

# Corbino圆盘中斯格明子的集体动力学研究\*

石兆宁<sup>1)2)</sup> 赵海军<sup>1)†</sup>

1) (东南大学物理学院, 量子材料与信息器件教育部重点实验室, 南京 211189)

2) (东南大学信息科学与工程学院, 南京 211189)

本文基于点粒子分子动力学模型, 研究了Corbino圆盘中斯格明子的静态构型及其在径向电流驱动下的集体动力学行为。结果表明, 在无外驱动时, 体系在边界限域与粒子间排斥相互作用的共同作用下形成稳定的同心壳层结构, 其静态排布与介观超导圆盘中的涡旋壳层构型相似。对于典型的多壳层结构, 随着驱动电流增大, 体系经历了由整体刚性转动向壳层解锁剪切转动的转变; 在更强驱动下, 内层斯格明子逐步向外层迁移, 最终演化为单层环状结构。对于粒子数较多的体系, 在完全单层化之前, 由于外层局域密度升高和粒子间相互作用增强, 体系还会出现再刚化现象, 并伴随一定的结构重构。研究表明, 强马格努斯力与非均匀驱动、边界限域及粒子间相互作用的共同作用, 使Corbino几何中的斯格明子表现出不同于弱马格努斯力体系(如超导涡旋)的丰富非平衡动力学行为。本文结果可为理解受限几何中斯格明子的集体运动规律及其在自旋电子学器件中的潜在应用提供参考。

**关键词:** 斯格明子, Corbino圆盘, 壳层结构, 分子动力学模拟

**PACS:** 75.78.Fg, 75.70.Kw, 75.40.Mg, 02.70.Ns

## 1 引言

磁性斯格明子(skyrmion)是一类具有纳米尺度涡旋状自旋结构和非平庸拓扑性质的磁性拓扑结构<sup>[1-7]</sup>, 通常稳定存在于手性磁体中。其稳定性来源于交换相互作用、Zeeman效应以及Dzyaloshinskii-Moriya相互作用(Dzyaloshinskii-Moriya interaction, DMI)之间的精细竞争与平衡, 而DMI的存在通常

† 通信作者. E-mail: haijunzhao@seu.edu.cn (通信作者)

\* 江苏省大学生创新训练计划资助的课题.

依赖于缺乏中心反演对称性的晶体结构，这类结构在螺旋磁体中尤为常见<sup>[2-5,8-10]</sup>。与传统铁磁畴壁相比，斯格明子的一个突出特点在于其能够在低约五个数量级的电流驱动下实现有效操控<sup>[8,11-16]</sup>。凭借这些特性，斯格明子在未来自旋电子学器件中的应用前景受到了广泛关注，并被认为有望应用于新型存储器、逻辑器件以及非常规计算架构等方向<sup>[17-20]</sup>。

实验研究表明，斯格明子在动力学行为上与许多其他粒子体系存在明显相似性，例如Wigner晶体、相互作用胶体体系<sup>[21,22]</sup>以及第二类超导体中的涡旋体系<sup>[21,23,25]</sup>。其中，一个典型例子是斯格明子之间的排斥相互作用能够促使其形成三角晶格<sup>[3-5]</sup>，且相互作用会导致斯格明子发生显著形变<sup>[26]</sup>，这与第二类超导体中涡旋体系的行为十分相似。正是这种相似性，使得许多在涡旋体系中已经建立起来的理论框架可以直接借鉴到斯格明子物理的研究中。与基于Ginzburg-Landau方程的超导涡旋模拟以及基于微磁学的斯格明子模拟等连续场方法相比，将涡旋或斯格明子近似为刚性点粒子的粗粒化模型虽然忽略了个体形变等内部自由度，但能够显著降低计算复杂度，因此特别适合研究大量粒子在受限几何、无序基底及外驱动条件下的集体行为<sup>[24,25,27-29]</sup>。

然而，斯格明子与这些体系之间也存在一个重要差别，即运动中的斯格明子会受到显著更强的马格努斯力（Magnus force）作用，从而表现出许多其他体系中通常并不出现的独特动力学行为。例如，在无杂质极限下，这种马格努斯力可表现为有限的霍尔角，即速度方向与驱动力方向之间存在夹角，并表现为skyrmion Hall效应<sup>[30-33]</sup>。此外，当斯格明子在具有随机或规则钉扎阵列的基底上受到驱动时<sup>[28,29]</sup>，在高驱动条件下体系会形成运动晶态（moving crystalline state）<sup>[28]</sup>；相比之下，在马格努斯力较弱的体系中，更常见的则是运动层状态（moving smectic state）。

Corbino盘被认为是未来基于斯格明子的存储单元与原位计算单元的一类潜在几何平台。其闭合环形结构天然适合承载持续的圆周运动，而径向注入电流又能够在不同半径位置之间引入可控的剪切驱动。近期已有理论与实验工作开始直接关注Corbino几何中的斯格明子动力学。例如，de Assis等人讨论了不同类型非共线自旋织构在Corbino盘中的圆周运动行为<sup>[34]</sup>；另一方面，Chalus等人在MnSi中实验观察到径向电流驱动下斯格明子晶格的非单调角向重取向，进一步说明Corbino构型为研究斯格明子集体动力学提供了重要平台<sup>[16]</sup>。

作为类比，在介观超导Corbino盘中，这种几何已被证明是研究相互作用粒子集体动力学的重要平台，特别适合考察塑性起始、沟道化（channeling）、摩擦以及壳层解锁等现象，并在fluxonics操控中具有潜在应用价值<sup>[25]</sup>。在这种构型下，径向电流密度 $j$ 沿半径方向满足 $j \propto I_0/r$ ，从而使Lorentz力 $F_L$ 在圆盘中心

附近显著强于边缘区域<sup>[25]</sup>。这种空间非均匀驱动会通过Lorentz力的径向梯度，在同心粒子环或壳层之间引入剪切作用。对于马格努斯力较弱的体系，在较小外加电流下，局域剪切应力仍然较弱，整个晶格通常保持近似刚性转动；然而当驱动电流超过某一临界值 $I_c$ 后，增强的非均匀应力会破坏由粒子间相互作用维持的固态有序结构，使不同环带或壳层以不同的角速度运动，从而进入塑性流动或壳层解锁的动力学区间<sup>[25]</sup>。

更重要的是，Lin等人在介观Corbino盘中的研究表明，梯度Lorentz力、粒子间相互作用、几何限域以及相邻壳层之间的（非）公度性之间的竞争，可以导致一系列反直觉的动力学行为<sup>[25]</sup>。其中最突出的两个结果是：其一，非常规角向熔化，即熔化并非像经典图像那样总是从剪切应力最大的中心区域首先发生，而是可能从剪切应力最小的外边界开始并向内传播；其二，非常规壳层动力学，即某一受到更弱Lorentz力驱动的外层壳，反而能够比受到更强驱动力的相邻内层壳旋转得更快<sup>[25]</sup>。这些现象说明，在Corbino几何中，集体动力学并不能仅由局域驱动力梯度决定，而是强烈依赖于壳层结构、缺陷分布以及壳层之间的公度匹配关系。

