arXiv:2611.30232v1 [cond-mat.soft] 23 Nov 2026

受剪切复合囊泡与高黏度核心的动力学演化和流变行为：介观粒子法研究

Antonio Lamura[1*]

[1*]意大利国家研究委员会（CNR）计算应用研究所，Amendola 路 122/D 号，巴里，70126，意大利。

通讯作者。电子邮箱：antonio.lamura@cnr.it；

摘要

我们通过数值方法研究受壁面约束的剪切流中二维复合囊泡的动力学和流变学，并将其作为无核细胞的最简模型。我们考虑这样一种构型：环形流体与外部流体的黏度相同，而内部核心的黏度更高。随着核心黏度增加，当数值达到 $\phi \geq 0.6$ 时，外部囊泡将偏离稳态坦克履带运动。当存在内部物体时，环形流体会部分阻隔黏性核心对外膜的影响，因此在填充率较低时，外部囊泡仍保持坦克履带运动，且倾角更大，内禀黏度也相对较低。相比之下，内部囊泡会翻滚并向中心之外迁移；在 ϕ 较高时，这种运动会反馈至宿主，引发外膜形状的间歇性偏移。因此，内部黏性物体充当了动力学状态的内部调节器。

关键词：复合囊泡、剪切流、介观模拟、流变学

1 引言

真核细胞是结构复杂的系统。它们是典型的有核细胞，含有一个黏度显著高于周围细胞质的细胞核。细胞核由自身的膜包裹，并嵌入质膜之中，从而形成一个由两个不同界面界定的复合双室系统。这种内部结构在细胞力学和运动性中发挥着核心作用。作为最大的、在力学上占主导地位的细胞器，细胞核

可能成为细胞通过微血管狭窄处变形、穿过间质组织迁移，或在变形性细胞术装置中接受力学表征时的限速要素（Lincolnet al. 2004；Davidson et al. 2015）。白细胞（白细胞 - WBC）是真核细胞的一个典型例子，在炎症反应期间于免疫系统中发挥着重要作用。在某些情况下，WBC 的浓度会变得非常高，例如白血病或癌组织中。在这些情况下，WBC 会深刻影响大血管中的血流（Schmid-Schonbein et al. 1980）。因此，了解它们的动力学和流变性质十分重要；由于其复杂的内部结构，这些性质尚未得到充分理解。因此，一种能够捕捉这些基本特征的最小物理模型——即由膜包裹并悬浮于外膜内的黏性内部物体——可为揭示细胞核的力学贡献提供有用的框架。

脂质双层囊泡构成了细胞外部边界的最小模型。其动力学受膜弯曲刚度、流动性和局部不可伸长性，以及固定的包围面积共同支配。在剪切流作用下，即使是单个囊泡也能表现出广泛的非平衡动力学状态，包括倾斜旋转、翻滚和介于两者之间的颤动状态。所选择的动力学模式主要取决于内流体与悬浮流体之间的黏度比，以及约化面积（Keller andSkalak 1982；Seifert 1997；Noguchiand Gompper 2004；Kantslerand Steinberg 2005，2008年；Misbah 2006；Noguchi and Gompper2007；Finken et al. 2008；Meßlinger et al. 2009；Vlahovska et al.2009；Abreuet al. 2014；Lamura，2022年）。复合囊泡包含一个额外的包围体，从而引入了更高层次的机械复杂性。内相占据主体体积的有限比例，并具有自身的黏度，因此会改变外部物体的动力学。内部物体可能从中心迁移开来，形成独立的动力学状态，并显著影响复合系统的整体响应。因此，相关参数空间得到了大幅扩展（Veerapaneni 等，2011；Kaoui etal. 2013；Levant 和 Steinberg 2014；Sinha and Thaokar 2019；Kumar et al. 2024；Lamura 2025）。

对该系统进行适当描述，需要采用一种流体动力学框架，该框架能够纳入热涨落，自然适应不可穿透边界，更重要的是，能够独立控制由两层膜分隔的三个流体区室各自的黏度。多粒子碰撞（MPC）动力学满足这些要求。它是一种介观尺度、动量守恒的基于粒子的方法，其输运性质可通过碰撞规则进行调节，并且能够自然地与可变形膜的分子动力学描述相耦合（Malevanets 和 Kapral，1999年、2000年；Kapral，2008年；Gompper 等，2009年）。固壁和内部界面处的适当边界条件也可以方便地实现（Lamura 等，2001年；Lamura 和 Gompper，2002年；Meßlinger 等，2009年）。此外，还可以采用守恒角动量的碰撞规则来表示作用于悬浮物体的力矩，从而更准确地捕捉坦克履带运动与翻滚动力学之间的平衡（Noguchi 等，2007年；G¨otze 等，2007年；Lamura 和 Gompper，2013年；Afik 等，2016年；Lamura，2022年）。

在当前模型中，每层膜均表示为由珠粒构成的闭合链，珠粒之间通过键合势和曲率势相互作用；三个流体区室则由具有独立设定黏度的MPC粒子群描述（Lamura 2025）。在此，我们研究一种具有生物学相关性的构型，其中环形流体与外部流体具有相同黏度，而包围核心的黏度更高。这种排列提供了有核细胞的一个最简二维表示，其中细胞核的黏度高于周围的细胞质。我们考察在不同条件下，核心黏度增加如何影响受壁面约束的剪切流中的动力学响应和流变行为。

以往研究（Veerapaneni 等，2011；Sinha and Thaokar2019）仅考察了剪切流中准球形囊泡内的类固体内核。研究发现，随着球形内部核心尺寸增大，外部囊泡会从坦克履带运动转变为翻滚运动。非球形夹杂物能够诱发更复杂的动力学行为，此时囊泡会产生摆动运动。研究还发现，夹杂物尺寸越大，这种调制运动的振幅也越大（Veerapaneni 等，2011）。本研究通过改变囊泡的相对膨胀程度，考察非圆形囊泡。在保持内部囊泡尺寸较大但有限的同时，将其黏度在很大范围内变化。此外，研究还考察了内部囊泡具有较高填充率的情况。通过考察囊泡的倾角和非球形度，可以全面表征由此观察到的丰富而复杂的动力学行为。此外，本研究还考察了流变行为，并将其与观察到的动力学行为联系起来。

