

利用受驱胶体粒子调控活性液晶动力学

郭子晗, 游智鸿

(厦门大学 物理科学与技术学院, 福建 厦门 361005)

摘要: 利用数值模拟研究了受驱转动的胶体粒子对活性液晶动力学的调控作用. 基于数值模拟软件 OpenFOAM 的 overset 动态网格框架, 构建了由活性液晶与受驱胶体粒子组成的流固耦合模型, 分析了不同束缚条件下通过胶体粒子施加的外驱动力对活性流场的影响. 在强受限系统中, 极小的驱动力即可引导活性流体的对称性破缺, 实现活性流场方向的动态、实时调控; 在中等束缚下, 受驱胶体可破坏活性流体自组织形成的复杂流场结构, 诱导产生有序的单向流; 在弱受限活性湍流态中, 胶体粒子仍可驱动流体, 但受活性湍流影响, 其驱动范围仅限于活性尺度范围内. 此外, 还利用此系统测量了活性流体的有效黏滞系数, 发现有效黏性随活性增强而降低, 且受活性液晶的流对齐参数影响. 该研究为活性流体动力学的调控提供了新思路, 在微流控技术和生物医学等领域具有潜在应用价值.

关键词: 活性液晶; 胶体; 自组织; 流场调控; 流变

中图分类号: O469

文献标志码: A

文章编号: 1000-2367(2026)02-0046-07

自组织是活性物质最典型的特性之一: 通过在微观尺度注入能量, 并利用力学、流体力学、几何等非线性效应将能量往大尺度输运, 从而实现介观或宏观尺度的集体运动^[1-3]. 微观尺度的能量注入如何诱导介观与宏观尺度的自组织是活性物质的基本问题之一. 活性流体是一类重要的活性物质, 典型例子如细菌活性流体、活性液晶、上皮细胞层等, 其自组织主要体现在自发产生的、具有特定空间结构的活性流场^[4-6]. 由于特殊的微观能量注入, 活性流体可以涌现出许多有趣的性质, 如低雷诺数下的活性湍流^[7-9]、类似超流的攀墙行为^[10]、自发形成有序的涡旋晶格^[11-13]等. 这些特性使活性流体在材料、微流控^[14-15]等领域具有广泛的应用前景. 此外, 越来越多证据表明, 生物体内许多关键生命过程, 如细胞分裂^[16]、伤口愈合^[17]、组织器官发育^[18]等, 均与活性流体的动力学相关^[19]. 因此, 揭示不同条件下活性流体的动力学在理论及应用层面均有重要意义.

当前, 对单组分活性流体的动力学已有较为深入的理解, 而对多组分、复合的活性流体系统的认识仍相对匮乏. 其中, 一个典型的例子就是由活性流体和非活性胶体粒子组成的流-固耦合系统^[20-22]. 此前研究表明, 胶体粒子的引入可以极大地改变活性流体的动力学. 即使活性流体处于无序的活性湍流态, 引入特定形状的胶体粒子后, 无序、混沌的活性浴(即背景活性流体)可以将胶体粒子的运动导向特定的方向^[21, 23-26]. 这源于粒子的非平凡形状, 如破坏手性或镜面对称性的形状, 引导活性浴在胶体粒子周围自组织并形成对称性破缺的空间结构, 从而在胶体粒子上施加净力或扭矩. 例如, 在活性液晶中放入手性棘轮, 液晶会在棘轮边界通过平行锚定效应形成与棘轮边界一致的手性液晶指向场. 在活性应力作用下, 这一手性液晶场就会对棘轮施加净扭矩, 推动棘轮产生定向转动. 郭子晗等^[27]通过数值模拟揭示了粒子自身的形状大小、边界束缚程度对

收稿日期: 2025-04-02; **修回日期:** 2025-06-01.

基金项目: 国家自然科学基金(12374219).

作者简介: 郭子晗(2000—), 男, 江西九江人, 厦门大学硕士研究生, 研究方向为软物质, E-mail: 19820221153910@stu.xmu.edu.cn.

通信作者: 游智鸿, E-mail: zhyou@xmu.edu.cn.

引用本文: 郭子晗, 游智鸿. 利用受驱胶体粒子调控活性液晶动力学[J]. 河南师范大学学报(自然科学版), 2026, 54(2): 46-52. (Guo Zihan, You Zhihong. Controlling the dynamics of active nematics with driven colloidal particles[J]. Journal of Henan Normal University(Natural Science Edition), 2026, 54(2): 46-52. DOI: 10.16366/j.cnki.1000-2367.2025.04.02.0001.)

胶体粒子运动状态的影响.在这些研究中,胶体粒子均是自由粒子,即仅与活性流体相互作用而不受其它外力.那么,如果对胶体粒子施加定向的驱动力,活性流体将产生怎样的动力学?能否利用外加驱动力对活性流体动力学进行调控?

