arXiv:2603.09267v1 [physics.flu-dyn] 10 Mar 2026

随机粗糙表面上液滴撞击的润湿-弹跳转变建模

HuihuangXia[a],Yixiang Gan[b],WeiGe[a,c,*]

[a]中国科学院过程工程研究所介观科学与工程重点实验室，北京 *100190*，中国[b]悉尼大学土木工程学院，澳大利亚新南威尔士州 *2006*[c]中国科学院大学化学工程学院，北京 *101408*，中国

摘要

液滴撞击粗糙表面对各种应用至关重要，但目前仍未完全理解。本文旨在利用流体体积法模拟揭示随机疏水表面上的液滴撞击动力学。采用魏尔斯特拉斯–曼德布罗函数生成了均方根粗糙度范围为2至 50 μm的随机分形表面。当韦伯数在5.7至12.9之间变化、均方根粗糙度在0至 50 μm之间变化时，已识别出三种可辨识的撞击结果，包括不反弹、完全反弹和伴随破碎的弹跳。我们考察了不同速度和表面形貌条件下撞击过程的铺展、回缩、再铺展和破碎阶段。数值模拟表明，最大铺展因子随表面粗糙度的增加而线性减小。针对小粗糙度和大粗糙度表面的液滴撞击，已提出两条标度律，分

*通讯作者电子邮箱：wge@ipe.ac.cn (Wei Ge)

提交至 *Elsevier* 的预印本 *2026*年*3*月*11*日

别。一个关键发现是，液滴接触时间保持恒定，与韦伯数和表面粗糙度均无关。韦伯数与表面粗糙度的共同作用支配着润湿-反弹转变，较大的粗糙度会推迟该转变。本文阐明了支配随机粗糙表面上液滴撞击动力学的机制，从而为基于液滴的应用提供了直接相关的新见解。

关键词：润湿转变、液滴动力学、再铺展、粗糙表面、接触时间、接触线

---

1. 引言

液滴撞击广泛存在于众多应用中，例如喷墨打印 [1], 喷雾冷却 [2], 涂层 [3], 集成电路 [4]以及粘结剂喷射3D打印 [5]。过去几十年来，液滴撞击动力学得到了广泛研究，并报道了不同的撞击结果，例如液滴沉积、部分或完全反弹、回缩破碎和飞溅，以阐明撞击现象的机理 [6, 7, 8, 9]。液滴撞击动力学受液滴性质（如密度、黏度和表面张力）、周围空气特性、撞击参数（如撞击速度和角度）以及决定液滴润湿性的表面性质支配 [6, 10, 11, 12]。表面形貌是一个有待研究的方向。例如，近期一项研究表明，粗糙表面的润湿性会影响液滴的动态接触角；具体而言，在微米尺度上，撞击液滴的最大动态接触角会随表面粗糙度增加而增大 [13]。Gao等（2025）

开展了二维模拟，以了解表面偏度和峰度如何影响液滴撞击行为 [15]。他们指出，撞击在偏度为 $= 0.2$、峰度为 $= 3$ 的粗糙表面上的液滴具有更优异的回弹性能。值得注意的是，与光滑表面相比，液滴在这种粗糙表面上的整体接触时间减少了16.15%。

若干无量纲数，例如韦伯数 $We = \rho D_0 U_0^2/\sigma$、雷诺数 $Re = \rho D_0 U_0/\mu$ 和奥内佐格数 $Oh = \mu/\sqrt{\rho D_0 \sigma}$ ，已被用于描述液滴撞击动力学，其中U_0 为撞击速度， D_0 为液滴直径，而 ρ、 μ 和 σ 分别为液滴密度、动力黏度和表面张力系数。研究发现，高黏度液滴的铺展动力学主要受雷诺数 Re影响，因为在这种情况下黏性耗散占主导地位 [14]。低黏度液滴受到撞击后会铺展，并达到其最大铺展直径 D_m。随后，液滴进入反复后退和铺展的阶段，直到最终以平衡接触角 θ_0 [16]停留在基底上。最大铺展直径对于控制打印分辨率以及最大限度减少喷墨打印技术中的空隙缺陷至关重要 [1]。研究人员在 $2 < We < 900$范围内对撞击疏水表面的低黏度液滴进行了实验研究，结果表明，最大铺展直径 D_m 与 $D_0 We^{1/4}$ [17]成标度关系。针对撞击疏水表面的液滴，研究人员提出了黏性区间与毛细区间之间的交叉区间，并通过实验和数值结果验证了标度律 $D_m/D_0 \sim Re^{1/5} f(WeRe^{-2/5})$ [18, 19]。Liu等人

（2025）针对撞击平坦表面的液滴，在 $10^{-3} \leq Oh \leq 10^{0}$ 且 $10^{1} \leq We \leq 10^{3}$的条件下，推导出 $D_m/D_0 \sim (23.3 + We/Oh)^{1/6}$；该半经验模型与各种实验数据吻合良好 [20]。

撞击液滴与表面之间的接触时间对于设计拒水、自清洁和防冰表面至关重要 [11, 21]。接触时间 τ_c 与 $0.2 - 2.3\ \mathrm{m/s}$范围内的撞击速度无关，但 τ_c 据报道取决于液滴半径R；具体而言，在宏观平坦的超疏水表面上发生液滴撞击时，接触时间按$\tau_c \sim \sqrt{\rho R^3/\sigma}$ 变化 [10]。实验研究表明，具有微观纹理的超疏水表面可显著缩短反弹液滴的总接触时间 [11, 22]。接触时间缩短的根本原因在于，表面形貌重新分布了液体质量，从而改变了液滴的撞击动力学。类似地，Liu等人（2014）设计了一种具有锥形微纳纹理的表面，这种表面可促进液滴快速脱离并实现煎饼式弹跳 [23]。研究人员采用流体体积（VoF）模拟研究了亚毫米液滴撞击带有周期性微凸起的粗糙表面的情况，结果表明，粗糙表面会引发流动扰动，并在液滴铺展阶段增强黏性耗散 [24]。因此，液滴需要更长时间才能达到最大铺展直径。

除了上述具有定制表面形貌的粗糙表面外，研究人员还采用随机粗糙表面来研究液滴撞击动力学。例如，相场模拟表明，液滴撞击二维随机表面时，其形状演变

与撞击具有相同表面粗糙度的图案化表面时的情形截然不同 [25]。当粗糙度较小时，均方根粗糙度对液滴飞溅速度的影响可以忽略不计（$< 3-4\ \mu$m）；当粗糙度超过上述阈值时，飞溅速度会随粗糙度增加而降低 [26]。Bao 等人（2023）通过实验研究了随机表面粗糙度对液滴从润湿转变为反弹的影响。他们发现，提高韦伯数 [9]可以触发润湿-反弹转变。Wang 等人（2024）利用三维体积分数法模拟研究了液滴撞击五种随机分形表面时的动力学，并证明在粗糙表面上，较高的表面粗糙度会形成更厚的液膜 [27]。Tong 等人（2025）发现，液滴从完全回弹转变为碎裂飞溅所需的临界韦伯数会随表面粗糙度增加而单调降低 [28]。研究人员采用了多种粗糙度参数来研究表面粗糙度对液滴撞击动力学的影响，例如均方根粗糙度（R_q）、算术平均粗糙度（R_a）、轮廓最大高度（R_z）、平均峰间特征尺寸（R_p）和表面特征平均宽度（R_m） [9, 13, 27]。Roisman 等人（2015）发现，基底粗糙度的绝对长度尺度，例如 R_a 和 R_z，对飞溅阈值的影响可以忽略不计 [12]。

在上述实验和数值研究中，人们已对液滴撞击光滑表面、图案化表面、定制粗糙表面和随机粗糙表面时的液滴动力学进行了广泛研究。显然，表面形貌、微结构和粗糙度都会影响液滴动力学。然而，

全面理解表面粗糙度如何影响接触线动力学，进而决定润湿-反弹转变，仍有待进一步探索。为弥补这一空白，本文采用数值模拟来阐明其内在机制。数值框架揭示了内部流动动力学以及三相接触线的时间演化，为实验观察提供了补充性见解。本文结构如下：第 2 节介绍数学模型和理论背景。第 3 节详细阐述液滴撞击不同粗糙度表面的数值结果。第 4 节总结主要结论并展望未来工作。数值设置和验证分别见**附录 A**和**B**。