2 模型与模拟方法

2.1 膜模型

复合囊泡在二维空间中由外膜和内膜构成。每个膜均由一条由珠粒组成的闭合链构成，其空间位置记为$\mathbf{r}_i$，珠粒的直径为 r_v 、质量为 M。相邻珠粒通过弹性势相互作用

$$U_{\text{bond}} = \frac{k_h}{2r_0^2} \sum_i \left(|\mathbf{r}_{i+1} - \mathbf{r}_i| - r_0 \right)^2 , \tag{1}$$

其键刚度为 k_h ，平均键长为 r_0。结合较大的拉伸模量，该弹性势确保了膜的局部不可伸长性。膜对弯曲的阻力由曲率势提供

$$U_{\text{bend}} = \frac{\kappa}{r_0} \sum_i \big(1 - \cos\theta_i\big), \tag{2}$$

其中， θ_i 是相邻键向量之间的夹角， κ是弯曲刚度。通过谐面积约束，使每个膜所包围的面积保持在其目标值

$$U_{\text{area}} = \frac{k_A}{2r_0^4} \left(A - A_0 \right)^2, \tag{3}$$

其中， A是瞬时包围面积， A_0 是其目标值， k_A 是较大的面积压缩模量。排斥体积相互作用通过平移兰纳-琼斯势进行建模

$$U_{\text{rep}} = 4\epsilon \left[\left(\frac{\sigma}{r}\right)^{12} - \left(\frac{\sigma}{r}\right)^{6} \right] + \epsilon \tag{4}$$

截断至其最小值 r_{cut}，以防止膜彼此穿过。膜采用分子动力学进行模拟，使用时间步长为 Δt_{MD} (Lamura，2022年，2025）的速度 Verlet 积分器。

每个囊泡的膨胀程度通过其约化面积进行量化

$$A^* = \frac{A_0}{\pi R_0^2}, \qquad R_0 = \frac{L_0}{2\pi}, \tag{5}$$

其中， L_0 为膜轮廓长度，因此 $A^* = 1$ 对应于圆形，而更小的值对应于逐渐减小的形状。我们考虑外膜的 $A^*_{ext} = 0.7$ 或 0。8，以及内部囊泡的 $A^*_{int} = 0.8$。复合囊泡的填充率定义为（Kaoui et al. 2013；Levant 和 Steinberg 2014；Sinhaand Thaokar 2019）

$$\phi = \frac{R_{0,int}}{R_{0,ext}}. \tag{6}$$

下文将考虑以下数值： $\phi = 0$，0。2，0。4，0。6，0。8。极限情况 $\phi = 0$ 不包含内部囊泡，退化为一个简单囊泡，其整个内部具有黏度对比 λ_{in}；它始终作为参照，用于衡量内部物体的影响。

2.2 溶剂：多粒子碰撞动力学

三个流体区室采用多粒子碰撞动力学进行描述（Malevanets and Kapral 1999；Kapral 2008；Gompperet al. 2009），这是一种介观尺度的动量守恒粒子方法，能够再现具有热涨落的流体动力学。溶剂由质量为 m 的点状粒子表示，并以交替进行的流动步骤和碰撞步骤演化。在流动步骤中，粒子以弹道方式运动，持续时间为 Δt；在碰撞步骤中，粒子被分配到由边长为 a 的正方形网格单元组成的网格中，其相对速度围绕网格单元质心旋转。我们采用守恒角动量的碰撞规则变体（G¨otze et al.2007；Noguchi et al. 2007），从而能够正确捕捉悬浮膜上的力矩，同时保持温度恒定（Allahyarov and Gompper 2002）。

该模型的关键特征是，三个组分——外部（out）流体、环形（an）流体和内部（in）核心——各自的黏度 η 均可独立设定。根据粒子所在的组分（由两层膜界定）对粒子进行标记，并按组分应用碰撞规则，使每个区域都具有自身的输运系数。具体而言，通过改变溶剂质量可独立改变黏度（见附录A）。环形流体的黏度与外部流体相同，即 $\lambda_{an} = \eta_{an}/\eta_{out} = 1$；而内部核心的黏度更高，其对比度 $\lambda_{in} = \eta_{in}/\eta_{out}$ 在 $[1, 15]$至 η_{out}、$_{an}$、$_{in}$ 的范围内变化，其中分别为三个组分中的黏度。

膜珠粒通过三体碰撞与溶剂耦合，以确保线动量和角动量守恒（Meßlinger 等，2009）（完整细节见其他文献（Lamura，2022年））。

2.3 几何结构与参数设定

囊泡被限制在两个平行壁面之间，两壁面间距为 $L_y = 5.76R_{0,\ ext}$，沿速度梯度（y）方向；沿流动（x）方向采用周期性边界条件，长度为 $L_x = 12.04R_{0,\ ext}$，其中 $R_{0,\ ext} = 15.28a$。通过以速度 $\pm\dot{\gamma}L_y/2$沿相反方向移动两个壁面，施加剪切速率为 $\dot{\gamma}$ 的平面库埃特流；壁面处通过反弹边界处理实现无滑移条件（Lamura 等，2001年；Lamura 和 Gompper，2002年）。通过将雷诺数保持在小于 0。1 的水平，选择壁面速度以确保惯性效应可以忽略。此外，将马赫数的上限限制为 0。25，以控制可压缩性效应（Lamura 和 Gompper，2002年）。约化剪切速率设为 $\dot{\gamma}^* = \dot{\gamma}\tau_R = 20$，其中 $\tau_R = \eta_{out}R^3_{0,\ ext}/\kappa$ 为外膜的弛豫时间。

