液滴撞击圆柱表面的冲击力与铺展特性

叶孟琪（叶孟琪）[a]王天友（王天友）[a, b]，车志钊（车志钊）[a, b, *a] 天津大学内燃机燃烧学国家重点实验室，中国天津，300350[b] 天津大学国家储能产教融合平台，中国天津，300350 *通讯作者：chezhizhao@tju.edu.cn

摘要

液滴撞击现象在自然界和工业领域中无处不在。现有液滴撞击研究主要关注液滴撞击平坦表面的运动学，而对圆柱表面的研究仍相对有限，尤其是从力学角度开展的研究。在此，我们通过数值模拟研究液滴撞击圆柱表面的过程，特别关注其铺展行为以及作用于壁面的冲击力。在沉积模式下，冲击力曲线上出现单峰，对应于液滴初始动量的快速传递。在回弹模式下，可观察到两个明显的峰值，第二峰值源于回缩过程中的反作用力。随着表面润湿性增强，圆柱周向与轴向最大铺展长度之比（即不对称系数）先减小，随后逐渐趋于定值，而表面润湿性对初始冲击力的影响可以忽略不计。随着韦伯数韦增大，冲击力的第一个无量纲峰值 * p1*F*趋于定值，其关系可表示为 * 1 $p_1 = \beta_1 + \beta_2$ ¯ *F* 韦伯（其中 β_1 和 β_2 为常数）。无量纲最大铺展面积、无量纲最大铺展长度、无量纲最大铺展角和不对称系数均与韦伯数和奥内佐格数呈幂律关系。此外，圆柱体与液滴的直径比增大，会使不对称系数减小，而冲击力的第一个无量纲峰值增大。

关键词：液滴撞击，圆柱体，冲击力，液滴铺展；液滴回弹

I. 引言

液滴撞击固体表面是一种复杂的多相流现象，广泛存在于自然界和工业应用中[1], , 例如农药喷洒[2], 、喷雾冷却[3], 、雾水收集[4], 和等离子喷涂[5]。这一过程涉及许多引人入胜的物理现象和复杂的两相流机制，因此受到了研究人员的广泛关注[6-8]。液滴的性质（黏度、密度和表面张力）、表面性质（润湿性、微观结构和粗糙度）以及周围环境（温度、电场和压力）都会影响液滴撞击过程中的撞击行为[6]。随着计算流体力学和高速摄影技术的发展，研究人员得以详细研究液滴撞击过程中各项影响因素。

在液滴撞击平坦表面的研究中，撞击过程中的铺展行为对许多应用至关重要，因此已成为研究的主要焦点。例如，铺展长度决定了液滴铺展的区域，而该区域会直接影响液滴与壁面之间的传热[9]。通过平衡惯性力、黏性力和毛细力，可以得出撞击参数与最大铺展长度之间的关系[10-13]。铺展因子 ξ 定义为最大铺展半径与液滴半径之比，通常用于表征液滴的铺展能力。黏性主导区中的铺展因子是雷诺数 Re 的函数，同时取决于惯性力和黏性力 $\xi \sim {}^{1/5}{}^{14}\mathrm{Re}(\mathrm{lid}\,\mathrm{lRe} = vD\rho\ \mu$，其中 $\mathrm{l}\rho$、$\mathrm{i}v$、$\mathrm{d}D$ 和 $\mathrm{l}\mu$ 分别表示液滴密度、撞击速度、液滴直径和动力黏度）。而在惯性主导区中，铺展因子可表示为韦伯数 We 的函数，并由毛细力和惯性力控制 ${}^{1/4}We\xi \propto{}_{10}({}^{2}\ \mathrm{lide}W\ v\ D = \rho\qquad \sigma$，其中 σ 为表面张力系数）。表面的润湿性也会显著影响铺展行为和液滴撞击动力学。润湿性不同的表面可能导致不同的结果，包括沉积、回弹或飞溅[15]。当韦伯数相对较低时（< 200），最大铺展长度会受到表面润湿性的显著影响，且亲水表面有利于铺展。而在韦伯数较高时（> 200），表面润湿性对最大铺展长度的影响则可以忽略不计[16]。

在实际应用和日常生活中，曲面比平坦表面更为常见。近年来，研究人员对液滴撞击曲面的现象进行了研究，主要关注球体和圆柱体[17-20]。当液滴撞击曲率较小的球形表面时，通常会依次经历铺展、停滞、回缩和振荡阶段。较高的韦伯数或较小的接触角会使铺展长度增加。此外，铺展长度还受直径比影响，该比值定义为球体直径 D_p 与液滴直径 D_d 之比。当直径比大于临界值时，铺展长度几乎保持不变[21]。在直径比恒定时，液滴在凹面上的铺展通常弱于在凸面上的铺展[22]。当液滴撞击软质球形表面时，弹性模量和直径比对铺展行为的影响相对有限。基底变形引起的能量耗散会增强液滴撞击高曲率软表面后的回缩行为[23]。

与平壁和球形表面相比，液滴撞击圆柱体时会出现非对称铺展，在轴向和周向呈现不同的行为，撞击动力学也更加复杂。液滴撞击疏水平壁时，接触时间几乎不受撞击速度影响[24]。然而，撞击直径较大的疏水圆柱时，圆柱的几何各向异性会显著缩短接触时间，使其短于撞击平壁时的接触时间；此外，撞击速度和直径比都会影响接触时间[25]。与撞击平壁或球形表面相比，液滴撞击圆柱表面时的动力学特征存在显著差异。撞击动力学可分为两种典型模式：非对称回弹和拉伸破碎，这两种模式主要受We和直径比控制[26]。撞击速度增大有助于液滴进一步铺展；速度越高，周向和轴向最大铺展程度之间的差异越显著[27]。当液滴撞击细圆柱体（通常称为纤维，其直径

小于毛细长度$\sqrt{\sigma / \rho_l g}$（g 为重力加速度）时，会出现三种撞击结果：捕获、单滴脱落和分裂[28, 29]。在这种情况下，纤维的捕获效率成为研究人员关注的重要参数[30, 31]。此外，关于液滴偏心撞击疏水圆柱的研究表明，主要存在两种模式：非对称拉伸和拉伸回弹；偏心率和撞击速度都会使接触时间缩短[18]。

在液滴撞击研究中，研究人员主要关注液滴的运动学特征，例如形态、最大铺展长度和接触时间，而冲击力、阻力和应力分布等动力学特征直到最近才开始受到广泛关注[32-41]。液滴撞击固体壁面产生的力可能导致表面退化，从而对环境和工业生产造成不良影响，例如土壤侵蚀[42, 43] 以及涡轮叶片[44] 和风力涡轮机叶片[45]的磨损。然而，目前对自然和工业过程中液滴撞击侵蚀的认识仍处于初级阶段。早期实验研究借助压电传感器，对液滴撞击亲水表面时产生的冲击力进行了量化。研究结果表明，冲击力在撞击后不久会迅速达到峰值，随后逐渐衰减[33, 46, 47]。根据雷诺数的不同，冲击力行为可分为三个区域：黏性主导区、惯性主导区和过渡区[32]。在惯性主导区，冲击力的时间演化表现出自相似行为，在衰减阶段呈指数衰减。力曲线与We无关，但取决于Re；在高Re条件下，冲击力由惯性主导，并取决于液体密度、撞击速度和液滴直径[35]。与亲水表面相比，液滴撞击疏水表面时，冲击力曲线呈现出两个明显的峰值。第一峰值与亲水表面上观察到的峰值相似，而第二峰值则出现在液滴回弹之前。根据韦伯数，冲击力演化状态还可分为四个区域：毛细区、奇异射流区、惯性区和飞溅区[36, 37, 39]。

总之，先前的大多数研究着重于液滴撞击平壁过程中的运动学特征，而关于液滴撞击圆柱体的研究仍相对有限，尤其是对其动力学特征的研究。因此，本研究采用数值模拟，分析液滴撞击圆柱体时的运动学和动力学行为。分析重点包括铺展尺寸、冲击力以及与这些现象相关的特征时间。此外，还研究了表面润湿性、韦伯数、奥内佐格数和直径比等关键参数对撞击过程的影响。建立了无量纲最大铺展面积、最大铺展长度、最大铺展角、冲击力和不对称系数与韦伯数及奥内佐格数之间的定量关系。

II. 数值方法

液滴撞击固体表面是典型的多相流过程。在本研究中，数值模拟全过程均将气相和液相视为不可压缩流体。使用开源平台 OpenFOAM[18, 48, 49]中的 interFoam 求解器进行三维模拟。该求解器采用 VOF（流体体积）方法[50] 追踪气液两相界面，并使用 CSF（连续表面力）模型[51] 模拟表面张力。

A. 控制方程

控制方程包括不可压缩VOF模型的连续性方程、动量方程和相方程，具体形式如下：

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{U}}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\rho \mathbf{U}\mathbf{U}\right) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau + \rho \mathbf{g} + \mathbf{f}_\sigma, \tag{2}$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\mathbf{U}\alpha\right) = 0, \tag{3}$$

其中，**U** 表示流体的速度矢量，*p*表示压力，**g**表示重力加速度。α 为体积分数，其中$\alpha = 1$ 对应液相，$\alpha = 0$ 对应气相，$0 < \alpha < 1$表示气液界面。$_\sigma = \sigma\kappa\nabla\alpha$**f**是基于CSF模型的表面张力源项，用于表示表面张力的作用。σ 是界面表面张力，$\kappa = -\nabla \cdot$**n**指界面曲率，$= \nabla\alpha$ $\nabla\alpha$**n** 表示界面的单位法向量。$\left(\right)$

$\tau =$ ∇ $+\nabla$ $^{\mathrm{T}}\mu$**U** **U**定义为黏性应力张量，**I** 对应单位张量。

$/|$ $|$

流体密度和动力黏度根据相分数的加权平均确定：

$$\rho = \alpha\rho_{\mathrm{l}} + \left(1-\alpha\right)\rho_{\mathrm{g}}, \tag{4}$$

$$\mu = \alpha\mu_{\mathrm{l}} + \left(1-\alpha\right)\mu_{\mathrm{g}}. \tag{5}$$

方程中的下标“g”表示气相，下标“l”表示液相 .

为保持相界面的锐利性，加入人工对流项以压缩相界面附近的相分数，从而抵消数值耗散导致的相界面模糊现象[52]

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot \left(\mathbf{U}\alpha\right) + \nabla \cdot \left[\alpha\left(1-\alpha\right)c_\alpha \left|\mathbf{U}\right| \frac{\nabla\alpha}{\left|\nabla\alpha\right|}\right] = 0. \tag{6}$$

第三项对应于人为添加的对流项，其中c_α 为压缩系数，在本研究中其值为 1。

最后，将接触角作为边界条件引入模型，并通过控制壁面边界处界面法向的方向来达到预设值[53]。求解相方程并重构相界面后，三相接触线处将形成一个接触角 iθ ，该角度与边界条件中施加的角度不同。此时，重构相界面的法向量 i**n** 为：

$$\mathbf{n}_{\mathrm{i}} = \mathbf{n}_{\mathrm{w}} \cos\theta_{\mathrm{i}} + \mathbf{n}_{\mathrm{t}} \sin\theta_{\mathrm{i}}, \tag{7}$$

其中，w**n** 对应垂直壁面的单位法向量，而 t**n**对应平行壁面的单位法向量。边界条件中设置的接触角 eqθ 所对应的相界面法向量 eq**n** 可表示为：

$$\mathbf{n}_{\mathrm{eq}} = \mathbf{n}_{\mathrm{w}} \cos\theta_{\mathrm{eq}} + \mathbf{n}_{\mathrm{t}} \sin\theta_{\mathrm{eq}}. \tag{8}$$