2. 数值框架与粗糙表面生成

2.1. 数学表述

本文采用我们先前工作 [29], 中提出的改进数值框架，研究液滴撞击动力学，该框架用于模拟表面张力主导的两相流。通过求解以下输运方程，采用几何VOF方法捕捉液滴撞击过程中的清晰气液界面

$$\frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \mathbf{U}) = 0, \tag{1}$$

其中， α_l 为液相的体积分数，而$\mathbf{U}$ 为速度场。在本研究中，我们假设液相和气体相均不可压缩且互不相溶，

这将导出连续性方程

$$\nabla \cdot \mathbf{U} = 0. \tag{2}$$

等温牛顿两相流的动量方程为

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{U})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}\mathbf{U}) = -\nabla p + \nabla \cdot [\mu(\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T)] + \rho \boldsymbol{g} + \mathbf{F}_\sigma, \tag{3}$$

其中， p 为压力，$\mathbf{g}$ 为重力加速度。上标T 表示张量的转置。$\mathbf{F}_\sigma$ 为表面张力项。$\mathbf{F}_\sigma$ 的计算方法为

$$\mathbf{F}_\sigma = \sigma k \nabla \alpha_l, \tag{4}$$

其中， σ 为表面张力系数， k 为界面曲率。本文采用 Jibben 等人 [30] 提出的几何拟合方法来计算界面曲率 k。用于二维或三维几何拟合的两个函数分别为

$$\begin{aligned} f(x,\ z) &= a_1 x^2 + a_0 x + z \quad \text{in 2D}, \\ f(x,\ y,\ z) &= a_1 x^2 + a_0 x + a_3 y^2 + a_2 y + a_4 xy + z \quad \text{in 3D}. \end{aligned} \tag{5}$$

在式 5 中， x、 y 和 z 表示局部旋转笛卡尔坐标，其中 z沿界面法线方向， a_0、 a_1、 a_2、 a_3 和 a_4 通过最小二乘最小化过程计算得到。随后，界面曲率

通过以下方式计算

$$
\begin{aligned}
k &= \frac{f_{xx}}{(1+f_x^2)^{1.5}} \quad \text{in 2D,} \\
k &= \frac{f_{xx}(1+f_x)+f_{yy}(1+f_y)-2f_xf_yf_{xy}}{(1+f_x^2+f_y^2)^{1.5}} \quad \text{in 3D.}
\end{aligned}
\tag{6}
$$

此外还采用了一步数值滤波，以消除非物理的虚假流动；相应的数值细节可参见我们先前的工作 [29]。

接触角模型对于预测液滴撞击过程中的铺展和回缩行为至关重要。本文采用 Seebergh 等人提出的接触角模型 [31]。接触角 θ 定义为

$$
\theta = \begin{cases} \arccos\left[\cos\theta_e - 4.47\,Ca^{0.42}(1+\cos\theta_e)\right], & Ca \le 0.001, \\ \arccos\left[\cos\theta_e - 2.24\,Ca^{0.54}(1+\cos\theta_e)\right], & Ca > 0.001, \end{cases}
\tag{7}
$$

其中， θ_e 为平衡接触角， Ca 为毛细数（$Ca = \mu U_0/\sigma$）。Seebergh 等人（1992）指出，在低 Ca 状态下，当静态接触角大于约 15°时，表面粗糙度会引发黏滑效应。请注意，即使存在上述黏滑效应，方程 7 仍然有效。

2.2. 随机粗糙表面的生成

快速傅里叶变换（FFT）方法已被用于生成具有指定统计参数（例如偏度和峰度值 [15, 32]）的随机粗糙表面。然而，随机粗糙表面表现出一种

与自然界中各种复杂表面和现象相当的自相似性。分形理论已被证明能够表征具有分形特征的粗糙表面 [27, 33]。因此，本研究采用Weierstrass–Mandelbrot（W-M）函数来生成分形粗糙表面。空间坐标（x, y）处的粗糙度高度 z（x, y）由下式给出

$$z(x,y) = A\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{n_{\max}} \gamma^{(D_f-3)n}\left[\cos\phi_{mn} - \cos B\right], \tag{8}$$

其中， A, B 定义为

$$\begin{aligned} A &= L\left(\frac{G}{L}\right)^{D_f-2}\sqrt{\frac{\ln\gamma}{M}}, \\ B &= 2\pi\gamma^n\frac{\sqrt{x^2+y^2}}{L}\cos\left(\arctan\left(\frac{y}{x}\right) - \frac{\pi m}{M}\right) + \phi_{mn}, \end{aligned} \tag{9}$$

分别。在方程 8 中， D_f 为分形维数， $n_{\max}$ 为最大频率索引， M为角方向的数量， $\phi_{mn} \sim \mathcal{U}(0,\ 2\pi)$ 为均匀分布随机相位。在方程 9 中， G为缩放系数，L 为采样长度， γ 为频率缩放因子 [34]。生成了六种随机粗糙表面，其均方根粗糙度为 R_q，即 $R_q = 2$、5、10、20、30 和 $50\ \mu$m，如图 1 所示。

2.3. 数值配置

除了**附录 A**中介绍的数值设置外，本节还概述了其他数值配置。模拟中采用了五种不同的撞击速度 $U_0 = 0.5$、0.535、0.6、0.7 和 0.75 m/s，分别对应——

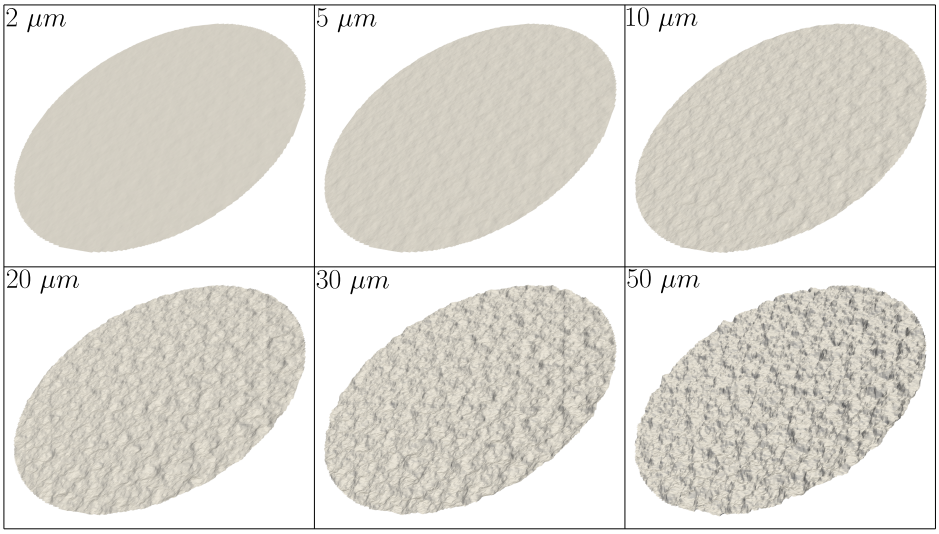


图 1：使用 W-M 函数生成的具有不同均方根粗糙度值的随机粗糙分形表面。

五种不同的韦伯数韦伯数$=$ 5.7、6.5、8.2、11.2 和 12.9。为研究表面形貌对五种不同韦伯数下液滴撞击及弹跳动力学的影响，采用了粗糙度值各不相同的七种表面，粗糙度范围为 0 至50 μm 。本文共模拟了三十五种数值案例。

3. 结果与讨论

3.1. 液滴在随机粗糙表面上的撞击结果

图2展示了三个韦伯数下液滴变形的时间演化，液滴分别在2.88毫秒（韦伯数$=$ 5.7）、2.64毫秒（韦伯数 $=$ 8.2）和2.4毫秒（韦伯数 $=$ 12.9）达到其最大铺展因子 β_m 。铺展因子 β 定义为水平基准面上的投影润湿面积与球-

