

超导涡旋磁场对纳米盘中拓扑磁织构的影响

吴鸿业¹, 宋子龙¹, 陈梦蝶², 徐宝^{1*}

(1. 包头师范学院 物理科学与技术学院, 内蒙古 包头 014030;

2. 通辽第五中学, 内蒙古 通辽 028000)

摘要: 当用于赛道磁存储时, 超导涡旋是操纵磁斯格明子的方案之一。通过数值求解 Ginzburg-Landau 方程和微磁学模拟研究了超导涡旋产生的磁场对纳米盘中斯格明子磁织构和双半子磁织构的影响。研究表明在超导涡旋磁场中双半子不稳定, 转变成均一磁化单畴态, 斯格明子能稳定存在。通过改变纳米盘中斯格明子磁织构受到的涡旋磁场, 不同尺寸纳米盘中斯格明子磁织构的能量, 尺寸和壁宽发生相似的演化行为, 只存在定量的差别。我们将其归因于均匀磁化区与畴壁区对超导涡旋磁场的变化有不同的响应行为。改变涡旋磁场时, 斯格明子中心相对于纳米盘中心发生偏移, 该偏移沿平移方向存在振荡行为, 沿垂直方向的偏移量没有振荡行为。我们将初始偏移量归因于斯格明子磁织构与超导涡旋之间存在微弱的钉扎效应。

关键词: 超导涡旋; 磁斯格明子; 双半子; 微磁学模拟

中图分类号: O4 文献标志码: A 文章编号: 0253-2395(2024)06-1246-11

The Influence of Superconductor-vortex Magnetic Fields on Confined Topological Magnetic Textures in Nanodisks

WU Hongye¹, SONG Zilong¹, CHEN Mengdie², XU Bao^{1*}

(1. Department of Physics Sciences and Technologies, Baotou Teachers' College, Baotou 014030, China;

2. Tongliao Fifth Senior High School, Tongliao 028000, China)

Abstract: Superconducting vortices offer a potential scheme for manipulating magnetic skyrmions, and this paper explores the effects of the magnetic fields generated by such vortices on the magnetic texture of both skyrmions and bimerons confined in nanodisks using micromagnetic simulations. Specifically, we investigate the energy, size and wall width of the skyrmion magnetic texture in nanodisks of different sizes as the horizontal spacing between the center of the superconducting vortex and the center of the nanodisks is increased. We find that while these factors undergo similar behavior across different sized nanodisks, there are quantitative differences that can be attributed to the varied response of the uniform magnetization and domain wall regions to the magnetic field generated by the superconducting vortex. Additionally, we observe oscillatory behavior in the offset of the center of the skyrmion relative to the center of the nanodisks along the translational direction, but no such behavior perpendicular to this direction. This initial offset is due to a weak pinning effect between the skyrmion magnetic texture and the superconducting vortex. Finally, we find that bimerons are unstable in the superconducting-vortex magnetic field and transition to a uniform magnetization state, likely the result of the poorer stability of bimerons in the stray field.

Key words: superconducting vortex; magnetic skyrmion; bimeron; micromagnetic simulation

收稿日期: 2023-04-05; 接受日期: 2023-07-24

基金项目: 国家自然科学基金(61565013)

作者简介: 吴鸿业(1981-), 男, 江苏徐州人, 博士, 副教授, 研究方向为凝聚态物理。E-mail: wuhongyewhy@qq.com

* 通信作者: 徐宝(XU Bao), E-mail: xubao79@163.com

引文格式: 吴鸿业, 宋子龙, 陈梦蝶, 等. 超导涡旋磁场对纳米盘中拓扑磁织构的影响[J]. 山西大学学报(自然科学版), 2024, 47(6): 1246-1256. DOI: 10.13451/j.sxu.ns.2023131

0 引言

磁斯格明子是一种拓扑非平庸的磁织构^[1-3],有可能被用于新一代信息存储和信息处理设备^[4]。操纵斯格明子磁织构是实现斯格明子赛道磁存储要解决的关键问题。提出的操纵方案包括磁场梯度、电场、激光脉冲、温度梯度、自旋流等^[5]。超导涡旋产生的磁场也被作为操纵斯格明子的一种备选方案^[6]。对超导-铁磁异质结构中磁织构与超导涡旋之间的相互作用已有很多研究^[7],但拓扑磁结构与超导涡旋之间的相互影响则是近年才发展起来的研究方向。

在超导膜与铁磁膜直接接触时,可以通过邻近效应实现耦合,当不直接接触时,通过杂散场耦合。二者之间的这种耦合对拓扑磁织构的稳定性有显著影响。超导涡旋产生的磁场能在铁磁膜中诱生斯格明子磁织构,即使磁性膜中没有 Dzyaloshinsky-Moriya (DM) 相互作用^[8]。反过来,铁磁膜中的 Néel 型斯格明子通过邻近效应也可以在超导薄膜中诱生涡旋^[9]。在薄的铁磁超导异质结构中,增大涡旋磁场强度可以减小斯格明子与 Pearl 涡旋之间的排斥相互作用^[10]。研究表明,斯格明子磁织构通过邻近效应与超导薄膜中的涡旋耦合可以形成稳定的复合拓扑激发^[11]。

超导涡旋与拓扑磁织构之间的相互作用对拓扑磁织构的特征尺寸也有影响。铁磁膜中 Néel 型^[12]或者 Bloch 型^[13]斯格明子可以通过杂散场在超导膜中诱生涡旋-反涡旋对,诱生的涡旋-反涡旋对反过来影响斯格明子尺寸。另外, Pearl 涡旋产生的非均匀磁场导致斯格明子手性反转并且还可以显著改变其尺寸^[14]。铁磁超导异质结构界面处产生等效的 Dzyaloshinskii-Moriya 相互作用项对温度变化非常敏感,通过调节温度就能改变斯格明子尺寸^[15]。

研究表明,受限体系的边界效应对拓扑磁结构的稳定性和特征尺寸有显著影响^[16]。Gonzalez-Gomez 等通过求解 Brown 和 London 方程组研究了超导盘中涡旋电流杂散场对磁盘中斯格明子结构的影响,发现涡旋电流的杂散场导致盘中磁织构在不同斯格明子组态之间的转换^[17]。然而,据我们所知,对于超导薄膜涡旋

的磁场对纳米磁盘中非刚性拓扑磁织构稳定性和特征尺寸的影响未见报道。本文研究这个问题,关注的焦点是改变纳米磁盘在超导薄膜涡旋磁场中的位置对纳米盘中拓扑磁织构的稳定性和特征尺寸有怎样的影响。