由式（7）和式（8）可得

$$\mathbf{n}_{\mathrm{eq}} = a\mathbf{n}_{\mathrm{w}} + b\mathbf{n}_{\mathrm{i}} \tag{9}$$

$$a = \frac{\cos\theta_{\mathrm{eq}} - \cos\theta_{\mathrm{i}}\cos\left(\theta_{\mathrm{i}} - \theta_{\mathrm{eq}}\right)}{1 - \cos^2\theta_{\mathrm{i}}}, \tag{10}$$

$$b = \frac{\cos\left(\theta_{\mathrm{i}} - \theta_{\mathrm{eq}}\right) - \cos\theta_{\mathrm{i}}\cos\theta_{\mathrm{eq}}}{1 - \cos^2\theta_{\mathrm{i}}}. \tag{11}$$

基于上述方程，可通过 wn 、in、iθ和 eqθ计算修正后的气液界面，从而实现对接触角的约束。本研究中，eqθ 设为常数，即采用静态接触角模型。

采用有限体积法（FVM）求解控制方程。采用二阶迎风格式离散动量方程和连续性方程。时间离散采用欧拉法，而梯度项则采用高斯线性格式进行离散。压力与速度之间的耦合通过 PIMPLE（压力关联方程的压力隐式方法）算法实现，该算法结合了 SIMPLE（压力关联方程的半隐式方法）和 PISO（算子分裂的压力隐式方法）。该算法具有较高的稳定性和效率[54]。采用基于 FCT（通量校正传输）[56] 算法的 MULES（多维通用显式解限幅器）[55]格式，以保证相方程中相分数的有界性。模拟采用自适应时间步长进行，库朗数的最大值限制为 0.2。

B. 物理模型

图 1(a) 给出了液滴撞击圆柱体的示意图。直径为 D_{d} 的液滴以初速度 v_{i} 从正上方撞击直径为 D_{c} 的圆柱体。接触圆柱体后，液滴沿周向 [（图 1(b)）] 和轴向 [（图 1(c)）]铺展。本研究中，液滴的周向铺展角用 ω 表示，周向铺展长度记为 L_{az} [（对应图 1(b) 中的红线）]，，轴向铺展长度用 L_{ax} 表示。直径比 * c dDDD= 定义为圆柱直径与液滴直径之比，奥内佐格数 l l dOhDμ = $/\sqrt{\rho\ \ \sigma}$ 用于表示黏性力的相对大小。在所有模拟工况中，模拟所用重力加速度为 9.8 m/s^2 ，液滴直径为 D_{d} =2.5 mm，圆柱直径为 D_{c} = 10 mm。液相和气相的密度分别取为 ρ_{l} = 997 kg/m^3 和 ρ_{g} = 1.184 kg/m^3, ，表面张力系数为 σ = 0.072 N/m，气体动力黏度为 μ_{g} = 0.0184 mPa s。

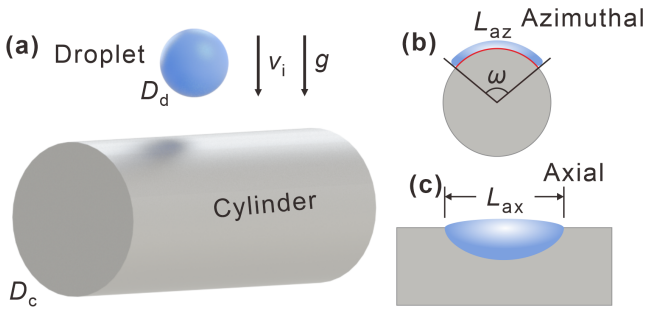

图1. 液滴撞击圆柱体的物理模型：(a) 液滴撞击圆柱体的示意图；(b) 周向铺展过程，显示周向铺展角 ω 和周向铺展长度 L_{az}；以及 (c) 轴向铺展过程，显示轴向铺展长度 L_{ax}。

C. 网格无关性研究

本研究采用六面体结构化网格进行数值模拟。为准确捕捉液滴在壁面附近的运动，对壁面附近的网格进行了加密。圆柱表面设为无滑移边界，其余所有表面均设为压力出口边界。通过比较不同网格尺寸下周向铺展角 [（如图 2(a) 所示）] 和轴向铺展长度 [（如图 2(b) 所示）] 随时间的变化，验证了网格无关性。结果表明，当单元总数达到 6.4×10^6 时，进一步加密网格不会使 ω 和 L_{az} 发生显著变化。因此，为兼顾计算精度和效率，本研究采用含 6.4×10^6 个单元的网格。

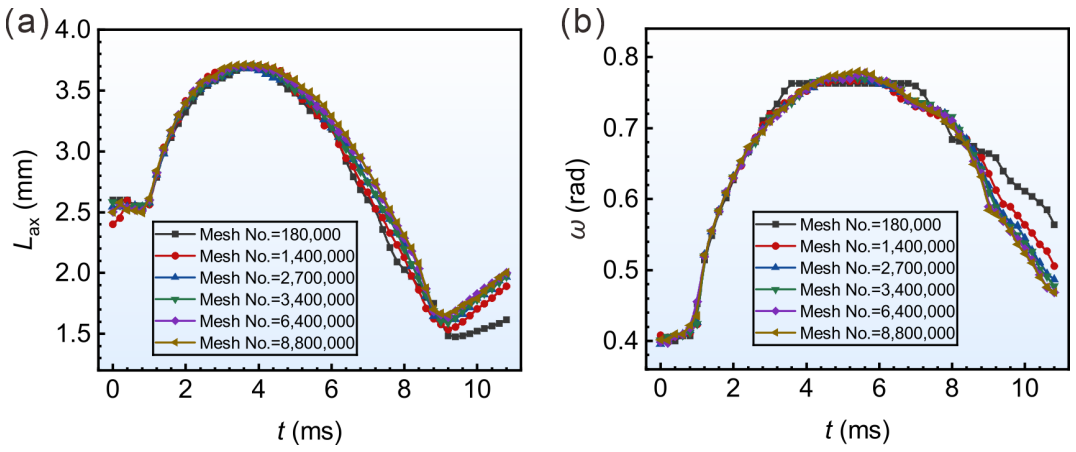

图2. 网格无关性验证：(a) 不同网格尺寸下轴向铺展长度 L_{az} 随时间的变化；以及 (b) 不同网格尺寸下周向铺展角 ω 随时间的变化。此处，$v_i = 0.5$ m/s，$\mu_l = 0.898$ mPa·s，$\theta_{eq} = 160^\circ$，$We = 8.65$，$Oh = 0.00213$，以及 $D^* = 4.0$。

D. 模型验证

通过将数值模型的模拟结果与*Liu* 等人[25]报告的实验数据进行比较，评估了该模型的可靠性。模拟条件参照液滴撞击超疏水水平圆柱体的实验装置。具体参数如下：圆柱直径$D_c = 8.0$ mm，液滴直径$D_d = 2.9$ mm，撞击速度$v_i = 0.63$ m/s，平衡接触角 $\theta_{eq} = 163.4^\circ$，以及韦伯数$We = 7.9$。如图 3(a) 和 3(b) 所示，液滴形态的时间演化从

数值模拟与实验结果吻合良好。图3(c)展示了撞击过程中接触线长度沿轴向和周向的演化。根据模拟结果，最大轴向铺展长度在 4 ms 时为 4.61 mm，接触时间为 11.4 ms。这些数值与实验数据（分别为 4.45 mm 和 11.2 ms）仅相差 3.6% 和 1.8%。因此，本研究获得的数值结果与实验测量结果高度吻合。该数值模型可靠，可用于后续模拟。

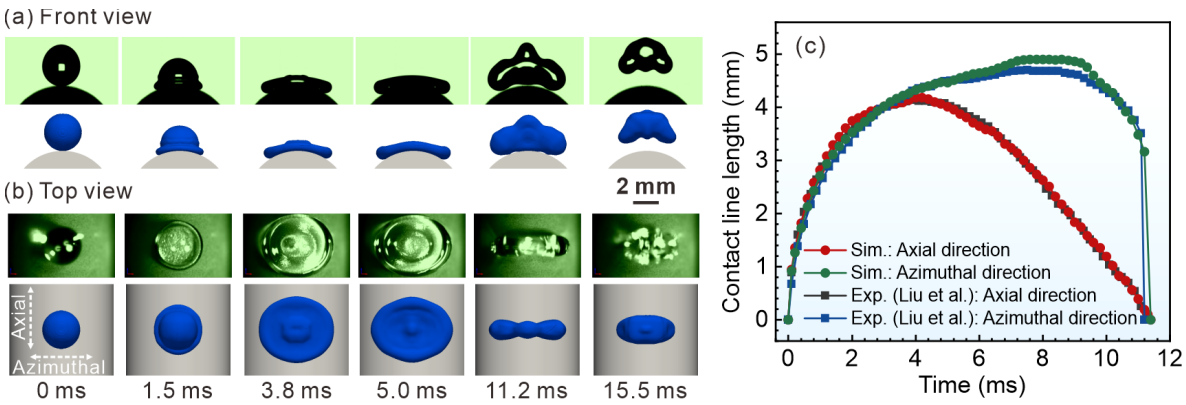

图3. 液滴形态及撞击过程中接触线长度演变的模拟结果与实验结果对比：(a) 液滴形态的前视图；(b) 液滴形态的俯视图；(c) 接触线长度沿方位角方向和轴向的变化。

本研究考察了液滴撞击圆柱体过程中冲击力的时间行为，并验证了力计算方法的准确性。液滴撞击表面产生的冲击力可分解为两个分量：作用于接触面积上的压力，以及沿三相接触线[38]作用的表面张力。由于此处研究的撞击过程具有对称性，合撞击力沿重力方向，其大小可表示为：

$$F = F_{\mathrm{h}} - F_{\mathrm{t}}, \tag{12}$$

其中，F表示合撞击力，F_{h} 表示液滴对壁面施加的压力所产生的力，可通过对液-固界面上的压力分布进行积分求得：

$$F_{\mathrm{h}} = \int_{A_{\mathrm{sl}}} \left[\left(p - p_0 \right) \left(\mathbf{n}_{\mathrm{w}} \cdot \mathbf{z} \right) \right] dA_{\mathrm{sl}} . \tag{13}$$

F_{t} 表示沿三相接触线作用的表面张力，可通过沿接触线积分计算：

$$F_{\mathrm{t}} = \int_{L_{\mathrm{cl}}} \sigma \sin\theta \left(\mathbf{n}_{\mathrm{w}} \cdot \mathbf{z} \right) dL_{\mathrm{cl}} , \tag{14}$$

其中，A_{sl} 表示固-液界面面积，0p表示大气压，p表示作用于固体壁面的压力，$\mathbf{z}$表示重力方向上的单位向量，L_{cl} 表示三相接触线的长度。

由于目前没有液滴撞击圆柱表面的冲击力实验数据，本研究采用 Zhang 等人[38] 报告的平壁实验数据进行验证，如图 4 所示。在他们的实验中，通过采集液滴与壁面之间的法向撞击力来测量，

该力由高灵敏度压电传感器产生的电荷测得，电荷经放大器即时转换为电压，再由数据采集系统转换为数字信号。最后，测得的信号通过力传感器的校准系数进行转换。对比结果表明，对于亲水表面和疏水表面，模拟得到的冲击力均与实验测量结果高度吻合，说明所提出的冲击力计算方法可靠。

