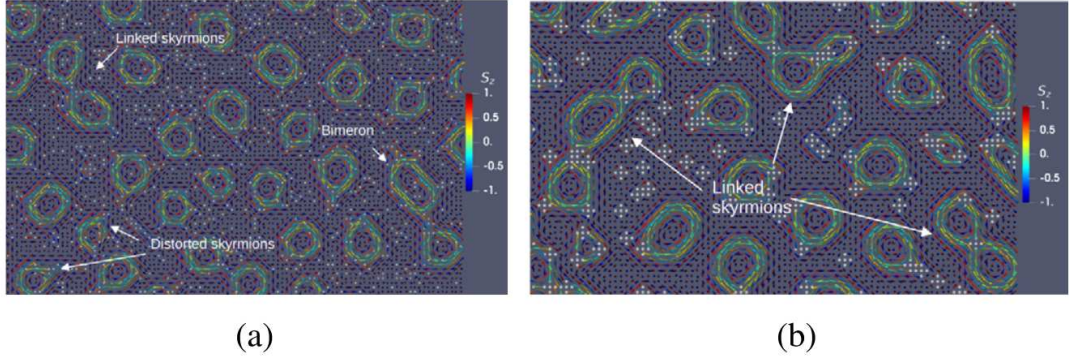


Figura 9: Rede de spins relaxada com defeitos de raios (a) $r_{imp} = a$ e (b) $r_{imp} = 2a$ com concentrações de impurezas iguais à $\rho = 10\%$ e $\rho = 2\%$ respectivamente. Os pontos brancos na rede representam as vacâncias provenientes da remoção de spins da rede. Perceba que o sistema com as impurezas de maior raio $r_{imp} = 2a$ apresenta skyrmions AFM mais deformação e desordem, quando comparado com o sistema com impurezas de raio $r_{imp} = a$, além de exibir a formação de skyrmions conectados e até mesmo bimerons [12] .

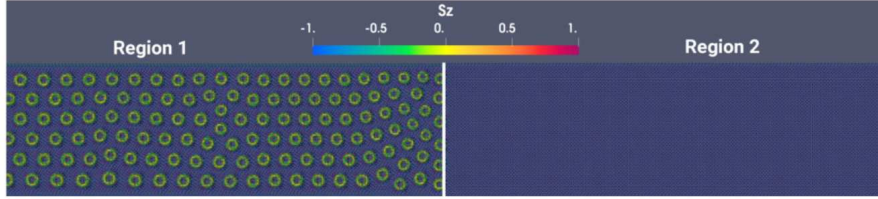


Figura 10: Esquematização de uma racetrack composta por duas regiões distintas, sendo que a região 1 apresenta influência do campo magnético stagerred, enquanto região 2 possui apenas anisotropia de eixo-fácil k_z [12] .

zontal e condições de contorno abertas ao longo da direção vertical. O cristal de skyrmion foi estabilizado no sistema assumindo os seguintes parâmetros: $J = -1$, $D = 0.5J$ por toda a racetrack. Na região 1 adotamos $A_1 = 10^{-3}J$, $A_2 = 7 \cdot 10^{-3}J$, $h_z = 0.2J$ e $k_z = 0$ na região 1. Já na região 2, A_1 , A_2 , h_z são nulos e apenas $k_z \neq 0$.

Para dar início à simulação, primeiramente foi definido a anisotropia de eixo-fácil na região 2 como sendo $k_z = 0.35J$, já que este valor é capaz de assegurar a estabilidade das excitações de skyrmions AFM na região 2. Em seguida, aplica-se uma corrente de spins polarizados $\hat{j}_e = j_x \hat{x}$, que varia no intervalo de $0.10 \leq j_x \leq 0.35$ com $\delta j_x = 0.025$, para que ocorra a movimentação dos skyrmions da região 1 para a região 2. Percebe-se que o fluxo

dos skyrmions, de uma região para a outra, acarreta na desordenação destes, fazendo com que o cristal de skyrmions AFM, presente inicialmente na região 1, passe para a região 2 como um gás de skyrmions AFM (fig 11).