形液滴在撞击前的初始横截面积（）之比。液滴撞击过程中的最大铺展因子记为 β_m。上述三种情形的动画见补充材料。液滴撞击具有粗-

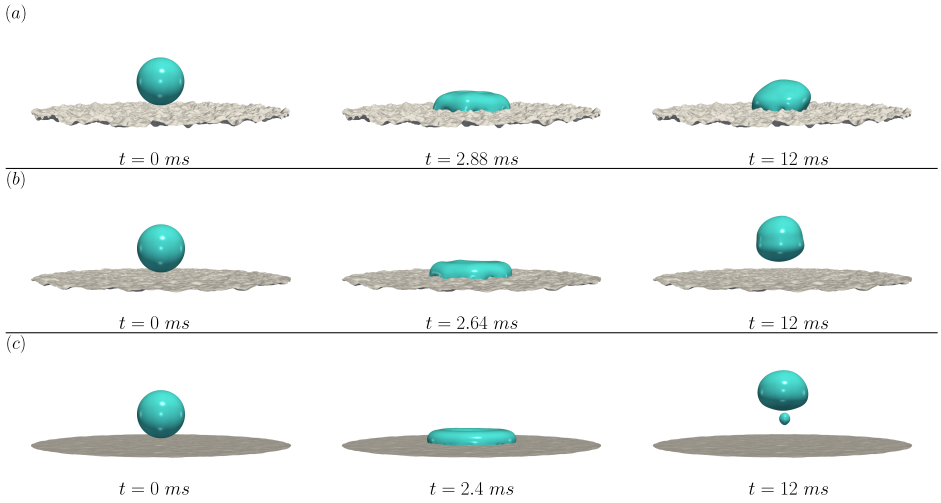


图 2：三种不同的撞击结果：(a) 不反弹（韦伯数=5.7，R_q=50 μm），(b) 完全反弹（韦伯数=8.2, R_q=20 μm），以及 (c) 伴随破碎的弹跳（韦伯数=12.9,R_q=5 μm）。中间一列展示了最大铺展因子 β_m对应时刻的液滴形态。

度值 $R_q = 50\ \mu m$ 在较低韦伯数下，即韦伯数 $= 5.7$时，最终发生液滴沉积，在本研究中我们将该撞击结果记为不反弹 。随着韦伯数增大，液滴在 $R_q = 20\ \mu m$条件下于韦伯数 $= 8.2$时从粗糙表面完全反弹，该反弹记为完全反弹。当液滴在 $R_q = 5\ \mu m$ 条件下于韦伯数 $= 12.9$时从粗糙表面反弹，可观察到一颗卫星液滴（见图2c），该反弹情形称为伴随破碎的弹跳 或回缩破碎。需要说明的是，图2仅展示了三个数值案例，代表三种不同的撞击结果。另有32个韦伯数取值不同的案例

以及不同的 R_q 值，均在上述三种结果中表现出相同的撞击情形。润湿与反弹之间的相变以及更详细的分析将在后续章节中讨论。

3.2. 液滴撞击动力学

本节讨论液滴铺展阶段和回缩阶段的撞击动力学。对于给定的每个韦伯数，我们研究表面粗糙度对液滴铺展因子的影响。如图3所示，本文展示了铺展因子截至12 毫秒的时间演化。在给定的韦伯数 下，七种不同表面粗糙度情况下的铺展因子逐渐增大，并在铺展阶段达到各自的最大铺展因子 β_m 。此外，粗糙度越大，铺展阶段铺展因子的增长速度越慢。在韦伯数=5.7时，当 $t = 12$毫秒时仍可观察到非零铺展因子（见图3a）。因此，液滴在回缩阶段结束后沉积于表面。随着韦伯数 持续增大，更多动能从垂直方向传递至径向，从而产生更大的铺展因子。此外，如图3c所示，部分液滴在回缩阶段的铺展因子逐渐减小至零。这表明液滴完全从表面反弹。

有趣的是，在本研究考察的全部五种韦伯数下，液滴撞击粗糙度为 $R_q \geq 30\ \mu m$ 的粗糙表面时，在 $t = 12$毫秒处的铺展因子均不为零。此外，液滴撞击具有 $R_q \geq 30\ \mu m$ 的粗糙表面时，回缩阶段会出现再铺展现象。正如 Luo 等人（2023）指出的，液滴撞击光滑超疏水表面时发生再铺展的阈值

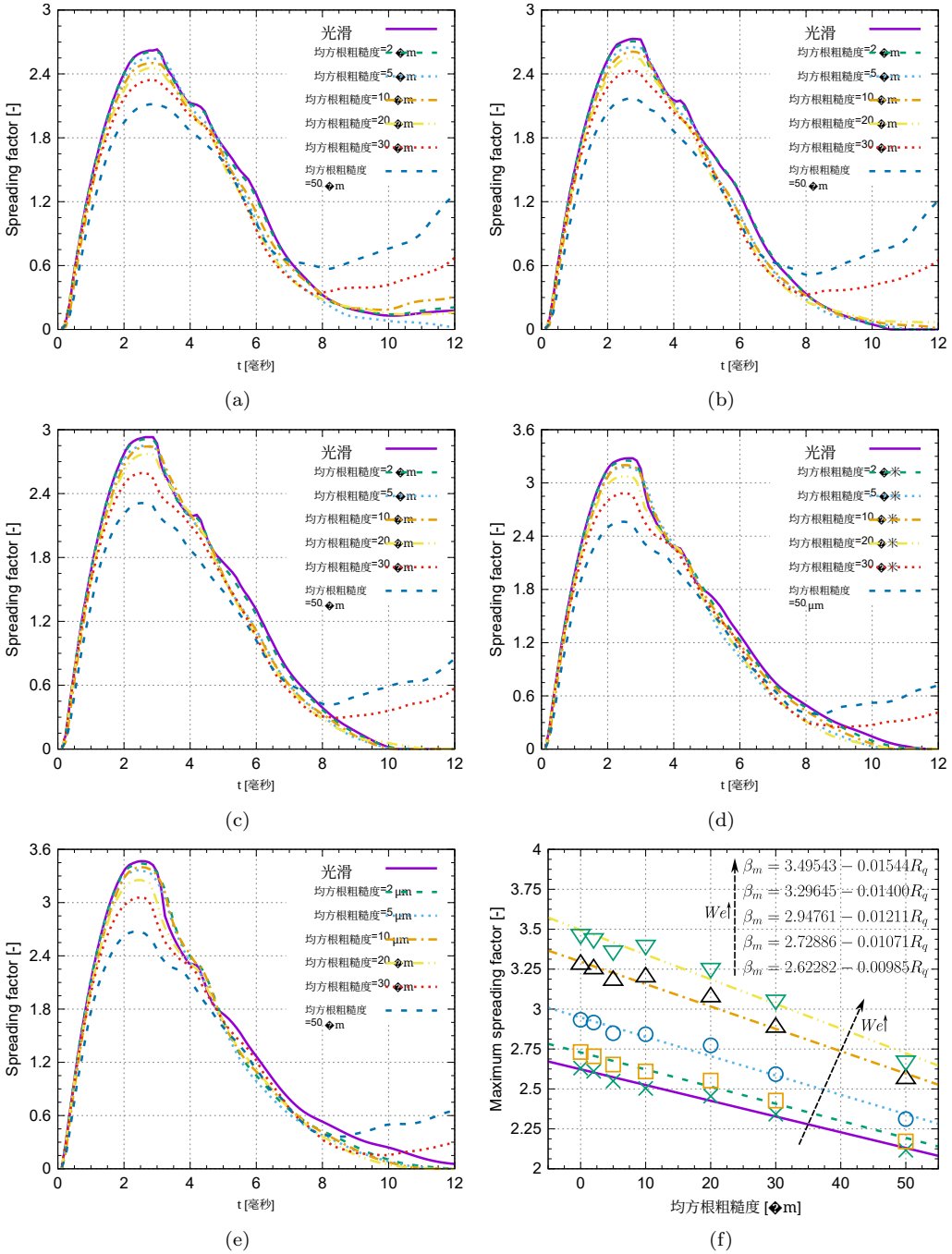


图3：不同韦伯数下的液滴撞击动力学。(a)-(e)：铺展因子随时间的变化。(a) 韦伯数=5.7，(b)韦伯数=6.5，(c) 韦伯数=8.2，(d) 韦伯数=11.2，(e) 韦伯数=12.9，(f) 最大铺展因子随均方根粗糙度的变化。

双疏水表面为 4.9 [35]。当 $R_q \geq 30\ \mu m$ 条件下液滴撞击疏水表面时，随着韦伯数从 5.7 增至 12.9，$t = 12$ 毫秒时的铺展因子逐渐减小。对于给定的韦伯数，随着粗糙度值从 30 增至50 μm，再次铺展阶段的铺展因子会增大。因此，本文指出，触发再铺展的阈值取决于韦伯数和表面粗糙度。