本文通过数值模拟对这些问题进行回答.利用基于 OpenFOAM 的流-固耦合模型,模拟了一个由活性液晶与受驱胶体粒子组成的复合系统.模拟发现,受驱胶体粒子可以通过多种方式改变活性液晶的动力学.当活性流体处于静止基态时,施加极小的驱动即可以较快的速度将流体激发到定向运动态,并主导其运动方向.若活性流体处于自发的定向运动态,则足够强的反向驱动力矩可破坏此定向运动并引导活性流体沿着与驱动力矩同向的方向重新建立有序的定向运动,因此可用于实时改变流体的定向运动方向.此外,模拟还发现,当系统较大时,受驱胶体粒子的力学效应只能影响到一定距离内的活性流体.这一现象主要来源于活性湍流对流场的屏蔽作用.最后,还利用这一系统测量了活性流体的有效黏性,发现有效黏性随着活性逐渐降低,与相关实验及解析理论符合.

1 模型简介

考虑由活性液晶和一个胶体粒子组成的准二维系统.模型及模拟设定与此前研究基本一致^[27].活性液晶的动力学可以用速度场 \mathbf{v} 和液晶指向场 $\mathbf{Q} \equiv S(\mathbf{nn} - \mathbf{I})$ 描述.其中 S 是向列相的标量序参量, \mathbf{n} 是局部指向矢, \mathbf{I} 是单位矩阵.指向场 \mathbf{Q} 的演化方程为 Edwards Beris 方程^[28],

$$(\partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{Q} = \lambda\mathbf{u} + \mathbf{Q} \cdot \boldsymbol{\omega} - \boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{Q} + \gamma^{-1}\mathbf{H}.$$

方程左边第 2 项描述了 \mathbf{Q} 的对流.右边前 3 项描述液晶指向场与流场梯度的耦合,分别是:与流动剪切 $\mathbf{u} = (\nabla\mathbf{v} + \nabla\mathbf{v}^T)/2$ 的流对齐效应(第 1 项),以及随局部涡度 $\boldsymbol{\omega} = (\nabla\mathbf{v}^T - \nabla\mathbf{v})/2$ 的共同旋转(第 2、3 项). λ 为流对齐参数.方程最后一项描述指向场的热力学弛豫.其中,转动黏度 γ 决定弛豫速度,而分子张量 $\mathbf{H} \equiv -\delta F_{\text{LdG}}/\delta\mathbf{Q}$ 可理解为驱动弛豫的广义力,可通过对 Landau-de Gennes 自由能进行变分得出

$$F_{\text{LdG}} = \int_V \left(\frac{a}{2} \text{Tr}(\mathbf{Q}^2) + \frac{b}{4} \text{Tr}(\mathbf{Q}^2)^2 + \frac{K}{2} |\nabla\mathbf{Q}|^2 \right) d\mathbf{r},$$

其中,自由能中的前 2 项决定各向同性态-向列态间的相变.在平衡态下,若 $a \geq 0$,则序参量 $S = 0$;若 $a < 0$,则序参量 $S = \sqrt{-2a/b}$.液晶弹性由自由能的最后 1 项给出.在此,采用单一常数 K 描述液晶的各类弹性.流场 \mathbf{v} 的演化由 Navier-Stokes 方程给出

$$\rho(\partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla) = \eta \nabla^2 \mathbf{v} - \nabla P - \Gamma \mathbf{v} + \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma},$$

其中, ρ 、 η 、 P 和 Γ 分别为密度、动力黏度、压强以及来自基底的摩擦力系数. $\boldsymbol{\sigma} = \boldsymbol{\sigma}^e + \boldsymbol{\sigma}^a$ 是来自液晶自由度的应力,包含弹性应力 $\boldsymbol{\sigma}^e = -\lambda\mathbf{H} + \mathbf{Q} \cdot \mathbf{H} - \mathbf{H} \cdot \mathbf{Q}$ 以及活性应力 $\boldsymbol{\sigma}^a = \alpha\mathbf{Q}$.此外,流场还遵循不可压缩条件 $\nabla \cdot \mathbf{v} = 0$.

