arXiv:2611.32867v1 [cond-mat.soft] 24 Nov 2026

活性物质中的长程流体动力学通信

Abhishek Thakur[1], * 和 Bibaswan Ghosh[1†] *Department of Physics, Indian Institute of Technology Bombay, Powai, Mumbai 400 076, India*

活性物质中的定向输运通常通过引入几何不对称性来实现，例如利用棘轮或齿轮整流活性粒子的随机运动。在这里，我们展示了一种截然不同的途径：无需任何几何偏置，也能产生持续的机械运动。将一个对称的被动转子置于圆形区域中心，即使不存在直接物理接触，它也会仅受边界约束的马兰戈尼游动体群所产生的流体动力学流动驱动，自发地沿单一方向旋转。尽管单个游动体会因瞬态流体动力学回流而产生间歇性的扭矩反转，但随着群体规模增大，相干环流得以形成并稳定转子动力学。粒子图像测速（PIV）揭示，集体产生的流动能够在宏观距离上传递动量，将局部活性驱动转化为稳健的机械输运。结合一个简化的流动叠加模型，我们的研究表明，反向扭矩事件受到抑制，是主动游动粒子与被动物体之间流体动力学耦合的集体特征，并为活性物质中的远程机械驱动提供了一种非接触机制。

引言。活性粒子由自驱动单元组成，能够持续将储存的能量或环境能量转化为定向运动 [1–11], ，由此产生一系列非平衡现象，包括集体运动 [5, 6, 12], 、自发流动生成、动态聚集 [7, 10], 以及活性湍流 [13–16]。理解活性悬浮液如何向被动物体传递力和扭矩，已成为一个核心问题；这不仅有助于深入认识生物运输过程，也为设计自主微流控器件、主动引擎和流动驱动微型机器提供了策略。流体动力学相互作用在这些系统中发挥着关键作用 [17] ，它介导游动体与其周围环境之间的长程耦合，常常产生无法仅通过直接机械碰撞来解释的行为。

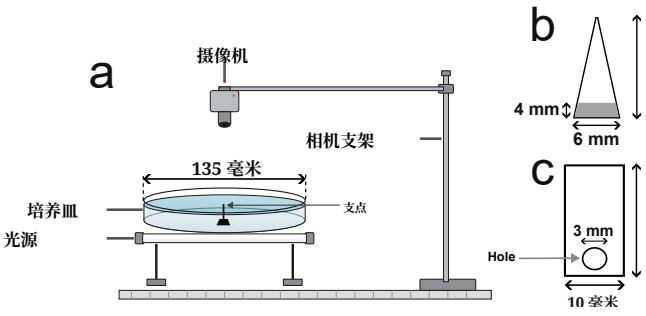

图 1. (a) 实验装置的侧视示意图。(b) 装置中使用的主动游动体；灰色区域表示樟脑–乙醇涂层区域。(c) 被动转子。

在活性物质的各种实验实现方式中，体，樟脑驱动的游动体为研究非平衡流体动力学提供了一个尤其有吸引力的宏观平台 [18]。它们的推进力源自不对称樟脑溶解所产生的表面张力梯度。樟脑系统揭示了多种动力学状态，包括振荡运动 [19–21], 自发旋转 [22], 对称性破缺[23],以及集体自组织 [12, 24, 25], ，因此成为研究超越微观生物游动体的活性物质普遍原理的宝贵模型系统。

先前的研究表明，主动粒子能够旋转被动齿轮、运输胶体，并对被动物体施加可测量的应力和力矩。然而，在大多数情况下，力矩的产生主要源于反复的粒子与物体碰撞、立体相互作用或外部施加的不对称性 [26–28]。相比之下，对于有限数量的受限游动体所产生的纯流动介导的相互作用如何决定传递至被动物体的力矩统计特性，人们知之甚少 [29]。尤其是，随着主动游动粒子数量增加，完全通过周围流体传递的力矩的统计特性如何演变，尚未受到充分关注。

在此，我们利用自推进樟脑游动体（浓度为 4 摩尔浓度（4M）），研究这一问题。这些游动体被限制在一个圆形场地内，场地中心固定着一个可自由旋转的被动转子（图 1）。我们首先考察随着游动体数量增加，被动转子的旋转响应。对于单个游动体，转子会间歇性地正向和反向旋转，见图 2(a–c)（影片 1）和图 2(g–i)（影片 3）。值得注意的是，在图 2(c 和 i) 中，绿色箭头表示转子的旋转方向与游动体的运动方向相反，这凸显了流体动力学扭矩的瞬时反转。相比之下，四个游动体共同作用时，转子会持续朝同一方向旋转，在观测期间未出现明显反转，见图2(d–f)（影片 2）和图2(j–l)（影片 4）。这一显著差异表明，尽管底层流体动力学驱动存在