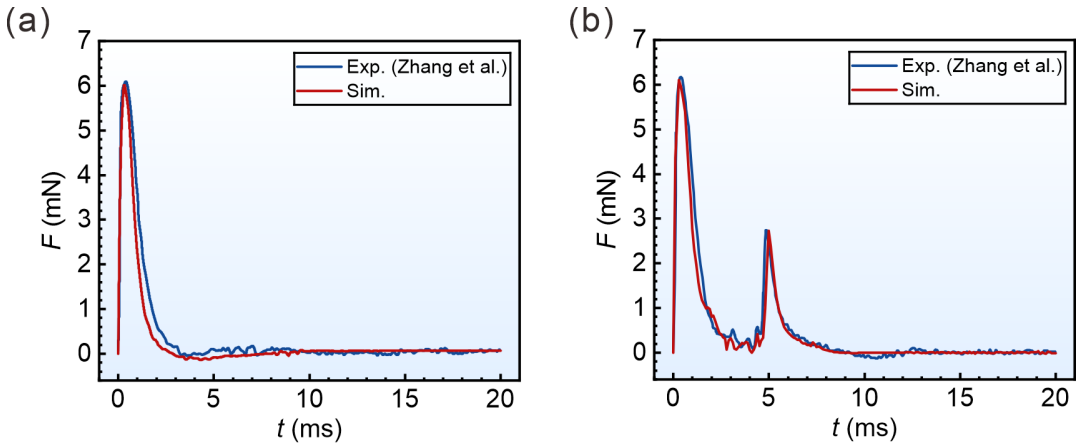

图 4. 液滴在平坦表面上撞击时冲击力的时间变化：(a) 亲水表面（θ_{eq} = 30°）；(b) 超疏水表面（θ_{eq} =161°）。其中，D_d = 2.05 mm，v_i = 1.33 m/s，ρ_l = 1000 kg/m^3，σ = 0.073 N/m，μ_l = 1.00 mPa·s，We = 49.7，以及 Oh = 0.00259。

III. 结果与讨论

A. 液滴在亲水与疏水圆柱上的典型撞击过程

我们的数值结果表明，液滴撞击亲水与疏水圆柱时，呈现出显著不同的界面演化模式和冲击力特征。液滴撞击亲水壁面会导致沉积，在此过程中冲击力呈现单峰。相比之下，液滴撞击疏水壁面具有回弹行为，其冲击力伴随两个峰值。因此，我们首先描述典型条件下液滴撞击亲水壁面（接触角为 θ_{eq}= 60°）和疏水壁面（接触角为 θ_{eq} = 150°）的代表性过程。

1. 液滴撞击亲水圆柱

图5展示了沉积模式下液滴撞击亲水圆柱体时的动态演化。如图5(a)所示 （多媒体视图），该过程可分为连续的三个阶段。第一阶段，液滴沿轴向和周向同步铺展，并在5.3 ms时达到轴向最大铺展长度。第二阶段，液滴开始沿轴向回缩；然而，与液滴撞击平坦表面的情况不同，液滴仍沿周向铺展，直至在8.3 ms时达到最大周向铺展长度。这是因为液滴撞击圆柱体时形成的接触面积呈椭圆形，更多动量沿椭圆长轴（即周向）传递。因此，周向和轴向的最大铺展长度并非同时达到。第三阶段，周向和轴向铺展长度同时开始回缩，

随后液滴在两个方向上均发生振荡，直至最终稳定下来，形成蛤壳形液滴，与亲水圆柱体上的静态液滴形状一致[57]。

为定量表征液滴撞击圆柱体过程中的液滴运动学演变，定义无量纲铺展面积（ ）( )^2 * d 2 S S D = π、无量纲轴向铺展长度 * ax ax dL L D= 和无量纲周向铺展角 * ω =ω/2π ，如图1(b)和1(c)所示。它们分别达到最大值的时刻记为$t_{area,max}$、$t_{az,max}$和$t_{ax,max}$。对于亲水表面，液滴在圆柱体上持续振荡，直至达到稳态；因此，分析中考虑前100 ms内的数据。如图5(b)所示，我们可以发现$t_{ax,max} < t_{area,max} < t_{az,max}$。S* 和* axL均先增加，随后减小，最终振荡至稳定。同时，ω^*在第三阶段开始时略有振荡。这种行为源于圆柱几何形状的各向异性，液滴在两个方向上同时回缩时，该各向异性促使动量和质量从轴向转移至周向。因此，与* axL相比，ω^* 的减少有所延迟，而ω^*甚至可能停滞或略微增加[58]。

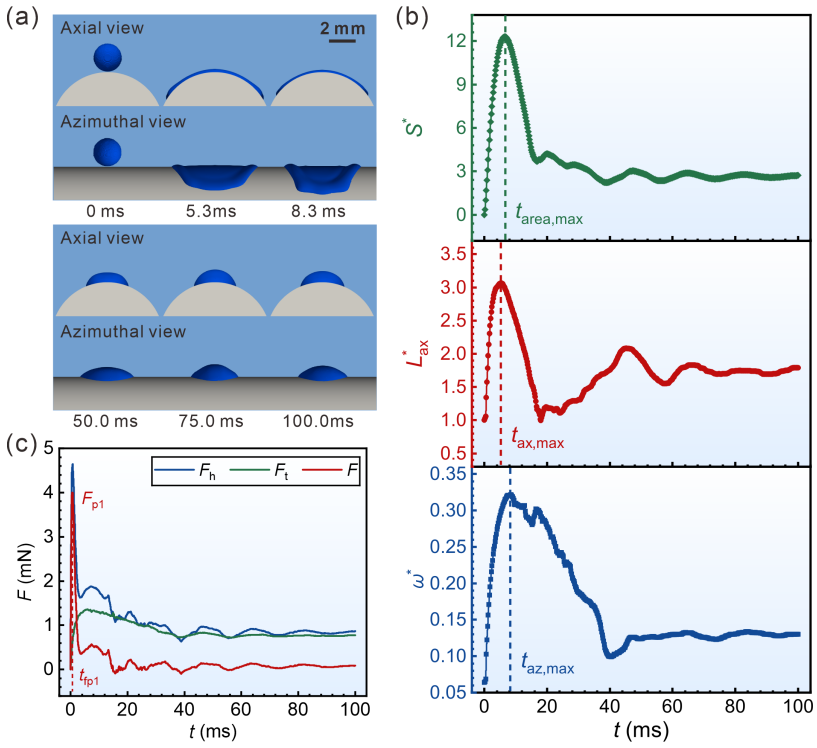

图5. 液滴撞击亲水圆柱（θ_{eq} = 60°）的动态演化：(a) 液滴形态随时间的演化；(b) 运动学参数随时间的演化，包括无量纲铺展面积 S^*、无量纲轴向铺展长度 * axL^* 和无量纲周向铺展角 ω^*；(c) 冲击力的时间演化。这里，v_i = 1.0 m/s，μ_l = 0.898 mPa·s，We = 34.6，Oh = 0.00213，且 D^* = 4.0。多媒体内容可在线获取。

图5(c)描绘了液滴撞击亲水圆柱时冲击力的时间演变。当液滴接触壁面时，冲击力在极短时间内（$t_{fp1} = 0.47$ ms）迅速达到峰值（$F_{p1} = 4.02$ mN）。随着液滴在表面上铺展，冲击力F逐渐减小。这种减小可归因于两个因素。首先，液滴的速度方向由竖直向下转变为沿圆柱体切向，导致F_h减小。其次，F_t 在铺展过程中逐渐增大。这两个分量的综合作用导致F整体下降。随后，随着液滴在壁面上振荡，F也呈现周期性振荡，最终趋近于0。与液滴撞击亲水平面[32-35, 46]类似，在液滴撞击亲水圆柱表面的过程中，仅观察到一个明显的冲击力峰值。

2. 疏水圆柱上的液滴撞击

图6(a)展示了液滴在疏水圆柱上撞击和回弹过程中的动态行为 （多媒体视图）。与在亲水圆柱上的撞击类似，整个过程也可分为连续的三个阶段。液滴分别在2.9 ms和4.1 ms时达到其轴向和周向铺展范围的最大值。然而，在第三阶段未观察到明显的振荡。动能向表面能的转化足以使液滴回弹。在回缩阶段，液滴在圆柱体上的形状可近似为椭圆，其半长轴和半短轴分别表示为a 和b。表面能E_s 可表示为:

$$E_s \approx \pi ab\sigma \left(1-\cos\theta_{eq}\right). \tag{15}$$

轴向和周向的回缩力分别表示为F_{ax} 和F_{az}，可表示为：[25, 59]

$$F_{ax} = \frac{\partial E_s}{\partial a} \approx \pi b\sigma \left(1-\cos\theta_{eq}\right), \tag{16}$$

$$F_{az} = \frac{\partial E_s}{\partial b} \approx \pi a\sigma \left(1-\cos\theta_{eq}\right). \tag{17}$$

因此，液膜的轴向回缩速度更快。当轴向液膜收缩至中心区域后，液滴开始向上运动，并于 9.9 ms 时脱离，形成翼状形态[26, 60]并与圆柱体分离。对于疏水表面，数据记录至液滴刚好脱离壁面的时刻，如图 6(b) 所示。与亲水表面类似$t_{ax,max} < t_{area,max} < t_{az,max}$。无量纲铺展面积$S^*$ 先增大，随后持续减小，直至液滴回弹时降至 0。在第三阶段，无量纲轴向铺展长度 * ax$L$ 不像在亲水表面上那样发生振荡，而是在液滴回弹前略有增加。这是因为在回缩过程中，轴向液膜回缩较快，先到达中心，随后向上运动并聚集，使轴向铺展长度略微增加。与亲水圆柱类似，在第三阶段初期，动量和质量从轴向向周向传递，导致无量纲周向铺展角ω^* 缓慢减小。

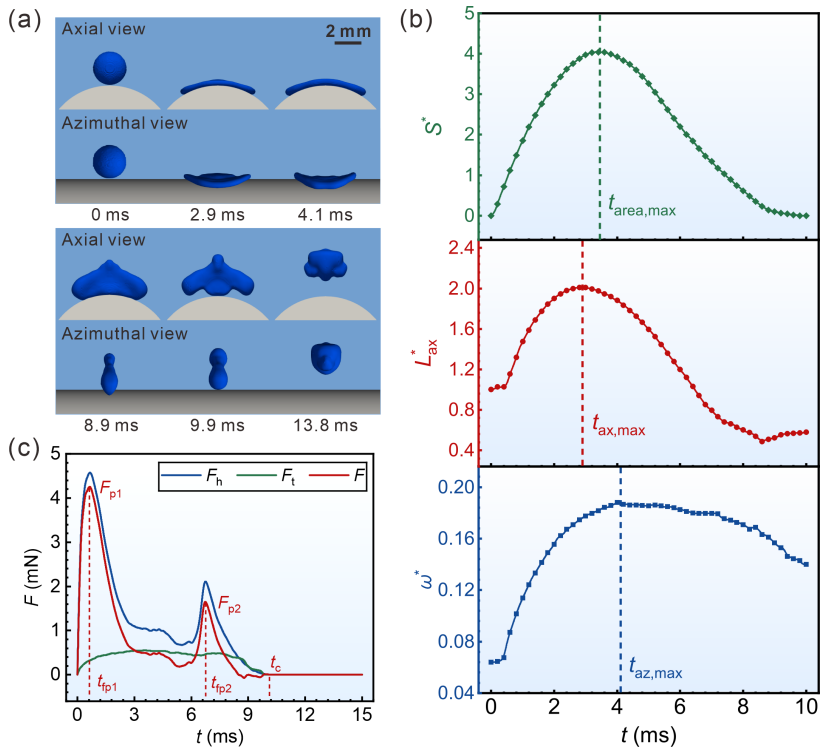

图 6. 液滴撞击疏水圆柱（$\theta_{eq} = 150^{\circ}$）的动态演化：(a) 液滴形态的时间演化；(b) 运动学参数的演化，包括无量纲铺展面积 S^*、无量纲轴向铺展长度 * ax$L$ 和无量纲周向铺展角 ω^*；(c) 冲击力的演化。此处，$v_i = 1.0$ m/s，$\mu_l = 0.898$ mPa·s，$We = 34.6$，$Oh = 0.00213$，$D^* = 4.0$。可在线查看多媒体内容。

液滴撞击疏水圆柱时冲击力随时间的变化如图 6(c) 所示。与亲水情形类似，撞击后冲击力立即急剧上升，并在极短时间内（$F_{p1} = 4.27$ mN）达到第一峰值（$t_{fp1} = 0.62$ ms）。随着液膜沿表面铺展，冲击力 F开始下降。在随后的回缩阶段，液膜向中心收缩并产生向上射流，使第二峰值$F_{p2} = 1.68$ mN 出现在$t_{fp2} = 6.7$ ms。这个第二峰值通常称为起跳力[37]。随着液滴逐渐脱离圆柱表面，F逐渐减小，并在$t_c = 9.9$ ms 时完全脱离后趋近于 0。与液滴撞击亲水圆柱时仅观察到一个力峰值不同，疏水表面上会出现两个明显的峰值。第一峰值源于液滴撞击时初始动量的快速传递，而第二峰值则由回缩过程中形成的射流所产生的反作用力引起。