考虑胶体粒子为二维刚体.粒子的状态可以用其质心 \mathbf{r}_i 、取向 \mathbf{p}_i 、平移速度 \mathbf{U}_i 和围绕质心的转动角速度 $\boldsymbol{\omega}_i$ 来描述.这些量的演化方程如下:

$$d_i \mathbf{U}_i = m_i^{-1} \iint_C (\rho \mathbf{I} + \boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{\sigma}) \cdot d\mathbf{l}, d_i \boldsymbol{\omega}_i = I_i^{-1} \iint_C \mathbf{r}_{ci} \times (\rho \mathbf{I} + \boldsymbol{\tau} + \boldsymbol{\sigma}) \cdot d\mathbf{l} + \mathbf{M},$$

其中, m_i 、 I_i 、 \mathbf{M}_i 分别为第 i 个胶体粒子的质量、转动惯量以及施加的外力矩.以上 2 个方程右边的积分分别表示周围流体对胶体粒子合外力及合力矩. $\boldsymbol{\tau} = 2\eta\mathbf{u}$ 是黏性应力. C 表示胶体的边界, $d\mathbf{l}$ 为固体表面的单位法向方向.固体对流体的作用主要通过流体边界条件给出.具体而言,在固体表面,流场 \mathbf{v} 具有无滑边界条件,而液晶指向场具有零梯度条件,即 $\hat{\mathbf{N}} \cdot \nabla\mathbf{Q} = 0$, $\hat{\mathbf{N}}$ 是胶体边界的法向向量.

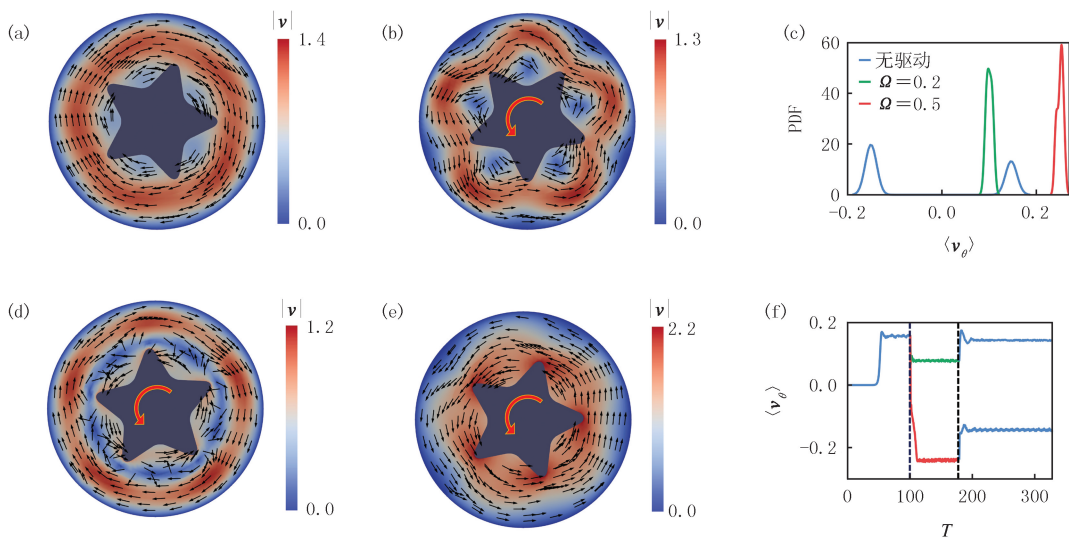
利用开源软件 OpenFOAM 对上述模型进行数值求解.通过对 OpenFOAM 自带的 overPimpleDyM-Foam 求解器进行改造,将原牛顿流体的 Navier-Stokes 方程替换为活性液晶的流体动力学方程,即可模拟活性液晶与胶体粒子的耦合动力学.overPimpleDyMFoam 求解器采用了重叠网格技术处理固体的运动^[29].为生成与固体对应的网格,首先用 Blender 软件创建胶体的几何形状,然后将此几何形状输入至 OpenFOAM 进行网格划分.为了使模型无量纲化,使用液晶关联长度 $\ell = \sqrt{K/|a|}$ 为单位长度、液晶关联时间

$\tau = \gamma / |\alpha|$ 为单位时间、液晶特征弹性应力 $\Sigma = a$ 为单位应力,对整个模型进行无量纲处理.在此无量纲单位下,将默认参数设定为: $\rho = 10^{-8}$ 、 $\nu = 10^7$ 、 $\gamma = 1$ 、 $K = 1$ 、 $a = 1$ 、 $b = 100$ 、 $\lambda = 0.1$ 、 $\Gamma = 0.025$.将流场置于一个半径为 R 的圆形边界内,并在流场正中心放置胶体粒子.在模拟中,固定胶体粒子的质心不动,只考虑胶体粒子的旋转运动.胶体的外界驱动主要通过施加外力矩 \mathbf{M} 或给定恒定角速度 \mathbf{Q} 实现.

2 数值结果与分析

活性流体的典型特征之一就是其动力学对系统尺寸有敏感的依赖:在强受限(即小尺寸)系统中,活性流体往往处于有序运动状态,而在弱受限(即大尺寸)系统中,系统则处于无序的活性湍流态^[30-32].接下去将在不同的流动状态下,探究受驱的五角胶体粒子对活性流体动力学的影响.