1 模型

沿用 Carneiro 研究纳米盘中拓扑平庸磁涡旋与超导涡旋磁场之间相互作用的构型^[18],我们将纳米磁盘置于超导薄膜上方,与此前报道不同的是这里研究斯格明子磁织构,如图 1(a)所示。其中 Z_0 为纳米盘与超导膜之间的垂直距离, R 为纳米磁盘的半径, ρ 为超导涡旋中心与 Néel 型磁斯格明子中心的水平距离。为了得到直观图像,图 1(b)和(d)展示了超导涡旋在纳米盘所在高度的磁通密度分布。图 1(c)展示了没有施加超导涡旋磁场时,纳米盘中磁织构典型分布的侧视图。

在微磁学理论中,没有外加磁场时,纳米盘中磁织构的总能量 E_0 表示为交换能 E_{ex} 、磁晶各向异性能 E_{an} 、DM 相互作用能 E_{dm} 、退磁能 E_{dc} 四项之和^[19]

$$E_0 = E_{\text{ex}} + E_{\text{an}} + E_{\text{dm}} + E_{\text{dc}},$$

交换能表示为

$$E_{\text{ex}} = \int_{(v)} A [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2] dV,$$

其中 m_x, m_y, m_z 分别表示磁化强度方向 \mathbf{m} 在三个轴上的分量, A 代表交换相互作用强度;单轴各向异性能表示为

$$E_{\text{an}} = \int_{(v)} -K(\mathbf{m} \cdot \mathbf{n}) dV,$$

其中 \mathbf{n} 表示易轴方向, K 代表了磁晶各向异性能;界面 DM 相互作用能表示为^[20]

$$E_{\text{dm}} = \int_{\Omega_m} D [\mathbf{m} \cdot \nabla (\mathbf{e}_d \cdot \mathbf{m}) - (\nabla \cdot \mathbf{m})(\mathbf{e}_d \cdot \mathbf{m})] dV,$$

其中 \mathbf{e}_d 表示界面法线方向, D 表示 DM 相互作用常数;退磁能表示为

$$E_{\text{dc}} = -\frac{\mu_0}{2} M_s \int_{(v)} \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}_d dV,$$

其中 \mathbf{H}_d 为退磁场。

通过施加超导涡旋产生的磁场,研究纳米盘中磁织构在非均匀磁场中的分布。磁织构在外加磁场中的能量表示为

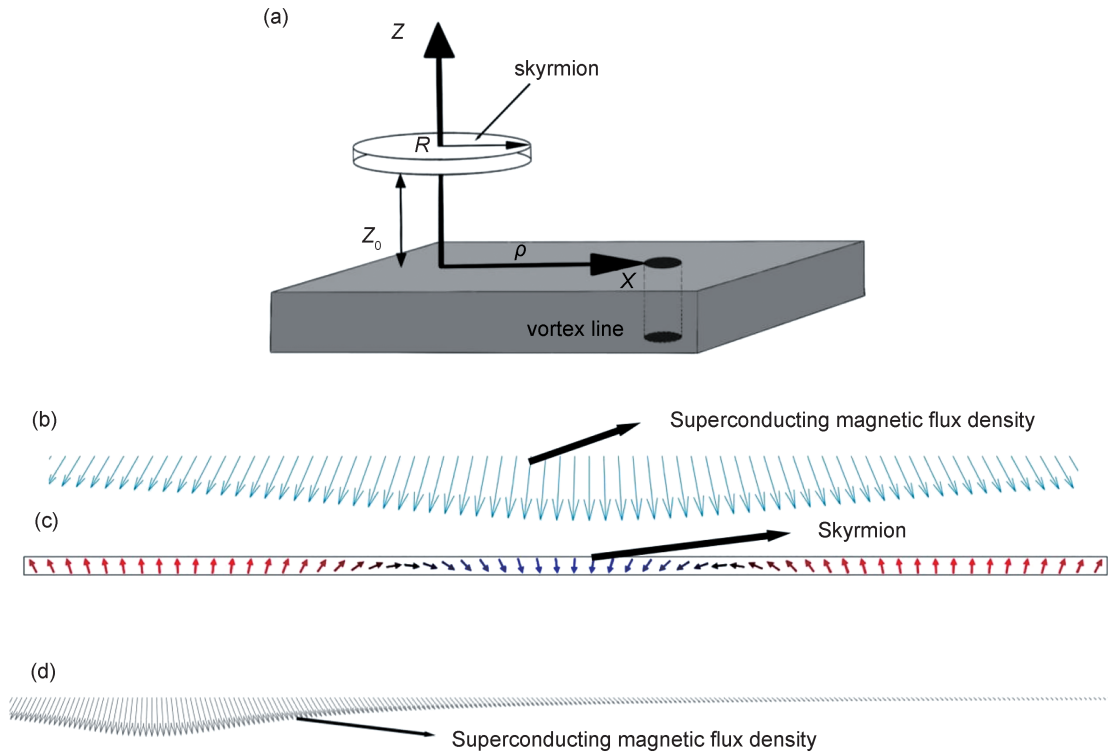


图1 超导涡旋和纳米磁盘的空间布局和磁场分布示意图

(a) 超导薄膜和纳米磁盘的空间构型示意图; (b) 在纳米盘所在高度, 超导涡旋中心附近的磁通密度分布; (c) 纳米磁盘中拓扑磁结构的典型分布侧视图; (d) 远离超导涡旋中心的磁通密度分布。

Fig. 1 Configuration and magnetic field of superconducting vortex and magnetic nanodisk

(a) Scheme of the configuration of superconducting film and magnetic nanodisk; (b) Superconducting magnetic flux density distribution near the vortex core at the height of nanodisk; (c) Side view of typical distribution of topological magnetic textures in nanodisks; (d) The distribution of magnetic flux density away from the center of the superconducting vortex.

$$E = E_0 + E_{ze}$$

其中 Zeeman 能表示为

$$E_{ze} = -\mu_0 M_s \int_{(v)} \mathbf{m} \cdot \mathbf{H} dV,$$

这里, \mathbf{H} 表示超导涡旋产生的磁场。

在固定纳米磁盘与超导薄膜之间垂直间距的条件下, 改变纳米磁盘与超导磁通中心之间的水平间距, 纳米盘受到的外磁场将随之变化, 如图 1(b) 和 (c) 所示。纳米盘中的磁结构在非均匀磁场作用下发生重排, 并最终达到稳定。如果纳米磁盘中的磁结构是斯格明子, 随着水平间距增大, 斯格明子磁结构的能量, 半径以及畴壁宽度都会随之变化。