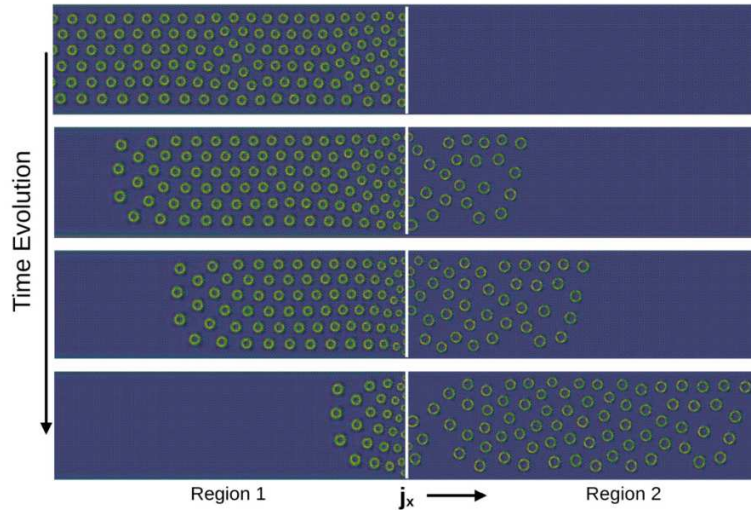


Figura 11: Fluxo dos skyrmions AFM da região 1 para a região 2. Definimos $k_z = 0.35J$ na região 2 e $j_x = 0.15$. Neste regime, o sistema perde a simetria hexagonal da configuração [12].

Tal comportamento dependerá da intensidade da corrente de spins polarizados. Para analisar esta dependência, calcularemos a média de skyrmions $\langle N_{sky} \rangle_{INPUT}$ que atravessarão a fronteira entre a região 1 e 2 em um intervalo de tempo de $\delta t = 10\hbar/J$ para obter a função em relação à j_x .

Nota-se, para valores baixos de corrente, a dificuldade dos skyrmions AFM na ultrapassagem da barreira entre as duas regiões, de modo que $\langle N_{sky} \rangle$ apresenta um valor mínimo. Percebe-se também que o sistema de skyrmions AFM já não mais exibe simetria hexagonal na região 2, como representado pela figura 12. Com o aumento de j_x , aumenta-se o número de skyrmions que atravessam o contorno em direção à região 2, atingindo um fluxo contínuo e restaurando parcialmente a simetria hexagonal, como ilustra a Figura 13.

Na Figura 14, podemos visualizar a energia envolvida no processo da passagem dos skyrmions AFM em direção à região 2 em função do tempo. A energia total do sistema aumenta, conforme ocorre a ultrapassagem dos skyrmions, e se torna constante quando todos os skyrmions se encontram na região 2. Observe que a rapidez com que a energia aumenta depende da intensidade da densidade da corrente de spins polarizados aplicado. Vemos também pequenas oscilações na energia que crescem quando os skyrmions

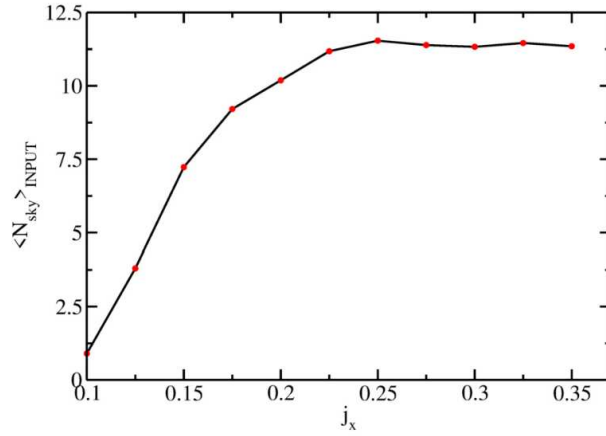


Figura 12: Média do número de skyrmions AFM que atravessam a barreira entre as duas regiões como função da corrente de spins polarizados j_x [12] .