首先探究尺寸为 $R=8$ 、活性为 $\alpha=-6$ 的强受限系统.如图 1(a)所示,当胶体不受外力驱动时,活性液晶可通过自组织产生自持续的定向流场.随着定向流场的生成,活性流场也会向胶体粒子施加力矩,带动胶体粒子跟着一起定向运动.在模拟中,由于初始条件中有极小的随机涨落,最终稳定后的流场方向随机,即顺时针和逆时针流动各占约 50%,如图 1(c)中的蓝线所示.这种随机的方向选择本质上源于活性流体在较强活性下静止基态失稳而产生的自发对称性破缺^[33-35].有趣的是,对胶体粒子施加较小的外驱动力矩即可破坏这种旋转方向对称性,诱导活性流体选择与胶体旋转同向的定向流动.这可以从图 1(c)中流场的平均角速度从无驱动时的双峰分布转为单峰分布看出.当然,对胶体施加驱动后,活性流场的空间结构与未施加力矩时略有不同,见图 1(b).此外,驱动力矩越大,活性流场的角速度 $v_\theta \equiv (\mathbf{r} \times \mathbf{v}) / |\mathbf{r}|$ 也越大,其中 \mathbf{r} 是流场相对系统圆心的位置矢量,如图 1(c)所示.



(a) 粒子不受外驱时,活性液晶自组织生成单向流场;(b) 粒子以 $|\mathbf{Q}|=0.2$ 旋转时,流场的空间结构;(c) 系统从静止基态开始演化后,流场平均角速度 $\langle v_\theta \rangle$ 概率分布图;(d) 让流场演化成图(a)的结构后,让粒子以角速度 $|\mathbf{Q}|=0.2$ 反向旋转,最终稳定后的流场示意图;(e) 与(d)相同,但粒子的角速度为 $|\mathbf{Q}|=0.5$;(f) 与图(d)、(e)对应的流场平均角速度 $\langle v_\theta \rangle$ 的演化曲线.在2条虚线中间的时间段,控制粒子分别以角速度 $|\mathbf{Q}|=0.2$ (绿线)、 $|\mathbf{Q}|=0.5$ (红线)进行旋转,其它时间无外力矩.流场背景颜色表示流速度的大小;黑色箭头表示速度方向;红色箭头表示粒子旋转方向.

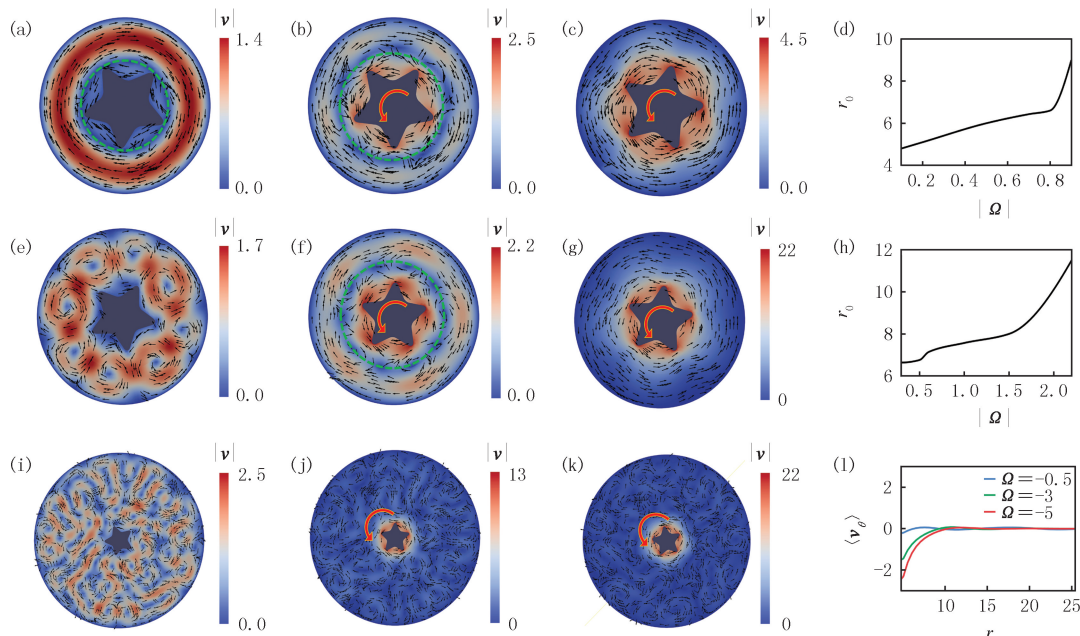
图1 强束缚下受驱胶体-活性液晶系统的动力学

Fig. 1 Dynamics of the coupled driven colloid-active nematics system at strong confinement