我们选择 $M = 3m_{out}$、$\Delta t/\Delta t_{MD} = 64$、$r_v = r_0 = a/10$、$r_{cut} = a$、$k_h = 3 \times 10^2 k_BT$ $\kappa_{ext} = \kappa_{int} = 3.27k_BTR_{0,\ ext}$、$k_A = 0.4k_BT$ 和 $\epsilon = 10k_BT$，其中 k_BT为热能。

2.4 可观测量

每个囊泡的取向和形状均从其膜珠粒的回转张量中提取，

$$G_{\alpha\beta} = \frac{1}{N}\sum_i (r_{i,\alpha} - r_{cm,\alpha})(r_{i,\beta} - r_{cm,\beta}), \qquad \alpha, \beta \in \{x, y\}, \tag{7}$$

其中 $\mathbf{r}_{cm}$ 为囊泡质心的位置，其特征值为 $\xi_1 \geq \xi_2$，对应的特征向量为 $\xi_1 \geq \xi_2$。倾角 θ 是最大特征值 ξ_1 对应的特征向量与流动方向之间的夹角，其取值区间为 $[-\pi/2, \pi/2]$，并按 θ/π进行归一化。非球形度

$$A = \left(\frac{\xi_1 - \xi_2}{\xi_1 + \xi_2}\right)^2 \tag{8}$$

圆形的非球形度为零，而细长形状的非球形度则趋近于 1。通过标记膜珠粒绕囊泡质心的旋转获得坦克履带频率 ω，并表示为 $\langle\omega\rangle/\dot{\gamma}$。最后，通过本征黏度表征流变响应

$$\langle\eta_I\rangle = \frac{\langle\eta_{\text{eff}}\rangle - \eta_{out}}{\eta_{out}\, c}, \tag{9}$$

其中 η_{eff} 是按以下方式计算的系统有效黏度：$\eta_{\text{eff}} = \sigma_{xy}/\dot{\gamma}$ 其中σ_{xy}是壁面处应力张量的 xy 分量（Mewis 和 Wagner，2011年），并且

$c = A_{0,\ ext}/(L_x L_y)$ 是外部囊泡面积分数。尖括号表示稳态下的时间平均值。

3 结果与讨论

我们首先通过外部囊泡的平均倾角和坦克履带式运动频率来表征其动力学状态（第3.1节），随后讨论流变学（第3.2节），最后分析内外耦合动力学、内部物体的迁移，以及内部囊泡黏度较高时形成的形状（第3.3节）。全文比较两类几何形状：一种是扁缩型宿主，$A^*_{ext} = 0.7$ 其 $A^*_{int} = 0.8$；另一种是更圆的宿主，$A^*_{ext} = A^*_{int} = 0.8$，并改变填充率进行考察。

3.1 外部囊泡的动力学状态

图 1 展示了两种几何形状下，外部囊泡的平均倾角 $\langle\theta\rangle/\pi$ 随核心黏度比 λ_{in} 的变化。对于作为参照的简单囊泡（$\phi = 0$），倾角随 λ_{in} 急剧减小并趋近于零：随着内部黏度增大，囊泡脱离稳态滚动式状态，逐渐开始翻滚，这与剪切流中黏性囊泡的经典行为一致（Kantsler and Steinberg 2006; Misbah 2006; Noguchi and Gompper 2007; Meßlinger et al. 2009）。图中以符号由空心（坦克履带运动）变为实心来标示这一转变。引入内部物体后，这种下降受到抑制：填充率 ϕ 越小，倾角保持得越大；当 $\phi = 0.2$=0.4 时，在整个核心黏度范围内，外部囊泡都保持较大的倾角，且该倾角仅弱依赖于 λ_{in}，持续处于坦克履带运动状态。环形流体与外部流体的黏度相同，能够屏蔽高黏度核心对外膜的影响。因此，即使细胞核坚硬但体积较小，外部物体的行为仍类似于低黏度囊泡。当内部核心尺寸增大时，在黏度比固定的情况下，外部囊泡的倾角会减小（Kaoui et al. 2013; Sinha and Thaokar 2019）；当 $\phi \geq 0.6$ 时，会观察到向非滚动式状态的转变，而转变发生时的 λ_{in} 值会随 ϕ 减小。两种宿主几何形状下，ϕ 的依赖关系相同；与较扁缩的宿主（$A^*_{ext} = 0.7$，图 a）相比，更圆的宿主（$A^*_{ext} = 0.8$，图 b）呈现出略大的稳态取向，这与一般观察一致：细长囊泡发生坦克履带运动时的倾角小于准圆形囊泡。

坦克履带式运动频率（图 2）与此前观察到的结果一致。$\langle\omega\rangle/\dot{\gamma}$ 会随着 λ_{in} 的增加而降低，这对每个 ϕ 都是如此，因为黏度更高的内部更难以循环流动。在这里，对于较小尺寸，频率下降极其缓慢；而对于较大的填充率，下降最为显著。在较低的 ϕ 下，膜仍以相对较高的频率进行坦克履带式运动；与单个囊泡的情况相比，这是因为内部核心被大量的环形区域所屏蔽。随着内部尺寸增大，频率逐渐降低，并趋近于具有 $\phi = 0$的情况，这与固体夹杂物的情况（Veerapaneni 等，2011）中观察到的结果一致。形状越圆的主体囊泡，其频率越高。

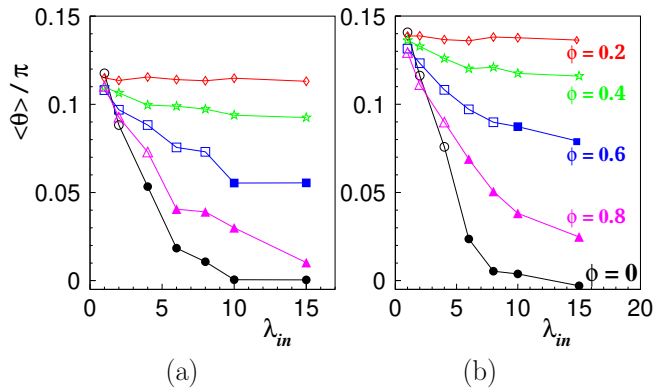


图1 不同填充率 ϕ 下，外部囊泡的平均倾角随 λ_{in} 的变化关系，分别对应 (a) $A^*_{ext} = 0.7$, $A^*_{int} = 0.8$ 和 (b) $A^*_{ext} = A^*_{int} = 0.8$ 的情况。空心符号表示处于坦克履带式运动状态。