B. 表面润湿性的影响

如第 III.A 节所述，壁面的润湿性对液滴的撞击行为起着至关重要的作用。本节通过改变平衡接触角 θ_{eq}，研究润湿性对液滴撞击圆柱体时运动学和动力学响应的影响。图 7(a) 展示了液滴撞击不同润湿性表面时铺展面积随时间的变化。当 θ_{eq} 超过 120° 时，液滴在

撞击圆柱体后会回弹，而接触角低于 120° 时则仅发生沉积。研究结果表明，液滴的变形和回弹行为均显著受表面润湿性的影响。为考虑液滴尺寸、撞击速度和表面张力的变化，并确保不同条件下结果具有可比性，采用惯性-毛细时间尺度对时间进行无量纲化：

$$t_\sigma = \left(\rho_l R_d^3 / \sigma\right)^{1/2}, \tag{18}$$

其中，R_d 表示液滴半径。如图 7(b) 所示，达到最大铺展面积所需的无量纲时间 $t_{area,max}/t_\sigma$ 和无量纲最大铺展面积 S^* 均随 θ_{eq}增大而减小。如图 7(c) 所示，θ_{eq} 增大时，无量纲最大周向铺展角 ω^* 和无量纲轴向铺展长度 * axL 逐渐减小。根据式（16）和式（17），在铺展过程中，作用于周向和轴向的阻力均随接触角增大。因此，对于初始动能相同的液滴，ω^* 和 * axL 均随接触角增大而减小。由于质量和动量从轴向传递至周向，达到最大轴向长度所需的无量纲时间 $t_{ax,max}/t_\sigma$ 短于达到最大周向铺展角所需的无量纲时间 $t_{az,max}/t_\sigma$，且二者均随接触角增大而减小，如图 7(d) 所示。为定量描述液滴铺展的不对称性，定义不对称系数为 $L^* = L_{az,max}/L_{ax,max}$，其中，$L_{az,max}$ 和 $L_{ax,max}$ 分别表示液膜在周向和轴向的最大铺展长度。L^*越大，表示从轴向传递至周向的质量和动量越多。如图 7(e) 所示，润湿性降低会使 L^*减小。发生回弹后，表面润湿性对 L^* 的影响变得可以忽略，其稳定在约 1.17。

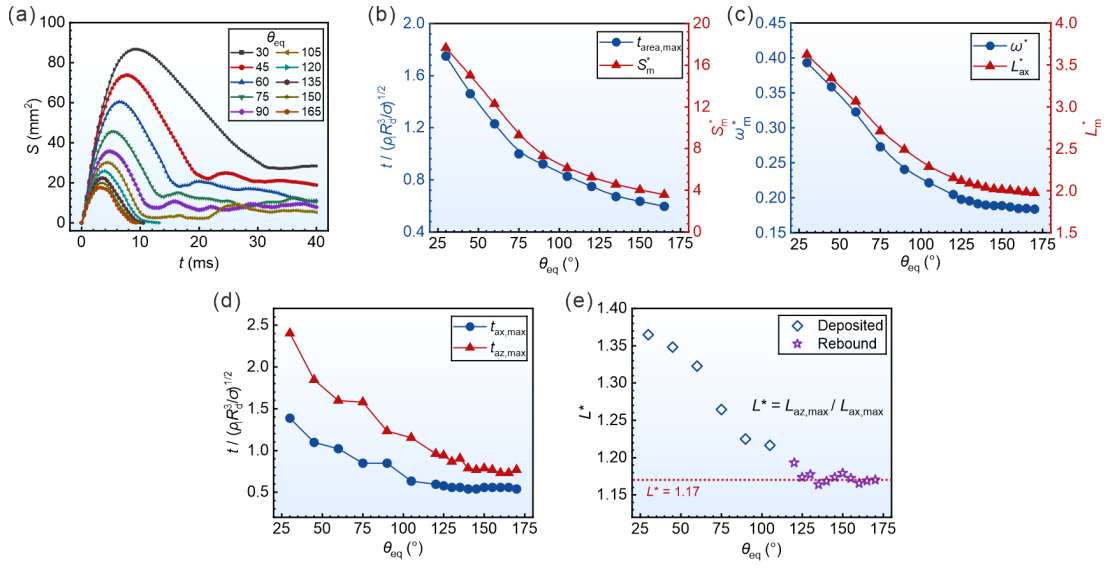

图 7. 表面润湿性对液滴撞击圆柱体运动学特征的影响：(a) 不同接触角下铺展面积随时间的演变；(b) * mS 和 $t_{area,max}/t_\sigma$ 随表面润湿性的变化；(c) ω^* 和 * ax$L$ 随表面润湿性的变化；(d) $t_{ax,max}/t_\sigma$ 和 $t_{az,max}/t_\sigma$ 随表面

润湿性；以及 (e) 不对称系数 L^* 随表面润湿性的变化。此处，v_i = 1.0 m/s，μ_l = 0.898 mPa·s，We = 34.6，Oh = 0.00213，且 D^* = 4.0。

圆柱表面的润湿性不仅会影响液滴在铺展和回弹阶段呈现的不对称变形，也会影响撞击时产生的冲击力。图 8(a) 和图 8(b) 分别展示了沉积状态和回弹状态下瞬态冲击力随接触角的变化。对于沉积状态，数值模拟持续进行至 40 ms，以确保液滴进入振荡阶段；对于回弹状态，模拟持续进行至 15 ms，以捕捉完整的回弹过程。结果表明，液滴撞击亲水和疏水圆柱表面时，第一峰值两侧的冲击力曲线几乎重合，呈现出相似的变化趋势。这意味着在惯性主导的初始阶段，冲击力受接触角的影响较小。在回弹状态下，冲击力曲线中会出现第二峰值，且该峰值对表面润湿性尤为敏感。在回缩阶段，润湿性会影响毛细回缩力的大小，进而影响回缩速度、第二峰值出现的时刻以及接触时间。此外，液滴回弹期间冲击力的大小也受到润湿性的显著影响。图 8(c) 展示了与第一峰值对应的无量纲时间 t_{fp1}/t_σ 随表面润湿性的变化。结果表明，t_{fp1}/t_σ 随接触角增大而略有增加，并在疏水条件下趋于常数，此时$t_{fp1}/t_\sigma \approx 0.12$。对于回弹状态，无量纲接触时间 t_c/t_σ 和第二峰值对应的无量纲时间 t_{fp2}/t_σ 均随接触角增大而减小。为了更好地解释冲击力的变化规律，液滴撞击固体壁面的回弹过程可类比为水弹簧系统[61]的简谐振荡。在该系统中，振荡周期取决于振子质量和刚度系数，二者分别对应于撞击过程中的液滴质量和表面张力系数。因此，撞击过程的特征时间可表示为：

$$t \sim t_\sigma = \left(\rho_l R_d^3/\sigma\right)^{1/2}. \tag{19}$$

根据胡克定律 F $ks=$ ，考虑壁面接触角对液滴撞击过程的影响，依据式（16）和式（17），可将水弹簧系统的刚度系数（其对应于撞击过程中的表面张力系数）k修正为$\left(\right)$ $_{eq}\cos\sigma$ – θ [62]。因此，当液滴撞击疏水圆柱并发生回弹时，特征时间修正为：

$$t \sim t'_\sigma = \left[\frac{\rho_l R_d^3}{\sigma\left(1-\cos\theta_{eq}\right)}\right]^{1/2} = t_\sigma\left(1-\cos\theta_{eq}\right)^{-1/2}, \tag{20}$$

$$t/t_\sigma \sim \left(1-\cos\theta_{eq}\right)^{-1/2}. \tag{21}$$

如图8(d)所示，达到第二峰值的无量纲时间t_{f2}/t_σ 和无量纲接触时间t_c/t_σ均满足上述关系。

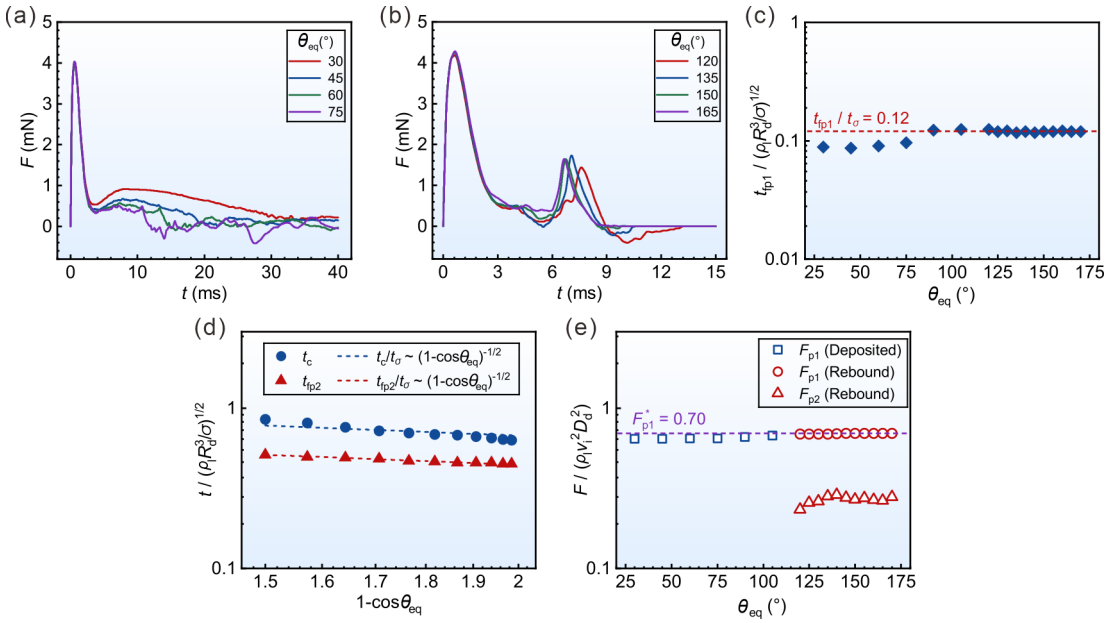

图8. 润湿性对液滴撞击圆柱体动力学特征的影响：(a) 沉积状态下不同接触角对应的冲击力变化；(b) 回弹状态下不同接触角对应的冲击力演变；(c) 无量纲时间 t_{fp1}/t_σ 与接触角的关系；(d) 无量纲时间 t_{fp2}/t_σ 和 t_c/t_σ 与接触角的关系；(e) 无量纲峰值冲击力与接触角的关系。这里，v_i = 1.0 m/s，μ_l = 0.898 mPa·s，We = 34.6，Oh = 0.00213，且 D^* = 4.0。

撞击力与撞击过程中液滴的惯性力直接相关。因此，将峰值撞击力F_{p1}和F_{p2}通过 ρ 2 2 l i d*v D*进行无量纲化，得到 * = 1/ρ 2 2 p1 p l i d*F F v D*和 * 2 2 p2 p= 2 ρl i d *F F v D*，如图8(e)所示。可以观察到，润湿性对第一个无量纲峰值撞击力 * p1*F*的影响可以忽略不计。随着接触角增大，该值略有增加，并在回弹条件下趋近于0.70。这是因为在撞击初始阶段，撞击力的变化主要受竖直动量变化的支配，此时惯性效应占主导地位，而表面张力的作用较小。此外，据报道，在撞击平壁的情况下，* p1*F* = 0.81[36]，其值大于圆柱表面上获得的数值。这种差异源于：当表面具有曲率时，液滴撞击后会沿周向铺展，从而保留部分竖直动量。因此，其整体撞击力小于平壁上的撞击力。第二个无量纲峰值撞击力 * p2*F*随着接触角增大而略有增加，并在表面变为超疏水时稳定在约0.27（$\theta_{eq} > 150^\circ$）。