对于Corbino盘中的斯格明子，强马格努斯力将进一步改变上述动力学图景，并诱导出不同于传统超导涡旋体系的集体运动行为。理解这类行为不仅有助于揭示强马格努斯力主导体系中的一般动力学规律，也对评估Corbino几何在未来斯格明子器件中的应用潜力具有重要意义。基于此，本文采用分子动力学方法研究斯格明子在Corbino盘中的集体动力学性质。

## 2 模型与方法

我们建立了一个分子动力学模型，用于研究受限于Corbino圆盘中的斯格明子动力学。第 $i$ 个斯格明子的运动满足

$$\alpha_d \mathbf{v}_i + \alpha_m \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{v}_i = \mathbf{F}_i^{ss} + \mathbf{F}_D^i + \mathbf{f}_{i,b}, \quad (1)$$

其中 $\mathbf{v}_i = d\mathbf{r}_i/dt$ 为第 $i$ 个斯格明子的速度， $\alpha_d$ 和 $\alpha_m$ 分别表示阻尼系数和马格努斯系数。在本文的模拟中，我们取 $\alpha_m/\alpha_d = 10$ 。这一取值可代表马格努斯力主导的动力学区间，接近MnSi等体手性磁体中斯格明子的典型参数范围，同时也与以往点粒子模型研究中常用的强马格努斯力参数选择相一致<sup>[24,28,29]</sup>。需要指出的是， $\alpha_m/\alpha_d$ 并不是普适常数，其有效取值会受到材料阻尼、斯格明子尺寸、磁结构轮廓以及无序等因素的影响。对于界面DMI薄膜中的Néel型斯格明子，具体驱动响应还会受到helicity和自旋轨道矩形式的影响；在Corbino几何中，Bloch型和Néel型磁结构可能因helicity不同而表现出不同的圆周运

动行为<sup>[34]</sup>。因此，本文结果主要代表强马格努斯力极限下的唯象点粒子动力学，而 Néel 型薄膜体系中的具体参数选择和驱动形式需要进一步专门研究。

斯格明子之间的相互作用力取为

$$\mathbf{F}_i^{ss} = f_0 \sum_{\substack{j \\ j \neq i}}^{N_s} \hat{\mathbf{r}}_{ij} K_1(R_{ij}/R_0), \quad (2)$$

其中  $R_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$  为第  $i$  个与第  $j$  个斯格明子之间的距离， $\hat{\mathbf{r}}_{ij}$  为对应的单位矢量， $K_1$  为一阶第二类修正贝塞尔函数。参数  $R_0$  和  $f_0$  分别为由交换作用、DMI 强度等决定的特征长度和特征力；在本文中，它们被分别选作长度和力的归一化单位。需要指出的是，上述相互作用形式是一种唯象点粒子模型，借鉴了超导涡旋体系中常用的修正贝塞尔函数相互作用形式。该模型能够有效描述有限作用程排斥相互作用所导致的集体动力学行为，但并不是从某一具体材料的完整微磁能量严格推导出的唯一相互作用形式。在该模型中，斯格明子被视为不可形变的刚性点粒子，因此不能显式描述真实磁性材料中单个斯格明子的形变、尺寸变化以及可能的边界湮灭过程。已有微磁学研究表明，在强驱动或强压缩条件下，斯格明子的内部结构变化和结构转变可能对其动力学产生重要影响<sup>[5,35,36]</sup>。因此，本文结果应理解为刚性点粒子近似下的集体壳层动力学。在该模型中，圆盘半径的作用并不由  $R$  本身单独决定，而主要取决于无量纲比值  $R/R_0$ 。因此，在壳层构型近似相似的情况下，改变  $R$  等效于改变粒子间距相对于相互作用长度的比例，从而改变体系的有效相互作用区间。

圆盘边界与斯格明子之间的相互作用写为

$$\mathbf{f}_{i,b} = -f_0 K_1((R - r_i)/R_0) \hat{\mathbf{r}}_i, \quad (3)$$

其中  $R$  为圆盘半径(本文统一取  $R = 3.78R_0$ )， $r_i = |\mathbf{r}_i|$  为第  $i$  个斯格明子到圆盘中心的距离， $\hat{\mathbf{r}}_i = \mathbf{r}_i/r_i$  为径向单位矢量。该项描述了边界对斯格明子的径向向内排斥作用。

驱动力  $\mathbf{F}_D^i$  用于表征 Corbino 几何中外加径向电流对斯格明子的驱动作用。对于理想 Corbino 构型，电流密度随半径满足  $j(r) \propto 1/r$ ，因此我们将驱动力写为

$$\mathbf{F}_D^i = F_D \frac{R}{r_i} \hat{\boldsymbol{\theta}}_i, \quad (4)$$

其中  $\hat{\boldsymbol{\theta}}_i$  为第  $i$  个斯格明子所在位置的切向单位矢量， $F_D$  的大小与外加电流强度成正比。该形式表明靠近圆盘中心区域的驱动较强，而靠近外边缘区域的驱动较弱。本文中径向电流方向取为由圆心指向边缘。实验上，这类驱动可由 Corbino 几何实现，其实际结构通常对应于具有很小内径的环形器件而非理想实心圆盘<sup>[16]</sup>；只要中心区域足够小且其中不存在 skyrmion，便可近似视为本文采用的圆盘模型。需要指出的是，

体系的圆周运动方向以及马格努斯力所对应的径向漂移方向，并不单独由电流方向决定，而是由斯格明子的极性、手性以及电流方向共同决定。当电流反向时，对于无马格努斯力的情形，体系动力学机制并无本质变化，主要表现为圆周旋转方向的反转；而在存在马格努斯力时，其径向分量也将随之反向，从而使原先朝外（朝内）的径向漂移转变为朝内（朝外）。本文仅讨论马格努斯力径向分量指向外侧、从而能够形成稳定边缘流动态的情形。

数值求解中，我们采用自适应步长的五(四)阶Runge-Kutta方法对方程(1)进行积分。对每一组给定参数，体系首先从相应的静态稳定构型出发，然后缓慢增大外加驱动力。对于每一个驱动力取值，均令体系演化足够长时间，以确保其充分弛豫到稳态。本文所定义的线速度对应于稳定流动态下的切向速度。对于伴随径向重构的过渡过程，由于斯格明子同时具有径向和切向运动分量，本文不将其纳入线速度统计；在线速度计算中，我们取稳态下的平均角速度 $\omega$ 与平均半径 $r$ ，并由 $v = \omega r$ 得到相应的线速度。稳态建立后，再对各壳层的角速度和线速度进行时间平均，从而得到相应的动力学响应。由于本文研究的是有限粒子数的受限体系，直接计算所有粒子对之间的相互作用已经足够高效。在本文所考虑的粒子数和参数范围内，计算效率并不构成主要限制。