* abhithakur@iitb.ac.in

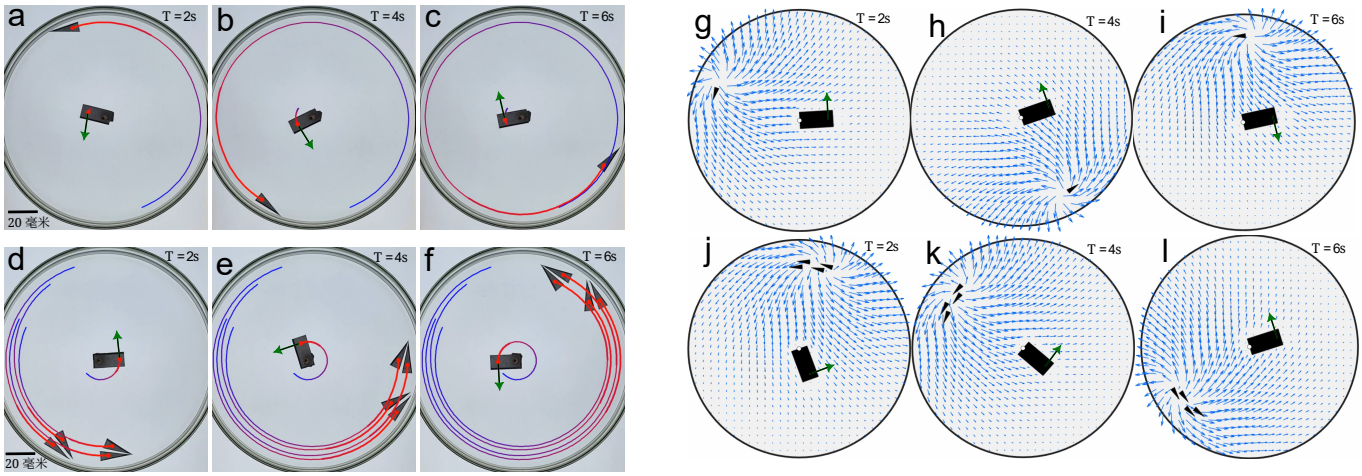

图 2。（a–f）实验和（g–l）模拟快照，展示了一个被动转子（矩形条带）以中心为轴枢转，位于圆形培养皿中央，周围环绕着主动游动粒子（三角形粒子）的情形。面板（a–c）和（g–i）分别展示了实验和模拟中一个游动体的演化过程，而面板（d–f）和（j–l）展示了四个游动体对应的动力学过程。快照取自不同时间点。绿色箭头表示运动方向。

波动，集体活动仍可稳定被动对象的机械响应。

观察到的一个游动体和四个游动体之间截然不同的旋转动力学表明，集体流体动力学相互作用在稳定转子运动方面发挥着关键作用。为研究这一机制，我们建立了一个最小唯象模型，用于描述多个沿轨道运动的游动体所产生的流动及其与被动转子旋转动力学之间的耦合。

模型。我们考虑 N 个沿半径为 R_i 的圆形轨道运动的游动体，它们位于半径为 $R_{\rm dish}$ 的培养皿内（取作单位长度）。游动体 i 位于$\mathbf{x}_i\,(t) = R_i(\cos\theta_i,\ \sin\theta_i)$ 处，其角位置规定为 $\theta_i\,(t) = \theta_i\,(0) + \omega t$，其中 $\omega > 0$ 对应于逆时针运动。每个游动体都会驱动一个局域流，其中心并不位于游动体本身，而是在沿其轨迹正后方、距离为 ℓ 的位置，

$$\mathbf{x}_{c,i} = \mathbf{x}_i + \ell\,(\sin\theta_i,\ -\cos\theta_i), \tag{1}$$

表示游动体身后留下的樟脑轨迹，作为马兰戈尼流的有效源。令$r_i = |\mathbf{x} - \mathbf{x}_{c,\,i}|$（其中，$\mathbf{x} = (x,\ y)$ 表示培养皿平面内的任意一点，以培养皿中心为测量基准，在该点对流动进行评估）。为对每个游动体产生的局部化流动进行建模，我们采用高斯衰减速度幅值分布，其灵感来自涡流模型中常用的局部化涡核结构 [30–33] 。第 (i) 个游动体对应的速度大小规定为

$$V_i(r_i) = V_{\max}\exp\left[-\left(\frac{r_i}{R_c}\right)^2\right], \tag{2}$$

其中，$V_{\max}$ 为特征流速，R_c 为衰减长度。其方向是由角度 α [34, 35]决定的方位分量与径向分量的固定组合。通过线性叠加，未受扰动的总流场为

$$\mathbf{u}_0(\mathbf{x}) = \sum_{i=1}^{N} V_i(r_i)\left[\cos\alpha\,\hat{\mathbf{e}}_{\theta,i} + \sin\alpha\,\hat{\mathbf{e}}_{r,i}\right], \tag{3}$$