2 模拟实验

首先在无外加磁场条件下, 通过微磁学模拟确定纳米盘中的稳定磁结构。然后数值求解 Ginzburg-Landau 方程得到超导涡旋产生的磁

场, 最后计算该磁场对纳米盘中磁结构的影响。

2.1 材料参数

超导薄膜的参数设置为: Ginzburg-Landau 参数 $\kappa=10$, 临界磁通密度 $B=0.001 \text{ H}_{c2}$, 穿透深度 $\lambda=75 \text{ nm}$, 超导膜厚 $d=150 \text{ nm}$ ^[21]。利用 Brandt 的级数展开方法^[22-23], 数值计算超导涡旋在超导薄膜上方底边为 450 nm, 高 16 nm 的四方体空间范围内(纳米盘出现的空间范围)的磁场分布。将计算结果保存为数据文件, 再将该数据文件导入微磁学模拟软件包, 提供纳米盘中磁结构受到的外加非均匀磁场。组成纳米盘的磁性材料的特征参数设置为饱和磁化强度 $M_s=580 \text{ kA/m}$, 交换强度 $A=15 \text{ pJ/m}$, DM 相互作用强度 $D=2.5 \text{ mJ/m}^2$, 晶体各向异性常数 $K=0.8 \text{ MJ/m}^3$, 方向沿盘面法线方向 (z 轴)。模拟试验中纳米盘厚度取为 1 nm, 元胞取为边长为 1 nm 的立方体。随着纳米盘尺寸增大, 盘

中磁结构从单畴均一磁体过渡到磁涡旋结构再过渡到多畴磁结构。本工作关注单个磁斯格明子(拓扑磁涡旋)在超导涡旋量子产生的磁场中的行为,不考虑纳米盘形成多畴磁结构的情形。利用通用微磁学模拟软件 OOMMF (Object Oriented MicroMagnetic Framework)^[24] 依次将纳米盘的直径取为 40 nm、60 nm、80 nm,在没有超导涡旋磁场时,得到纳米盘中磁结构从单畴均一磁体转变为 Néel 型斯格明子磁结构。

为模拟超导涡旋磁场对纳米盘中斯格明子磁结构的能量和尺寸的影响,将纳米磁盘和超导膜之间的距离设置为 $Z_0 = 1$ nm。分别改变三种尺寸纳米盘中心与超导涡旋中心的水平间距,计算纳米盘中磁结构在外加非均匀磁场中的能量变化,以及斯格明子磁结构的半径变化。考虑到超导涡旋和铁磁薄膜之间距离太近,可能会产生邻近效应。实际试验时可以在铁磁薄膜与超导材料之间生长一层绝缘隔离层,抑制邻近效应的影响,确保纳米磁盘与超导涡旋之间仅通过杂散场发生相互作用。

2.2 结果和讨论

三种尺寸纳米盘内的磁结构展示于图 2 (d—f) 中。在 40 nm 盘中形成典型的单畴磁组态。60 nm、80 nm 磁盘中均形成 Néel 型斯格明子磁结构,并且 80 nm 盘中斯格明子的畴壁比 60 nm 盘中更宽。

图 2 (a—c) 展示了改变磁斯格明子与超导涡旋水平间距时,系统总能量的变化行为。模拟过程从水平间距等于零(纳米盘中心在超导涡旋中心正上方)开始。水平间距每增大 10 nm 计算一次,最大间距取为 200 nm。

图 2(a) 展示了 40 nm 盘中磁结构能量随水平间距的变化。当超导涡旋中心的磁场与盘心磁矩都指向 $+z$ 方向时(情形 I),与无外加磁场情形相比,盘中磁结构能量下降。当盘心磁矩指向相反方向时(情形 II),与无外加磁场情形相比,盘中磁结构能量上升。增大水平间距,盘中磁结构的能量增大,与情形 I 相反。图 2 (b) 和 (c) 展示了另外两种尺寸情形。60 nm 盘和 80 nm 盘的磁结构能量随水平间距的变化行为与 40 nm 盘类似,只有定量上的不同。为了便于比较,将能量变化量总结于表 1 中。

表 1 纳米磁盘中磁结构在超导涡旋磁场中的能量随水平间距的变化

Table 1 Variation of energy with horizontal spacing for magnetic texture in nanodisk under magnetic fields of superconducting vortex

尺寸/nm	情况	相对位移/nm		
		0 nm	111 nm	185 nm
40	I	1.21	1.21	1.22
	II	1.29	1.28	1.28
60	I	5.70	5.72	5.73
	II	5.85	5.83	5.83
80	I	9.25	9.28	9.34
	II	9.54	9.50	9.45

对于水平间距等于零的情形,比较 40、60、80 nm 三种尺寸纳米盘在情形 I 与情形 II 的能量差能为我们提供更多信息。从小到大三种尺寸磁盘中磁结构平均每单位面积的能量差之比约为 54:45:49。容易看出 40 nm 盘的值最高,80 nm 盘次之,60 nm 盘最低。情形 II 与情形 I 相比,均一磁化情形每单位面积的能量差值比斯格明子磁结构情形更高。40 nm 盘中均一磁化,80 nm 盘均一磁化区占比高于 60 nm 盘,因此得到上述比值。

在信息存储中,斯格明子尺寸是重要的特征参量。改变外加磁场的指向和强度,纳米盘中斯格明子磁结构随之发生变化。图 3 展示了 60 nm 盘和 80 nm 盘中壁宽和斯格明子半径随着纳米盘心与超导涡旋中心间距的变化。

当 60 nm 盘中斯格明子中心磁矩指向与超导涡旋产生磁场方向一致时(情形 I),将水平间距 ρ 从零逐渐增大时,壁宽[图 3(a)]不断增大。反之,当斯格明子中心磁矩指向与超导涡旋产生磁场方向相反时(情形 II),将水平间距 ρ 从零逐渐增大时,壁宽不断下降。

60 nm 盘的斯格明子半径[图 3(c)],80 nm 盘的壁宽[图 3(b)]和斯格明子半径[图 3(d)]随 ρ 的变化行为与 60 nm 盘中壁宽的变化行为相似,只有定量上的差别。为便于比较,将四种情形的典型值总结于表 2。

80 nm 盘在情况 I 和情况 II 总的变化趋势和 60 nm 盘是一致的,不同之处是 80 nm 盘的畴壁宽度更大。两种尺寸纳米盘在情形 I 和情形 II 的壁宽差值分别为 0.021 nm (60 nm 盘) 和 0.042 nm