### 3 结果与讨论

#### 3.1 静态壳层结构

我们首先考察无外驱动条件下Corbino圆盘中斯格明子的静态构型。数值结果表明，受圆盘限域效应与斯格明子间排斥相互作用的共同影响，其结构不同于块体中的三角晶格，而是自发组织为若干同心壳层（shell）。值得指出的是，斯格明子与超导涡旋在静态构型中的主要区别在此情形下基本消失：由于静态下速度为零，马格努斯力也为零，因此两者表现出非常相近的几何组织规律，与介观超导圆盘中的涡旋构型高度一致<sup>[27,37,38]</sup>。

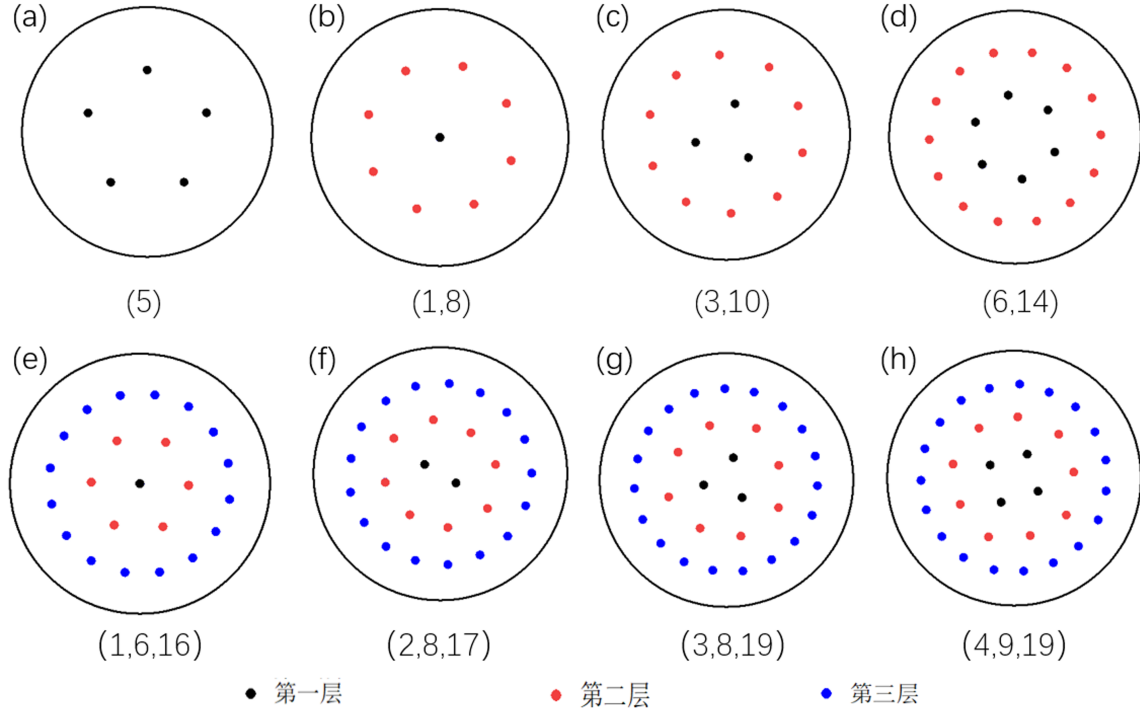
图1(a)–(h)给出了若干具有代表性的静态构型，图1(i)总结了不同粒子数下对应的壳层排布。可以看到，随着斯格明子数目的增加，体系在不同壳层占据方式之间发生重构：当粒子数较少时，斯格明子形成稳定的单层多边形结构；当粒子数进一步增加，内层壳逐渐形成并稳定下来，最终呈现为多壳层的同心分布。本文采用与超导磁通结构研究中相似的标记方式，例如(4, 12)表示内壳层含有4个斯格明子、外壳层含有12个斯格明子。可以看出，这些构型遵循与介观超导涡旋体系相似的壳层填充规律，即体系通过调整各壳层中的粒子数来实现总能量最小化。

上述静态壳层结构的形成，源于边界限域与斯格明子间排斥作用的相互竞争：边界迫使粒子向内收缩，而排斥作用又阻止它们过度堆积，二者的平衡决定了壳层数目及各壳层中的粒子分布。这些静态构型为后续研究外加驱动下的集体旋转、壳层解锁及非平衡动力学行为奠定了基础。特别地，不同壳层构型之间的差异将直接影响体系在驱动下的角速度分布、壳层间耦合以及塑性流动的起始方式。

### 3.2 刚性转动-剪切转动转变

在确定静态壳层构型之后，我们进一步选取一个典型的三层结构(2, 8, 17)（如图1(f)所示）作为研究对象，并从零驱动开始逐步增加外加电流，以考察体系的动力学响应。图2(a), (b)分别给出了无马格努斯力 $\alpha_m/\alpha_d = 0$ 和强马格努斯力 $\alpha_m/\alpha_d = 10$ 时，各层斯格明子的平均角速度随驱动强度变化的关系。在较小驱动下，两种情况下各层的平均角速度基本相同，表明整个体系处于刚性转动状态，即各壳层保持统一的角速度协同旋转，说明壳层之间的相互作用足以维持整体锁定。随着电流逐渐增大，在某一较小的临界驱动附近，体系发生了明显的动力学转变：各层的平均角速度开始分离，不再保持相同的转动频率。这意味着原有的整体锁定状态被打破，壳层之间出现相对滑移，体系由刚性转动进入剪切转动区间。值得注意的是，与无马格努斯力情形相比，强马格努斯力体系对应的临界驱动更小，说明马格努斯力的存在有助于促进壳层之间的解锁，从而使体系更早进入剪切转动状态。

这一刚性转动-剪切转动转变反映了Corbino几何中非均匀驱动与粒子间相互作用之间的竞争关系。在低驱动下，壳层之间的相互作用能够克服由径向电流梯度引起的剪切趋势，从而维持统一的角速度；而当驱动超过临界值后，随半径变化的驱动力差异逐渐占主导，导致不同壳层对外加驱动响应不再一致，最终表现为壳层解锁和剪切转动。这种由整体锁定向壳层解锁的动力学转变，与介观超导Corbino盘中涡旋壳层由刚性转动到剪切转动的基本图景是一致的<sup>[25]</sup>。为了更直观地展示该动力学过程，我们在补充材料中给出了相应的粒子运动视频（Movie S1）。该视频显示了体系由各壳层协同转动的刚性转动状态，逐渐演化为不同壳层具有不同角速度的剪切转动状态。类似的剪切流动也在斯格明子轨道或通道体系中受到关注。例如，在受限通道中运动的多斯格明子体系可以表现出层流、瞬态无序流动以及由非均匀速度分布导致的结构重排<sup>[39]</sup>；而在非均匀钉扎阵列中，斯格明子体系还可以出现剪切带、间歇性运动、堵塞以及不同动力学相之间的转变<sup>[40]</sup>。这些结果说明，受限几何中的斯格明子集体运动往往会受到边界限域、非均匀驱动或空间非均匀势场的共同影响。与直线轨道或通道体系不同，本文中的剪切运动表现为Corbino圆盘中不同同心壳层之间的角速度分离，其主要来源于径向非均匀驱动与壳层结构之间的竞争。