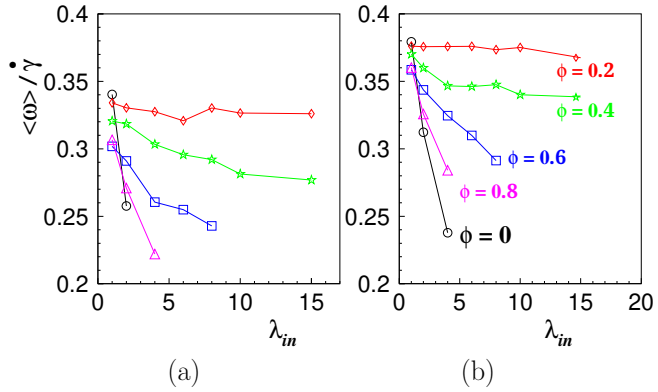


图2 不同填充率 ϕ 下，外部囊泡的平均坦克履带频率随 λ_{in} 的变化关系，分别对应 (a) $A^*_{ext} = 0.7$, $A^*_{int} = 0.8$ 和 (b) $A^*_{ext} = A^*_{int} = 0.8$ 的情况。

3.2 流变学

图 3所示的本征黏度与第 3.1节中观察到的动力学状态有关。对于简单囊泡（$\phi = 0$），$\langle \eta_I \rangle$ 会随着 λ_{in} 的增加而升高，这是由于坦克履带运动状态的丧失和翻滚的开始，以及内部耗散的增加（Lamura，2022年）。

当存在内部物体时，在整个考察范围内，本征黏度始终低于相同 λ_{in} 下的 $\phi = 0$ 值；对于 $\phi \leq 0.6$，其仅随 λ_{in}发生微弱变化。在这些填充率下，外膜保持坦克履带运动或摆动运动（见下一节），并通过等黏度环层与黏性核心分隔开来。对于 $\phi \leq 0.6$ 而言，各曲线之间的差异与误差不确定性范围内的数据散布相当，因此很难据此断言在该范围内存在对 ϕ 的依赖。唯一显示出本征黏度明显增加的情况是

$\phi = 0.8$ 其中 $\langle \eta_I \rangle$ 在较大的 λ_{in}时升高。如下一节所示，对于 $\phi = 0.8$ 和较大的 λ_{in} ，两个囊泡都会发生间歇性翻滚，并伴随宿主的形态波动。这与强烈形状变化导致耗散增加的现象一致，正如先前针对囊泡悬浮液所指出的那样（Kantsler 等（2008））。

总体而言，与具有相同内部黏度对比的简单囊泡相比，黏性内部物体的存在会降低本征黏度。只要宿主保持稳定的取向，就会观察到这种降低。只有当两层膜紧密堆积且宿主发生形状变化时， $\langle \eta_I \rangle$ 才会随 λ_{in}再次增加。

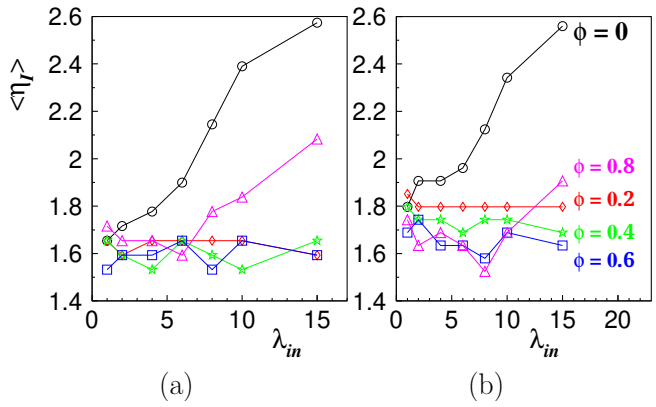


图 3 对于不同填充率 ϕ ，在以下情形下平均本征黏度对 λ_{in} 的依赖关系：(a) $A^*_{ext} = 0.7$， $A^*_{int} = 0.8$ 以及 (b) $A^*_{ext} = A^*_{int} = 0.8$。

3.3 内外耦合动力学、迁移与形状

上述平均量掩盖了丰富的时间依赖行为，而两个膜的瞬时倾斜角和非球形度揭示了这一行为。图4展示了核心黏度 $\lambda_{in} = 15$ 最大时、填充分数$\phi = 0.4$、0。6、0。8下扁瘪的主体囊泡（$A^*_{ext} = 0.7$）的时间序列。

在所示的最低填充率下， $\phi = 0.4$—图4（a）中，两个膜基本上相互解耦：外部囊泡（红色）以稳定的正倾角进行坦克履带式运动，非球形度几乎保持不变；而内部囊泡（绿色）由于体积小且黏度高，会发生翻滚——其倾角反复扫过整个范围，非球形度则发生振荡。当 ϕ 增加到 0。6—图4（b）时，内部物体占据宿主更大的比例，两个运动开始发生耦合：外部囊泡现在呈现摆动运动，其主轴围绕一个正的平均角振荡（Levant 和 Steinberg 2014）。内部囊泡则表现出颤动运动，在此过程中，主轴围绕流动方向振荡，并伴随显著的形状变化（Kantsler 等人 2007），同时偶尔也会发生翻滚事件。外部倾角在内部倾斜取负值时形成局部极小值，其非球形度则出现明显的低谷，并与形状