其中 $\hat{\mathbf{e}}_{r,\,i}$ 指向远离 $\mathbf{x}_{c,\,i}$ 而 $\hat{\mathbf{e}}_{\theta,\,i}$ 是相应的逆时针方位单位向量。我们采用 $\alpha = 55°$，$R_c = 0.95$，$\ell = 0.12$ 以及 $V_{\max} = 1$，单位为 $R_{\rm dish}$（其他参数值见补充信息）。在同一次实验中，所有游动体的角速度 ω 均相同，但会随着 N 减小，以模拟实验中观察到的较慢游动体，因为 N 增大时（附录 A：图 6 和图 7）。

接下来，我们考虑一个长度为 L 、宽度为 W 的矩形转子，其支点位于实验区域的中心。其取向由 $\phi(t)$ 描述，角速度为 $\Omega = \dot{\phi}$。转子上的一点可由其相对于支点测量的纵向和横向坐标（s，n）参数化。转子上一点相对于支点的位置矢量为 $\mathbf{r}_b$。随后，根据刚体旋转计算转子的局部速度：$\mathbf{v}_b = \Omega\hat{\mathbf{z}}\times\mathbf{r}_b$。因此，周围流体与转子之间的相对速度为 $\mathbf{v}_{\rm rel} = \mathbf{u}_0 - \mathbf{v}_b$，其中$\mathbf{u}_0$ 是游动体产生的叠加流。

流体动力学转矩通过对该相对速度的横向分量在转子表面上进行积分，并以其力臂 [36, 37],加权计算得到

$$\tau_{\rm hyd} = c_{\rm drag}\int_0^L s\left[\frac{1}{W}\int_{-W/2}^{W/2}\mathbf{v}_{\rm rel}\cdot\hat{\mathbf{e}}_\perp\,dn\right]ds,$$

其中，$c_{\rm drag}$ 是唯象耦合系数，$\hat{\mathbf{e}}_\perp$ 是转子的横向单位向量。随后根据转矩平衡得到旋转动力学

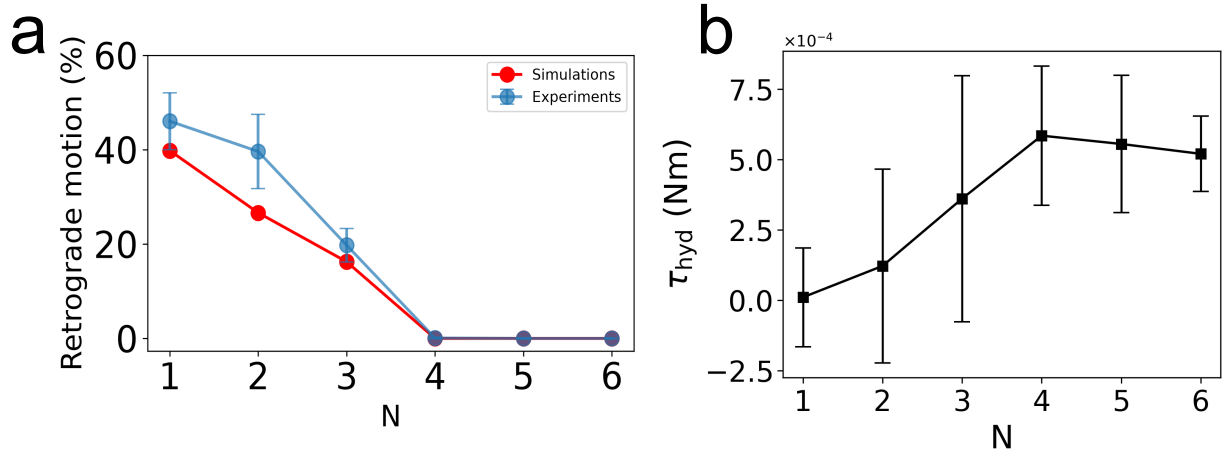

图 3。 (a) 被动转子所表现出的逆行运动（反向旋转事件）所占百分比。 (b) 平均流体动力学扭矩及其波动所施加在转子上的作用，该扭矩及其波动由游动体产生的流场生成，并根据模型计算得到。