(i) 不同粒子数  $L$  对应的壳层结构

$L$	1	2	3	4	5	6
壳层结构	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)
$L$	7	8	9	10	11	12
壳层结构	(7)	(1, 7)	(1, 8)	(2, 8)	(2, 9)	(2, 10)
$L$	13	14	15	16	17	18
壳层结构	(3, 10)	(3, 11)	(4, 11)	(4, 12)	(5, 12)	(5, 13)
$L$	19	20	21	22	23	24
壳层结构	(1, 5, 13)	(4, 16)	(1, 5, 15)	(1, 6, 15)	(1, 6, 16)	(1, 7, 16)
$L$	25	26	27	28	29	30
壳层结构	(1, 7, 17)	(2, 8, 16)	(2, 8, 17)	(3, 8, 17)	(3, 9, 17)	(4, 9, 17)

图 1 静态壳层结构。(a)–(h) 为不同粒子数下若干代表性的静态构型；(i) 为对应的壳层排布表。

Fig. 1. Static shell structures. Panels (a)–(h) show representative equilibrium configurations for different particle numbers, and panel (i) summarizes the corresponding shell occupations.

因此，本文结果可以看作受限轨道中斯格明子剪切流动在圆盘几何下的一种对应形式。

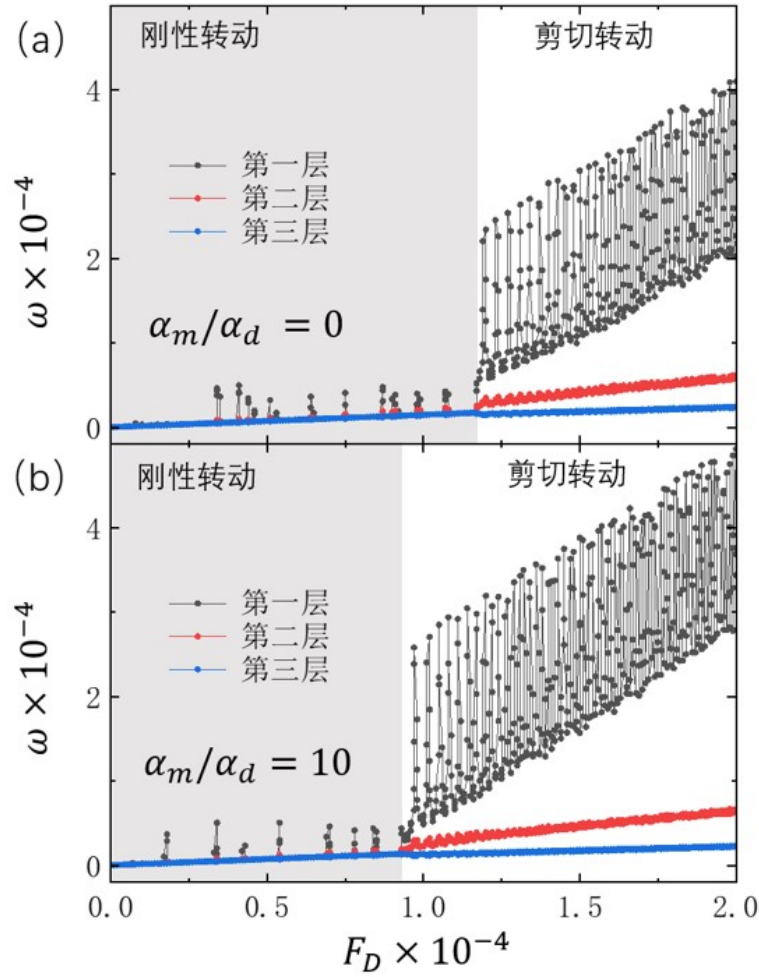


图 2 三层结构(2, 8, 17) (如图1(f)所示) 中由刚性转动到剪切转动的转变。(a) 无马格努斯力 $\alpha_m/\alpha_d = 0$ ; (b) 强马格努斯力 $\alpha_m/\alpha_d = 10$ 。相应的动力学演化见补充材料 Movie S1。

Fig. 2. Transition from rigid rotation to shear rotation for the three-shell configuration (2, 8, 17) (see Fig. 1(f)). (a)  $\alpha_m/\alpha_d = 0$ ; (b)  $\alpha_m/\alpha_d = 10$ . The corresponding dynamical evolution is shown in Supplementary Movie S1.

### 3.3 大电流下的壳层重构与单层化

在更大驱动条件下，与无马格努斯力的超导涡旋体系不同，强马格努斯力主导的斯格明子体系不仅表现出壳层间角速度的分离，还伴随着明显的结构重构。随着电流持续增大，马格努斯力随驱动增强，其径向效应逐渐变得更加显著，使内层斯格明子受到更强的向外运动趋势。在这种作用下，内层粒子不再稳定停留在原有壳层，而是逐个向外层迁移，从而引起壳层占据数的离散变化。

这一过程并不是连续均匀发生的，而是表现为随驱动增强而出现的一系列逐粒子迁移事件。每发生一次迁移，体系的壳层构型就会发生相应调整，内层粒子数减少、外层粒子数增加，直至内层完全消失，体系最终演化为单层环状结构。由此可见，在Corbino圆盘中，外加电流不仅能够调控壳层的转动状态，还能够驱动斯格明子在不同壳层之间重新分布，从而诱导出从多层向单层的连续演化过程。

这种由驱动诱导的壳层重构是Corbino几何中斯格明子区别于超导磁通的重要现象。它表明，在强马格努斯力主导下，体系的非平衡响应不仅体现在运动速度的变化上，还体现在构型本身的重排上。补充材料中的 Movie S2 进一步展示了剪切流动态中的一次典型壳层重构过程。可以看到，内层斯格明子向外层迁移，使内层粒子数由 3 个减少为 2 个，并导致相邻壳层的粒子数发生离散变化。这一过程反映了大驱动下多壳层结构逐步向外层重排的基本机制。