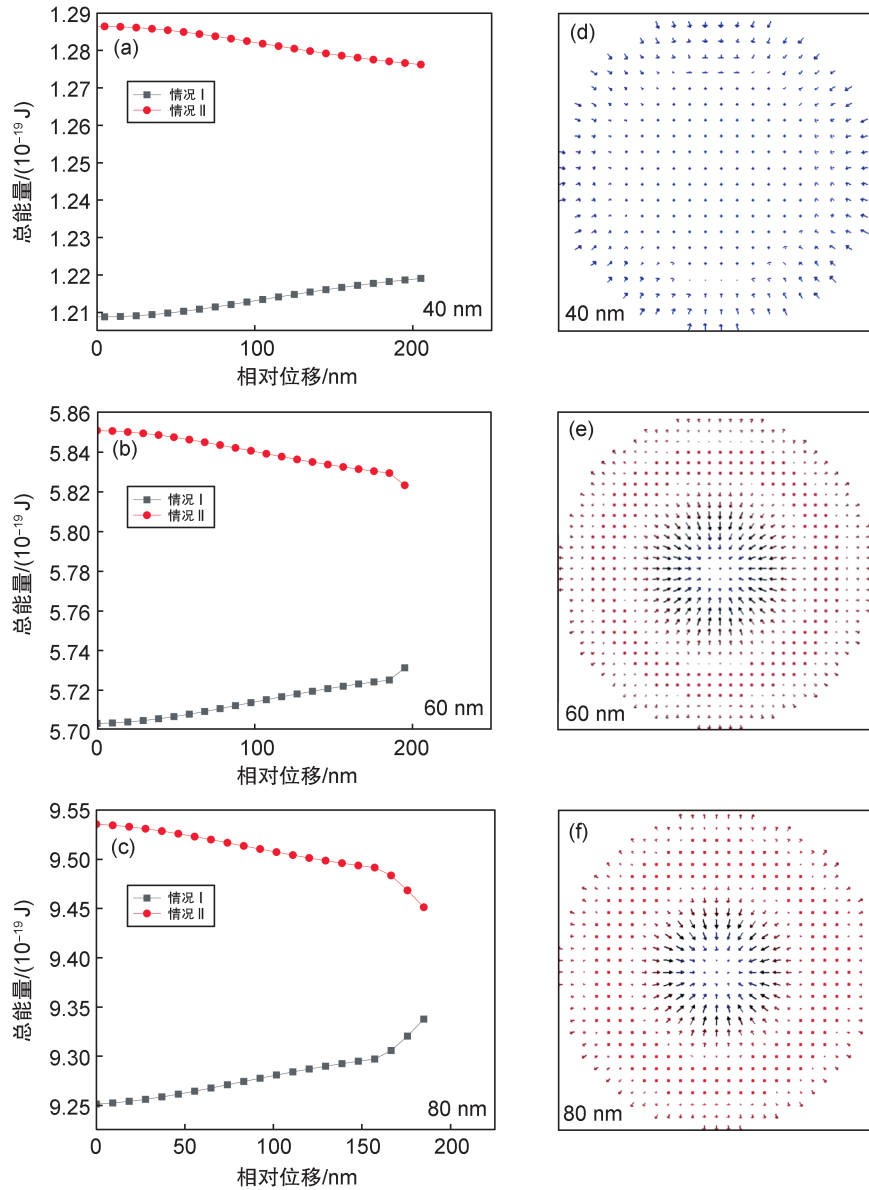


图2 纳米磁盘中结构及其能量随相对位移的变化

(a—c)在情况I和情况II时不同尺寸纳米盘中磁结构能量随相对位移的变化;(e—f)不同尺寸纳米盘中形成的磁结构。

Fig. 2 Dependence of the texture and corresponding energy of magnetic nanodisk on the relative displacement

(a—c) The variation of magnetic texture energy in nanodisks with relative displacement for case I and case II;

(e—f) The magnetic texture stabilized in nanodisks of different sizes.

(80 nm 盘), 半径差值分别为 0.261 nm (60 nm 盘) 和 0.77 nm (80 nm 盘)。总的趋势是, 盘半径增大, 差值也更大。同一个纳米盘的壁宽变化量远小于斯格明子半径的变化量。

以上是数值试验结果。接下来讨论可能的物理机制。60 nm 盘和 80 nm 盘中的拓扑磁结构可以分成四个区域。畴壁以内的均匀磁化区 AI, 畴壁区 AD, 畴壁以外的均匀磁化区 AO 和边界区 AE。其中, 边界钉扎效应是影响 AE 区

的主导因素, 在超导涡旋产生的弱磁场下可以近似认为该区域的磁化分布保持不变。在下面的讨论中我们忽略纳米盘厚度, 这不影响最后的结论。

首先, 注意到与无外加涡旋磁场的情形相比, 超导涡旋磁场对斯格明子半径和壁宽的总体影响是比较弱的。从超导涡旋磁通密度的示意图 1(b) 和 (d), 可以看出, 超导涡旋产生的磁场是非均匀分布的。一方面, 涡旋中心附近的

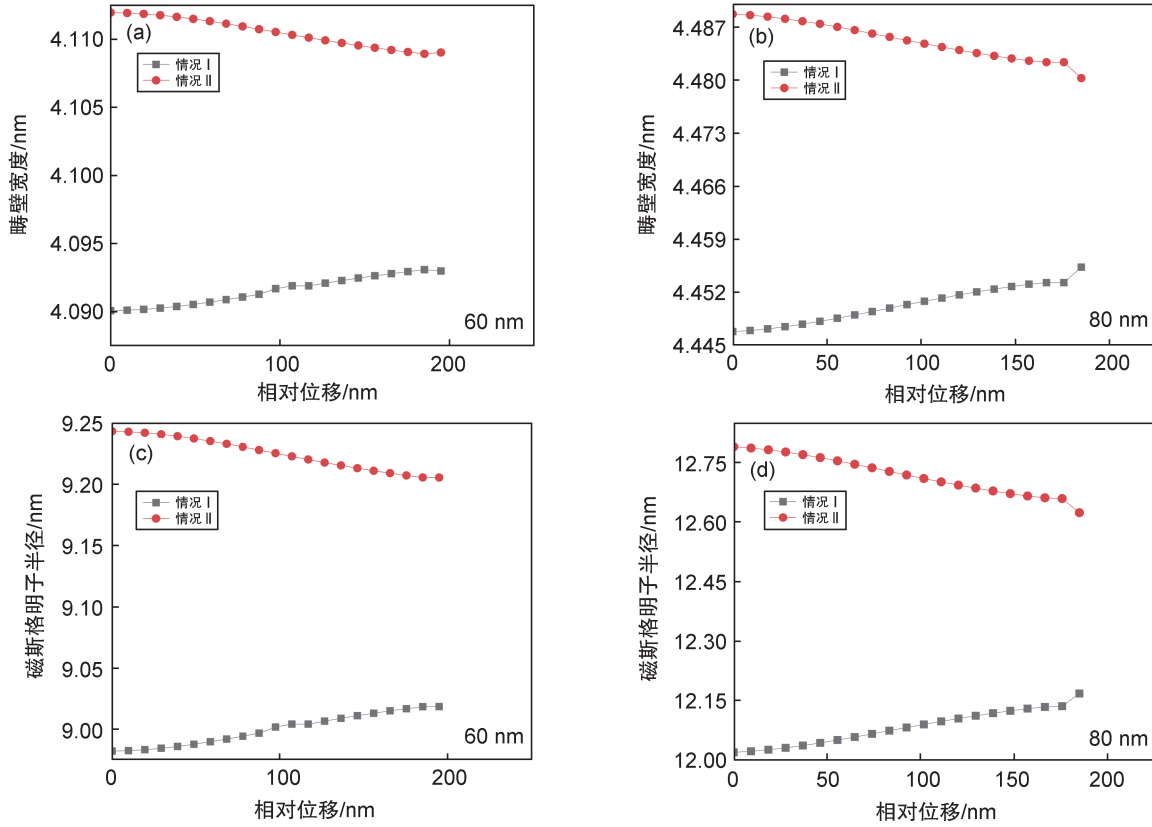


图3 纳米盘中磁斯格明子畴壁宽度(a—b)和斯格明子尺寸(c—d)随水平间距的变化

Fig. 3 Dependence of magnetic skyrmion domain wall width (a—b) and skyrmion dimensions (c—d) in nanodisks on horizontal spacing