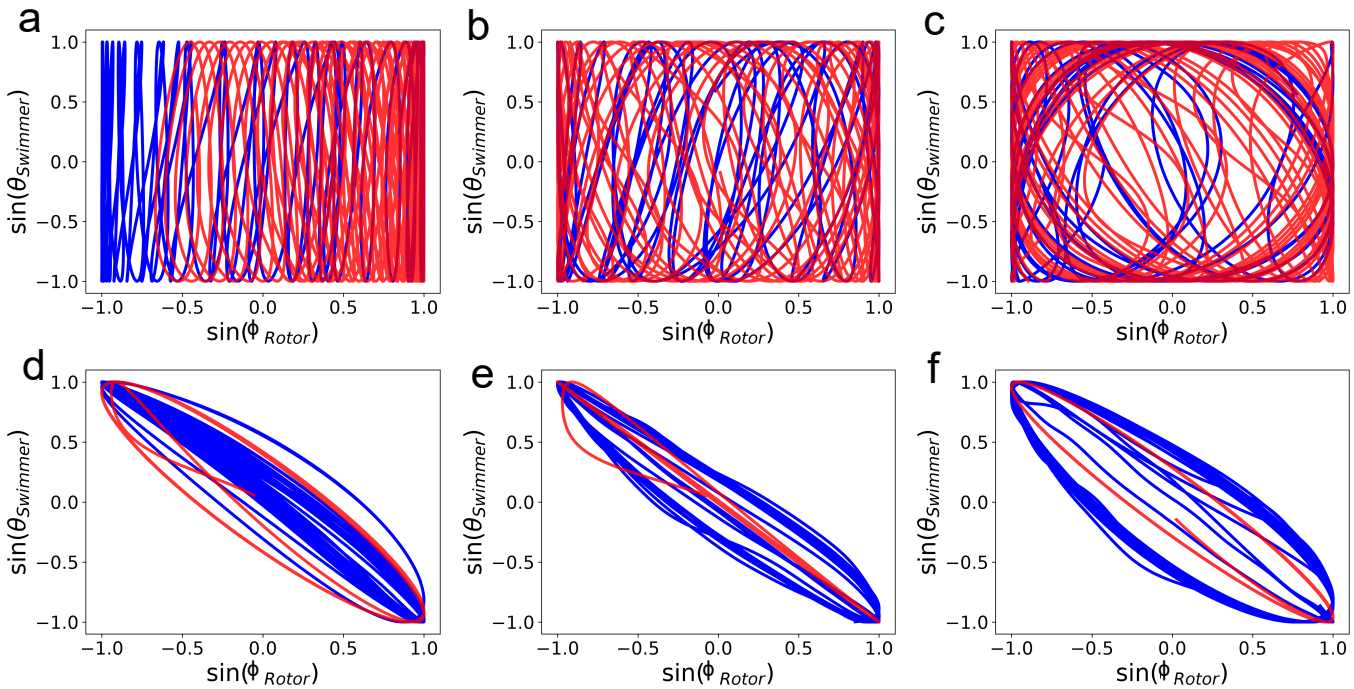

图 4。游动体 1–6 的相图分别显示于 a–f 中，红色曲线来自模拟，蓝色曲线来自实验，其中 θ (ϕ) 分别表示游动体（转子）相对于培养皿中心的角度（x_c, y_c）。

$$I\ddot{\phi} = \tau_{\text{hyd}} - b_{\text{pivot}}\dot{\phi},$$

其中， I 是转子转动惯量， b_{pivot} 是旋转阻尼系数。该模型提供了一个最简框架，用于研究随着游动体种群增加，游动体产生流动的叠加如何改变作用于被动转子的扭矩（模型详情见补充信息（SI）第五节）。

随后，我们通过测量反向运动的比例（Ret-，来量化反向旋转事件的抑制程度。

反向运动）随游动体数量的变化，见图 3（a）。实验结果显示，反向运动系统性地减少，并在四个或更多游动体时最终消失。我们的模拟非常好地再现了这一行为，捕捉到了从间歇性旋转到持续单向旋转的转变。我们进一步计算了模型中的平均流体动力学转矩（τ_{hyd}）及其波动（见图 3（b））。平均 τ_{hyd} 随游动体数量增加，在达到四个游动体之前持续增大，随后趋于平台；而其波动在此之后仍继续减小。扭矩波动的这种减小表明，由不断增加的游动体产生的集体流动提供了更强且更持久的流体动力学驱动，从而稳定了转子的