胶体粒子还可以用于实时改变活性流体的流动方向,但需要足够强的外驱动力.为了论证这一点,首先不施加驱动,让活性液晶先自发生成与图 1(a)类似的定向流场.图 1(f)中 $T < 100$ 部分的蓝色曲线给出了此过程中流场平均角速度随时间的变化.在流场达到定态后,即 $T=100$ 时,突然对胶体粒子施加一个固定的力矩.采用对粒子施加力矩而不是直接改变其角速度,是因为如果胶体粒子角速度突变,粒子边界与周围流场会产生极大的速度差,导致数值模拟无法收敛.通过施加力矩,可以使粒子连续地改变角速度,避免与周围流场的速度差.当力矩较小时,胶体粒子带着附近一部分流体产生反转,但活性液晶的主体仍维持原来的旋

转方向,只是平均速度略有减小,如图 1(d)中的绿色曲线所示.增大胶体的驱动力矩,则胶体的反向旋转会迅速破坏活性液晶原有的流场结构,并在此基础上驱使活性液晶随之定向旋转.此时,即使撤掉外驱动力,则活性液晶仍然维持新的运动方向,如图 1(f)中 $T > 180$ 部分的蓝色曲线所示.这些结果说明,在受限环境下,受驱胶体可用于选择或实时改变活性液晶的定向流动,也可以在一定程度上调控流体的平均运动速度.

然后,探究中等束缚下,即系统尺寸与特征涡旋大小差不多时,受驱胶体粒子对活性流场的影响.在中等束缚下,活性流场往往具有比层流更复杂的有序空间结构^[36-37].在没有外驱动的条件下,将系统尺寸 R 增加到 9,可以发现流场结构从单向层流变化成双向层流,如图 2(a)所示.其中,绿色虚线标出了 2 个不同运动方向的层流之间的界面,即流场速度为零的区域.在此状态下,无外驱的胶体粒子与活性流体主体沿着相反的方向进行运动.现在,在此双向层流状态下对胶体粒子施加外驱动.模拟发现,当外驱动较小时,流体依然保持双层流状态,但层流的零速度界面略微外移(图 2(b)),且外驱动越大,外移越多(图 2(d)).最终,当受驱胶体角速度达到 $\Omega \approx 0.8$ 时,双向流转变为流动方向与胶体受驱方向一致的单向流(图 2(c)).继续增大系统尺寸至 $R = 11$,可以发现,在无外驱动时,双向流转变成准一维的涡旋链(图 2(e)).此时,流场和胶体粒子均不再具有单向运动.在此状态下,对胶体施加较小驱动即可将这些相对静止的活性涡旋“打散”,驱使系统进入双向流状态(图 2(f)).而且,与前面所提类似,增强外驱动可使双向流的零速度界面外移(图 2(h)),并最终变成单向流动状态(图 2(g)).这些结果表明,在受限条件下,受驱胶体粒子倾向于破坏活性流体自组织生成的流场结构,驱使活性流体进入有序的单向流动状态.



注: (a-c) $R=9$ 且粒子以不同角速度进行旋转时流场的空间结构: (a) 自由粒子、(b) $|\Omega|=0.5$ 、(c) $|\Omega|=1$; (d) $R=9$ 时速度零点 r_0 随转速 Ω 的变化. (e-g) $R=11$ 且粒子以不同角速度进行旋转时流场的空间结构: (e) 自由粒子、(f) $|\Omega|=0.5$ 、(g) $|\Omega|=5$; (h) $R=11$ 时速度零点 r_0 随转速 Ω 的变化. (i-k) $R=26$ 且粒子以不同角速度进行旋转时流场的空间结构: (i) 自由粒子、(j) $|\Omega|=3$ 、(k) $|\Omega|=5$; (l) 不同粒子角速度下流场平均角速度 $\langle v_\theta \rangle$ 的径向分布. 绿色虚线表示速度零点 r_0 位置.

图2 中等及弱束缚下受驱胶体-活性液晶系统的动力学

Fig.2 Dynamics of the coupled driven colloid-active nematics system at medium and weak confinement