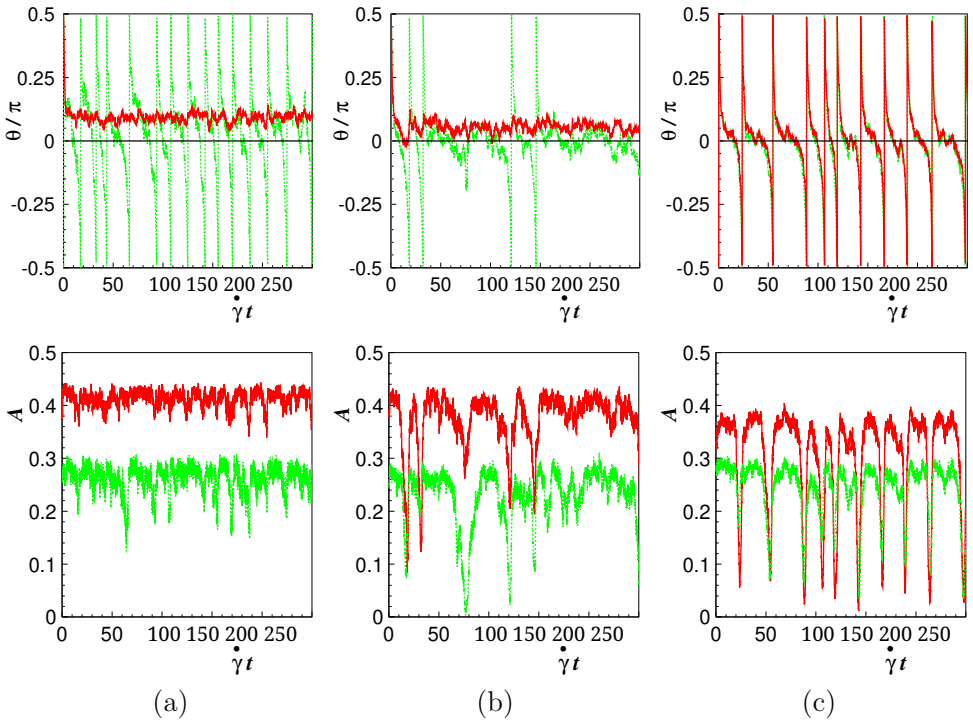


图4 倾斜角（上排）和非球形度（下排）随时间的演化 θ ，分别对应填充率为$\phi = 0.4$ （a）、0.6（b）和0.8（c）时外部（红色实线）和内部（绿色虚线）囊泡的情况，并满足 $\lambda_{in} = 15$ 和 $A^*_{ext} = 0.7$， $A^*_{int} = 0.8$。

内部囊泡的涨落同步。时间范围内的代表性构型$67.5 \leq \dot{\gamma}t \leq 82.5$ 如图5所示。快照清楚地展示了偏心内体的动力学如何使宿主发生变形：当内部囊泡屈曲并呈现三叶形时，外轮廓随之鼓起并松弛。在 $\phi = 0.8$—图4（c）中，两个囊泡均经历同步的翻滚运动。在重新定向过程中，当囊泡获得正倾角时，它们的形状变得更加圆润，因为两个囊泡的非球形度均出现局部极小值。图6 展示了在时间范围 $85 \leq \dot{\gamma}t \leq 92.5$内，两个膜在周边的大部分区域保持紧密接触；在内部囊泡重新定向的过程中，宿主被驱动成更加不细长且更紧凑的形状，同时保留一个突出部，以容纳大部分环形流体。

更圆的宿主情况下，取向和非球形度的时间依赖性如图 7所示。对于较小的内含物 $\phi = 0.4$—图 7（a），与外部囊泡更扁的情况相比，定性行为没有变化：外膜进行坦克履带式运动，而内侧囊泡发生翻滚。随着尺寸增大，在 $\phi = 0.6$—图 7（b）中可以观察到，内部囊泡进行完全翻滚，而外部囊泡发生摆动。在翻转过程中，内部囊泡变形并趋于圆形，同时迫使外部囊泡发生同相变形，如图 7（b）的下方图板所示。其中一个此类周期的典型演化过程清晰地展示于补充动画（在线资源 1）中。

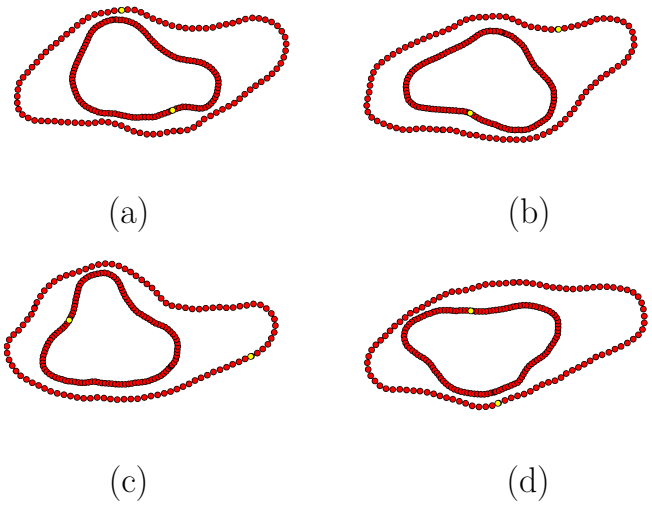


图5 复合囊泡的构型，对应于图4 (b)中的情形，填充率为 $\phi = 0.6$ ，其中 $\lambda_{in} = 15$ 且 $A^*_{ext} = 0.7$, $A^*_{int} = 0.8$。快照拍摄于时刻 $\dot{\gamma}t = 67.5$ (a)、72。5 (b)、77。5 (c)、82。5 (d)。

在最大的填充率下， $\phi = 0.8$—图 7（c），两层膜的倾角均发生较大的、近似同相的变化，表现为翻滚与颤动运动交替出现。外部非球形度周期性地下降至较小值，这表明宿主反复变形为更加紧凑的形状，同时内部物体的取向由负变正。在补充动画（在线资源 2）中可以看到这一过程。此处观察到的稳定取向间歇性丧失，与第 $\phi = 0.8$ 节中指出的本征黏度上升相一致。这可能与有利于能量耗散的形状涨落有关，并可能促使 $\langle \eta_I \rangle$ 增加，这一点此前已在囊泡中观察到（Kantsler 等（2008））。