如图3f所示，实线或虚线表示对液滴撞击不同粗糙度值 R_q的表面时，散点符号所表示的最大铺展因子 β_m 进行的线性拟合。请注意，数据拟合采用普通最小二乘法。可以观察到，对于每个给定的韦伯数，β_m 会随着 R_q 的增加而线性减小。线性拟合得出韦伯数=5.7 时的关系式 $\beta_m = 2.62282 - 0.00985R_q$。同样，通过线性拟合也可以得到其他韦伯数下 β_m 与 R_q 之间的线性关系，即韦伯数 = 6.5、8.2、11.2 和 12.9 时的关系。上述线性拟合的决定系数 R^2 均大于 0.99。此外还可以注意到，较高的韦伯数不仅对应更大的截距，而且使 β_m下降得更快。

为探究最大铺展因子 β_m 与韦伯数We之间的相关性，我们针对We=1.0、2.8、22.9、51.4 和 99.4 进行了额外的数值模拟。需要注意的是，本节采用如此宽的韦伯数范围，仅为确定有效的标度律。本文的主要目标是研究低韦伯数下的润湿-反弹转变（$5.7 \leq We \leq 12.9$）。如图4所示，β_m 随We 增大而增大，且We 的变化范围为 1.0 至 99.4。图4显示了由表面粗糙度控制的两个标度区间——

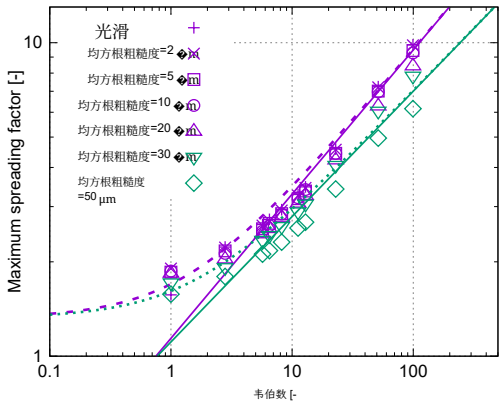


图4：最大铺展因子 β_m 随韦伯数的变化。紫色和绿色实线分别表示 $\beta_m = 1.14$韦伯数$^{0.46}$ 和 $\beta_m = 1.11$韦伯数$^{0.40}$。紫色和绿色虚线分别表示 $\beta_m = 1.14(1.38 +$ 韦伯数$)^{0.46}$ 和 $\beta_m = 1.11(1.55 +$ 韦伯数$)^{0.40}$。

值。对于粗糙度较低的表面（$R_q \leq 20\ \mu m$），β_m 遵循$\beta_m = 1.14We^{0.46}$。对于粗糙度较高的表面（$R_q \geq 30\ \mu m$），则提出了$\beta_m = 1.11We^{0.40}$。然而，上述标度律会低估 β_m，尤其是在We 小于 5.7 时。受 Liu等人提出的半经验标度模型启发，[20], 因此提出了一种修正标度模型，即 $\beta_m \sim (A + We)^{0.46}$，其中 A 为待确定的常数。实际上，当以极小速度沉积液滴时，液滴会逐渐在表面铺展，最终以平衡接触角停留在该表面上。通过对 $\beta_m \sim (A + We)^{0.46}$和 $\beta_m \sim (A + We)^{0.40}$分别应用 $\lim_{We \to 0} \beta_m$=1.322，可以得到 $A = 1.38$和$A = 1.55$。如图4所示，当We 在 1.0 至 99.4 之间变化时，修正标度模型对 β_m 的预测效果更好。指数从 0.46 降至 0.40，表明较高的粗糙度会阻碍液滴的惯性铺展。

上述标度律量化了液滴从光滑表面上由惯性主导的铺展区间向粗糙度抑制区间的转变；在粗糙度抑制区间内，表面耗散机制会显著影响撞击液滴的铺展与变形。此外，β_m 作为韦伯数/奥内佐格数的函数，也表现出与粗糙度值相关的两个不同区间。详细信息见**附录 C**。

液滴在撞击过程中与固体表面保持接触的持续时间由 Richard 等人 [10] 报道。接触时间 τ_c 与$\tau_c \sim \tau = \sqrt{\rho R^3/\sigma}$ 成标度关系，其中 ρ和 R 分别为液滴密度和半径。Richard 等人（2002年）指出，液滴撞击超疏水表面时，τ_c/τ 为 2.6 ± 0.1 。实验 [22]和数值研究 [36]均证明了上述标度律的有效性。除上述在接触角为 $\theta = 100°$的表面上开展的数值模拟外，我们还在接触角为 $\theta = 165°$的超疏水表面（光滑或粗糙）上进行了额外的数值模拟。如图 5 所示，实心三角形表示 τ_c/τ 在超疏水表面上撞击的模拟结果。实心圆表示取自文献 [22]的平坦超疏水表面上的 τ_c/τ 实验结果。绿色虚线表示 τ_c/τ=2.5的比值。该虚线与所有实心符号相交，证实了我们的数值模型在预测超疏水表面上的液滴接触时间方面的准确性。此外，图 5 中所示的空心符号表示接触角为 $\theta = 100°$的疏水表面上的数值模拟结果。值得注意的是，当 $R_q \leq 20\ \mu m$时，液滴接触时间与韦伯数和表面粗糙度均无关。疏水表面上的接触时间长于

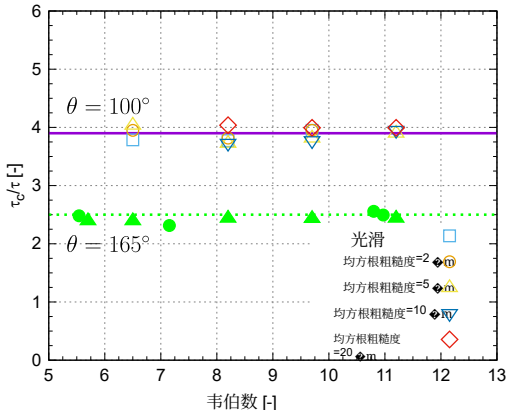
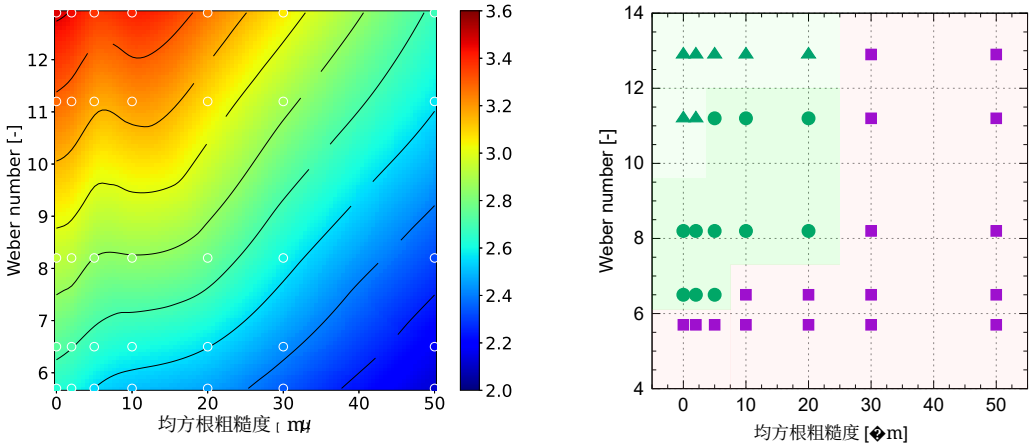


图 5： τ_c/τ 随韦伯数的变化。空心符号：接触角为 $\theta = 100°$ 的模拟；实心三角形：本文接触角为 $\theta = 165°$ 的模拟；实心圆形：接触角为 $\theta = 165°$ [22] 的实验结果。紫色实线和绿色虚线分别表示 τ_c/τ=3.9 和 2.5。

超疏水表面上的接触时间，并且由图 5 推导出 τ_c/τ=3.9。这表明，疏水表面（光滑或略微粗糙）上的液滴接触时间 τ_c 可通过$3.9\sqrt{\rho R^3/\sigma}$进行预测。

3.3. 从润湿到反弹的转变

本节讨论表面粗糙度对液滴反弹动力学以及润湿-反弹转变的影响。不同韦伯数下，具有不同粗糙度值 R_q 的表面上的最大铺展因子 β_m 如图 6a所示。最大的 β_m约为3.47，见于液滴在韦伯数 $= 12.9$下撞击光滑表面时。液滴撞击带有 $R_q = 50\ \mu m$的最粗糙表面时，在韦伯数 $= 5.7$下产生最小铺展（约为2.12）。主要趋势表明，在给定的韦伯数下， β_m随 R_q 增大而减小。随着粗糙度值增大，这一下降变得更加陡峭。例如，在韦伯数 $= 5.7$时， β_m的值