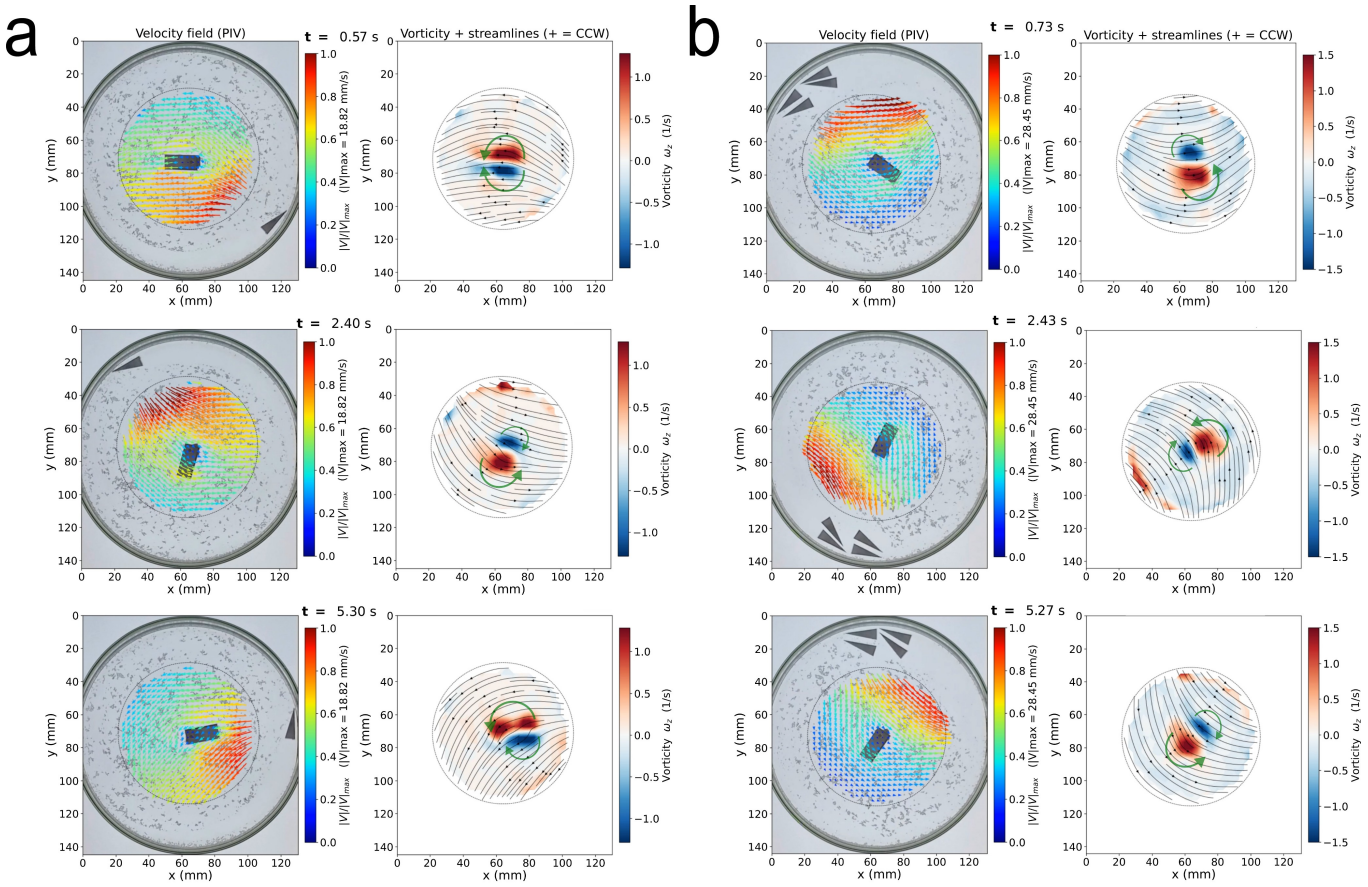

图5. 使用空心玻璃微球作为示踪粒子，对转子周围的实验流场和涡量进行测量。(a) 单游动体情况，展示游动体穿过转子时不同时间点速度场和涡量分布的演变。(b) 四游动体情况，呈现出更持久的涡量结构：转子尖端附近为逆时针涡量，转子下侧附近为顺时针涡量（绿色箭头所示）。对比这两种流场结构可见，单个游动体的流体动力学耦合较弱，而四个游动体则表现出持续的类反相同步。