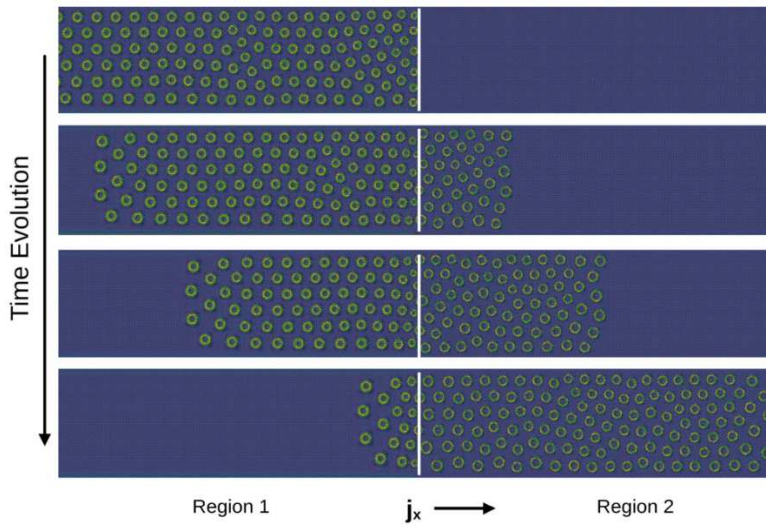


Figura 13: Fluxo do cristal de skyrmions AFM da região 1 para a região 2, considerando $k_z = 0.35J$, na região 2, e $j_x = 0.275$. Perceba que o aumento da corrente acarreta em um aumento no fluxo do cristal de skyrmions, fazendo com que este mantenha sua simetria hexagonal na região 2 [12] .

atravessam a borda entre as regiões. Isso ocorre devido a compressão que os skyrmions sofrem na interface entre as regiões e, rapidamente em seguida, são espalhados pela região gasosa.

Por último, analisamos também como o fluxo dos skyrmions AFM seria modificado em decorrência da variação da anisotropia de eixo fácil k_z na re-

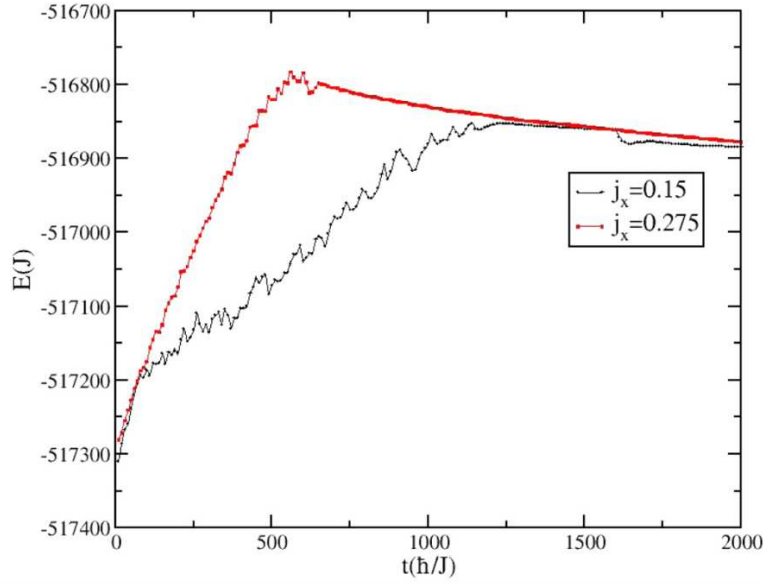


Figura 14: Energia do sistema como função do tempo para duas intensidade diferentes de correntes, $j_x = 0.15$ e $j_x = 0.275$ [12] .

gião 2. Fixamos a corrente de spins polarizados com $j_x = 0.175$ e variamos k_z no intervalo de $0.30J \leq k_z \leq 0.39J$. Para $k_z = 0.39J$, os skyrmions AFM são barrados na fronteira entre as regiões e todos os que tentam ultrapassar são destruídos. Para valores menores de k_z , observa-se um aumento no número médio de skyrmions AFM, sendo seu valor máximo em $k_z = 0.3J$, considerando o intervalo de k_z adotado, figura 15a. Vimos também que o raio do skyrmion AFM muda com a sua travessia; o raio aumenta conforme k_z diminui, Figura 15 b.