C. 韦伯数的影响

韦伯数韦伯数用于量化液滴撞击过程中惯性力与表面张力之间的平衡，因此是表征撞击行为的重要无量纲参数。本节通过调整液滴撞击速度，使韦伯数在 9 至 138 之间变化，同时保持其他参数不变。为捕捉不同的撞击状态，选取了两种平衡接触角分别为 60° 和 150° 的圆柱体

进行研究。对于沉积状态，图 9(a) 展示了不同韦伯数条件下铺展面积的时间演化。铺展面积经历三个明显阶段：初始增大、随后减小，最后振荡直至达到平衡。相比之下，对于回弹状态，铺展面积仅经历两个阶段，即扩展，随后收缩至 0，如图 9(b) 所示。在这两种状态下，随着 韦伯数增大，最大铺展面积S 也随之增大，且达到最大值所需的时间缩短。这是因为较高的韦伯数对应更大的初始动能，该动能在撞击时转化为表面能，从而扩大最大铺展面积。此外，较高韦伯数下更强的惯性效应会促进能量更快转换，从而缩短达到最大铺展面积所需的时间。如图 9(c) 所示，无量纲最大铺展面积 * mS 与韦伯数呈幂律关系，可通过拟合得到：

$$S_{\mathrm{m}}^{*} \sim \begin{cases} We^{0.42} & \theta_{\mathrm{eq}} = 60^{\circ} \\ We^{0.69} & \theta_{\mathrm{eq}} = 150^{\circ} \end{cases}. \tag{22}$$

时间变量采用惯性时间尺度 d i t D v_{ρ} = 进行归一化。如图 $\not{9}$(d)所示，达到最大铺展面积所需的无量纲时间$t_{\mathrm{area,\ max}} / t_{\rho}$ 随着韦伯数的增大而增加，并且也遵循幂律关系。拟合关系可表示为：

$$t_{\mathrm{area,max}} / t_{\rho} \sim \begin{cases} We^{0.33} & \theta_{\mathrm{eq}} = 60^{\circ} \\ We^{0.44} & \theta_{\mathrm{eq}} = 150^{\circ} \end{cases}. \tag{23}$$

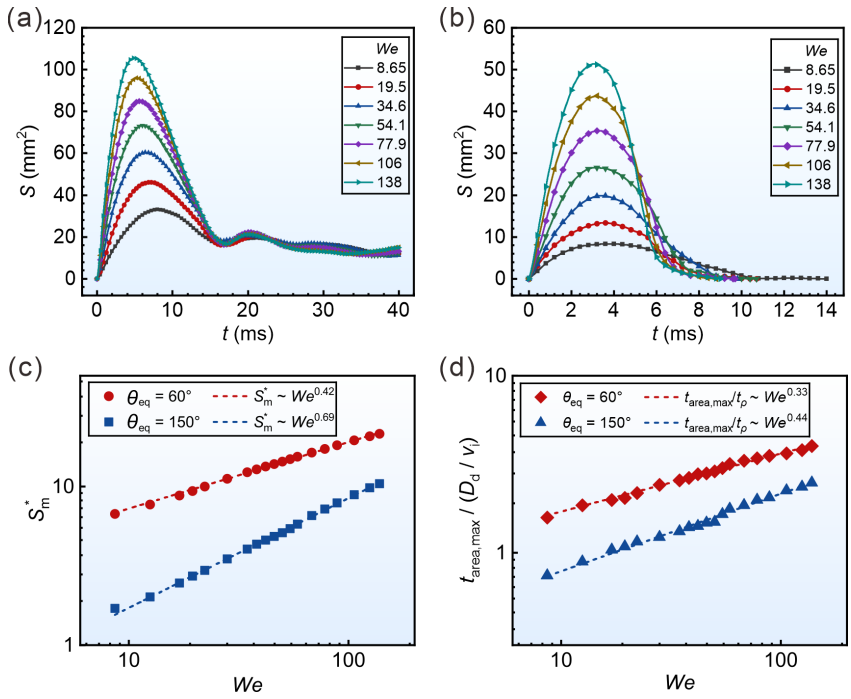

图 9. 韦伯数对液滴撞击圆柱体铺展面积的影响：(a) 沉积状态下铺展面积的演变（$\theta_{\mathrm{eq}} = 60^{\circ}$）；(b) 回弹状态下铺展面积的演变（$\theta_{\mathrm{eq}} = 150^{\circ}$）；(c) 变化

无量纲最大铺展面积 * mS 与韦伯数的关系；以及 (d) 达到最大铺展面积所需的无量纲时间$t_{\mathrm{area,\ max}}/t_\rho$ 与韦伯数的关系。此处，$8 \le$ 韦伯数 ≤ 138, $\mu_{\mathrm{l}} = 0.898$ mPa·s，奥内佐格数 = 0.00213，且$D^* = 4.0$。

液滴铺展长度和铺展角也会受到韦伯数的影响。图10(a)和10(b)分别展示了无量纲最大周向铺展角和轴向铺展长度随韦伯数的变化。随着韦伯数增加，* mω 和 * mL 均增大，因为较高的韦伯数意味着液滴动能更大，表面张力的作用相对较弱，因此液滴更容易铺展。对最大周向铺展角和轴向铺展长度的数据进行拟合，可得：

$$\omega_{\mathrm{m}}^* \sim \begin{cases} We^{0.22} \\ We^{0.36} \end{cases}, \; L_{\mathrm{m}}^* \sim \begin{cases} We^{0.19} & \theta_{\mathrm{eq}} = 60^\circ \\ We^{0.27} & \theta_{\mathrm{eq}} = 150^\circ \end{cases}, \tag{24}$$

根据式 (24)，不对称因子L^* 与We之间的关系可表示为：

$$L^* = \frac{L_{\mathrm{az,max}}}{L_{\mathrm{ax,max}}} \sim \frac{\omega_{\mathrm{m}}^*}{L_{\mathrm{m}}^*} \sim \begin{cases} We^{0.03} & \theta_{\mathrm{eq}} = 60^\circ \\ We^{0.09} & \theta_{\mathrm{eq}} = 150^\circ \end{cases}. \tag{25}$$

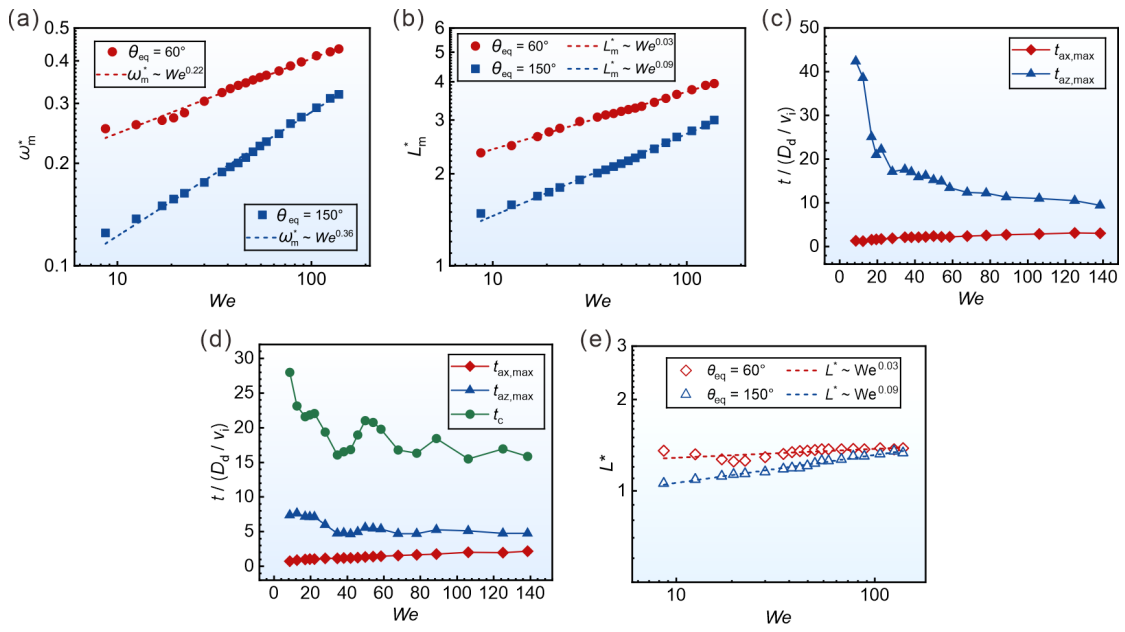

图10. 韦伯数对撞击圆柱体的液滴周向和轴向铺展的影响：(a) 无量纲最大周向铺展角 * mω 随韦伯数的变化；(b) 无量纲最大轴向铺展长度 * mL随韦伯数的变化；(c) 沉积状态（$\theta_{\mathrm{eq}} = 60^\circ$）下，无量纲特征时间 $t_{ax,max}/t_\rho$ 和 $t_{az,max}/t_\rho$ 随韦伯数的变化；(d) 回弹状态（$\theta_{\mathrm{eq}} = 150°$）下，无量纲特征时间 $t_{ax,max}/t_\rho$、$t_{az,max}/t_\rho$ 和 t_c/t_ρ 随韦伯数的变化；(e) 不对称系数 L^* 随韦伯数的变化。这里，$8 \le$ 韦伯数 ≤ 138, $\mu_{\mathrm{l}} = 0.898$ mPa·s，奥内佐格数 = 0.00213，且 $D^* = 4.0$。

液滴撞击过程中作用于表面的冲击力也取决于*We*数。图 11(a) 和图 11(b)分别展示了亲水（$\theta_{eq} = 60^{\circ}$）和疏水（$\theta_{eq} = 150^{\circ}$）表面在不同*We* 下冲击力随时间的变化。可以看出，*We*不会改变冲击力变化的总体趋势，但会显著影响峰值大小及其出现时刻。随着*We*增大，液滴具有更高的初始动能和动量，导致撞击过程中变形和动量传递更快，从而增大第一峰值冲击力，并使该峰值更早出现。第一峰值冲击力 F_{p1}的大小与*We*呈线性关系，如图 11(c)所示。图 11(d)展示了无量纲特征时间随*We*的变化，其中达到第一峰值冲击力所需的无量纲时间t_{fp1} / t_p 保持在约 0.23，而达到第二峰值冲击力所需的无量纲时间为^{0}.35 fp2*t* *t* *We*ρ ~ 。第一无量纲冲击力峰值 * p1*F* 随*We*的变化如图 11(e)所示。在较大的*We*下，沉积和回弹状态均趋近于约 0.63 的恒定值。在较低的*We*下，该值会偏离这一数值，这与平坦表面上的液滴撞击观察结果相似[32-34, 36]。造成这一现象的原因是，当*We*较大时，惯性力占主导地位，相对于惯性力而言，表面张力的影响可以忽略。随着*We*减小，表面张力的影响增强且不可忽略，因此第一峰值冲击力F_{p1} 和 * p1*F*可表示为：[36]

/

$$F_{p1} = \beta_1 \left(\rho_l v_i^2 D_d^2\right) + \beta_2 \left(\sigma D_d\right), \tag{26}$$

$$F_{p1}^{*} = \beta_1 + \beta_2 We^{-1}, \tag{27}$$

其中， β_1 和 β_2 是常数系数，反映了惯性力和表面张力的相对贡献。通过拟合数据，可得到以下标度关系：

$$F_{p1}^{*} = \frac{F_{p1}}{\rho_l v_i^2 D_d^2} \approx \begin{cases} 0.63 + 0.67 We^{-1} & \theta_{eq} = 60^{\circ} \\ 0.63 + 2.15 We^{-1} & \theta_{eq} = 150^{\circ} \end{cases}. \tag{28}$$

如图 11(e) 中的虚线所示，该函数能够有效地捕捉 * p1*F* 随 *We* 的变化。图 11(f) 展示了第二个无量纲冲击力峰值 * p2*F* 对 *We* 的依赖关系。可以看出，当 *We*相对较小时， * p2*F* 会出现明显波动；而当 *We* 较大时，则趋于稳定。这是因为在低 *We* 下，回弹状态会从壶状回弹转变为翼状回弹[26, 60]，，导致 * p2*F* 的变化更加复杂。