由越来越多的游动体产生的流体动力学驱动更强、持续时间更长，从而稳定了转子的单向运动。

反向旋转受到抑制，这引出了一个问题：游动体的集体动力学是否会相对于转子重新组织。因此，我们研究了游动体与转子之间的相位关系（图4）。对于一至三个游动体（图4(a-c)），相位轨迹仍广泛分布，表明不存在持久的相位关系。值得注意的是，对于四至六个游动体（图4(d-f)），轨迹变得集中，沿着明确的关系排列，对应于近似反相的构型。这表明，集体游动动力学与转子之间出现了相位锁定，同时反向旋转事件也随之消失。

为探究这种同步的流体动力学起源，我们针对一个游动体和四个游动体的情况开展了补充实验，使用空心玻璃微球 [38] 作为示踪粒子，以可视化主动游动粒子周围的流场在转子周围产生的流场。通过追踪这些微球的运动，我们旨在表征导致两种情况下所观察到的反相同步和不同步行为的涡量分布（$\omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$）及流动结构。对于四个游动体，涡量场在不同观测时刻均呈现出显著持久的空间组织（图 5（b））（影片6）。转子尖端附近形成了一个强烈的逆时针涡量区域，同时枢转端附近伴有一个相对较弱的顺时针涡量区域（绿色箭头）。这种空间组织在整个观测期间都保持高度稳定，表明存在与同步状态相关的持久流体动力学结构。

单个游动体对应的流场明显不同（图5（a））（影片5）。涡量分布随时间发生显著变化：在 $t = 0.57$ 秒时，反向旋转区域并列分布，而不是位于转子尖端和枢轴附近；在 $t = 2.40$ 秒时，短暂出现类似四个游动体状态的构型，随后

在 $t = 5.30$ 秒时，反向旋转模式重新出现，但其方向发生了反转。因此，与四个游动体所表现出的持久空间组织不同，单游动体系统呈现出持续演化的涡旋结构。这些观察结果表明，集体活动能够稳定转子周围的流体动力学环境，从而为相位锁定的出现及反向旋转的抑制提供了物理图景。

我们的结果表明，力矩传递的统计特性是探测活性悬浮液中集体流体动力学相互作用的灵敏手段。我们不再仅仅关注被动转子的平均转动，而是发现反向扭矩事件的减少是多体流动介导相互作用所产生的一种集体特征。这些发现建立了一个简单的宏观平台，可用于量化集体流体动力学耦合，并为理解活性悬浮液如何将微观波动力转化为稳健的宏观机械响应提供了新途径。未来一个自然的研究方向是运用非平衡统计力学分析转子的波动扭矩和角位移，例如通过涨落关系和熵产生进行研究。

致谢。 我们衷心感谢 Vahid Nasiri- marekani 就实验相关问题所进行的深入讨论，并感谢 Anirban Sain 和 Aarsh Chotalia 提出的宝贵建议和讨论。A.T. 和 B.G. 感谢 IITB 提供的经费支持。