(a) (b)

图6：不同韦伯数下液滴撞击粗糙度各异的粗糙表面：(a) 最大铺展直径 β_m 的等值线图，(b) 润湿-反弹转变相图（紫色方块：不反弹，绿色圆形：完全反弹，绿色三角形：伴随破碎的弹跳）。

当 R_q=0时从约2.63下降至当 R_q=50 μm时的约2.12。与此同时， β_m 随韦伯数单调增加。对于任意固定的 R_q，更高的韦伯数始终产生更大的 β_m。这一效应在低粗糙度值下最为明显，其中 β_m 从韦伯数 =5.7时的约2.63增加到韦伯数 =12.9时的约3.47。需要注意的是，极端表面粗糙度成为主导因素，压过了韦伯数的影响。这在高粗糙度、中低韦伯数 区域形成了一个独特区域，其特征是等值线图上的最低值。相反，低R_q 与高韦伯数 相结合的区域呈现出最高值，构成等值线图上的相反极端。图6a说明了表面粗糙度与韦伯数对液滴铺展动力学的共同影响。它突出了两种截然不同的状态，即光滑表面上高惯性撞击的高β_m 状态，以及粗糙表面上的低β_m 状态。

图6b展示了本研究中模拟的35种情形下，从润湿到反弹的转变相图。图6b中的紫色方块、绿色圆形和绿色三角形分别代表不反弹、完全反弹和伴随破碎的弹跳（见图2）。不反弹区域在相图中占据最大范围。其特征是在较宽的粗糙度范围内，韦伯数相对较低（$We \leq 8.2$），即 $0 \leq R_q \leq 50$。值得注意的是，当韦伯数最小、为5.7时，即使在完全光滑表面（$R_q = 0$）上也会出现不反弹，这表明在如此低的We下，惯性不足以促使液滴反弹。此外，在恒定的中等韦伯数下（例如$We = 6.5$或8.2），当 R_q 超过临界阈值时，会观察到从不反弹到完全反弹的转变；对于$We = 8.2$，该阈值约为25。这说明增大表面粗糙度在耗散动能、抑制液滴形状恢复方面起主导作用。完全反弹区域局限于中等韦伯数（$6.5 \leq We \leq 11.2$）和低至中等表面粗糙度（$R_q \leq$20）的范围内。在该区域，液滴惯性足以克服黏附和黏性耗散，但又不会过高到引发界面破碎。破碎起始界定了该区域的上边界，而粗糙度增大则会压缩其下边界。伴随破碎的弹跳区域出现在高韦伯数（$We \geq 11.2$）且粗糙度较低（$R_q \leq 20$）的表面上。在给定的高We下（例如We=11.2），增大表面粗糙度似乎会使液滴更加稳定，从而导致从伴随破碎的弹跳转变为完全反弹。这意味着伴随破碎的弹跳需要同时满足两个条件。首先，韦伯数需较高但不过高，以引发快速且由惯性主导的回缩。

其次，表面应光滑或粗糙度有限，以尽量减少能量耗散，并促使回弹液滴脱离。

3.4. 微观见解

3.4.1. 接触线动力学

˜图 7a 显示了液滴达到最大铺展因子时的无量纲接触线长度 L 。无量纲接触线˜长度定义为 $L = L_c/D_0$ ，其中 L_c 和 D_0 分别表示三相接触线长度和液滴直径。在每个固定的 R_q下，图 7a

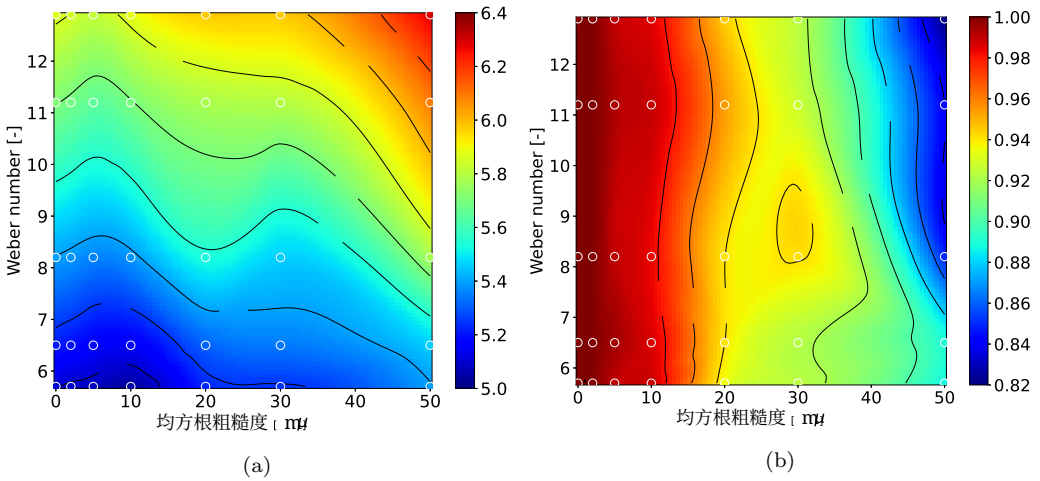


图 7：不同韦伯数下，液滴撞击粗糙度各异的粗糙表面时的等值线图： (a) 液滴达到最大铺展因子时的无量纲三相接触线长度 L；(b) 液滴达到最大铺展因子时三相接触线的圆度 δ。

有证据表明，增加韦伯数 会导致归一化接触线长度˜ ˜L增大。显然，当 R_q =˜20 μm时， L从5.22（We=5.7）增加到5.97（We=12.9）。对于每个给定的韦伯数，随着表面粗糙度 R_q， L 逐渐增加

˜增加。例如，在韦伯数=5.7时， L 从约5.1（$R_q = 0$）上升至约˜ 5.39（$R_q = 50$）。需要注意的是，对于给定的韦伯数，随着 R_q 增加， L 呈现出轻微下降趋势，这在较低的 R_q 区域（$R_q \leq 10\ \mu m$）尤为明显。如图3所示，随着 R_q 从0增加到 $10\ \mu m$，最大铺展因子 β_m 略有降低。从上方观察时，光滑表面上的三相接触线呈现为完美的二维圆形。当粗糙表面的 $R_q \leq 10\ \mu m$时，这些表面近似光滑，因此其上的三相接触线几乎是二维曲线。沿表面法线方向的˜ L 变化可以忽略。因此，其对接触线总长度的贡献也可以忽略。与粗糙度值较小的表面（$R_q \leq 10\ \mu m$）相比，具有 $R_q > 10\ \mu m$ 的粗糙表面上的三相接触线形成三维˜曲线，因此，沿粗糙度高度方向的 L 显著变化不可忽略。表面粗糙度增加会增强粗糙度高度方向上 L的贡

˜ ˜献，从而导致粗糙表面上的 L值更大。

为量化粗糙表面上三维三相接触线的演变，我们定义无量纲圆度如下：$\delta = 4\pi A_t / L_c^2$ 其中， A_t 为液滴与表面之间的总接触面积。图 7b 显示了液滴达到最大铺展因子时，不同韦伯数下的 δ 和 R_q 。显然，在所有五种韦伯数下，光滑表面（R_q=0）上的 δ 均约为 1（> 0.999），表明接触线几乎呈完美圆形。对于给定的韦伯数，随着表面粗糙度增加，接触线圆度显著降低。例如， δ 从 0.999（$R_q = 0$）降至 0.935（$R_q = 20$），并进一步降至

0.888（$R_q = 50$），此时韦伯数 $= 5.7$。最粗糙表面（$R_q = 50$）上的δ 介于 0.822 和 0.888 之间，表明接触线形状高度不规则；这一点可从其与完美圆形接触线的圆度显著偏离看出。值得注意的是，当 $5.7 \leq$ 韦伯数 ≤ 12.9时，光滑表面上三相接触线的圆度与韦伯数无关；然而，在粗糙表面上，δ 同时取决于表面粗糙度和韦伯数，尤其是在 $R_q \geq 20$时。此外，对不同韦伯数进行比较分析发现，对于给定的 R_q，增大韦伯数会使圆度略有进一步降低。不过，粗糙度增加导致的圆度下降幅度远大于韦伯数增加所导致的幅度。这表明，在决定最终圆度方面，表面形貌比韦伯数发挥着更重要的作用。