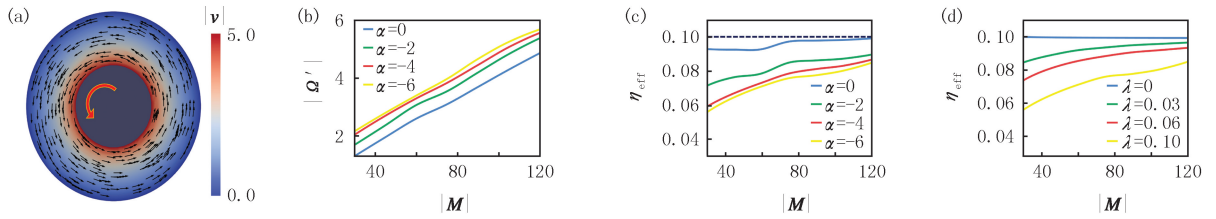
当系统尺寸 R 增加至 26 时,边界对活性流体的约束极弱.此时,由于活性流体内禀的力学不稳定性,大量活性涡旋将被激发.这些涡旋通过非线性相互作用,会驱使系统进入混沌的活性湍流态,其流场如图 2(i) 所示.在此条件下,对胶体粒子施加外驱动,可以发现胶体附近的流场由湍流态转变成单向运动(图 2(j,k)).但是,单向运动仅限于离胶体粒子一定距离的区域内.从图 2(l) 可以看出,不同强度外驱动均只能使 $r < 10$ 距离内流体产生定向运动.这一现象可能来源于活性湍流对胶体力学作用的屏蔽效应.

最后,受驱胶体粒子还可用于辅助测量活性流体的有效黏滞系数.此前实验研究表明,游动细菌可降低

细菌悬浊液的黏性,因此具有与非活性悬浊液不相等的黏滞系数,称为有效黏滞系数^[38].在此,将用类似的方法测量活性液晶的有效黏滞系数,并给出其与活性强度之间的关系.将上文中的星形胶体替换成圆形胶体,则可将模拟系统转变成经典的 Couette 黏度计^[39],如图 3(a)所示.与常用的 Couette 黏度计不同的是,通过转动流体内部的胶体产生剪切流而不是通过转动外边界.对胶体粒子的驱动主要通过施加恒定力矩 \mathbf{M} 来实现.主要测量较弱和中等活性时流体的有效黏滞系数.这是因为当活性太强时,活性流体将自发产生剪切流,测量方法将失效.通过计算可得,当外驱动力矩为 \mathbf{M} 时,处于稳态时的胶体粒子的角速度 Ω' 与驱动力矩 \mathbf{M} 之间的关系满足:

$$\mathbf{M} = (4\pi\eta_{\text{eff}}R_1^2R_2^2\Omega')/(R_1^2 - R_2^2), \quad (1)$$

其中, η_{eff} 为有效黏滞系数. R_1 和 R_2 分别为流场半径和圆形胶体半径.图 3(b)展示了不同活性强度下,处于稳态时的胶体的角速度 Ω' 与驱动力矩 \mathbf{M} 之间的关系.利用式(1)即可得出有效黏滞系数(图 3(c)).可以看出,活性确实可以降低有效黏滞系数.但随着力矩 \mathbf{M} 或剪切率的提升,有效黏滞系数逐渐趋近零活性时的有效黏滞系数(图 3(c)中的黑色虚线).有趣的是,从图 3(d)中也可以看出,有效黏滞系数对流对齐参数也有较强的依赖关系.这些现象可以用以下直观的物理图像进行解释.一种可能解释是:在活性强度不变的前提下,更大的流对齐参数使活性应力指向与黏性应力指向更加贴合,抵消更多的黏性应力,从而降低有效黏滞系数.更为具体的分析将在后续的研究中给出.



注: (a) 对圆形胶体施加固定力矩 \mathbf{M} 时流场的空间结构; (b) 粒子的转动角速度 Ω' 随外力矩 \mathbf{M} 的变化曲线; (c) 不同活性强度下, 有效黏度 η_{eff} 随 \mathbf{M} 的变化曲线, 黑色虚线表示给定的流体黏滞系数; (d) 不同流对齐参数下, 有效黏度 η_{eff} 随 \mathbf{M} 的变化曲线.

图3 活性液晶有效黏滞系数的测量

Fig.3 Effective viscosity measurement

3 讨论与总结

本文探究了受驱转动的胶体粒子对活性液晶动力学的影响.研究发现,受驱胶体可用于高效地调控活性流场,包括其流动方向、流动速度,甚至可以破坏活性液晶自组织生成的流场结构,驱使活性流体进入有序的单向流动状态.在较大的系统中,系统产生活性湍流.此无序流场能有效地屏蔽胶体粒子的力学效应,使其仅能影响活性尺度范围内的流体.此外,还利用此模拟装置测量了活性流体的有效黏滞系数,并给出了其与活性强度和流对齐参数的关系.这些模拟结果可以很容易进行实验验证.特别是,实验中已经有十分成熟的技术制备准二维活性流体^[40].而受驱胶体可以采用磁性胶体粒子,通过外部磁场即可对胶体施加实时、可控的驱动力矩^[41].本文不仅对理解、调控活性流体的动力学有所启发,而且在微流控芯片中有一定的应用前景.特别是,在微流控芯片中有时需要实时改变流场结构^[42-44].要实现这一功能,仅需简单地施加或改变驱动磁场即可.这一体系还存在许多有趣的问题值得探究.例如,在更加复杂的几何中或者存在多个受驱胶体粒子时,能否对活性流体进行更复杂、更精细的调控?