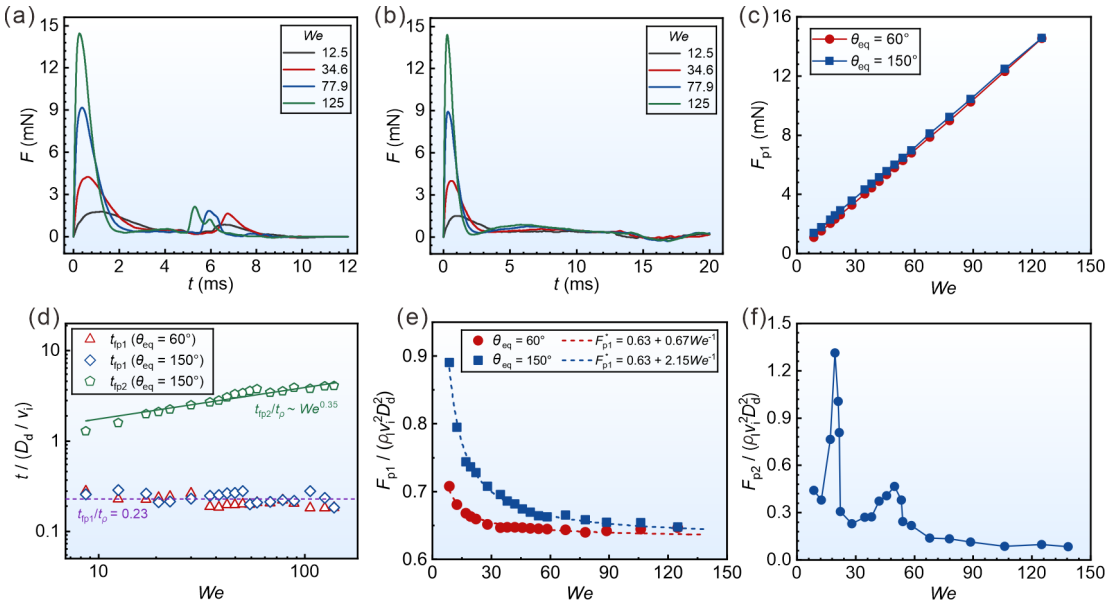

图 11. *We* 对液滴撞击圆柱体时冲击力的影响：(a) 沉积状态下冲击力的变化（$\theta_{eq} = 60^{\circ}$；(b) 回弹状态下冲击力的变化（$\theta_{eq} = 150^{\circ}$；(c) 第一峰值力$F_{p1}$ 随*We*的变化；(d) 无量纲特征时间t_{fp1} / t_ρ 和t_{fp2} / t_ρ 随*We*的变化；(e) 第一无量纲峰值力 * p1*F*与*We*的关系；(f) 第二无量纲峰值力 * p2*F*与*We*的关系。这里，$8 \le \mathrm{We} \le 138$, $\mu_l = 0.898$ mPa·s，奥内佐格数 = 0.00213，且$D^* = 4.0$。

D. 奥内佐格数的影响

奥内佐格数 *Oh* 用于量化黏度在液滴中的相对重要性，并对其撞击动力学产生显著影响。本节通过改变液体的黏度来调节 *Oh*。首先，研究 *Oh* 对铺展面积的影响，如图 12(a)-12(c) 所示。随着 *Oh* 增大，液滴铺展过程中的黏性阻力增强，导致能量耗散增加。因此，较高的 *Oh* 会抑制液滴铺展，并减小最大铺展面积。这种关系可通过拟合表示为：

$$S_m^* \sim \begin{cases} Oh^{-0.26} & \theta_{eq} = 60^{\circ} \\ Oh^{-0.10} & \theta_{eq} = 150^{\circ} \end{cases}. \tag{29}$$

此外，随着*Oh*增大，液滴撞击亲水表面后的振荡阶段中，其动能衰减得更快，从而缩短振荡周期并减小振幅。如图 12(d) 所示，达到最大铺展面积所需的无量纲时间$t_{area,max} / t_\sigma$ 不会随*Oh*发生显著变化，因为铺展过程仍由惯性力主导。

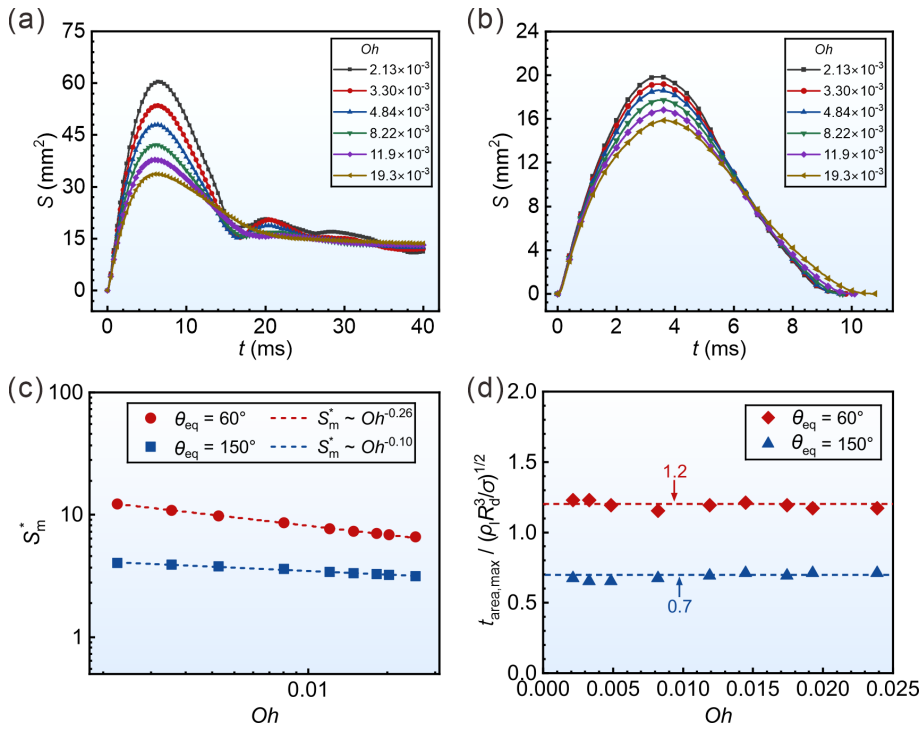

图 12. 奥内佐格数对液滴撞击圆柱体时铺展面积的影响：(a) 沉积状态下铺展面积的演化（$\theta_{eq}=60^{\circ}$）；(b) 回弹状态下铺展面积的演化（$\theta_{eq}=150^{\circ}$）；(c) 无量纲最大铺展面积 S_m^* 随奥内佐格数的变化；以及 (d) 达到最大铺展面积所需的无量纲时间 t_{area}/t_σ 与奥内佐格数的关系。此处，$0.00213 \le Oh \le 0.0193$，$v_i = 1.0$ m/s，$We = 34.6$，且$D^* = 4.0$。

撞击过程中，铺展长度和铺展角也会受到奥内佐格数的影响。如图 13(a) 和 13(b) 所示，无量纲最大铺展角 ω_m^* 和无量纲最大铺展长度 L_m^* 均随Oh增大而减小。通过对数据进行拟合，可得：

$$\omega_m^* \sim \begin{cases} Oh^{-0.16} \\ Oh^{-0.06} \end{cases}, \quad L_m^* \sim \begin{cases} Oh^{-0.12} & \theta_{eq}=60^{\circ} \\ Oh^{-0.04} & \theta_{eq}=150^{\circ} \end{cases}. \tag{30}$$

由式 (30) 可知，不对称系数L^*与奥内佐格数之间的关系可表示为：

$$L^* = \frac{L_{az,max}}{L_{ax,max}} \sim \frac{\omega_m^*}{L_m^*} \sim \begin{cases} Oh^{-0.04} & \theta_{eq}=60^{\circ} \\ Oh^{-0.02} & \theta_{eq}=150^{\circ} \end{cases}. \tag{31}$$

图 13(e) 表明，较高的奥内佐格数会使液滴铺展的不对称性略有降低，且影响相对较小。同时，图 13(c) 和 13(d) 表明，达到最大轴向铺展长度$t_{ax,max}/t_\sigma$以及最大周向铺展角$t_{az,max}/t_\sigma$所需的无量纲时间不受奥内佐格数变化的影响。然而，较大的奥内佐格数会增加液滴接触时间，因为在回缩过程中，较高的奥内佐格数会抑制由表面张力驱动的回缩速度，从而导致更长的接触时间。

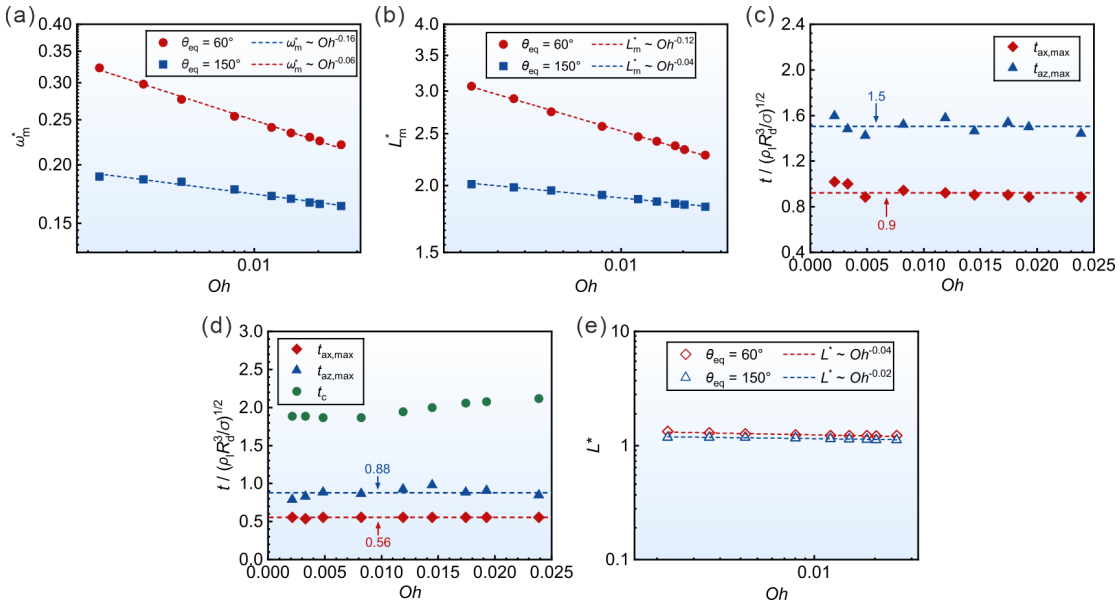

图 13. 奥内佐格数 Oh 对撞击圆柱体的液滴周向铺展和轴向铺展的影响：(a) 无量纲最大周向铺展角 * mω 随 Oh 的变化；(b) 无量纲最大轴向铺展长度 * mL 随 Oh 的变化；(c) 沉积状态（$\theta_{eq} = 60°$）下，无量纲特征时间 $t_{ax,max}/t_\sigma$ 和 $t_{az,max}/t_\sigma$ 随 Oh 的变化；(d) 回弹状态（$\theta_{eq} = 150°$）下，无量纲特征时间 $t_{ax,max}/t_\sigma$、$t_{az,max}/t_\sigma$ 和 t_c/t_σ 随 Oh 的变化；(e) 不对称系数 L^* 随 Oh 的变化。这里，$0.00213 \le Oh \le 0.0193$，$v_i = 1.0$ m/s，$We = 34.6$，且 $D^* = 4.0$。