3.4.2. 润湿动力学

液滴撞击过程中，部分气泡会被夹带在液滴内部，我们将被气泡覆盖的表面面积记为 A_b。因此，表面上液滴的总接触面积 A_t 通过 $A_t = A_w + A_b$ 计算，其中 A_w 为液滴润湿面积。图8展示了当 We=5.7 时，A_w/A_t 的时间演化。 $A_w/A_t = 1$ 的值表示完全润湿，而 $A_w/A_t < 1$ 则表示部分润湿，此时部分表面被气泡占据。随着表面粗糙度 R_q 从 0 增至 20，再增至 50，在 $t = 2$ 毫秒时，比值 A_w/A_t 逐渐从约 0.993 降至 0.982，最终降至 0.961。这表明表面形貌会促进空气夹带，进而使系统在接触后立即偏离 Wenzel态。 A_w/A_t 急剧下降

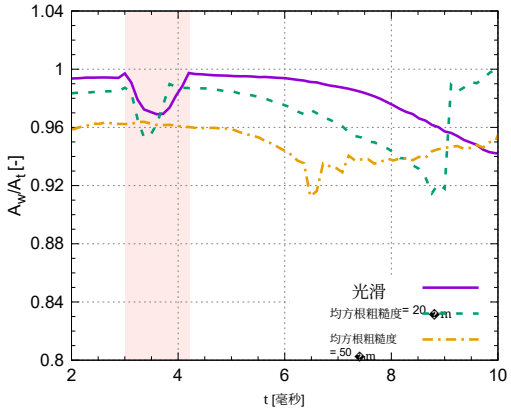


图8： A_w/A_t 在韦伯数=5.7下的时间演化。粉色阴影带表示液滴达到其最大铺展因子的区域。

这种现象出现在铺展阶段，同时 A_b逐渐增加。类似地，液滴撞击表面粗糙度为 $R_q = 20$ 的表面时，也会出现下降。与上述两种情况不同，当 $R_q = 50$时， A_w/A_t在回缩阶段会下降。总体而言，表面粗糙度会在铺展和后退阶段加剧空气夹带，从而对润湿动力学产生关键影响。

3.4.3. 内部流动动力学

图9展示了从上方观察时，在韦伯数=5.7条件下，液滴在铺展阶段和回缩阶段的内部速度矢量与液滴变形。自上而下三行分别展示了液滴撞击粗糙度为 $R_q = 0$、20和 $50\ \mu m$的表面时的液滴变形和速度矢量。每一列对应一个不同阶段（从左至右）：铺展阶段的速度矢量和液滴形态、最大铺展因子时的状态，以及回缩阶段的状态。除图7b中呈现的圆度信息外，

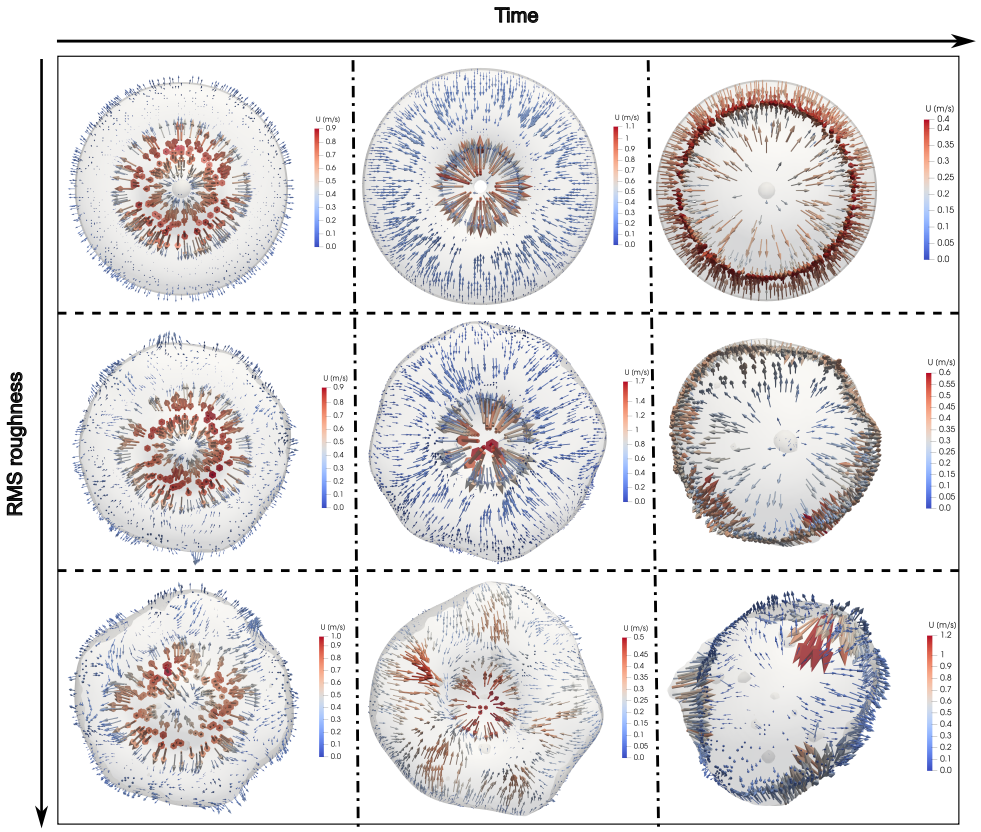


图9：We=5.7 时撞击液滴内部的内部流动动力学和速度矢量（俯视图）。上排：光滑表面；中排：R_q=20 μm；下排：R_q=50 μm；左列：铺展阶段；中列：最大铺展因子时；右列：回缩阶段。

从图9中还可以清楚地观察到表面粗糙度对液滴变形的影响。随着表面粗糙度 R_q从0增至20并进一步增至 50 μm，液滴在三个不同阶段的形态变得愈发不规则，几何对称性也逐渐丧失。此外，液滴内部的速度矢量也呈现出受粗糙度影响的特征。在光滑表面上，内部流动以及三相接触线周围的速度矢量均表现出很强的对称性，且

因此，液滴在撞击过程中能够保持其圆度。如右上角子图所示，三相接触线以恒定速度向内回缩，同时液滴中心保持静止。与光滑表面相比，液滴撞击粗糙表面时，三相接触线附近的速度场在大小和方向上都呈现无序的不对称性，且表面粗糙度越大，这种不对称性越明显。如前所述，表面形貌会影响三相接触线的形状。此外，表面粗糙度的增加会显著加剧粗糙度高度方向上的变化。图9不仅表明随机表面形貌会影响三相接触线周围的流动动力学，也进一步证明其会显著改变内部流动。具体而言，中间列显示，随着 R_q 从20增至 $50\ \mu m$，表面粗糙度的增加会增强内部流动。

4. 结论

本研究采用流体体积法模拟，探究表面粗糙度如何影响平衡接触角为 100°的疏水表面上的液滴撞击动力学。通过改变均方根粗糙度 R_q 和韦伯数韦伯数，我们考察了35个数值案例。这35个案例的撞击结果分为三类：不反弹、完全反弹和伴随破碎的弹跳。主要结论和贡献总结如下：

(1) 与光滑表面相比，液滴在粗糙表面上的铺展速度更慢，这一点可由铺展因子的时间演化看出。在粗糙表面上的液滴撞击过程中，回缩阶段会出现再铺展，且

$R_q \geq 30\ \mu m$ 在韦伯数为 5.7 至 12.9 的各给定条件下。最大铺展因子 β_m 随着 R_q从 0 增至 $50\ \mu m$，近似呈线性下降。 $\beta_m = 1.14(1.38 + \text{韦伯数})^{0.46}$ 和 $\beta_m = 1.11(1.55 + \text{韦伯数})^{0.40}$ 分别针对轻微粗糙表面（$R_q \leq 20\ \mu m$）和粗糙表面（$R_q \geq 30\ \mu m$）提出。

(2) 值得注意的是，研究已证明，疏水表面上的液滴接触时间 τ_c 与韦伯数和均方根粗糙度均无关，且本文提出了$\tau_c = 3.9\sqrt{\rho R^3/\sigma}$ 。

———

(3) 增大韦伯数并减小 R_q会触发润湿-反弹转变。与撞击光滑表面相比，液滴撞击粗糙表面（$R_q > 10\ \mu m$）会形成更长的三相接触线。在光滑表面上，液滴能够保持其球形三相接触线；而在粗糙表面上，三相接触线则变得更加不规则，这一点可由圆度降低看出。