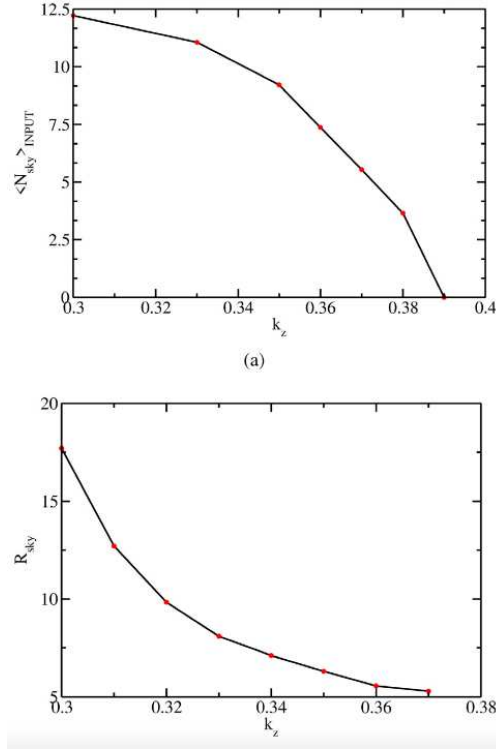


Figura 15: a) Número de skyrmions AFM como função da anisotropia k_z . b) Dependência da média dos raios dos skyrmions com a anisotropia de eixo-fácil k_z na região 2 [12] .

6 Conclusões e perspectivas

Objetos que possuem estabilidade topológica têm chamado muita atenção para produção de equipamentos eletrônicos que demandam alto desempenho no processamento e armazenamento de informação, pois sua estabilidade o protege contra flutuações térmicas e deformações. Essas características permitiriam desenvolver aparelhos cada vez menores e eficientes.

Como resultado do trabalho obtivemos a relação entre a nucleação dos skyrmions em um material anti-ferromagnético e a aplicação de um campo magnético externo escalonado, concluindo que o campo magnético staggered pode gerar um cristal de skyrmion AFM e como a inserção aleatória de defeitos vão impactar na criação dos skyrmions AFM na rede de spins, podendo distorcê-los, esticá-los, destruí-los e até formar bimerons na rede. Vimos também a influência que o tamanho das impurezas exerce sobre os skyrmions: quanto maior o raio da vacância, menor a concentração de vacâncias capazes de destruir os skyrmions AFM na rede.

Ademais, analisamos a dinâmica dos skyrmions em uma racetrack composta por um sistema híbrido. Concluimos que a média do número de skyrmions que atravessam a região 1 em direção a região 2 $\langle N_{sky} \rangle_{INPUT}$, aumentam com o acréscimo de corrente de spins polarizados no sistema e diminuem com o aumento da anisotropia de eixo fácil k_z , se tornando zero para $k_z = 0.39J$.

Como perspectivas futuras tem-se a investigação de sistemas de redes de skyrmions AFM considerando a descrição através do modelo biquadrático e futuras aplicações de cristais de skyrmions AFM.

