待《流体力学杂志》考虑发表。

此处将显示与文章类型相符的横幅（排版后的文章中）

arXiv:2611.31991v1 [physics.flu-dyn] 24 Nov 2026

结构化表面粗糙度延迟空化初生

Sanjay Vasanth Kethanur Balasubramaniam[1], Naga Nitish Chamala[1] 和 Olivier Coutier-Delgosha[1]

[1]Kevin T. Crofton航空航天与海洋工程系，弗吉尼亚理工学院，美国布莱克斯堡**通讯作者：** Sanjay Vasanth Kethanur Balasubramaniam，kbsanjayvasanth@vt.edu，Olivier Coutier-Delgosha，ocoutier@vt.edu

（收到日期：xx；修订日期：xx；接受日期：xx）

在文丘里管的扩散段对结构化粗糙表面上的空化初生进行了实验研究。扩压壁上设有激光蚀刻的棋盘格方形凹腔，其粗糙度纵横比为 $0.03 \le k/d \le 0.72$，并在雷诺数为 95160 的条件下进行测试。测量了初生空化数，同时获取近壁流动的高速阴影图；根据这些图像追踪了向上游迁移的空化核，并通过光流获得了汽相遮罩速度场。以蚀刻体积为深度凹入的光滑壁面作为对照。粗糙度会延迟空化初生，在中等 k/d 下尤为明显：初生空化数由光滑壁面上的 4.07 降至 3.33–3.46，而凹入壁面则没有出现延迟。所有表面上的空化核供应相近，因此延迟并非源于空化核不足。相反，粗糙度改变了近壁流动。对于 $0.08 \le k/d \le 0.444$，抬升剪切层下方沿壁面形成平均逆流层，且初生时的蒸气出现在距离喉部更远、远离壁面的位置。在 $k/d = 0.72$ 下，流动仅间歇性反转，延迟程度较小。除 $k/d = 0.08$ 外，在所有表面上，初生时的局部空化数都与近壁脉动能呈线性变化，这与压力波动激活空化核的情况一致，其压力波动约为均方根脉动的 6–8 倍。因此，粗糙度延迟空化初生并不是通过限制空化核，而是通过削弱传递至空化核的近壁脉动。

1. 引言

空化初生是指蒸气首次出现在初始液体流动中，这需要两个要素：一个核，通常是微观气泡或滞留在表面上的气穴；以及足够低且持续时间足够长、能使其迅速膨胀的低压事件（Franc和Michel，2004年）。空化初生往往决定泵的运行极限，涡轮机、螺旋桨和水力结构，其中空化会导致噪声、振动、表面侵蚀和效率损失（Arndt 1981）。在湍流中，初生时的平均压力通常仍高于蒸气压，而空化的增长则由瞬态低压事件触发，这些事件最常发生在拉伸涡的涡核中（Katz & O’Hern

1986；Belahadji 等1995；Ram 等2020；Agarwal 等2023）。因此，初生既取决于空化核，也取决于流动。水质对初生的影响早已得到认可（Arndt 与 Keller，1992年），而使用受控空化核群体进行的实验表明，初生在很大程度上取决于可用的空化核（Brandner等2022；Russell 等2023），其中初生事件的发生率与空化核的供应速率成正比（Allan 等2023、2025）。Allan 等（2025）将初生描述为两个不太可能同时发生的事件的汇合：足够强的低压事件（在其流动中，即低于蒸气压的涡核）与位于同一地点且同一时间的足够微弱的空化核。

在壁面附近，空化核的供给与归宿与边界层密切相关。在发展附着空化的流动中，例如曲壁和水翼表面上的流动，Ram 等（2020年）表明，初生由一个反馈回路维持：塌陷空穴留下的残余微气泡沿上游方向迁移，穿过低动量近壁区域，通过气体扩散长大，并诱发新的空化事件。Li等（2026年）在文丘里管中按需生成单个空化核，发现当气泡进入边界层内压力低于蒸气压的区域时，便会形成附着空化。在这两种情况下，空化核相对于近壁流动的位置决定了它们是否以及在哪里发生空化。

水力机械的壁面很少是水力光滑的（Arndt 1981年）。壁面粗糙度会显著改变这种近壁流动（Jim´enez 2004年；Kadivar 等2021年），而其对空化的影响并不简单。在规则三角形沟槽上方的附着湍流边界层中，Arndt & Ippen (1968)发现，粗糙度会使空化更早出现：初生指数与壁面摩擦系数 $\sigma_i \approx 16\,C_f$成比例，因为粗糙度增大了壁面剪切力，并随之增强了压力脉动。粗糙度也可能延迟初生。当粗糙度应用于水翼的尖端区域时，它会削弱涡旋，从而延迟尖涡空化（Asnaghi 等2019年；Svennberg 等2020年）；对于尖端泄漏流，也有研究预测了类似的延迟现象（Feng等2026年）。对于发展阶段空化，据报道，粗糙度和表面织构化会改变文丘里管中片状空穴的动力学（Coutier-Delgosha 等2005年；Danlos等2014年），并抑制圆柱体周围的空化（Nichik等2024年）。粗糙度还可能直接作用于空化核：滞留在表面缝隙中的气体可充当空化核，其稳定性取决于缝隙几何形状和润湿性（Atchley 与 Prosperetti，1989年；Borkent 等2009年）。因此，粗糙壁面可能同时改变初生的两个要素，即壁面附近的低压事件和可供其作用的空化核。由于尚未在粗糙壁面上同时测量近壁流动与单个空化核的行为，这些影响如何结合、其中哪一种占主导地位，仍然未知。