两个囊泡的相对位置证实，内部物体并未始终位于中心。图8 展示了 $\phi = 0.6$ (红色)和 $\phi = 0.8$ (蓝色)的质心相对位置概率分布，以及两种主体几何形状。在 $\phi = 0.6$ 条件下，内部物体会探索一大片区域，并形成广泛的分布，这表明它在宿主内部翻滚时也绕轨道运动。在 $\phi = 0.8$ 条件下，更紧密的堆积使间距局限于较小且更集中的分布。值得注意的是，对于更扁瘪的宿主囊泡，其分布模式呈现出闭合轨迹，这与外部囊泡中存在突出部相符，如图6所示。

4 结论

我们采用多粒子碰撞动力学与两层珠簧膜耦合的方法，对受壁面约束的剪切流中二维复合囊泡的动力学和流变学进行了数值研究，从而可以分别设定外部流体、

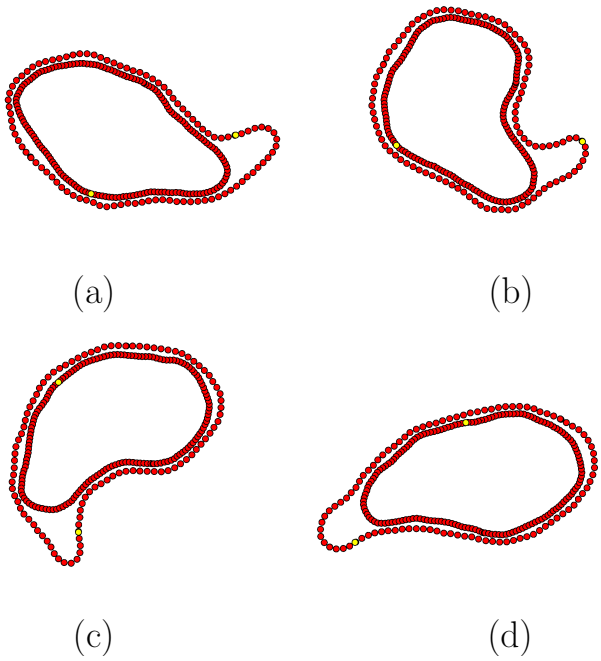


图 6 复合囊泡的构型，对应于图 4 （c）所示的情况，填充率为 $\phi = 0.8$，其中 $\lambda_{in} = 15$ 且 $A^*_{ext} = 0.7$，$A^*_{int} = 0.8$。快照采集于时刻 $\dot{\gamma}t = 85$ （a）、87。5（b）、90（c）、92。5（d）。

环形层和包围核心的黏度。受有核细胞结构的启发，我们研究了环形层与外部流体黏度相同、核心黏度更高的情况，黏度对比 λ_{in} 最高为 15，填充率 ϕ 最高为 0.8，并考察了两种主体几何形状（$A^*_{ext} = 0.7$，0。8，$A^*_{int} = 0.8$）。

内部物体的存在从定性上改变了宿主对黏性内部的响应。整个内部均具有对比度 λ_{in} 的简单囊泡会停止坦克履带运动，并随着 λ_{in} 的增大逐渐开始翻滚，其平均倾斜角趋近于零，坦克履带式运动频率也随之降低。当黏性流体被限制在由等黏度环层包围的核心中时，环形流体会对外膜产生屏蔽作用：在 $\phi = 0.2$，0。4 时，宿主在所考察的整个核心黏度范围内都保持坦克履带运动，其倾角较大，且仅弱依赖于 λ_{in}。随着核心尺寸增大，屏蔽作用减弱；对于 $\phi \geq 0.6$，非坦克履带式动力学状态的转变重新出现，其阈值对比度会随 ϕ 的增大而降低。与单个囊泡的行为一致，更圆的宿主以略大的倾角和更高的频率进行坦克履带运动，相比之下，变扁的宿主则不然。

流变响应与动力学状态密切相关。本征黏度 $\langle \eta_I \rangle$ 低于单个囊泡的数值；对于 $\phi \leq 0.6$，其随 λ_{in} 的变化在数据散布范围内仅表现出微弱变化，这与内部核心被环形层隔开、同时保持坦克履带运动或摆动运动的核心相一致。例外是最为紧密堆积的情形 $\phi = 0.8$，此时 $\langle \eta_I \rangle$ 在高黏度对比下增加，