### 3.4 高粒子数下的再刚化与结构演化

对于粒子数更多的体系，其动力学行为展现出与低粒子数情形不同的复杂特征。数值结果表明，随着电流增大，虽然内层粒子同样具有向外迁移的趋势，但在体系尚未完全演化为单层构型之前，会重新进入刚性转动状态。换言之，随着驱动进一步增强，体系并非经历“刚性转动→剪切转动→单层”的单调演化，而是可能出现一种由增强的相互作用所诱导的“再刚化”过程。

从物理图像上看，这一现象可以理解为：增强的电流将粒子推向边界，导致边界区域形成高局域密度。这种聚集一方面使粒子间的排斥相互作用增强，提升了体系的有效弹性能，促使体系重新进入刚性转动状态；另一方面，不同壳层之间的间距减小，层间驱动力差也随之缩小，从而削弱了有效剪应力。二者共同作用，导致了有趣的再刚化现象。进一步增大电流，体系还会间歇性地出现结构变化，直至最终演化为稳定的单层构型。

上述结果表明，在高粒子数的Corbino体系中，驱动增强并不总是促进流动性的增加；相反，在特定参数区间内，更强的驱动反而通过压缩外层粒子、增强相互作用与弹性响应，使体系恢复出更强的整体协同转动。这一点在图4中表现得尤为清楚：图4(b)–(f)对应于剪切转动区，图4(g)–(i)则对应于再刚化后的刚性转动区。可以看到，在再刚化区间内，体系并非保持单一不变的壳层构型，而是伴随着若干离散的结构调整过程，反映出高密度边界堆积条件下壳层构型与整体转动状态之间的紧密耦合。这一过程也可在补充材料 Movie S3 中更清楚地观察到。该视频显示了高粒子数体系从剪切流动态重新进入刚性转动状态的过程，同时展示了再刚化过程中伴随出现的离散结构重构。值得指出的是，当大量斯格明子被持续

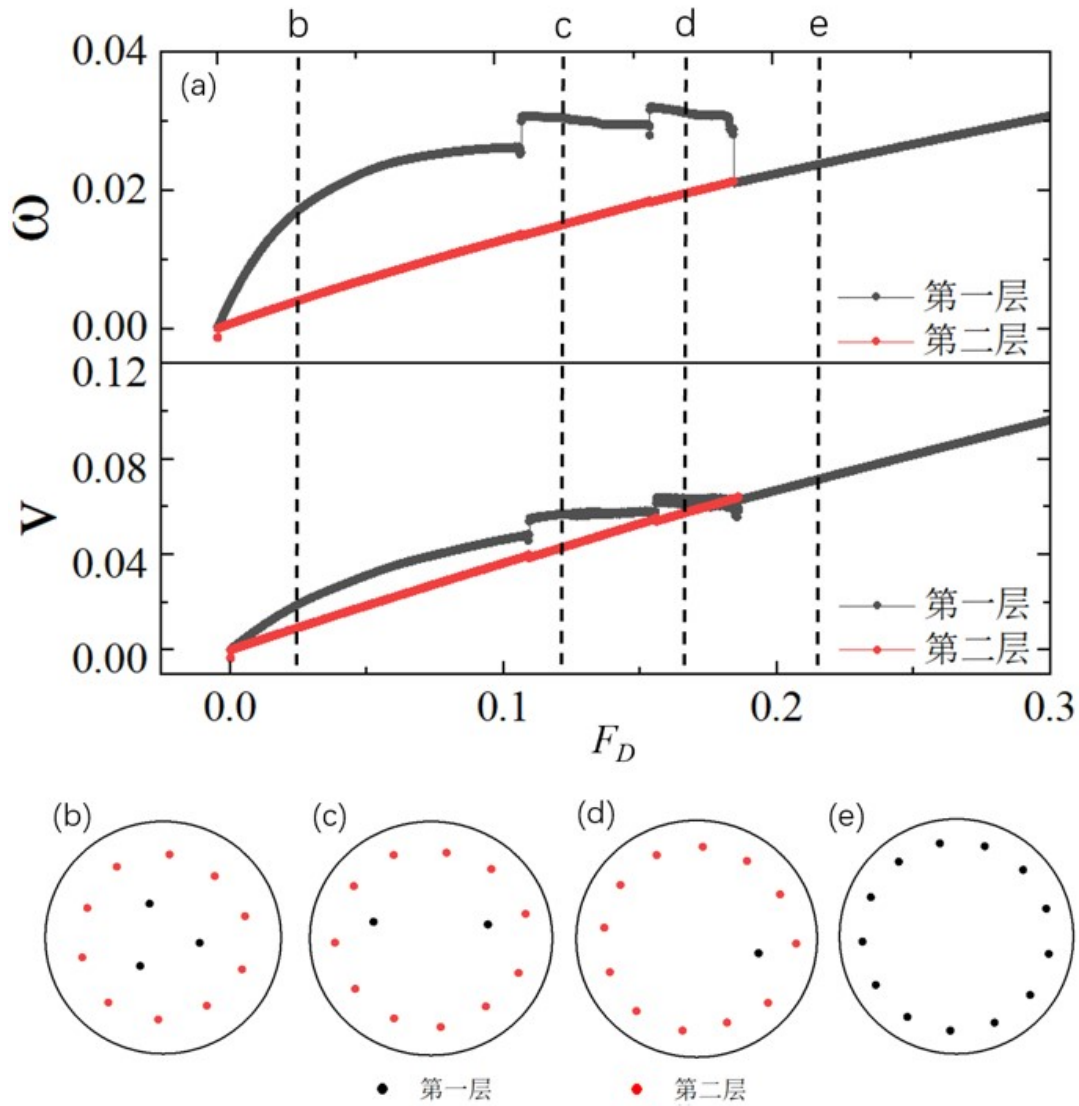


图 3 大驱动下壳层结构向单层结构的演化。(a) 各壳层平均角速度（上图）和平均线速度（下图）随驱动力的变化。阴影区域表示刚性转动区，无阴影区域表示剪切转动区。(b)–(e) 为(a)中标记的相应驱动力下的稳态构型快照。相应的壳层重构过程见补充材料 Movie S2。

Fig. 3. Evolution from a multilayer shell structure to a single-shell ring under strong driving. (a) Average angular velocities (upper panel) and linear velocities (lower panel) of different shells as functions of the driving force. The shaded regions denote rigid rotation, whereas the unshaded regions correspond to shear rotation. (b)–(e) show steady-state snapshots at the driving forces marked in panel (a). The corresponding shell-reconstruction process is shown in Supplementary Movie S2.