磁通密度最大,远离涡旋中心处磁通密度下降。另一方面,除了有与纳米盘面垂直的分量还有与之平行的分量。

其次,分析改变AD区内侧半径 R_i (也就是AI区半径)和外侧半径 R_o (也就是AO区内径)对纳米盘中磁织构能量的影响。没有外加磁场时,均匀磁化区AI区和AO区的能量 E_i 和 E_o 分别表示为

$$E_i = \epsilon \pi R_i^2, \\ E_o = \epsilon \pi (R^2 - R_o^2),$$

其中 ϵ 表示均一磁化区单位面积的能量, R 表示纳米盘的半径。在给定 R 的条件下,改变 R_i 和 R_o 导致均一磁化区AI区和AO区的能量变化量为

$$\delta E_i = 2\epsilon \pi R_i \delta R_i, \\ \delta E_o = -2\epsilon \pi R_o \delta R_o.$$

内外侧半径改变相同的值,AI区和AO区的能量变化量比值为

$$\frac{\delta E_i}{\delta E_o} = -\frac{R_i}{R_o}.$$

容易看到,与减小(增大) R_i 相比,增大(减

小) R_o 能更有效地降低系统能量。因此,在施加均一磁场条件下,斯格明子磁织构AD区外侧半径的变化比内侧半径变化更大。

此外,分析纳米盘中壁宽变化对畴壁能量的影响。以斯格明子中心为参考点,Néel型斯格明子的磁矩指向沿径向从零变化到 π 。注意到壁宽远小于斯格明子半径,因此对于拓扑荷 $Q=1$ 的斯格明子,磁矩偏离 z 轴的角度 θ 沿径向的变化率远大于沿极角方向的变化率。这里只关注前者。畴壁能量约为

$$E_d = \epsilon_d \left(\frac{\pi}{L} \right) (R_o^2 - R_i^2),$$

其中 $L=R_o-R_i$ 。改变 R_o 和 R_i 的值,畴壁能量表示为

$$E'_d = \epsilon_d \left(\frac{\pi}{L + \delta L} \right) (R_o + \delta R_o + \delta R_i) \\ (L + \delta L) = E_d + \delta E_d,$$

其中改变畴壁内侧和外侧半径导致能量变化量为(取一级近似)

$$\delta E_d = \epsilon_d \left(\frac{\pi}{L} \right) \delta S_d,$$

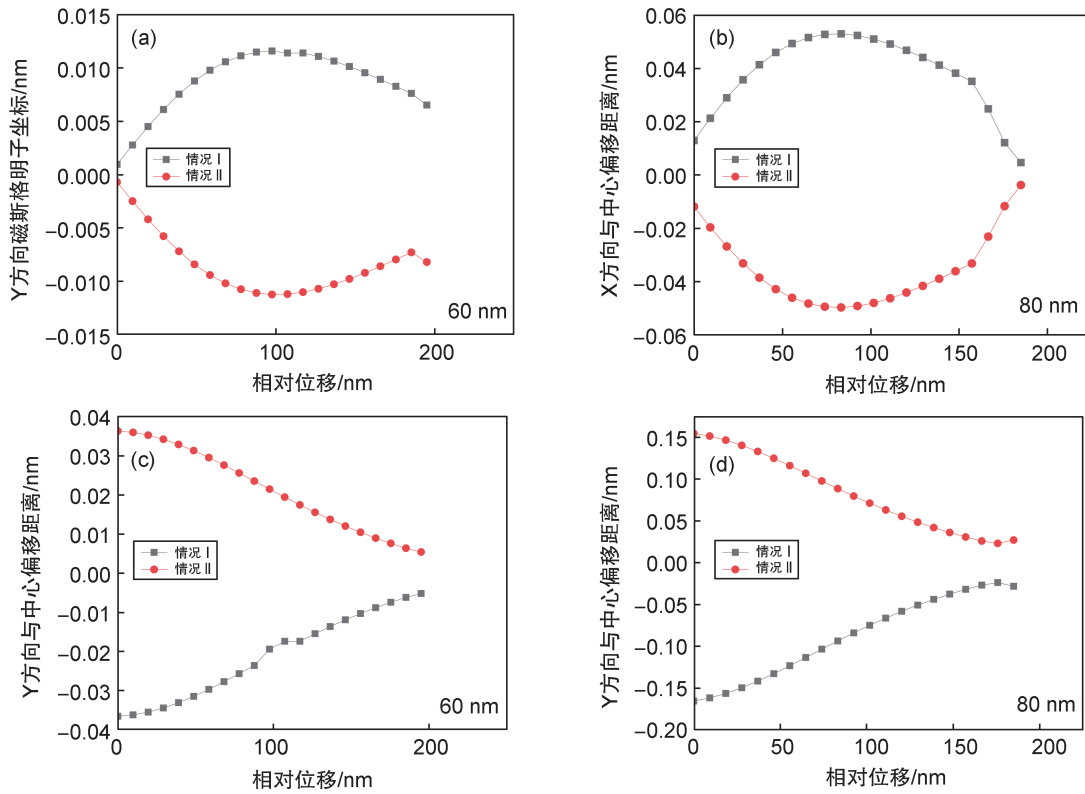


图4 磁斯格明子中心相对于纳米盘中心偏移量的 x 方向分量(a—b)和 y 方向分量(c—d)随水平间距的变化

Fig. 4 Dependences of the offset's x -component (a—b) and y -component (c—d) of skyrmion center relative to nanodisks center on horizontal spacings

其中 δS_a 表示畴壁面积的变化量。注意到,畴壁能量变化量与其面积变化量成正比。

在斯格明子的典型尺寸范围内(60 nm 盘的斯格明子半径约为 9 nm, 80 nm 盘约为 12.5 nm)超导涡旋磁通密度的变化不大,方向近似相同。因此,存在超导涡旋磁场时,在情形 I, AD 区外侧半径 R_o (斯格明子半径)减小量比内侧半径 R_i 增大量更大;在情形 II, R_o 增加量比 R_i 减小量更大。虽然涡旋芯附近的磁通密度比远离涡旋芯的磁通密度更大,这会增大内侧半径的变化量。但注意到增大内侧半径将增大畴壁面积,进而增大畴壁能量。这对降低系统总能量是不利的,尤其考虑到超导涡旋磁场对零场条件下的纳米盘中的磁织构的影响是比较弱的。综合以上的分析,壁宽的变化量比斯格明子半径的变化量要小得多。