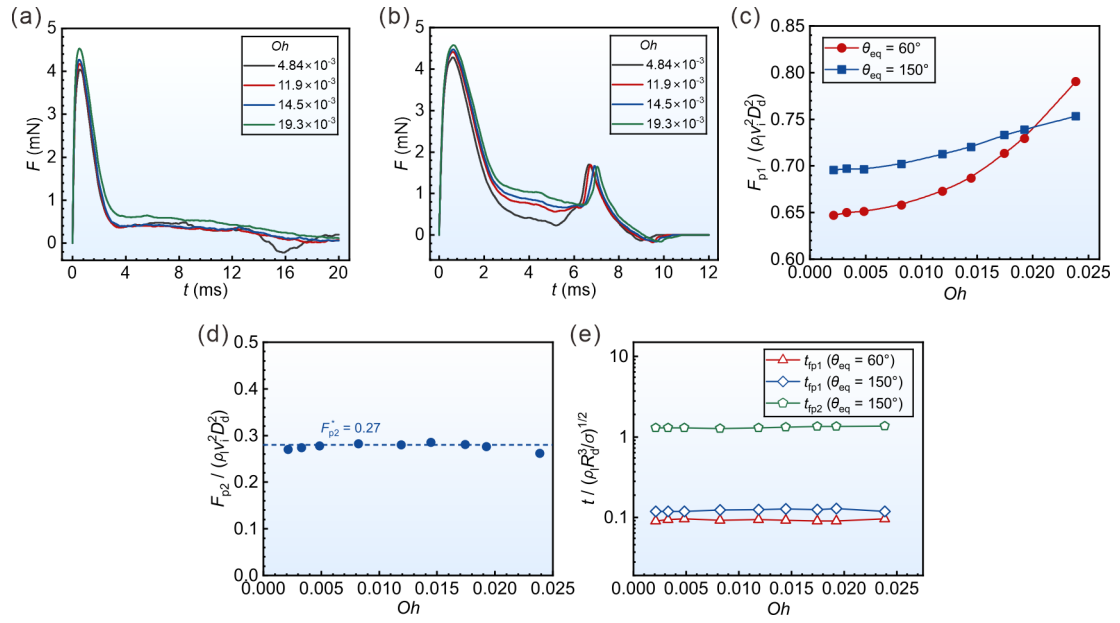

图 14. *Oh* 对撞击圆柱体的液滴冲击力的影响：(a) 沉积状态（$\theta_{eq} = 60°$）下冲击力的演变；(b) 回弹状态（$\theta_{eq} = 150°$）下冲击力的演变；(c) 第一个无量纲冲击力峰值 * p1*F* 随 *Oh* 的变化；(d) 第二个无量纲冲击力峰值

* p2F 与奥内佐格数的关系；以及 (e) 无量纲特征时间t_{fp1}/t_σ 和t_{fp2}/t_σ 随奥内佐格数的变化。这里，0.00213 ≤奥内佐格数 ≤ 0.0193，v_i = 1.0 m/s，韦伯数 = 34.6，且D^* = 4.0。

最后，研究了奥内佐格数对冲击力的影响。图 14(a) 展示了 $\theta_{eq} = 60^\circ$ 在不同奥内佐格数下冲击力随时间的演变，图 14(b) 展示了 $\theta_{eq} = 150^\circ$ 的情况。如图 14(c) 和 14(d) 所示，第一个无量纲冲击力峰值 * p1F随奥内佐格数增大，而第二个无量纲峰值 * p2F 几乎不受影响。这是因为较高的奥内佐格数会增强黏性阻力，使液滴在撞击过程中更难发生变形。因此，液滴在初始阶段铺展得更慢，其较大一部分动量会在短时间内直接传递给壁面，从而使瞬态峰值冲击力增大。在本研究考察的奥内佐格数范围内，回弹状态保持不变，均呈现翼状回弹。由于回弹主要受惯性力和毛细力支配，较高奥内佐格数所伴随的黏性耗散增加会影响回缩速度和接触时间，但不会显著改变起跳力。如图 14(e) 所示，到达第一峰值的无量纲时间t_{fp1}/t_σ 对奥内佐格数的变化不敏感，而到达第二峰值的无量纲时间t_{fp2}/t_σ 则随奥内佐格数略微增加。这是因为第一峰值由液滴初始动量的突变引起，其时间尺度不受奥内佐格数影响。随着奥内佐格数增大，液滴回缩速度会减慢，从而使第二峰值出现的时间延后。

E. 直径比的影响

直径比对液滴撞击过程有显著影响。为研究这一影响，本文采用不同直径的圆柱体进行数值模拟。通过改变圆柱直径来调整D^*，而平坦表面对应于无限直径比 *D $\to\infty$。结果表明，与平壁相比，液滴在亲水圆柱上的最大铺展面积更大；然而，直径比对铺展面积的影响很小。对于疏水表面，尽管直径比对铺展面积的影响较小，但它会显著缩短液滴撞击时的接触时间，如图15(a)和15(b)所示。D^* 减小会导致撞击过程中液滴的更多质量和动量从轴向转移至周向，从而使不对称系数L^* 增大，并缩短液滴在疏水壁面上的接触时间，如图15(e)所示。D^* 对周向无量纲最大铺展角 * mω 以及轴向无量纲最大铺展长度 * mL 的影响分别如图15(c)和15(d)所示。随着直径比增大，* mL 增大，而 * mω 显著减小。

图 16(a) 和 16(b) 展示了液滴撞击不同直径比的亲水与疏水圆柱时，冲击力随时间的变化。图 16(c) 展示了无量纲峰值冲击力随直径比的变化。与平坦表面相比，液滴撞击圆柱时，第一个无量纲冲击力峰值会降低；随着D^* 减小，峰值还会进一步降低。撞击圆柱过程中，流体沿圆周流动，在竖直方向上保留了部分动量。

较大的曲率会带来更多保留动量，因此冲击力更小。在疏水表面上，冲击力的第二峰值受D^* 的影响较小。

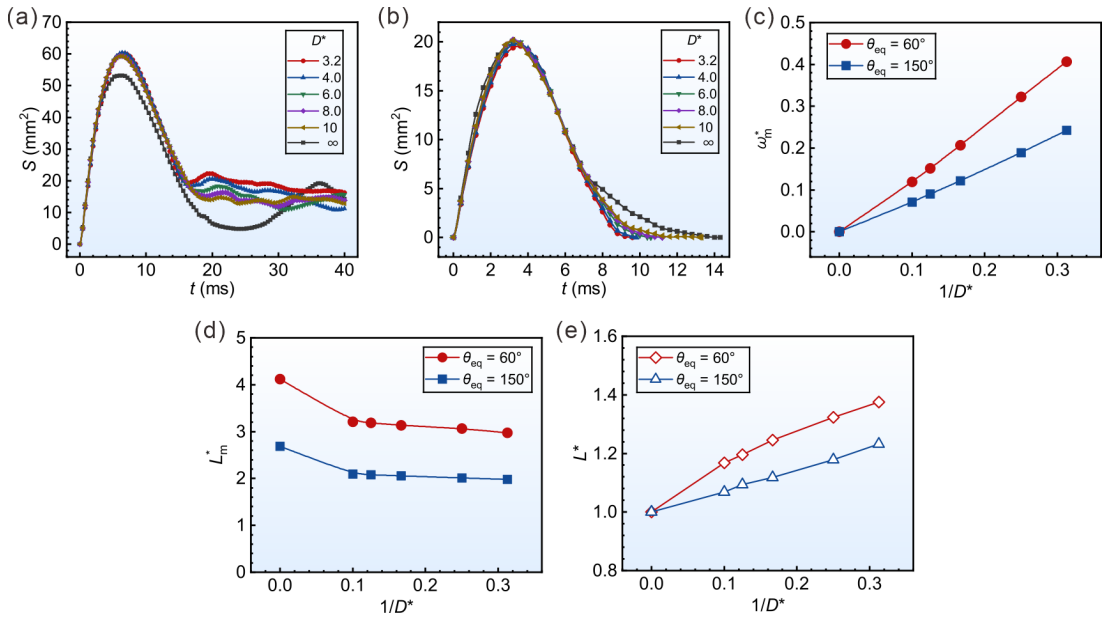

图 15. D^* 对液滴撞击圆柱体运动学参数的影响：(a) 撞击亲水壁面时铺展面积的演变（$\theta_{eq}=60^{\circ}$）；(b) 撞击疏水壁面时铺展面积的演变（$\theta_{eq}=150^{\circ}$）；(c) D^* 与周向无量纲最大铺展角 * mω 的关系；(d) 直径比与轴向无量纲最大铺展长度 * mL 的关系；(e) 直径比与不对称系数 L^*的关系。这里，$D_d=2.5$ mm，$v_i=1.0$ m/s，$\mu_l=0.898$ mPa·s，$We=34.6$，且 $Oh=0.00213$。

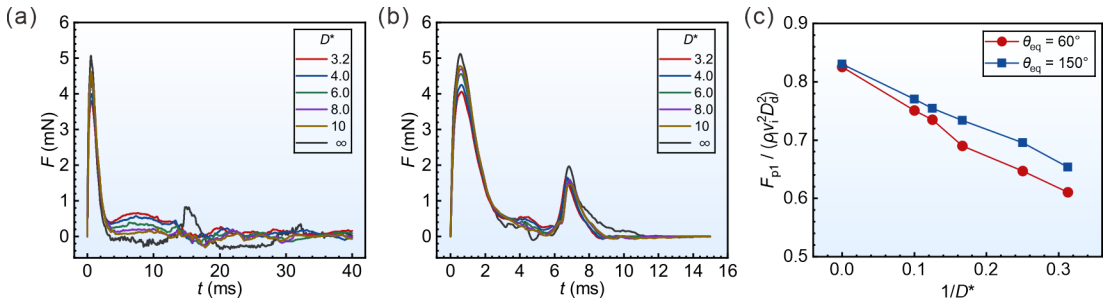

图 16. D^* 对液滴撞击圆柱体冲击力的影响：(a) 撞击亲水壁面时冲击力的演变（$\theta_{eq}=60^{\circ}$）；(b) 撞击疏水壁面时冲击力的演变（$\theta_{eq}=150^{\circ}$）；(c) 直径比与 * p1F的关系。这里，$D_d=2.5$ mm，$v_i=1.0$ m/s，$\mu_l=0.898$ mPa·s，$We=34.6$，$Oh=0.00213$。

IV. 结论

本研究通过数值模拟，研究了液滴撞击圆柱体的运动学和动力学特征，并分析了表面润湿性、韦伯数、奥内佐格数和直径比对特征参数的影响。结果表明，撞击分为两种典型状态：沉积和回弹，且每种状态均包含三个不同阶段。在沉积状态下，冲击力曲线呈现单峰；而在回弹状态下，则出现两个明显的峰值。随着接触角增大，无量纲最大铺展面积、最大铺展角和最大铺展长度均减小。同时，不对称系数逐渐降低，最终稳定在1.17。润湿性对初始铺展阶段的冲击力影响较小，但会显著影响回弹阶段的第二峰值。与第二峰值对应的无量纲时间和接触时间均与$()^{1/2}$ eq1 cos– θ ¯呈线性关系。随着*We*增大，无量纲最大铺展面积、达到最大铺展状态的无量纲时间、无量纲最大铺展角、无量纲最大铺展长度和不对称系数均增大，并遵循幂律关联。韦伯数不会显著影响冲击力的整体变化趋势，但会强烈影响峰值冲击力的大小及出现时间。随着*We*增大，第一个无量纲冲击力峰值趋于稳定在0.63；第二个无量纲冲击力峰值在*We*较大时趋于稳定，而在*We*较小时则波动较大。此外，无量纲最大铺展面积、无量纲铺展角、无量纲铺展长度和不对称系数均随奥内佐格数增大而减小，也遵循幂律关系。第一个无量纲冲击力峰值随*Oh*增大而增大，而第二峰值基本不受影响。增大直径比会提高第一个无量纲冲击力峰值。总体而言，本研究结果加深了对液滴撞击圆柱体运动学和动力学特征的认识，并为优化工业流程、设计功能材料以及推进多相流动力学研究提供了有价值的指导。