(4) 此外，随着 R_q 增大，液滴内部会夹带更多气泡，进而显著影响液滴润湿动力学。对液滴撞击过程中内部流动和速度矢量的可视化显示，撞击粗糙表面时，三相接触线周围的速度场呈现出无序的不对称性。随机的表面形貌会显著改变内部流动动力学并诱发不稳定性，尤其是在撞击粗糙度更大的表面时 R_q。

润湿-反弹转变表明，表面形貌是影响液滴撞击结果的另一个主导因素；通过调整表面形貌，可以简单而高效地调控液滴撞击模式。最大铺展因子与均方根粗糙度呈线性关系，这一标度关系——

可作为简单的预测工具，用于描述液滴在理想光滑表面和实际粗糙基底上的铺展动力学。接触时间不随撞击条件变化，这为调控液滴-表面相互作用提供了稳健的设计原则，尤其适用于开发疏水和防冰表面、优化喷涂以及调控农业喷洒。此外，通过阐明表面形貌、内部流动动力学与宏观撞击行为之间的机制联系，本研究构建了一个基础框架，可用于优化设计具有定制润湿和回弹特性的表面，并适用于广泛的胶体与界面应用。

在未来的工作中，液滴撞击超疏水表面将受到特别关注。将特别关注运动表面上的液滴动力学，无论是平移运动还是旋转运动。

致谢

本研究得到国家自然科学基金重大项目（批准号：22293024）和中国科学院战略性先导科技专项（批准号：XDA0390501）的资助。本工作利用CAS-IPE怀柔介科学交叉研究中心的设施完成。感谢四川大学的Chunxiao Zhu和中国科学院大学的Mian Zeng在使用ParaView进行数据后处理方面提供的热心帮助。

附录 A：数值设置

数值设置如图 10 所示，直径为$D_0 = 1.6$ mm的液滴被初始化于粗糙表面上方。一个圆柱形计算

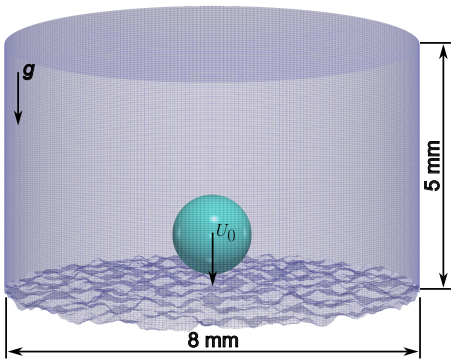


图 10：数值设置示意图。

数值模拟中采用底部带有粗糙表面的计算域，其直径和高度分别为 8 mm 和 5 mm。需要注意的是，模拟液滴撞击光滑表面时，计算域的粗糙度为零。液滴最低点与粗糙基底基准平面之间的初始间距为 0.1 mm。液滴以初始速度 U_0朝向底部粗糙/光滑壁面运动。$\boldsymbol{g}$=9.81 [m/s^2] 为垂直方向上的重力加速度。网格尺寸 Δx 等于$D_0/50$，且文献 [37]已证明这种网格配置的有效性。两相的基本参数列于表 1。底部粗糙/光滑表面采用平衡接触角为 100° 的接触角边界条件。除

表 1：液滴撞击模拟中使用的参数。

相	密度 $[\mathrm{kg/m^3}]$	动力黏度 $[\mathrm{Pa \cdot s}]$	表面张力 $[\mathrm{N/m}]$
液体	1000	1×10^{-3}	0.07
Gas	1	1.48×10^{-5}	-

底壁外，其他边界均采用压力出口边界条件；底壁则采用无滑移边界条件。总模拟时间为 12 ms，可确保撞击液滴经历铺展、回缩和回弹阶段。

附录B：模型验证

在本节中，我们将本文的数值结果与文献 [38, 37] 中采用的实验数据和数值数据进行比较。直径为 2.75 mm 的液滴以 1.18 m/s 的初始速度向光滑表面运动。与图 10 所示的数值设置类似，本节的数值验证采用半径为 5.5 mm、高度为 11 mm 的圆柱形计算域。液滴中心与底部表面之间的初始距离为 1.375 mm。在底部表面上指定平衡接触角 $\theta_e = 99.76^\circ$ 。此外，底部表面采用无滑移边界条件，其他表面采用压力出口边界条件。这里，我们将无量纲铺展因子定义为撞击前润湿直径与初始液滴直径之比。如图 11 所示，紫色圆圈表示 [38]，的实验结果，虚线表示文献 [37] 中给出的数值结果。实线表示本文对液滴撞击过程中铺展因子的数值预测结果。液滴与底部表面接触后开始铺展，并达到其最大铺展因子，随后进入回缩阶段。

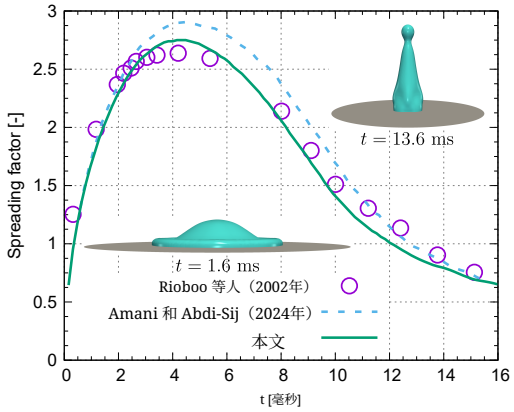


图11：铺展因子随时间的演化。两个插图分别展示了液滴在铺展阶段（ $t = 1.6$ 毫秒）和回缩阶段（ $t = 13.6$ 毫秒）的变形过程。

在 $t \approx 4.2$ ms 时达到最大铺展因子，随后进入回缩阶段。图11中的两个插图分别展示了铺展阶段和回缩阶段的快照。图11表明，本文的数值结果与实验数据吻合良好。值得注意的是，与文献 [37], 中提出的模型相比，本文的数值模型对铺展因子的预测效果更好；后者高估了最大铺展因子。

为验证 W-M 函数生成随机粗糙表面的性能，生成了三个具有 $R_q = 50\ \mu m$ 的随机表面。在上述三个表面上进行了韦伯数=5.7 条件下的液滴撞击。图 12 展示了铺展因子的时间演化，三个表面在铺展阶段和回缩阶段早期的差异可以忽略不计。在回缩后期和再铺展阶段则观察到轻微差异。在铺展和

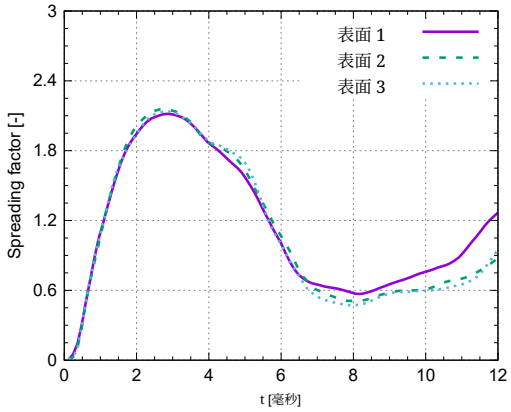


图 12：三种随机表面的铺展因子随时间的演化。

回缩早期阶段，液膜厚度远大于特征粗糙度高度，因此流动主要受惯性和毛细力支配，而非表面形貌。相比之下，在回缩后期和再铺展阶段，液膜会显著变薄，甚至与粗糙度高度相当或更薄。因此，液滴动力学对局部接触线动力学尤为敏感，而后者受随机分形表面形貌支配。

附录 C：最大铺展因子 β_m 与 We/Oh的函数关系

与图4所示的标度律类似，我们也发现，在 β_m 与We/Oh的相关性中，存在由表面粗糙度值决定的两个区域。对于粗糙度较低的表面（$R_q \leq 20\ \mu m$），β_m 遵循 $\beta_m = 0.08(509.4 + We/Oh)^{0.45}$。对于粗糙度较高的表面（$R_q \geq 30\ \mu m$），则发现 $\beta_m = 0.11(500.6 + We/Oh)^{0.40}$。如图13 所示，半经验标度模型 $\beta_m \sim (509.4 + We/Oh)^{0.45}$ 表现更佳