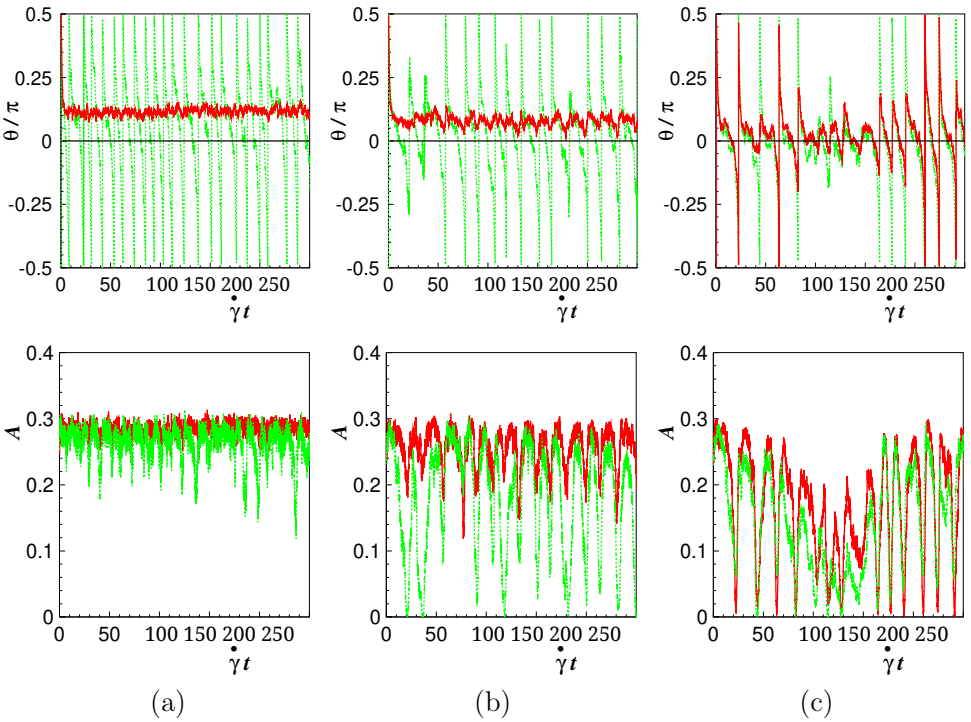


图7 填充率为$\phi = 0.4$ 的外部（红色实线）和内部（绿色虚线）囊泡的（上排）倾斜角 θ 和（下排）非球形度A 随时间的变化：(a)、0.6 (b)、0.8 (c)，其中 $\lambda_{in} = 15$ 和 $A^*_{ext} = A^*_{int} = 0.8$。

这与宿主囊泡的间歇性翻滚和显著形状变化相对应。这些间歇性偏离与有效黏度的上升相一致，也符合已知的单个囊泡中形状涨落会增强耗散这一现象。在整个过程中，内部物体的质心在宿主囊泡内沿着一条延展的轨道运动（在 $\phi = 0.6$ 时），而在 $\phi = 0.8$时则呈现更紧凑、更加集中的分布；在扁瘪的主体囊泡中，它沿闭合轨迹运动，这反映了构型中所见的突出部。

这些结果表明，包裹其中的黏性物体会显著影响宿主的动力学状态：其尺寸和黏度决定宿主是呈坦克履带式运动、摆动还是翻滚，而不会改变外膜或悬浮流体的物理特性。本征黏度也表现出相同的行为，在紧密堆积引发形状偏移之前始终低于单囊泡的数值。这表明，在工程载体中，内部货物而非外壳可能会影响物体在流动中的取向和变形；这一可能性有待在三维条件和不同通道几何形状下进行检验。

补充信息。本文附有两个补充文件：

1. 在线资源 1 - 在 $A^*_{ext} = A^*_{int} = 0.8$、 $\lambda_{in} = 15$ 和 $\phi = 0.6$ 条件下复合囊泡随时间演化的动画；

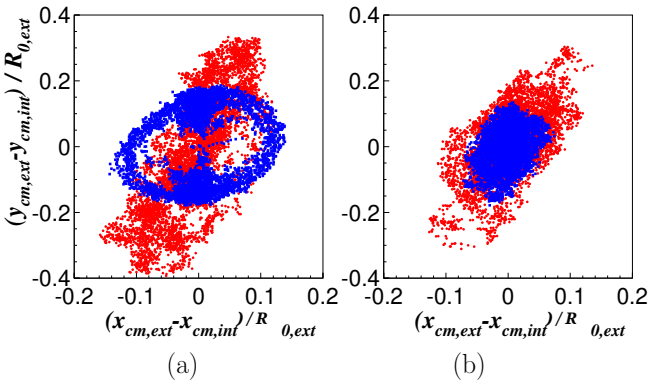


图8 复合囊泡质心相对位置的概率分布，(a) 和 (b) 面板分别对应图 4 (b)-(c) 以及图 7 (b)-(c) 中所示的情况。红色和蓝色符号分别对应填充率 $\phi = 0.6,0.8$。

2. 在线资源 2 - 在 $A^*_{ext} = A^*_{int} = 0.8$、 $\lambda_{in} = 15$ 和 $\phi = 0.8$ 条件下复合囊泡随时间演化的动画。

致谢。本研究在 GNFM-INdAM 的支持下完成。

声明

- 资金：未获得外部资助
- 利益冲突/竞争性利益：无
- 伦理审批和参与同意：不适用
- 发表同意：不适用
- 数据可用性：本研究期间生成和/或分析的数据集，可根据合理请求向通讯作者索取。

附录 A 隔室黏度的控制

在 MPC 动力学中，流体黏度 η 是溶剂粒子每个碰撞单元的平均数 n 、其质量 m、碰撞时间 Δt、单元尺寸 a和热能 k_BT （Noguchi 和 Gompper，2008年）的已知函数：

$$\eta = \frac{m}{\Delta t}\left[\left(\frac{l}{a}\right)^2\left(\frac{n^2}{n-1}-\frac{n}{2}\right)+\frac{1}{24}\left(n-\frac{7}{5}\right)\right], \tag{A1}$$

$l = \Delta t\sqrt{k_BT/m}$ 为溶剂粒子的平均自由程。通过设置 $n = 10$ 和$l/a \ll 0.1$，方括号中的第一项可以忽略不计，且 η 的值随 m单调变化。为所有多粒子碰撞粒子选定相同的时间步长 Δt 后，即可通过为各个区室内的溶剂粒子赋予适当的质量，分别独立设定各区室的黏度。

参考文献

Abreu D、Levant M、Steinberg V 等（2014）流动中的流体囊泡。《胶体与界面科学进展》208：129–141。https://doi.org/10.1016/j.cis.2014.02.004

AfikE, Lamura A,Steinberg V（2016）线性流中单个囊泡引起的远程流体动力学效应。《欧洲物理快报》113(3):38003。https://doi.org/10.1209/0295-5075/113/38003

Allahyarov E, Gompper G（2002）介观溶剂模拟：三维流动的多粒子碰撞动力学。Phys RevE 66:036702。https://doi.org/10.1103/PhysRevE.66.036702

Davidson PM, Sliz J, Isermann P 等（2015）微流控装置的设计：用于量化细胞在受限环境中迁移期间的动态核内变形。《整合生物学》7(12):1534–1546。https://doi.org/10.1039/c5ib00200a