参 考 文 献

- [1] DUNAJOVA Z, MATEU B P, RADLER P, et al. Chiral and nematic phases of flexible active filaments[J]. Nature Physics, 2023, 19(12): 1916-1926.
- [2] NIJGER J, LI C H, KOTHARI M, et al. Biofilms as self-shaping growing nematics[J]. Nature Physics, 2023, 19(12): 1936-1944.
- [3] LIU K, BLOKHUIS A W P, DIJT S J, et al. Molecular-scale dissipative chemistry drives the formation of nanoscale assemblies and their macroscale transport[J]. Nature Chemistry, 2025, 17(1): 124-131.

- [4] RAMASWAMY S.The mechanics and statistics of active matter[J].Annual Review of Condensed Matter Physics,2010,1:323-345.
- [5] MARCHETTI M C,JOANNY J F,RAMASWAMY S,et al.Hydrodynamics of soft active matter[J].Reviews of Modern Physics,2013,85(3):1143-1189.
- [6] SAINTILLAN D.Rheology of active fluids[J].Annual Review of Fluid Mechanics,2018,50:563-592.
- [7] GIOMI L.Geometry and topology of turbulence in active nematics[J].Physical Review X,2015,5(3):031003.
- [8] ALERT R,JOANNY J F,CASADEMUNT J.Universal scaling of active nematic turbulence[J].Nature Physics,2020,16(6):682-688.
- [9] LYU C Y,LI W,DESBRUN M,et al.Fast and versatile fluid-solid coupling for turbulent flow simulation[J].ACM Transactions on Graphics,2021,40(6):1-18.
- [10] ADKINS R,KOLVIN I,YOU Z H,et al.Dynamics of active liquid interfaces[J].Science,2022,377(6607):768-772.
- [11] NISHIGUCHI D,ARANSON I S,SNEZHKO A,et al.Engineering bacterial Vortex lattice via direct laser lithography[J].Nature Communications,2018,9:4486.
- [12] CABALLERO F,YOU Z H,MARCHETTI M C.Vorticity phase separation and defect lattices in the isotropic phase of active liquid crystals[J].Soft Matter,2023,19(40):7828-7835.
- [13] SCHIMMING C D,REICHHARDT C J O,REICHHARDT C.Vortex lattices in active nematics with periodic obstacle arrays[J].Physical Review Letters,2024,132(1):018301.
- [14] NAM-TRUNG NGUYEN S T W.Fundamentals and Applications of Microfluidics[M].Boston,MA:Artech House,2002.
- [15] TABELING P.Introduction to Microfluidics[M].2nd ed.Oxford:Oxford University Press,2023.
- [16] GONG H,YAN D,CUI Y Y,et al.The divisome is a self-enhancing machine in Escherichia coli and Caulobacter crescentus[J].Nature Communications,2024,15:8198.
- [17] PEÑA O A,MARTIN P.Cellular and molecular mechanisms of skin wound healing[J].Nature Reviews Molecular Cell Biology,2024,25(8):599-616.
- [18] ZHANG Y D,LI X,GAO S,et al.Genetic reporter for live tracing fluid flow forces during cell fate segregation in mouse blastocyst development[J].Cell Stem Cell,2023,30(8):1110-1123.e9.
- [19] YANG F,LIU S C,LEE H J,et al.Dynamic flow control through active matter programming language[J].Nature Materials,2025,24(4):615-625.
- [20] GASPARD P,KAPRAL R.Active matter,microreversibility,and thermodynamics[J].Research,2020,2020:9739231.
- [21] RAY S,ZHANG J,DOGIC Z.Rectified rotational dynamics of mobile inclusions in two-dimensional active nematics[J].Physical Review Letters,2023,130(23):238301.
- [22] TE VRUGT M,WITKOWSKI R.Metareview;a survey of active matter reviews[J].The European Physical Journal E,2025,48(2):12.
- [23] DI LEONARDO R,ANGELANI L,DELL'ARCIPRETE D,et al.Bacterial ratchet motors[J].Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America,2010,107(21):9541-9545.
- [24] SOKOLOV A,APODACA M M,GRZYBOWSKI B A,et al.Swimming bacteria power microscopic gears[J].Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America,2010,107(3):969-974.
- [25] THAMPI S P,DOOSTMOHAMMADI A,SHENDRUK T N,et al.Active micromachines:Microfluidics powered by mesoscale turbulence[J].Science Advances,2016,2(7):e1501854.
- [26] HOUSTON A J H,ALEXANDER G P.Colloids in two-dimensional active nematics;conformal cogs and controllable spontaneous rotation[J].New Journal of Physics,2023,25(12):123006.
- [27] GUO Y,YOU Z H.Dynamics of solid inclusions in active nematics[Z].impreparation.
- [28] BERIS A N,EDWARDS B J.Thermodynamics of Flowing Systems[M].Oxford:Oxford University Press,1994.
- [29] LIU H B,ZHOU Y X,REN X Z,et al.Numerical modeling and application of the effects of fish movement on flow field in recirculating aquaculture system[J].Ocean Engineering,2023,285:115432.
- [30] WU K T,HISHAMUNDA J B,CHEN D T N,et al.Transition from turbulent to coherent flows in confined three-dimensional active fluids[J].Science,2017,355(6331):eaal1979.
- [31] DUCLOS G,BLANCH-MERCADER C,YASHUNSKY V,et al.Spontaneous shear flow in confined cellular nematics[J].Nature Physics,2018,14(7):728-732.
- [32] HARDOÛIN J,HUGHES R,DOOSTMOHAMMADI A,et al.Reconfigurable flows and defect landscape of confined active nematics[J].Communications Physics,2019,2:121.
- [33] FILY Y,MARCHETTI M C.Athermal phase separation of self-propelled particles with no alignment[J].Physical Review Letters,2012,108(23):235702.
- [34] SŁOMKA J,DUNKEL J.Spontaneous mirror-symmetry breaking induces inverse energy cascade in 3D active fluids[J].Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America,2017,114(9):2119-2124.
- [35] CATES M E.Active field theories[M]//Active Matter and Nonequilibrium Statistical Physics.Oxford:Oxford University Press,2022:

180-216.

- [36] OPATHALAGE A, NORTON M M, JUNIPER M P N, et al. Self-organized dynamics and the transition to turbulence of confined active nematics[J]. PNAS, 2019, 116(11): 4788-4797.
- [37] CHANDRAKAR P, VARGHESE M, ALI AGHVAMI S, et al. Confinement controls the bend instability of three-dimensional active liquid crystals[J]. Physical Review Letters, 2020, 125(25): 257801.
- [38] BIRD R, STEWART W, LIGHTFOOT E. Transport Phenomena[M]. 2nd. [S. l.]: John Wiley & Sons, Inc, 2002: 11-39.
- [39] KRIEGER I M. Shear rate in the couette viscometer[J]. Transactions of the Society of Rheology, 1968, 12(1): 5-11.
- [40] DOOSTMOHAMMADI A, IGNEŠ-MULLOL J, YEOMANS J M, et al. Active nematics[J]. Nature Communications, 2018, 9: 3246.
- [41] MATTICH I, SENDRA J, GALINSKI H, et al. Magnetic manipulation of superparamagnetic colloids in droplet-based optical devices[J]. Advanced Optical Materials, 2023, 11(21): 2300734.
- [42] KONSTANTINOV K B. Monitoring and control of the physiological state of cell cultures[J]. Biotechnology and Bioengineering, 1996, 52(2): 271-289.
- [43] REN K N, ZHOU J H, WU H K. Materials for microfluidic chip fabrication[J]. Accounts of Chemical Research, 2013, 46(11): 2396-2406.
- [44] WOODHOUSE F G, DUNKEL J. Active matter logic for autonomous microfluidics[J]. Nature Communications, 2017, 8: 15169.

Controlling the dynamics of active nematics with driven colloidal particles

Guo Zihan, You Zhihong

(College of Physics and Technology, Xiamen University, Xiamen 361005, China)

Abstract: We study the dynamics of active nematics controlled by colloidal particles with external driving. Basing on the overset dynamic mesh technique provided by the OpenFOAM package, we develop a solid-fluid interaction model. We analyze the effects of driven colloids on the active flow fields at different degrees of confinement. In strongly-confined systems, a small driving on the colloid can guide the symmetry breaking of active nematics, allowing us to control the direction of active flow dynamically. At medium confinement, the driven colloid can disrupt the self-organized structured coherent flow, and promote a simpler uni-directional flow whose direction coincides with that of the external driving. In the case of minimal confinement, the active nematics exhibits active turbulent flow. In this case, the colloid has limited effects on the flow field due to the inherent chaotic dynamics. Finally, we also take advantage of this setting to measure the effective viscosity of the active nematics, which decreases with the activity and shows strong dependence on the flow alignment parameter. Our results shed new light on the control of dynamics of active fluids, which can potentially benefit fields such as microfluidics and biomedicine.

Keywords: active nematics; colloids; self-organization; flow control; rheology

[责任编辑 杨浦 刘洋]