压向边界时，边界附近的高密度堆积还可能诱导出更加复杂的空间排布。例如，近期研究表明，被压缩到边界附近的斯格明子可以形成具有密度梯度甚至尺寸梯度的 conformal lattice 或 conformal-like lattice 结构<sup>[41,42]</sup>。在本文的圆盘体系中，强驱动下斯格明子向外边界聚集的机制与这种边界压缩过程具有一定相似性。虽然本文采用点粒子模型，未显式描述单个斯格明子的形变和尺寸变化，但短距离下增强的排斥相互作用可以有效反映斯格明子彼此靠近时的能量代价。因此，在更大粒子数体系中，Corbino 圆盘中的边界压缩原则上可能诱导 conformal-like 的空间排布。然而，确认这种结构需要更大规模的粒子数、更长时间的弛豫过程以及进一步优化的数值程序，已超出本文的主要范围，将作为后续工作进一步研究。

圆盘半径  $R$  对上述再刚化行为也具有重要影响。需要指出的是，在本文采用的点粒子模型中，斯格明子间相互作用由  $K_1(R_{ij}/R_0)$  描述，因此圆盘半径的作用并不由  $R$  本身单独决定，而主要取决于无量纲比值  $R/R_0$ 。在壳层构型近似等比例缩放的情况下，改变  $R$  等效于改变粒子间距相对于相互作用长度  $R_0$  的比例，从而改变体系所处的有效相互作用区间。当  $R/R_0$  较大时，粒子间相互作用主要处于指数衰减的短程区间；当  $R/R_0$  较小时，相互作用进入较强的短距离区间，此时  $K_1(R_{ij}/R_0)$  近似表现为  $1/R_{ij}$  型，对应的势能近似表现为对数型。因此， $R$  对再刚化阈值和具体结构的影响与所采用的相互作用形式密切相关。

类似的尺寸相关性在受限涡旋体系中已有报道。例如，在介观超导圆盘中，涡旋壳层构型在很多情况下很大程度上受涡旋数目控制，但在某些粒子数或尺寸参数下，不同圆盘半径也会导致不同的壳层占据方式或亚稳态构型<sup>[27]</sup>。类似的有限尺寸效应也在正方形受限几何中被报道<sup>[43]</sup>。这些结果说明，体系尺寸通常不会改变受限粒子体系形成有序壳层结构的基本物理图像，但会影响具体构型及其稳定区间。对于本文研究的动力学问题，这种尺寸效应会进一步体现在再刚化出现的粒子数阈值以及再刚化过程中形成的具体壳层结构上。我们的补充检查表明，在所考察的不同圆盘半径下，只要粒子数足够多，体系均可以出现再刚化行为。这说明高粒子数下由增强的集体弹性响应导致的再刚化是一个相对稳健的动力学特征。然而，具体多少粒子数足够多、再刚化出现的临界驱动以及再刚化过程中形成的具体壳层结构，会受到  $R/R_0$ 、加流历史、初始构型和亚稳态重排路径的影响，因此可能存在一定的样本间差异和非单调变化。

此外，在实际磁性体系中，斯格明子具有有限尺寸，其与边界之间的排斥势垒以及斯格明子之间的排斥相互作用均不是无限大的。当圆盘半径过小或斯格明子密度过高时，斯格明子可能发生明显形变，并可能在边界处湮灭，或出现难以由点粒子模型描述的强相互作用重排。这些过程已经超出了点粒子模型中不可形变粒子和唯象排斥相互作用的适用范围。因此，对  $R$  的完整系统研究需要同时考虑相互作用形式、

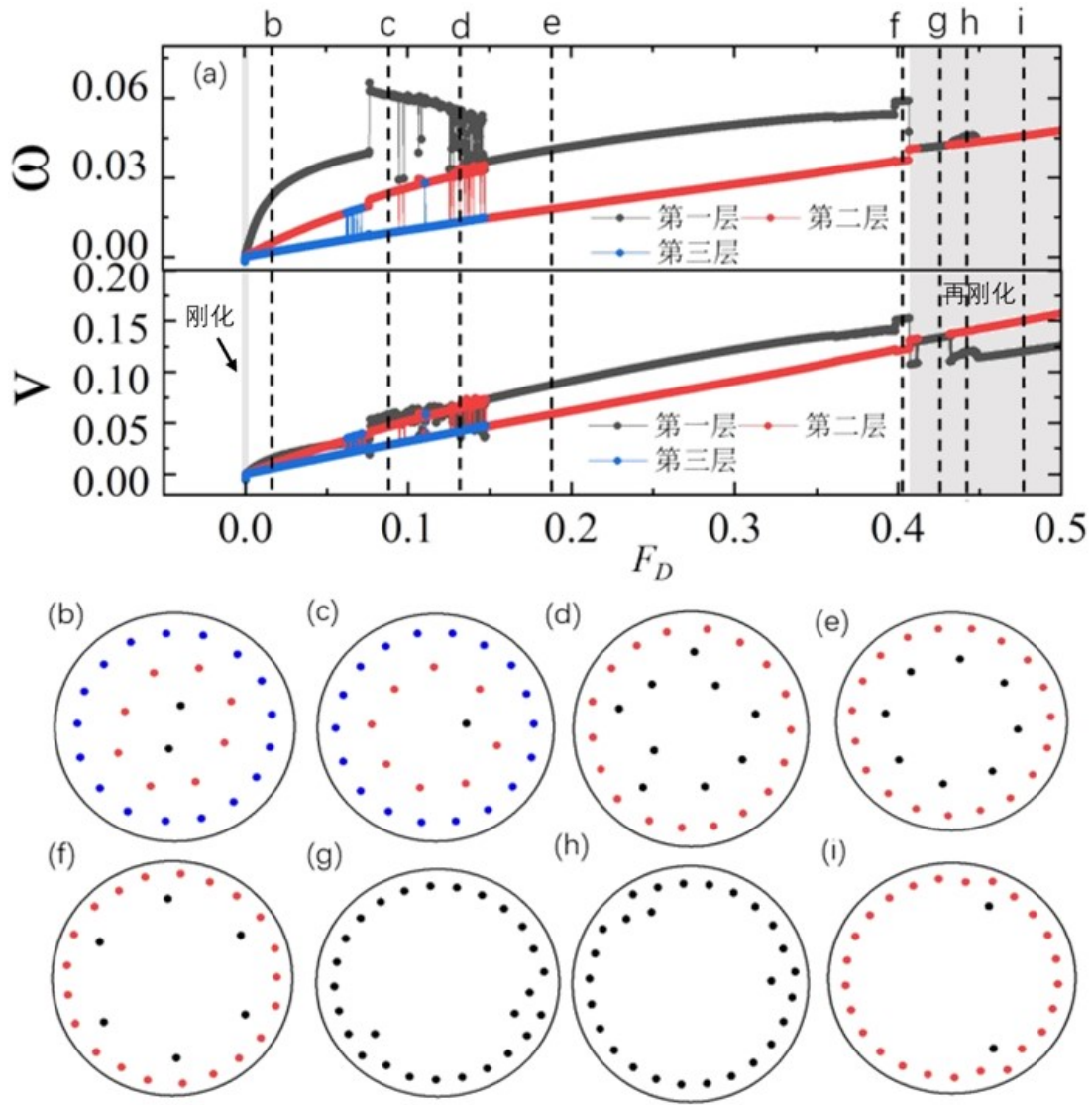


图 4 高粒子数体系中的再刚化与结构演化。(a) 各壳层平均角速度（上图）和平均线速度（下图）随驱动力的变化。阴影区域表示刚性转动区，无阴影区域表示剪切转动区。(b)–(f) 为(a)中标记的剪切转动区对应驱动力下的稳态构型快照，(g)–(i) 为(a)中标记的再刚化区对应驱动力下的稳态构型快照。相应的再刚化和离散结构重构过程见补充材料 Movie S3。