[1] E. M. Purcell，载于 *Physics and our world: reissue of the proceedings of a symposium in honor of Victor F. Weiskopf* 2014 47 67 (World Scientific,) 第 – 页。[2] S. Ramaswamy，Annu. Rev. Condens. Matter Phys. 1, 323 2010( )。[3] M. C. Marchetti, J.-F. Joanny, S. Ramaswamy, T. B. Liverpool, J. Prost, M. Rao 和 A. R. Simha, (2013)，https://doi.org/10.1103/RevModPhys.85.1143。[4] A. Z¨ ottl 和 H. Stark，Annual Review of Condensed Matter Physics 14, 109 (2023)。[5] A. Bricard, J.-B. Caussin, N. Desreumaux, O. Dauchot 和 D. Bartolo，Nature 503, 95 (2013)。[6] N. Kumar, H. Soni, S. Ramaswamy 和 A. Sood，Nature communications 5, 4688 (2014)。[7] C. Bechinger, R. Di Leonardo, H. L¨owen, C. Reichhardt, G. Volpe 和 G. Volpe，Reviews of modern physics 88, 045006 2016( )。[8] D. Boniface, C. Cottin-Bizonne, R. Kervil, C. Ybert 和 F. Detcheverry，Physical Review E 99, 062605 (2019)。[9] P. Dey, A. Thakur, A. Chotalia, A. Nandi 和 P. Parmananda，《软物质》21, 2291 (2025)。[10] A. A. Molodtsova, M. K. Buzakov, O. I. Burmistrov, A. D. Rozenblit, V. A. Smirnov, D. V. Sennikova, V. A. Porvatov, E. M. Puhtina, A. A. Dmitriev 和 N. A. Olekhno，Physical Review E 111, 065424 (2025)。[11] A. Thakur, S. Swain, A. Chotalia 和 P. Parmananda，Physical Review E 113, L052202 (2026)。[12] I. Tiwari 和 P. Parmananda，《软物质》19, 2710 (2023)。[13] H. H. Wensink, J. Dunkel, S. Heidenreich, K. Drescher, R. E. Goldstein, H. L¨owen 和 J. M. Yeomans，Proceedings of the national academy of sciences 109, 14308 (2012)。[14] J. Dunkel, S. Heidenreich, K. Drescher, H. H. Wensink, M. B¨ar 和 R. E. Goldstein，Physical review letters 110, 228102 (2013)。[15] A. Doostmohammadi, T. N. Shendruk, K. Thijssen 和 J. M. Yeomans，Nature communications 8, 15326 (2017)。[16] B. Mart´ınez-Prat, J. Ign´es-Mullol, J. Casademunt 和 F. Sagu´es，Nature physics 15, 362 (2019)。[17] N. Uchida 和 R. Golestanian，Physical Review Letters 106, 058104 (2011)。[18] M. Bourgoin, R. Kervil, C. Cottin-Bizonne 和 F. Raynal, R. Volk 和 C. Ybert，Physical Review X 10，021065（2020）。[19] Y. Hayashima、M. Nagayama 和 S. Nakata，《物理化学杂志 B》105，5353（2001）。[20] J. Sharma、I. Tiwari、D. Das、P. Parmananda 和 V. Pimienta，Physical Review E 101，052202（2020）。[21] B. Monish、A. Thakur、R. Sarkar、K. U. Singh、J. Sharma、I. Tiwari、S. Kumarasamy、S. D. Gadre、P. Parmananda 和 A. Prasad，Physical Review E 110，064208（2024）。[22] S. Nakata、Y. Iguchi、S. Ose、M. Kuboyama、T. Ishii 和 K. Yoshikawa，Langmuir 13，4454（1997）。[23] J. Sharma、I. Tiwari、D. Das 和 P. Parmananda，Physical Review E 103，012214（2021）。[24] N. J. Suematsu、S. Nakata、A. Awazu 和 H. Nishimori，Physical Review E—统计、非线性与软物质物理 81，056210（2010）。[25] A. Thakur、T. Khatun、S. Kundu、N. Kumar、P. Parmananda 和 A. Sain，arXiv 预印本 arXiv:2610.10709（2026），https://doi.org/10.48550/arXiv.2610.10709。[26] R. Di Leonardo、L. Angelani、D. Dell'Arciprete、G. Ruocco、V. Iebba、S. Schippa、M. P. Conte、F. Mecarini、F. De Angelis 和 E. Di Fabrizio，美国国家科学院院刊 107，9541（2010）。[27] O. Chor、A. Sohachi、R. Goerlich、E. Rosen、S. Rahav 和 Y. Roichman，Physical Review Research 5，043193（2023）。[28] J. F. Boudet、T. Gu´erin、C. Tiffon、T. Barois 和 H. Kellay，Communications Physics 8，460（2025）。[29] D. Grober、T. Dhar、D. Saintillan 和 J. Palacci，Nature Physics，1（2026）。[30] C. Simpson、H. Babinsky、J. Harvey 和 S. Corkery，Experiments in Fluids 59，125（2018）。[31] S. Shuai 和 M. H. Kasbaoui，Journal of Fluid Mechanics 936，A8（2022）。[32] F. Blanco-Rodr´ıguez、L. Parras 和 C. d. Pino，Fluid Dynamics Research 48，061417（2016）。[33] Y.-M. Ducimeti`ere 和 F. Gallaire，Journal of Fluid Mechanics 976，A10（2023）。[34] K. Nakayama 和 Y. Ohira，《日本理论与应用力学》63，43（2015）。[35] L. Bøhling、A. Andersen 和 D. FABRE，Journal of

《流体力学》**656**，177（2010）。[36] J. Gray 和 G. J. Hancock，Journal of Experimental Biology**32**，802（1955）。[37] G. G. Marcus、S. Parsa、S. Kramel、R. Ni 和 G. A. Voth，《新物理学杂志》**16**，102001（2014）。[38] A. Maitra、A. Pandey、S. Michelin 和 S. Jung，《软物质》**21**，8811（2025）。[39] J. Sharma、I. Tiwari、D. Das、P. Parmananda、V. Akella 和 V. Pimienta，Physical Review E **99**，012204（2019）。[40] A. Upadhyaya 和 V. Akella，《软物质》**20**，8775（2024）。[41] C. Gouiller、F. Raynal、L. Maquet、M. Bourgoin、C. Cottin-Bizonne、R. Volk 和 C. Ybert，Physical Review Fluids**6**，014501（2021）。