这里只考虑了超导涡旋磁通密度沿 z 方向的分量的影响。为了得到更精确的定量描述,还需要考虑超导磁通密度在 xy 平面内的分量对纳米盘中斯格明子磁织构能量的影响。这是接下来需要做的工作。

改变磁盘中心与超导涡旋中心的间距时,磁盘中 AI 区, AD 区和 AO 区受到的外加磁场随之改变。磁场的总体影响是变弱的,因此斯格明子半径和壁宽变化量都是减小的。当水平间距超过 200 nm 时,由于在数值计算超导涡旋磁场时做了截断,得到的数据误差较大,所以没有展示相关数据。将 200 nm 以内的结果外推可知,不断增大水平间距,斯格明子半径和壁宽都趋于没有超导涡旋磁场时的结果。

改变纳米盘与超导涡旋的水平间距 ρ ,还会导致斯格明子中心相对于纳米盘中心产生有限的偏移,图 4(a—d)展示了该偏移量对 ρ 的依赖关系。注意到,60 nm 盘与 80 nm 盘显示相似的行为,只有定量上的差别。 y 方向偏移分量的典型值在表格 2 中给出。

与 y 方向不同,沿 x 方向的偏移分量显示振荡行为。这里以 60 nm 盘为例。在情形 I,将水平间距 ρ 从零增大至 100 nm,纳米盘中斯格明子中心沿 x 轴(纳米盘平移方向)负方向偏移。这可以简单地理解为,由于斯格明子中心与涡

表2 Néel型磁斯格明子特征长度的典型值

Table 2 Typical values of characteristic lengths of Néel skyrmion

特征长度	盘直径/nm	情形	相对位移/nm		
			0 nm	111 nm	185 nm
壁宽/nm	60	I	4.090	4.092	4.093
		II	4.111	4.110	4.109
	80	I	4.447	4.451	4.455
		II	4.489	4.484	4.480
斯格明子半径/nm	60	I	8.982	9.004	9.018
		II	9.243	9.221	9.205
	80	I	12.019	12.097	12.167
		II	12.789	12.701	12.624
y-方向相对原点的偏移量/nm	60	I	-0.037	-0.017	-0.006
		II	0.037	0.017	0.006
	80	I	-0.166	-0.066	-0.028
		II	0.155	0.063	0.027

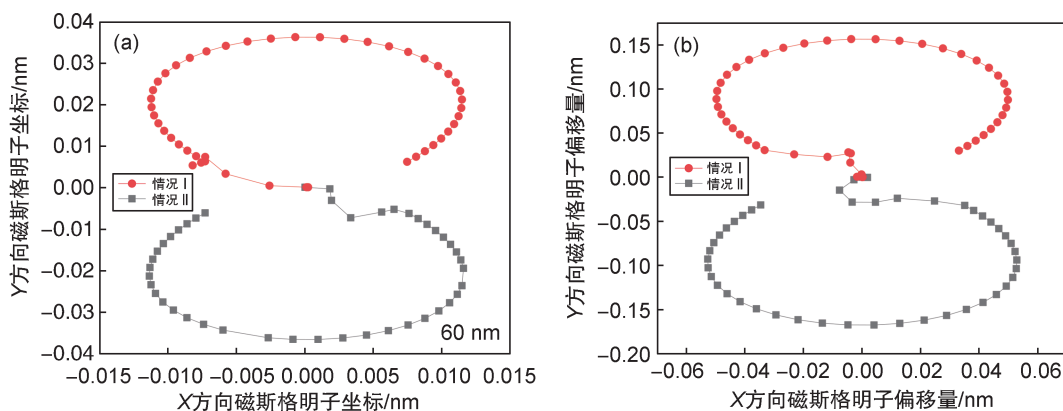


图5 磁斯格明子中心相对纳米盘中心的偏移量

Fig. 5 Offset of the skyrmion center with respect to nanodisks center

旋中心正对时能量更小,因此超导涡旋对斯格明子有微弱的钉扎效应。作为该钉扎效应的后果,当水平间距 ρ 小于100 nm时(x 轴正方向),斯格明子中心相对于纳米盘中心左移(x 轴负方向)。当 ρ 大于100 nm时,纳米盘边缘移动到超导涡旋中心。由于超导涡旋产生的磁场是不均匀的,同时纳米盘的限域效应使得边界附近磁织构比均一磁化更加复杂,所以实际行为变得复杂,如图5所示。

注意到在超导涡旋产生的磁场中,改变水平间距,斯格明子中心相对纳米盘中心偏移量的典型值约为0.01 nm,是非常小的(与畴壁宽度的变化量具有相同的数量级)。这可归因于纳米盘的限域效应比超导涡旋对盘中磁织构的影响强得多,该偏移量对盘中磁织构的能量变化没有显著影响,所以图2中看不到能量显示

振荡行为。尽管如此,在60 nm盘和80 nm盘的模拟试验中,都观测到斯格明子中心沿 x 方向偏移量的振荡行为,说明该结果不能简单地归因于数值计算误差。当然,要在实验上观测到偏移量的振荡行为需要达到0.01 nm的测量精度,这是很有挑战性的。

为得到更扎实的证据,应该缩小模拟的元胞尺寸,同时考虑纳米盘中磁织构产生的磁场对超导涡旋的影响,这是接下来需要做的工作。

2.3 双半子磁织构

为更好地理解超导涡旋产生的磁场对纳米盘中拓扑磁织构的影响,我们进一步研究了该磁场对双半子磁织构的影响。双半子是一对拓扑荷为二分之一的磁织构^[25-28]。为了提高模拟效率,能够研究更大尺寸纳米盘中的磁织构,我们使用Mumax3微磁学仿真软件^[29]模拟双半子

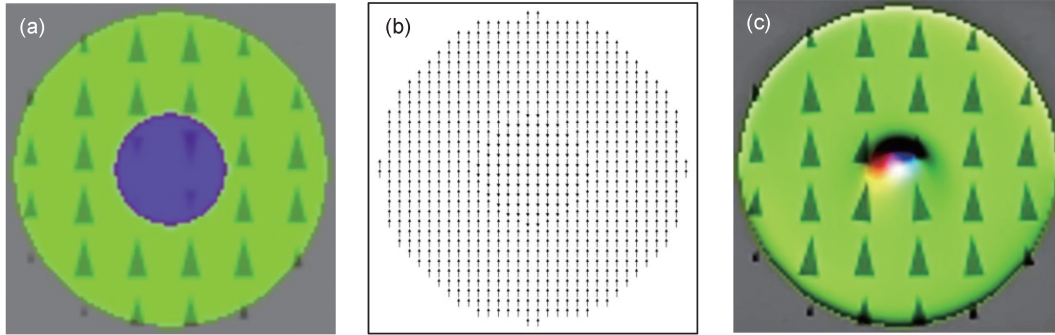


图6 初始磁化(a)、磁矩分布(b)和弛豫得到的双半子磁织构(c)