Fig. 4. Re-entrant rigid rotation and structural evolution for a high-particle-number system. (a) Average angular velocities (upper panel) and linear velocities (lower panel) of different shells as functions of the driving force. The shaded regions denote rigid rotation, whereas the unshaded regions correspond to shear rotation. (b)–(f) show steady-state snapshots at the driving forces marked in panel (a) within the shear-rotation regime, and (g)–(i) show the corresponding snapshots within the re-entrant rigid-rotation regime. The corresponding re-entrant rigid rotation and discrete structural rearrangements are shown in

Supplementary Movie S3.

斯格明子有限尺寸、边界效应和驱动历史等因素，已经超出本文的主要范围。

## 4 结 论

本文利用点粒子分子动力学方法研究了Corbino圆盘中斯格明子的静态构型及其在径向电流驱动下的集体动力学行为。结果表明，在无外驱动时，体系在边界限域和粒子间排斥相互作用共同作用下形成稳定的同心壳层结构，其静态排布与介观超导圆盘中的涡旋壳层构型相似。

在外加驱动作用下，体系首先经历由整体刚性转动向壳层解锁剪切转动的转变；随着电流进一步增大，内层斯格明子在马格努斯力作用下逐步向外层迁移，体系最终演化为单层环状结构。对于粒子数较多的体系，在完全单层化之前，由于外层局域密度增大和粒子间相互作用增强，体系还会重新进入近似刚性转动状态，并伴随一定的结构调整。需要说明的是，本文主要讨论马格努斯力径向分量指向外侧、从而能够形成稳定边缘流动态的情形。若电流方向、斯格明子极性或手性改变，使径向漂移转为朝向圆心，则体系可能出现向内壳层压缩、中心高密度聚集或与内电极边界相关的结构重排。由于实际 Corbino 器件通常具有有限内径，该问题更适合在环形几何中系统研究，已超出本文范围。

上述结果表明，Corbino几何中斯格明子的非平衡动力学行为由非均匀驱动、边界限域、马格努斯力以及粒子间相互作用共同决定。本文的研究揭示了强马格努斯力主导条件下斯格明子体系丰富的集体动力学特征，可为理解受限几何中拓扑自旋织构的运动规律及其潜在器件应用提供参考。最后值得指出的是，我们此前已对方形、长方形、正三角形以及等腰直角三角形等多边形限域中的相关静态构型开展过系统研究<sup>[43-46]</sup>。与圆形Corbino几何相比，这类体系中的边界效应和角点效应更强，且驱动分布通常不再具有简单的径向形式，因此预期会出现更加复杂的集体动力学行为，这将是后续值得进一步研究的方向。

## 参考文献

- [1] Bogdanov A N, Yablonskii D A 1989 *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **95** 178
- [2] Muhlbauer S, Binz B, Jonietz F, Pfleiderer C, Rosch A, Neubauer A, Georgii R, Boni P 2009 *Science* **323** 915
- [3] Yu X Z, Onose Y, Kanazawa N, Park J H, Han J H, Matsui Y, Nagaosa N, Tokura Y 2010 *Nature* **465** 901

- [4] Kim T H, Zhao H, Ong P V, Jensen B A, Cui B, King A H, Ke L, Zhou L 2021 *Nano Lett.* **21** 5547
- [5] Kim T H, Zhao H, Xu B, Jensen B A, King A H, Kramer M J, Nan C, Ke L, Zhou L 2020 *Nano Lett.* **20** 4731
- [6] Tokura Y, Kanazawa N 2021 *Chem. Rev.* **121** 2857
- [7] Nagaosa N, Tokura Y 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 899
- [8] Yu X Z, Kanazawa N, Onose Y, Kimoto K, Zhang W Z, Ishiwata S, Matsui Y, Tokura Y 2011 *Nat. Mater.* **10** 106
- [9] Seki S, Yu X Z, Ishiwata S, Tokura Y 2012 *Science* **336** 198
- [10] Kim T H, Zhao H, Jensen B A, Ke L, Zhou L 2025 *Phys. Rev. Lett.* **134** 136704
- [11] Jonietz F, Mühlbauer S, Pfleiderer C, Neubauer A, Münzer W, Bauer A, Adams T, Georgii R, Böni P, Duine R A, Everschor K, Garst M, Rosch A 2010 *Science* **330** 1648
- [12] Jiang W, Upadhyaya P, Zhang W, Yu G, Jungfleisch M B, Fradin F Y, Pearson J E, Tserkovnyak Y, Wang K L, Heinonen O, te Velthuis S G E, Hoffmann A 2015 *Science* **349** 283
- [13] Pham V T, Sisodia N, Di Manici I, Urrestarazu-Larranaga J, Bairagi K, Pelloux-Prayer J, Guedas R, Buda-Prejbeanu L D, Auffret S, Locatelli A, Mentès T O, Pizzini S, Kumar P, Finco A, Jacques V, Gaudin G, Boule O 2024 *Science* **384** 307
- [14] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nat. Nanotechnol.* **8** 742
- [15] Iwasaki J, Mochizuki M, Nagaosa N 2013 *Nat. Commun.* **4** 1463
- [16] Chalus N, Leishman A W D, Menezes R M, Longbons G, Welp U, Kwok W K, White J S, Bartkowiak M, Cubitt R, Liu Y, Bauer E D, Janoschek M, Milošević M V, Eskildsen M R 2025 *Phys. Rev. B* **111** 064410
- [17] Tomasello R, Martinez E, Zivieri R, Torres L, Carpentieri M, Finocchio G 2015 *Sci. Rep.* **4** 6784
- [18] Zheng F, Rybakov F N, Borisov A B, Song D, Wang S, Li Z A, Du H, Kiselev N S, Caron J, Kovács A, Tian M, Zhang Y, Blügel S, Dumin-Borkowski R E 2018 *Nat. Nanotechnol.* **13** 451