7 Bibliografia

- [1] I.J.R. Aitchison. Tony Skyrme and the Origins of Skyrmions, 2019. arXiv:2001.09944 [physics.hist-ph]
- [2] BELAVIN, A.A.; POLYAKOV, A.M. Metastable states of 2-dimensional isotropic ferromagnets. JETP Letters, v. 22, p. 245, 1975.
- [3] Pereira, Afranio; Pires, Antonio. Teoria Quântica de Campos em Sistemas Magnéticos de Baixas Dimensões. Universidade Federal de Viçosa, Brasil-MG.
- [4] MERMIN, N. D.; WAGNER, H. Absence of ferromagnetism or antiferromagnetism in one- or two-dimensional isotropic heisenberg models. Phys. Rev. Lett., American Physical Society, v. 17, p. 1133–1136, Nov 1966.
- [5] FERNANDES, Rodrigo Lopes, M.Sc., Universidade Federal de Viçosa, fevereiro de 2020. O modelo de Heisenberg bidimensional: skyrmions de dois merons em antiferromagnetos e o ferromagneto com interação dipolar. Orientador: Afrânio Rodrigues Pereira.
- [6] HALDANE, F.D.M. Nonlinear field theory of large-spin Heisenberg antiferromagnets: semiclassically quantized solitons of the one-dimensional easy-axis Néel state. Physical Review Letters, v. 50, p. 1153, 1983.
- [7] CHAKRAVARTY, S.; HALPERIN, B.I.; NELSON, D.R. Two-dimensional quantum Heisenberg antiferromagnet at low temperatures. Physical Review B, v. 39, p. 2344, 1989.
- [8] A. Brattas, A.D. Kent, H. Ohno, Nat. Mater. 11 (2012) 372–381.
- [9] J.C. Slonczewski, Current-driven excitation of magnetic multilayers, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Volume 159, Issues 1–2, 1996, Pages L1-L7, ISSN 0304-8853, [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(96\)00062-5](https://doi.org/10.1016/0304-8853(96)00062-5).
- [10] Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. Phys Rev B Condens Matter. 1996 Oct 1;54(13):9353-9358. doi: 10.1103/physrevb.54.9353. PMID: 9984672.
- [11] J. Iwasaki, M. Muchizuki, N. Nagaosa, Nat. Commun. 4 (2013) 1463.

- [12] R.L. Silva, R.C. Silva, A.M. França-Neto, A.R. Pereira, Investigations on antiferromagnetic skyrmion crystal generated by a staggered magnetic field, *Physics Letters A*, Volume 448, 2022, 128328, ISSN 0375-9601, <https://doi.org/10.1016/j.physleta.2022.128328>.
- [13] HAN, Jung. *Skyrmions in Condensed Matter*. Springer Tracts in Modern Physics. <https://doi.org/10.1007/978-3-319-69246-3>
- [14] EISBERG, Robert; RESNICK, Robert. *Física Quântica: átomos, moléculas, sólidos, núcleos e partículas*, Rio de Janeiro: Campus, 1988 (7^o ed).
- [15] Halliday, David, Resnick, Robert e Walker, Jearl, *Fundamentos de Física Volume 3 Eletromagnetismo*, Ed. LTC, Rio de Janeiro, 2007.
- [16] WYSIN, Gary. *Magnetic Excitations and Geometric Confinement: Theory and Simulations*.
- [17] DRAZIN, P.G.; JOHNSON, R.S. *Solitons: an Introduction*. Cambridge University Press, NY, 1989.
- [18] David J. Griffiths. *Eletrodinamica*, 3a Edicao, Pearson Edition, Sao Paulo (2011)
- [19] Castelnovo, C., Moessner, R. e Sondhi, S. L.: Magnetic monopoles in spin ice. *Nature*, 451(7174):42–45, 2008.
- [20] Resnick, D.J.; Garland, J.C.; Boyd, J.T.; Shoemaker, S.; Newrock, R.S. (1981), "Kosterlitz Thouless Transition in Proximity Coupled Superconducting Arrays", *Phys. Rev. Lett.*, 47 (21): 1542,
- [21] Loehr, J., Ortiz-Ambriz, A. e Tierno, P.: Defect Dynamics in Artificial Colloidal Ice: Real-Time Observation, Manipulation, and Logic Gate. *Phys. Rev. Lett.*, 117(16):168001, 2016.
- [22] Jun-ichiro Kishine; Katsuya Inoue. *Synthesis, Structure and Magnetic Properties of Chiral Molecule-Based Magnets*, *Progress of Theoretical Physics Supplement No. 159*, 2005
- [23] Brum, Jose Antonio. *Materia Condensada I*. visto dia 27/09/20.
- [24] Gartside, J. C., Burn, D. M., Cohen, L. F. e Branford, W. R.: A novel method for the injection and manipulation of magnetic charge states in nanostructures. *Sci. Rep.*, 6:32864, 2016..
- [25] A. Brattas, A.D. Kent, H. Ohno, *Nat. Mater.* 11 (2012) 372–381.
- [26] J. Iwasaki, M. Muchizuki, N. Nagaosa, *Nat. Commun.* 4 (2013) 1463.
- [27] Ahanori A. *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. Oxford, University Press, New York, EUA, 1996.