Fig. 6 Initial magnetization (a), magnetization configuration (b) and bimeron magnetic texture obtained (c)

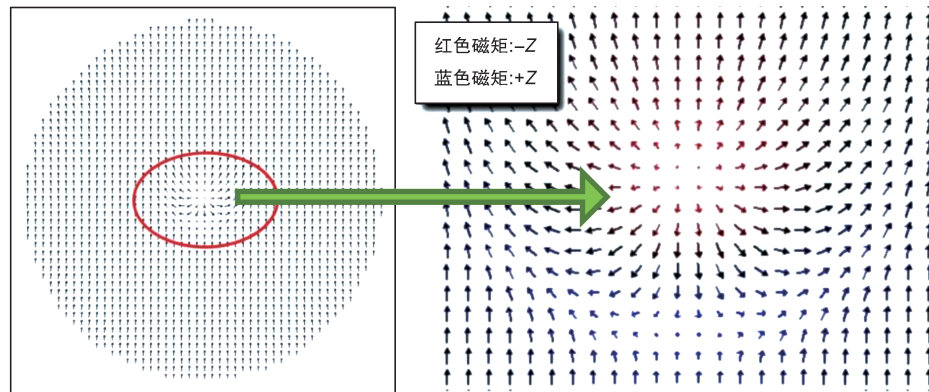


图7 双半子磁织构放大图

Fig. 7 Enlarged view of bimeron magnetic texture

磁织构。仿真范围设置为^[30]底边 300 nm 高 0.4 nm 的四方柱区域,纳米盘的直径 $R = 280$ nm,元胞取为底边 3 nm 高 0.4 nm 的四方柱。材料参数取为饱和磁化强度 $M_s = 580$ kA/m,交换相互作用强度 $A = 20$ pJ/m,单轴磁晶各向异性常数 $K = 900$ kJ/m³(沿 y 轴方向),界面 DM 相互作用强度 $D = 2.9$ mJ/m²,阻尼系数 $\alpha = 0.02$ 。

将纳米盘中磁化强度取为 y 轴负方向,纳米盘中心半径 20 nm 范围内的区域磁化强度取为 y 轴正方向,如图 6(a) 所示,弛豫后得到图 6(c) 所示的双半子磁织构。为了看起来更清楚,图 7 放大了纳米盘中心附近区域的磁织构。

对该磁织构施加超导涡旋产生的磁场后,双半子磁织构被破坏,得到图 8 所示的均一磁织构。这说明在超导涡旋产生的磁场中,双半子磁织构的稳定性比斯格明子磁织构更低。一个直接的解释是,双半子磁织构更容易受到杂散场的影响。与双半子磁织构相比,斯格明子磁织构的非平庸拓扑性质使其在受到超导涡旋产生的磁场时更加稳定。另一个可能原因是产

生斯格明子磁织构的纳米盘直径远小于产生双半子磁织构的纳米盘直径,因此前者的限域效应更强,有利于稳定盘中的非共线磁织构。

3 结论

综上所述,通过数值求解第二类超导体的 Ginzburg-Landau 方程和纳米磁盘中的微磁学方程,研究了超导薄膜的涡旋磁场对纳米盘中非刚性拓扑磁织构的影响。发现超导涡旋磁场对纳米盘中拓扑磁织构的稳定性有显著影响。大尺寸纳米盘中的双半子磁织构不稳定,小尺寸纳米盘中斯格明子磁织构能够稳定存在。这可以归因于小尺寸纳米盘具有更强的限域效应。纳米盘在超导涡旋磁场中的位置对拓扑磁织构的特征长度有影响。因此,与刚性模型相比,非刚性模型能更好地描述超导铁磁异质结构中涡旋磁场与拓扑磁织构之间的相互作用。逐渐改变纳米盘中磁织构受到的超导涡旋磁场,发现不同尺寸纳米盘中斯格明子磁织构的几何尺寸、畴壁宽度发生相似的演化行为,只存在定

量的差别。这个定量差别可以从均一磁化区与畴壁区对磁场变化有不同的响应行为得到解释。我们还发现斯格明子中心相对纳米盘中心沿平移方向的偏移量存在振荡行为,垂直于平移方向的偏移量没有振荡行为。初始偏移量可以归因于斯格明子磁织构与超导涡旋之间存在微弱的钉扎效应。本研究只考虑了超导涡旋磁场对拓扑磁织构的影响,为得到更精确的结果,应该进一步考虑拓扑磁结构产生的杂散场对超导涡旋的影响,这是接下来需要做的工作。

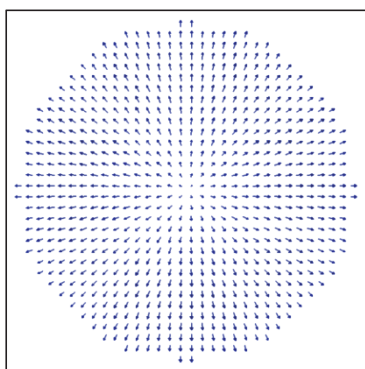


图8 在超导涡旋磁场中双半子磁织构衰变成均一磁化结构
Fig. 8 Bimeron decays to a uniform magnetization configuration under magnetic field of superconductor vortex

参考文献:

- [1] BOGDANOV A N, YABLONSKII D A. Thermodynamically Stable "Vortices" in Magnetically Ordered Crystals. The Mixed State of Magnets[J]. *Sov Phys JETP* 1989, **68** (1):101-103.
- [2] MÜHLBAUER S, BINZ B, JONIETZ F, *et al.* Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet[J]. *Science*, 2009, **323**(5916): 915-919. DOI: 10.1126/science.1166767.
- [3] NAGAOSA N, TOKURA Y. Topological Properties and Dynamics of Magnetic Skyrmions[J]. *Nat Nanotechnol*, 2013, **8**(12): 899-911. DOI: 10.1038/nnano.2013.243.
- [4] FERT A, CROS V, SAMPAIO J. Skyrmions on the Track[J]. *Nat Nanotechnol*, 2013, **8**(3): 152-156. DOI: 10.1038/nnano.2013.29.
- [5] BACK C, CROS V, EBERT H, *et al.* The 2020 Skyrmionics Roadmap[J]. *J Phys D: Appl Phys*, 2020, **53** (36): 363001. DOI: 10.1088/1361-6463/ab8418.
- [6] MENEZES R M, NETO J F S, DE SOUZA SILVA C C, *et al.* Manipulation of Magnetic Skyrmions by Superconducting Vortices in Ferromagnet-Superconductor Heterostructures[J]. *Phys Rev B*, 2019, **100**:014431. DOI: 10.1103/PhysRevB.100.014431.
- [7] LYUKSYUTOV I F, POKROVSKY V L. Ferromagnet-Superconductor Hybrids[J]. *Adv Phys*, 2005, **54**(1): 67-136. DOI: 10.1080/00018730500057536.
- [8] VADIMOV V L, SAPOZHNIKOV M V, MEL'NIKOV A S. Magnetic Skyrmions in Ferromagnet-superconductor (F/S) Heterostructures[J]. *Appl Phys Lett*, 2018, **113**(3): 032402. DOI: 10.1063/1.5037934.
- [9] BAUMARD J, CAYSSOL J, BERGERET F S, *et al.* Generation of a Superconducting Vortex Néel Skyrmions [J]. *Phys Rev B*, 2019, **99**: 014511. DOI: 10.1103/physrevb.99.014511.
- [10] ANDRIYAKHINA E S, APOSTOLOFF S, BURMISTROV I S, Repulsion of a Néel-type Skyrmion from a Pearl Vortex in Thin Ferromagnet-Superconductor Heterostructures[R]. arXiv Preprint: 2210.08790v2, 2022.
- [11] HALS K M D, SCHECTER M, RUDNER M S. Composite Topological Excitations in Ferromagnet-Superconductor Heterostructures[J]. *Phys Rev Lett*, 2016, **117** (1): 017001. DOI:10.1103/PhysRevLett.117.017001.
- [12] ANDRIYAKHINA E S, BURMISTROV I S. Interaction of a Néel-type Skyrmion with a Superconducting Vortex[J]. *Phys Rev B*, 2021, **103**(17): 174519. DOI: 10.1103/physrevb.103.174519.
- [13] DAHIR S M, VOLKOV A F, EREMIN I M. Interaction of Skyrmions and Pearl Vortices in Superconductor-chiral Ferromagnet Heterostructures[J]. *Phys Rev Lett*, 2019, **122** (9): 097001. DOI: 10.1103/physrevlett.122.097001.
- [14] APOSTOLOFF S S, ANDRIYAKHINA E S, VOROBYEV P A, *et al.* Chirality Inversion and Radius Blowup of a Néel-type Skyrmion by a Pearl Vortex[J]. *Phys Rev B*, 2023, **107**(22): L220409. DOI: 10.1103/physrevb.107.L220409,
- [15] KUZNETSOV M A, MUKHAMATCHIN K R, FRAERMAN A A. Effective Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interaction and Skyrmion Stabilization in Ferromagnet/Paramagnet and Ferromagnet/Superconductor Hybrid Systems[J]. *Phys Rev B*, 2023, **107**(18): 184428. DOI: 10.1103/physrevb.107.184428.
- [16] 田明亮. 在尺寸受限体系中的磁斯格明子[J]. *物理*, 2020, **49**(2): 69-76. DOI:10.7693/wl20200201. TIAN M L. Magnetic Skyrmions in Confined Geometries[J]. *Physics*, 2020, **49**(2): 69-76. DOI: 10.7693/wl20200201.
- [17] GONZÁLEZ-GÓMEZ L, CASTELL-QUERALT J, DELVALLE N, *et al.* Mutual Interaction Between Superconductors and Ferromagnetic Skyrmionic Structures in Confined Geometries[J]. *Phys Rev Applied*, 2022, **17**(3): 034069. DOI: 10.1103/physrevapplied.17.034069.

- [18] CARNEIRO G. Tunable Pinning of a Superconducting Vortex by a Magnetic Vortex[J]. *Phys Rev B*, 2007, **75**(9): 094504. DOI: 10.1103/physrevb.75.094504.
- [19] BROWN W F. Micromagnetics[M]. New York: Interscience Publishers, 1963.
- [20] ROHART S, THIAVILLE A. Skyrmion Confinement in Ultrathin Film Nanostructures in the Presence of Dzyaloshinskii-Moriya Interaction[J]. *Phys Rev B*, 2013, **88**(18): 184422. DOI: 10.1103/physrevb.88.184422.
- [21] WU H Y, FAN Y S, SUN Y B, *et al.* Mutual Interaction between a Superconducting Vortex and a Magnetic Vortex: a Numerical Simulation Study[J]. *Phys C Supercond*, 2013, **489**: 47-50. DOI: 10.1016/j.physc.2013.04.049.
- [22] BRANDT E H. Precision Ginzburg-landau Solution of Ideal Vortex Lattices for any Induction and Symmetry [J]. *Phys Rev Lett*, 1997, **78**(11): 2208-2211. DOI: 10.1103/physrevlett.78.2208.
- [23] BRANDT E H. Ginzburg-landau Vortex Lattice in Superconductor Films of Finite Thickness[J]. *Phys Rev B*, 2005, **71**: 014521. DOI: 10.1103/physrevb.71.014521.
- [24] DONAHUE M J, PORTER D G. OOMMF User's Guide, Version 1.0, Interagency Report No. NISTIR 6376 (National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, 1999)[EB/OL]. (1999-09-01)[2023-04-05]. <http://www.nist.gov/publications/oommf-users-guide-version-10>.
- [25] EZAWA M. Compact Merons and Skyrmions in Thin Chiral Magnetic Films[J]. *Phys Rev B*, 2011, **83**(10): 100408. DOI: 10.1103/physrevb.83.100408.
- [26] YU X Z, KOSHIBAE W, TOKUNAGA Y, *et al.* Transformation Between Meron and Skyrmion Topological Spin Textures in a Chiral Magnet[J]. *Nature*, 2018, **564**(7734): 95-98. DOI: 10.1038/s41586-018-0745-3.
- [27] GAO N, JE S G, IM M Y, *et al.* Creation and Annihilation of Topological Meron Pairs in In-plane Magnetized Films[J]. *Nat Commun*, 2019, **10**: 5603. DOI: 10.1038/s41467-019-13642-z.
- [28] ZHANG X C, XIA J, SHEN L C, *et al.* Static and Dynamic Properties of Bimerons in a Frustrated Ferromagnetic Monolayer[J]. *Phys Rev B*, 2020, **101**(14): 144435. DOI: 10.1103/physrevb.101.144435.
- [29] VANSTEENKISTE A, LELIAERT J, DVORNIK M, *et al.* The Design and Verification of MuMax3[J]. *AIP Adv*, 2014, **4**(10): 107133. DOI:10.1063/1.4899186.
- [30] LI X G, SHEN L C, BAI Y H, *et al.* Bimeron Clusters in Chiral Antiferromagnets[J]. *Npj Comput Mater*, 2020, **6**: 169. DOI: 10.1038/s41524-020-00435-y.