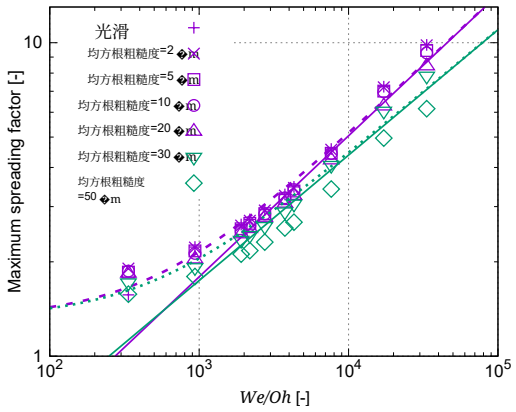


图 13：最大铺展因子 β_m 随We/Oh的变化。紫色和绿色实线分别表示 $\beta_m = 0.08(We/Oh)^{0.45}$ 和 $\beta_m = 0.11(We/Oh)^{0.40}$。紫色和绿色虚线分别表示 $\beta_m = 0.08(509.4 + We/Oh)^{0.45}$ 和 $\beta_m = 0.11(500.6 + We/Oh)^{0.40}$。

在预测 β_m 方面优于 $\beta_m \sim (We/Oh)^{0.45}$。

参考文献

[1] B. Derby，陶瓷喷墨打印：从液滴到固体，欧洲陶瓷学会期刊 31 (14) (2011) 2543–2550。[2] M. Jiang, Y. Wang, F. Liu, H. Du, Y. Li, H. Zhang, S. To, S. Wang, C. Pan, J. Yu, 等，在高于1,000 °C时抑制莱顿弗罗斯特效应以实现持续热冷却，《自然》 601 (7894) (2022) 568–572。[3]G. Wu, S. Chen，通过三维格子玻尔兹曼方法-浸入边界法途径模拟喷涂工艺，《化学工程科学》 263 (2022) 118091。[4] J. Jiang, B. Bao, M. Li, J. Sun, C. Zhang, Y. Li, F. Li, X. Yao, Y. Song，通过喷墨打印制备透明多层电路，《先进材料》 28 (7) (2016) 1420–1426。

[5] J. J. W. C. F. Higgs III, Couple与 CFD -DEM simulation of interf瓦格纳粘结剂喷射3D打印过程中颗粒间的流体相互作用，《计算机方法在应用力学与工程中的应用》421 (2024) 116747.[6] C. Josserand, S. T. Thoroddsen，液滴撞击固体表面，《流体力学年度评论》48 (1) (2016) 365–391.[7] C. T. Gabbard, E. A. Ag¨uero, R. Cimpeanu, K. Kuehr, E. Silver, J.-W. Barotta, C. A. Galeano-Rios, D. M. Harris，低韦伯数下的液滴回弹，《流体力学杂志》1019 (2025) A25.[8] R. Lathia, P. Iyer, C. D. Modak, B. S. Reddy, P. Sen，用于增强液滴沉积的疏水颗粒涂层，《胶体与界面科学杂志》703 (2025) 139144.[9] Y. Bao, Z. Wang, Z. Shi, Y. Gan，修正韦伯数以表征液滴撞击粗糙表面时的回弹–润湿转变，《先进材料界面》10 (10) (2023) 2201873.[10] D. Richard, C. Clanet, D. Qu´er´e，回弹液滴的接触时间，《自然》417 (6891) (2002年) 811–811.[11] J. C. Bird, R. Dhiman, H. M. Kwon, K. K. Varanasi，缩短回弹液滴的接触时间，《自然》503 (7476) (2013) 385–388.[12] I. V. Roisman, A. Lembach, C. Tropea，靶面粗糙度和孔隙率诱发的液滴飞溅：尺寸并不起作用，《胶体与界面科学进展》222 (2015) 615–621.[13] M. A. Quetzeri-Santiago, A. A. Castrej´on-Pita, J. R. Castrej´on-Pita，表面粗糙度对撞击液滴的接触线和飞溅动力学的影响，《科学报告》9 (1) (2019) 15030.[14] D. Liu, H. Yin, Z. Wu, X. Luo，液滴撞击旋转表面：离心力和润湿性对铺展动力学的影响，Physical Review Fluids 9 (8) (2024) 083605.[15] H. Gao, L. Shi, Y. Xie, Y. Liu, S. Zhang, Z. Sha，随机粗糙表面的偏度和峰度对液滴回弹影响模式的数值分析，《朗缪尔》41 (36) (2025) 24545–24556。

[16] I. S. Bayer, C. M. Megaridis，撞击具有不同润湿特性的平坦表面的液滴的接触角动力学，《流体力学杂志》558 (2006) 415–449.[17] C. Clanet, C. B´eguin, D. Richard, D. Qu´er´e，撞击液滴的最大变形，《流体力学杂志》517 (2004) 199–208.[18] J. Eggers, M. A. Fontelos, C. Josserand, S. Zaleski，液滴撞击固体壁面后的动力学：理论与模拟，Physics of Fluids 22 (6) (2010) 062101.[19] N. Laan, K. G. De Bruin, D. Bartolo, C. Josserand, D. Bonn，撞击液滴的最大直径，《物理评论：应用》2 (4) (2014) 044018.[20] L. Liu, G. Cai, W. Wang, B. He, P. A. Tsai，黏性液滴撞击平坦固体表面的最大铺展，《流体力学杂志》1018 (2025) A42.[21] M. J. Kreder, J. Alvarenga, P. Kim, J. Aizenberg，防冰表面的设计：光滑、纹理化还是滑溜？《自然综述：材料》1 (1) (2016) 15003.[22] A. Gauthier, S. Symon, C. Clanet, D. Qu´er´e，水撞击超疏水宏观纹理，《自然·通讯》6 (1) (2015) 8001.[23] Y. Liu, L. Moevius, X. Xu, T. Qian, J. M. Yeomans, Z. Wang，超疏水表面上的煎饼式弹跳，《自然·物理》10 (7) (2014) 515–519.[24] Y. Yang, S. Tian, J. Zhao, X. Zhang, Y. Wen, J. Tang，亚毫米液滴撞击粗糙表面的动力学，《化学工程科学》(2025) 121979.[25] J. Xiao, F. Pan, H. Xia, S. Zou, H. Zhang, O. A. George, F. Zhou, Y. Huang，随机粗糙表面上单液滴沉积的计算研究：表面形貌对液滴撞击动力学的影响，《工业与工程化学研究》57 (22) (2018) 7664–7675。

[26] T. de Goede, K. de Bruin, N. Shahidzadeh, D. Bonn，粗糙表面上的液滴飞溅，Physical Review Fluids 6 (4) (2021) 043604。[27] L. Wang, W. Du, J. Song, J. Feng, X. Peng，液滴撞击随机粗糙表面动态特性的数值研究，Physics of Fluids 36 (6) (2024) 063344。[28] B. Tong, Y. Chang, Z. Wang, N. Zheng, G. Zhang, X. Hu, Y. Zhang, H. Xia, D. Tu，超疏水表面粗糙度调控液滴飞溅的临界韦伯数机制，Applied Physics Letters 127 (11) (2025) 111601。[29] H. Xia, W. Ge，基于改进几何体积流体框架的表面张力主导两相流建模与模拟，Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects 711 (2025) 136277。[30] Z. Jibben, N. N. Carlson, M. M. Francois，利用抛物面拟合技术计算三维非结构网格上分段线性界面重构的曲率，Computers & Mathematics with Applications 78 (2) (2019) 643–653。[31] J. E. Seebergh, J. C. Berg，低毛细数范围内的动态润湿，《化学工程科学》47 (17-18) (1992) 4455–4464。[32] S. Zhang, L.-Z. Zhang，随机分布粗糙结构的加热超疏水表面上撞击液滴的动态行为与传热特性：数值模拟与理论分析，Physics of Fluids 36 (1) (2024) 017126。[33] M. F. Barnsley，处处皆分形，Academic Press，2014。[34] C. D. Majhor, J. P. Bos，用于自主越野地面车辆评估的多重分形地形生成，Journal of Autonomous Vehicles and Systems 5 (2) (2025) 021003。[35] J. Luo, F. Chu, J. Zhang, D. Wen，低韦伯数下液滴撞击超疏水表面的再铺展行为，Applied Physics Letters 123 (6) (2023) 061604。

[36] A. M. Moqaddam, S. S. Chikatamarla, I. V. Karlin，液滴在宏观纹理超疏水表面上的反弹，《流体力学杂志》824 (2017年) 866–885。[37] E. Amani, S. Abdi-Sij，低至高韦伯数下液滴撞击干燥静止壁面和运动壁面的直接数值模拟，《国际多相流》181 (2024年) 105014。[38] R. Rioboo, M. Marengo, C. Tropea，液滴撞击固体干燥表面的时间演变，《流体实验》33 (1) (2002年) 112–124。