Finken R, Lamura A, Seifert U 等（2008年）线性剪切流中的二维涨落囊泡。《欧洲物理学杂志 E》25(3):399。https://doi.org/10.1140/epje/i2007-10299-7

Gompper G、Ihle T、Kroll DM 等（2009）《多粒子碰撞动力学：复杂流体流体动力学的基于粒子的介观模拟方法》，Springer Berlin Heidelberg，柏林、海德堡，第1–87页。https://doi.org/10.1007/978-3-540-87706-6_1

G¨otze IO、Noguchi H、Gompper G（2007）角动量守恒在介观流体动力学模拟中的重要性。Physical Review Letters 76：046705。https://doi.org/10.1103/PhysRevE.76.046705

Kantsler V、Steinberg V（2005）剪切流中囊泡进行坦克履带运动时的取向与动力学。Physical Review Letters 95：258101。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.258101

Kantsler V、Steinberg V（2006）剪切流中囊泡向翻滚的转变及其翻滚运动的两种状态。Physical Review Letters 96：036001。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.036001

Kantsler V, Segre E, Steinberg V（2007）囊泡在时变拉伸流动中的动力学：褶皱失稳。Physical Review Letters 99:178102。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.178102

Kantsler V, Segre E, Steinberg V（2008年）剪切流中相互作用囊泡的动力学及囊泡悬浮液的流变学。《欧洲物理快报》82(5):58005。 https://doi.org/10.1209/0295-5075/82/58005

Kaoui B, Kr¨uger T, Harting J（2013）双层囊泡的复杂动力学：作为白细胞的简易模型。Soft Matter 9:8057–8061。https://doi.org/10.1039/C3SM51032HKapral R（2008）《多粒子碰撞动力学：介观尺度上复杂系统的模拟》，JohnWiley & Sons, Ltd，纽约，第89–146页。https://doi.org/10.1002/9780470371572.ch2Keller SR, Skalak R（1982）剪切流中进行坦克履带运动的椭球形粒子的运动。流体力学杂志 120:27–47。https://doi.org/10.1017/S0022112082002651Kumar R, Chakrabarti R, Thaokar RM（2024）复合巨型单层囊泡：细胞核细胞电流体动力学的仿生模型。Soft Matter 20:6995–7011。 https://doi.org/10.1039/D4SM00633J

Lamura A（2022）有限温度下剪切流中受限囊泡的数值研究。Mathematics10(19):3570. https://doi.org/10.3390/math10193570

Lamura A（2025）受壁面约束的剪切流中复合囊泡的动力学行为。Soft Matter21(48):9275–9281.https://doi.org/10.1039/d5sm01079a

Lamura A、Gompper G（2002）采用多粒子碰撞动力学对圆柱体周围流动的数值研究。《欧洲物理学杂志E》9:477. https://doi.org/10.1140/epje/i2002-10107-0

Lamura A、Gompper G（2013）受壁面约束的剪切流中囊泡悬浮液的动力学与流变学。《欧洲物理快报》102(2):28004. https://doi.org/10.1209/0295-5075/102/28004

Lamura A, Gompper G, Ihle T 等（2001）多粒子碰撞动力学：绕圆柱体和方柱的流动。《欧洲物理快报》56(3):319。https://doi.org/10.1209/epl/i2001-00522-9

Levant M，Steinberg V（2014）线性流中复合囊泡的复杂动力学。《物理评论快报》112：138106。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.112.138106Lincoln B, Erickson HM，Schinkinger S，等（2004）基于可变形性的流式细胞术。Cytometry Part A 59A（2）：203–209。https://doi.org/https://doi.org/10.1002/cyto.a.20050Malevanets A，Kapral R（1999）用于溶剂动力学的介观模型。The Journal of Chemical Physics 110（17）：8605–8613。https://doi.org/10.1063/1.478857Malevanets A，Kapral R（2000）介观溶剂中的溶质分子动力学。The Journal of Chemical Physics 112（16）：7260–7269。https://doi.org/10.1063/1.481289

Meßlinger S，Schmidt B，Noguchi H，等（2009）剪切作用下黏性囊泡的动力学状态与流体动力升力。《物理评论E》80：011901。https://doi.org/10.1103/PhysRevE.80.011901Mewis J，Wagner NJ（2011）胶体悬浮液流变学。剑桥化学工程系列，剑桥大学出版社，剑桥 Misbah C（2006）剪切流下囊泡的摆动呼吸与翻滚。《物理评论快报》96：028104。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.028104Noguchi H，Gompper G（2004）剪切流中具有黏性膜的流体囊泡。《物理评论快报》93：258102。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.93.258102

Noguchi H、Gompper G（2007）剪切流中流体囊泡的摆动与翻滚。《物理评论快报》98：128103。https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.128103

Noguchi H、Gompper G（2008）非晶格介观尺度流体动力学模拟技术的输运系数。《物理评论 E》78：016706。https://doi.org/10.1103/PhysRevE.78.016706

Noguchi H、Kikuchi N、Gompper G（2007）基于粒子的介观流体动力学技术。《欧洲物理快报》78（1）：10005。https://doi.org/10.1209/0295-5075/78/10005

Schmid-Schonbein G、Shih Y、Chien S（1980）人类白细胞的形态计量学。《血液》56（5）：866–875。https://doi.org/10.1182/blood.V56.5.866.866

Seifert U (1997) 流体膜和囊泡的构型。《物理学进展》46(1):13–137. https://doi.org/10.1080/00018739700101488

Sinha KP, Thaokar RM (2019) 剪切流中复合囊泡动力学的理论研究。Soft Matter 15:6994–7017. https://doi.org/10.1039/C9SM01102A

Veerapaneni SK,Young YN, Vlahovska PM, 等 (2011) 剪切流中复合囊泡的动力学。Physical Review Letters 106:158103. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.158103Vlahovska PM, Podgorski T, Misbah C (2009) 流动中的囊泡和红细胞：从个体动力学到流变学。《物理学报告》10(8):775–789.https://doi.org/10.1016/j.crhy.2009.10.001