致谢

本研究得到国家自然科学基金委员会（项目编号：U25A20191）的资助。

参考文献

(1) Josserand, C.; Thoroddsen, S. T.，《固体表面上的液滴撞击》。《流体力学年评》**2016年，** *48*，365–391。(2) Jiang, Y.; Yang, Z.; Xu, X.; Xie, B.; Duan, J.，单个液滴撞击香蕉叶表面的铺展模型及计算流体力学模拟分析。《计算机与电子农业》**2024年，** *223*，109113。(3) Ye, Y.; Lin, X.; Zhou, Z.; Liu, M.; Chen, B.; Lu, Y.; Jing, D.，一种基于多物理场模型的方法，用于宏观结构表面设计，以增强R410A闪蒸喷雾冷却系统中的传热。《国际传热传质杂志》**2025年，** *247*，127179。(4) Huang, Y.; Zhang, Y.; 李, Y.; Tan, Z.，微纤维网格上水滴辅助的高效集雾。《化学工程杂志》**2024年，** *481*，148423。(5) Zhang, Y.; Matthews, S.; Wu, D.; Zou, Y.，等离子喷涂过程中连续高速撞击液滴之间的相互作用。《表面与涂层技术》**2022年，** *431*，128006。(6) Wang, X.; Xu, B.; Guo, S.; Zhao, Y.; Chen, Z.，液滴撞击动力学：最新进展与未来展望。《先进胶体与界面科学》**2023年，** *317*，102919。

(7) Hu, Z.; Chu, F.; Shan, H.; Wu, X.; Dong, Z.; Wang, R.，理解并利用液滴在超疏水表面上的撞击：现象、机制、调控、应用及其他。《先进材料》2023年，36，2310177。(8) Han, X.; 李, J.; Tang, X.; 李, W.; Zhao, H.; Yang, L.; Wang, L.，液滴弹跳：基础、调控与应用。《Small》2022年，18，2200277。(9) Gholijani, A.; Gambaryan-Roisman, T.; Stephan, P.，在饱和蒸气环境下，多个连续液滴撞击热壁面并垂直聚并过程中的流体动力学与热传递实验研究。《实验热流体科学》2020年，118，110145。(10) Clanet, C.; Béguin, C.; Richard, D.; Quéré, D.，撞击液滴的最大变形。《流体力学杂志》2004年，517，199–208。(11) Eggers, J.; Fontelos, M. A.; Josserand, C.; Zaleski, S.，液滴撞击固体壁面后的动力学：理论与模拟。《流体物理学》2010年，22，062101。(12) Ukiwe, C.; Kwok, D. Y.，充分处理的固体表面上撞击液滴的最大铺展直径。《Langmuir》2005年，21，666–673。(13) Fedorchenko, A. I.; Wang, A.-B.; Wang, Y.-H.，毛细力和黏性力对撞击固体表面的液滴铺展的影响。《流体物理学》2005年，17，093104。(14) Rein, M.，液滴撞击固体和液体表面的现象。《流体动力学研究》1993年，12 (2)，61–93。(15) Fang, W.; Zhang, K.; Jiang, Q.; Lv, C.; Sun, C.; 李, Q.; Song, Y.; Feng, X.-Q.，固体表面上的液滴撞击动力学。《应用物理快报》2022年，121，210501。(16) Antonini, C.; Amirfazli, A.; Marengo, M.，液滴撞击与润湿性：从亲水表面到超疏水表面。《流体物理学》2012年，24，102104。(17) Qian, L.; Xu, L.; Sun, C.; Lv, L.，剪切变稀液滴撞击超疏水球体时动态行为的可视化研究。《实验热流体科学》2025年，160，111318。(18) Qian, L.; Zhou, Z.; Zhu, C.; Ding, H.，液滴偏心撞击小型超疏水圆柱体的数值模拟。《流体物理学》2023年，35，062125。(19) Channouf, S.; Jami, M.，液滴撞击圆形物体的动力学：利用格子玻尔兹曼方法探究润湿性、黏度和物体尺寸的影响。《流体物理学》2024年，36，053316。(20) Andrew, M.; Liu, Y.; Yeomans, J. M.，脊尺寸对液滴在圆柱形脊上弹跳接触时间的影响。《Langmuir》2017年，33，7583−7587。(21) Liu, X.; Zhang, X.; Min, J.，液滴撞击球形表面时的最大铺展。《流体物理学》2019年，31，092102。(22) Liu, X.; Min, J.; Zhang, X.，液滴撞击凹球面时的动态行为与最大铺展。《流体物理学》2020年，32，092109。(23) Chen, S.; Bertola, V.，液滴撞击球形软表面。《流体物理学》2017年，29，082106。(24) Richard, D.; Clanet, C.; Quéré, D.，表面现象：弹跳液滴的接触时间。《自然》2002年，417，811。(25) Liu, Y.; Andrew, M.; 李, J.; Yeomans, J. M.; Wang, Z.，液滴在曲面上弹跳时的对称性破缺。《自然·通讯》2015年，6，10034。(26) Zhang, H.; Yi, X.; Du, Y.; Zhang, R.; Zhang, X.; He, F.; Niu, F.; Hao, P.，水滴撞击圆柱形超疏水表面的动态行为。《流体物理学》2019年，31，032104。(27) Abolghasemibizaki, M.; McMasters, R. L.; Mohammadi, R.，迈向尽可能短的接触时间：撞击具有宏观尺度结构的圆柱形超疏水表面的液滴。《胶体与界面科学杂志》2018年，521，17–23。(28) Lorenceau, E.; Clanet, C.; Quéré, D.，利用细纤维捕获液滴。《胶体与界面科学杂志》2004年，279 (1)，192–197。(29) Kim, S.; Kim, W.，液滴撞击纤维。《流体物理学》2016年，28，042001。(30) Tang, Y. Y.; Su, M. J.; Chu, G. W.; Luo, Y.; Wang, Y. Y.; Zhang, L. L.; Chen, J. F.，液滴穿过不锈钢丝网单元时的撞击现象。《化学工程科学》2019年，198，144–154。(31) Lebanoff, A. P.; Dickersona, A. K.，液滴撞击非圆形横截面的松针纤维。《流体物理学》2020年，32。(32) Zhang, B.; 李, J.; Guo, P.; Lv, Q.，低速液滴与固体表面碰撞时雷诺数和韦伯数对冲击力影响的实验研究。《实验流体力学》2017年，58，125。

(33) Soto, D.; De Larivière, A. B.; Boutillon, X.; Clanet, C.; Quéré, D., 撞击雨滴的作用力。《软物质》2014年，10，4929。(34) Gordillo, L.; Sun, T.; Cheng, X., 液滴撞击固体表面的动力学：冲击力的演变与自相似铺展。《流体力学杂志》2018年，840，190–214。(35) Mitchell, B. R.; Klewicki, J. C.; Korkolis, Y. P.; Kinsey, B. L., 低速液滴撞击的瞬态力曲线：测量与模型。《流体力学杂志》2019年，867，300–322。(36) Zhang, B.; Sanjay, V.; Shi, S.; Zhao, Y.; Lv, C., 水滴撞击超疏水表面产生的冲击力。Phys. Rev. Lett. 2022年，129，104501。(37) 李 J.; Oron, A.; Jiang, Y., 超疏水表面上液滴的脱离力。Phys. Rev. Fluids 2023年，8，113601 (38) Zhang, B.; Ma, C.; Zhao, H.; Zhao, Y.; Hao, P.; Feng, X.-Q.; Lv, C., 润湿性对水滴撞击平坦固体表面冲击力的影响。《流体物理学》2023年，35，112111。(39) Fang, K.; Xiang, B.; Song, R.; Chen, J.; Feng, X.; Mao, Z. S.; Yang, C., 液滴撞击非润湿表面产生的冲击力和压力分布。《流体物理学》2024年，36，093339。(40) Gu, X.; Chen, L.; Wang, F.; Wang, Y.; Li, Y.; Wu, W.; Hu, M.; Deng, D., 液滴撞击微结构表面的数值模拟：几何形状、润湿性与起跳力控制。《流体物理学》2024年，36，022025。(41) Xu, H.; Zhang, B.; Lv, C., 水滴撞击倾斜超疏水表面产生的冲击力。《应用物理快报》2024年，125，091602。(42) Zhao, R.; Zhang, Q.; Tjugito, H.; Cheng, X., 液滴撞击形成的颗粒撞击坑：通过类比小行星撞击理解雨滴印痕。Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A. 2015年，112 (2)，342- 347。(43) Bako, A. N.; Darboux, F.; James, F.; Josserand, C.; Lucas, C., 雨滴撞击土壤表面引起的压力和剪切应力：取决于水深的标度律。Earth Surf. Process. Landf. 2016年，41 9 1199 1210 ( ), - 。(44) Zhou, Q.; 李 N.; Chen, X.; Xu, T.; Hui, S.; Zhang, D., 液滴撞击固体表面及其在涡轮叶片水滴侵蚀中的应用，第二部分：轴对称解与侵蚀分析。《国际机械科学杂志》2008年，50，1543–1558。(45) Hoksbergen, T. H.; Akkerman, R.; Baran, I., 风力涡轮机叶片前缘防护涂层系统的雨滴撞击应力分析。Renew. Energy 2023年，218，119328。(46) 李 J.; Zhang, B.; Guo, P.; Lv, Q., 低速水滴撞击固体表面产生的冲击力 J. Appl. Phys. 2014年，116，214903。(47) Grinspana, A. S.; Gnanamoorthy, R., 使用压电PVDF薄膜测量低速液滴产生的冲击力。Colloid Surf. A-Physicochem. Eng. Asp. 2010年，356，162-168。(48) Xu, Z.; Wang, T.; Che, Z., 液滴撞击液池过程中的空腔变形与气泡捕获。Phys. Rev. E 2022年，106，055108。(49) Guan, Y.; Fu, J.; Wu, S.; Chen, X.; Zhou, C., 不同润湿性倾斜疏水表面上液滴回弹的撞击后动力学。《流体物理学》2021年，33，072108。(50) Hirt, C. W.; Nichols, B. D., 用于自由边界动力学的流体体积（VOF）方法。J. Comput. Phys. 1981年，39，201-225。(51) Brackbill, J. U.; Kothe, D. B.; C., Z., 用于表面张力建模的连续介质方法。J. Comput. Phys. 1992年，100，335-354。(52) Weller, H. G. 一种用于不可压缩流和可压缩流的基于VOF的界面捕捉方法新方法。TR/HGW/04，OpenCFD有限公司，2008年。(53) Graveleau, M. 不混溶界面间质量传递的孔隙尺度模拟。硕士论文，斯坦福大学，2016年。(54) Ferziger, J. H.; Perić, M.; Street, R. L., 流体动力学计算方法，第4版；施普林格：2020年。(55) Damián, S. M. 用于同时处理短尺度和长尺度界面的扩展混合模型。博士论文，国立利托拉尔大学，2013年。(56) Boris, J. P.; Book, D. L., 通量修正输运。J. Comput. Phys. 1973年，11 (38)，172-186。(57) Lu, Z.; Ng, T. W.; Yu, Y., 圆柱表面蛤壳状液滴形态的快速建模。《国际传热传质杂志》2016年，93，1132–1136。(58) Wang, Y.; Wang, Y.; Wang, S., 液滴撞击圆柱表面：表面润湿性、初始撞击速度和圆柱尺寸的影响。《胶体与界面科学杂志》2020年，578，207-217。

(59) Bartolo, D.; Josserand, C.; Bonn, D., 水滴撞击非润湿表面后的回缩动力学。《流体力学杂志》**2005,** *545*，329-338。(60) Chen, X.; Zhang, L.; Wang, Y.; Jin, J.-X., 不对称性对液滴撞击超疏水圆柱表面接触时间的影响。*Langmuir* **2023,** *39*, 19037−19047。(61) Okumura, K.; Chevy, F.; Richard, D.; Quéré, D.; Clanet, C., 水弹簧：弹跳液滴模型。《欧洲物理学快报》**2003,** *62* (2)，237-243。(62) Luo, J.; Wu, S.; Xiao, L.; Chen, Z., 液滴撞击固体表面的参数影响机制与接触时间控制。《国际机械科学杂志》**2021,** *197*，106333。