- [19] Luo S, You L 2021 *APL Mater.* **9** 050901
- [20] Li S, Kang W, Zhang X, Nie T, Zhou Y, Wang K L, Zhao W 2021 *Mater. Horiz.* **8** 854
- [21] Zhao H J, Misko V R, Peeters F M 2013 *Phys. Rev. E* **88** 022914
- [22] Zhao H J, Misko V R, Peeters F M 2012 *New J. Phys.* **14** 063032
- [23] Zhao H J, Misko V R, Tempere J, Nori F 2017 *Phys. Rev. B* **95** 104519
- [24] Reichhardt C, Reichhardt C J O, Milošević M V 2022 *Rev. Mod. Phys.* **94** 035005
- [25] Lin N S, Misko V R, Peeters F M 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 197003
- [26] Cui Z Q, Yang W L, Zheng J H 2025 *Chin. Phys. B* **34** 077502
- [27] Misko V R, Xu B, Peeters F M 2007 *Phys. Rev. B* **76** 024516
- [28] Reichhardt C, Ray D, Reichhardt C J O 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 217202
- [29] Reichhardt C, Reichhardt C J O 2019 *Phys. Rev. B* **99** 104418
- [30] Litzius K, Lemesh I, Krueger B, Bassirian P, Caretta L, Richter K, Buettner F, Sato K, Tretiakov O A, Foerster J, Reeve R M, Weigand M, Bykova L, Stoll H, Schuetz G, Beach G S D, Klaeui M 2017 *Nat. Phys.* **13** 170
- [31] Jiang W, Zhang X, Yu G, Zhang W, Wang X, Benjamin Jungfleisch M, Pearson J E, Cheng X, Heinonen O, Wang K L, Zhou Y, Hoffmann A, te Velthuis S G E 2017 *Nat. Phys.* **13** 162
- [32] Akosa C A, Tretiakov O A, Tatara G, Manchon A 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 097204
- [33] Jin Z, Zeng Z, Cao Y, Yan P 2024 *Phys. Rev. Lett.* **133** 196701
- [34] De Assis I R, Mertig I, Göbel B 2024 *Phys. Rev. B* **110** 064404
- [35] Jiang W, Xia J, Zhang X, Song Y, Ma C, Fangohr H, Zhao G, Liu X, Zhao W, Zhou Y 2018 *IEEE Magn. Lett.* **9** 3102905
- [36] Zhang X, Xia J, Liu X 2022 *Phys. Rev. B* **105** 184402

- [37] Baelus B J, Cabral L R E, Peeters F M 2004 *Phys. Rev. B* **69** 064506
- [38] Grigorieva I V, Escoffier W, Richardson J, Vinnikov L Y, Dubonos S, Oboznov V 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 077005
- [39] Zhang X, Xia J, Tretiakov O A, Ezawa M, Zhao G, Zhou Y, Liu X, Mochizuki M 2023 *Phys. Rev. B* **108** 144428
- [40] Reichhardt C, Reichhardt C J O 2020 *Phys. Rev. B* **101** 054423
- [41] Bellizotti Souza J C, Vizirim N P, Reichhardt C J O, Reichhardt C, Venegas P A 2023 *New J. Phys.* **25** 053020
- [42] Zhao W, Lu S, Luo Q, Zhang X, Fan S, Lu H, Han G, Xin T, Luo Z, Zhao G, Yang J, Hou Y, Peng L 2026 *Newton* 100443
- [43] Zhao H J, Misko V R, Peeters F M, Oboznov V, Dubonos S V, Grigorieva I V 2008 *Phys. Rev. B* **78** 104517
- [44] Misko V R, Zhao H J, Peeters F M, Oboznov V, Dubonos S V, Grigorieva I V 2009 *Supercond. Sci. Technol.* **22** 034001
- [45] Wu W, Zhao H J, Li B, Shi Z X 2017 *Supercond. Sci. Technol.* **30** 125004
- [46] Zhao H J, Misko V R, Peeters F M, Dubonos S, Oboznov V, Grigorieva I V 2008 *Europhys. Lett.* **83** 17008

录用稿件，非最终出版稿

# Collective dynamics of skyrmions in a Corbino disk\*

Shi Zhaoning<sup>1)2)</sup> Zhao Haijun<sup>1)†</sup>

1) (*School of Physics, Key Laboratory of Quantum Materials and Information Devices of Ministry of Education, Southeast University, Nanjing 211189, China*)

2) (*School of Information Science and Engineering, Southeast University, Nanjing 211189, China*)

## Abstract

Molecular dynamics simulations based on a particle model are performed to investigate the static configurations and driven collective dynamics of skyrmions confined in a Corbino disk. In this model, skyrmions are treated as interacting particles subject to the damping force, the Magnus force, the repulsive skyrmion-skyrmion interaction, the boundary confinement, and an external drive. The Corbino geometry produces a nonuniform driving force associated with a radial current, so that skyrmions at different radial positions experience different effective driving strengths. This provides a simple platform for studying shell locking, shear motion, and structural rearrangements in confined skyrmion assemblies. In the absence of an external drive, the competition between the boundary confinement and the repulsive skyrmion-skyrmion interaction leads to stable concentric shell structures. These shell configurations are similar to the vortex shell structures in mesoscopic superconducting disks, because the Magnus force vanishes in the static state and the equilibrium arrangement is mainly determined by the confinement and interparticle repulsion. When a weak drive is applied, skyrmions in different shells rotate with nearly the same angular velocity, indicating that the whole assembly is locked into a rigidly rotating state. As the drive is increased beyond a small critical value, the shell locking is broken. Different shells then rotate with different angular velocities, and the system enters a shear-rotation state. Under stronger driving, the large Magnus force

---

\* Project supported by the Undergraduate Training Programs for Innovation of Jiangsu Province.

† Corresponding author. E-mail: haijunzhao@seu.edu.cn (Corresponding author)

induces an outward radial drift in addition to the azimuthal motion. As a result, skyrmions initially located in the inner shells migrate outward one by one. This process changes the shell occupations discretely and eventually drives the system from a multi-shell configuration into a single-shell ring. For systems with larger particle numbers, the evolution is more complex. Before the final single-shell state is reached, the compression of skyrmions near the outer boundary increases the local density and enhances the effective elastic coupling between neighboring skyrmions. Consequently, the system can recover a nearly rigid rotation after entering the shear-rotation regime, giving rise to a re-entrant rigidly rotating state. This re-entrant rigid rotation is accompanied by discrete structural rearrangements, reflecting the strong coupling between shell reconstruction and collective motion. These results demonstrate that the interplay among the strong Magnus force, the nonuniform Corbino drive, the boundary confinement, and the interparticle interaction produces a sequence of nonequilibrium dynamical regimes, including rigid rotation, shear rotation, shell reconstruction, single-shell formation, and re-entrant rigid rotation. The dynamics are qualitatively different from those in weak-Magnus-force systems such as superconducting vortices. The present work provides a simple physical picture for understanding the collective motion of skyrmions in confined geometries and may be useful for the design of Corbino-based skyrmionic devices.

**Keywords:** skyrmion, Corbino disk, shell structure, molecular dynamics simulation

录用稿件，非最终出版稿