附录 A：游动体速度与被动转子

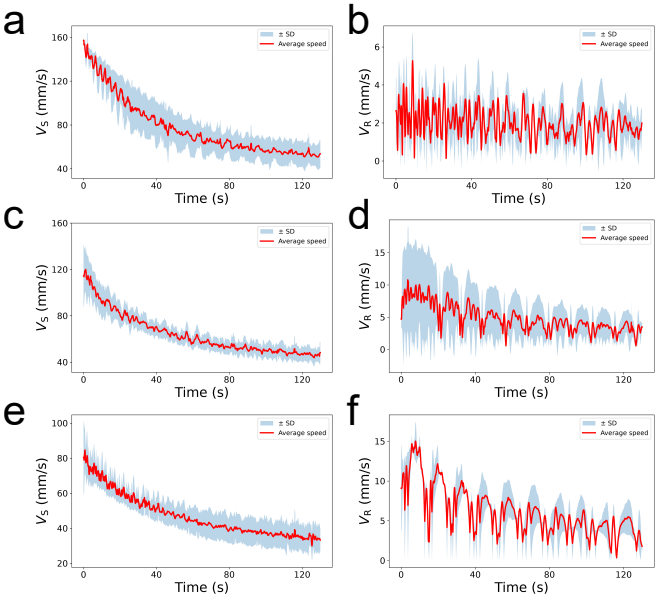

图 6. 面板 (a)、(c) 和 (e) 分别表示游动体 1 至 3 的平均速度 (V_s)，这些数据来自在浓度为 4M（摩尔浓度）条件下进行的三次独立实验。红色曲线表示平均速度，蓝色阴影区域表示相应的标准差。面板 (b)、(d) 和 (f) 分别显示各情况下被动转子的相应速度 (V_R)。

图 6 和图 7 显示了三次实验中游动体和转子速度的平均值以及游动体数量 N 的标准差，游动体数-

量对应为 =1-6，分别如图 6(a、c、e) 和图 7(a、c、e) 所示；相应的转子速度则分别见图 6(b、d、f) 和图 7(b、d、f)。已知樟脑驱动的马兰戈尼游动体的速度会随着时间推移而降低，这是由于樟脑的表面活性逐渐衰减 [39, 40]。随着游动体数量 N 的增加，游动体速度衰减得更快，这可归因于存在多个樟脑源[41]，：随着游动体数量增加，樟脑浓度积累得更快，导致表面张力梯度更快衰减，从而降低推进速度。

当 N=1、2 和 3 时，转子速度表现出明显的波动（分别见图 6 (b)、(f) 和 (j)）；而当 N=4、5 和 6 时，这些波动则显著减弱（分别见图 6 (d)、(h) 和 (l)）。

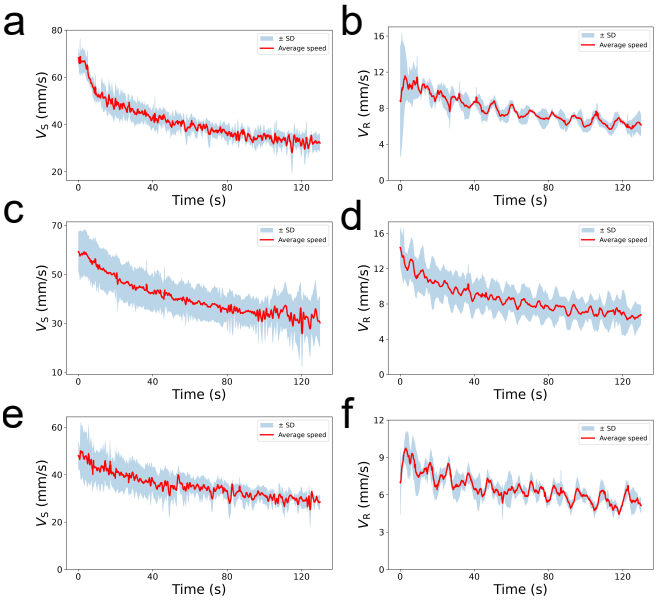

图 7. 面板 (a)、(c) 和 (e) 分别表示游动体 1 至 6 的平均速度 (V_s)，这些数据来自在浓度为 4M（摩尔浓度）条件下进行的三次独立实验。红色曲线表示平均速度，蓝色阴影区域表示相应的标准差。面板 (b)、(d) 和 (f) 分别显示各情况下被动转子的相应速度 (V_R)。