本文针对文丘里管扩散段中强减速近壁流动里的这一问题展开研究。其扩压壁带有激光蚀刻表面，表面上分布着规则的周期性空腔阵列，粗糙度高宽比为 $0.03 \le k/d \le 0.72$。我们将其称为结构化粗糙表面，以区别于随机的砂粒型粗糙度。在这些表面上，空化初生所需的空化数低于光滑壁面上的数值，尤其是在中等粗糙度下。为探究结构化粗糙度为何会延迟空化初生，我们结合了固定流量下的初生测量、凹陷壁面对照研究、对向上游迁移的空化核进行跟踪，以及通过光流获得的蒸气遮蔽时间分辨速度场（Teed 与 Deng（2020））。跟踪结果和速度场分别对应上述确定的空化初生的两个要素。跟踪用于检验粗糙度是否改变了空化核的供应，而速度场用于检验粗糙度是否改变了产生抵达这些空化核的低压事件的近壁流动。随后，我们遵循 Arndt & Ippen（1968），将空化初生时的局部空化数与近壁

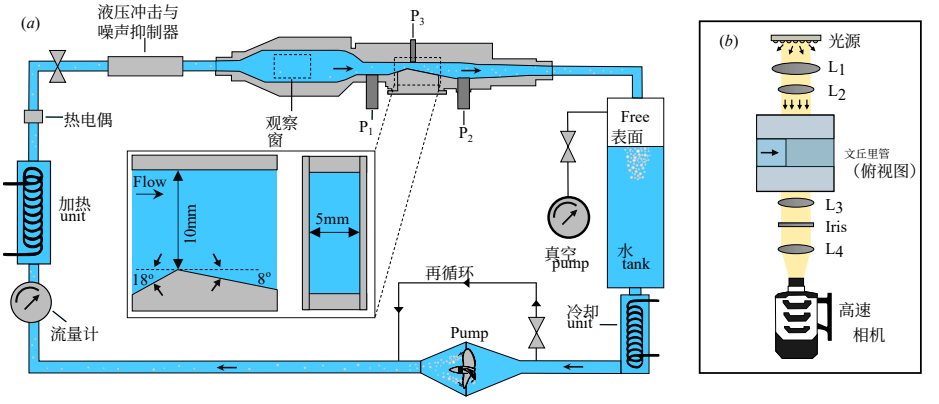


图1. 实验装置。（a）空化回路和测试段示意图。通过储水箱上的真空泵降低回路压力，并在 P_1 和 P_2 处测量静压（本研究未使用压力接口P_3）。插图：文丘里管的侧视图，包括 18° 收缩段、 8° 扩散段、10 mm喉部及其宽度为5 mm的横截面。（b）侧视成像的光学布置（俯视图）。LED光源发出的光经过聚光透镜 L_1 和消色差透镜 L_2，沿展向穿过文丘里管，并由消色差透镜 L_3 和 L_4成像到高速摄像机上，两者之间设有光阑。

脉动能联系起来，以检验单一的基于涨落的判据是否能够解释所有表面的初生条件。

2. 实验装置

2.1. 设施与测试段

实验在配备文丘里测试段的闭式循环空化微通道中进行（图1a），该装置是在 Coutier-Delgosha 等 （2009）设计基础上的改进版本。测试段用于安装文丘里插件和压力接口，采用PolyJet 打印机（Stratasys Objet500 Connex-3）以 Digital ABS打印而成，其 14 μ毫米的打印层使其在高流量下保持水密。泵由变频驱动器驱动，次级循环回路使其在低流量下保持稳定运行。测试前，将储水箱注满水并静置72小时，使大气泡能够上升并从自由液面逸出；运行期间，该自由液面保持不变。水中保留了自然产生的微核。外部冷却回路使水温保持恒定。

文丘里插件采用相同的 VeroUltraClear 打印工艺制成，以提供光学观测通道。流道宽度为 5 mm。其高度从入口处的 20 mm 经由一个 18° 收缩段收缩至喉部的 H = 10mm（面积比为 2），随后再经过一个 8°扩散段扩张。扩散段从插件延伸至测试段之外，且只有位于插件上的上游部分带有本文研究的表面。可拆卸的丙烯酸侧窗提供光学观测通道，并确定流道宽度。它们还可用于更换文丘里插件。每种表面均制作在独立的插件上；进行不同测试时更换插件，而测试段的其余部分、水和操作流程保持不变。

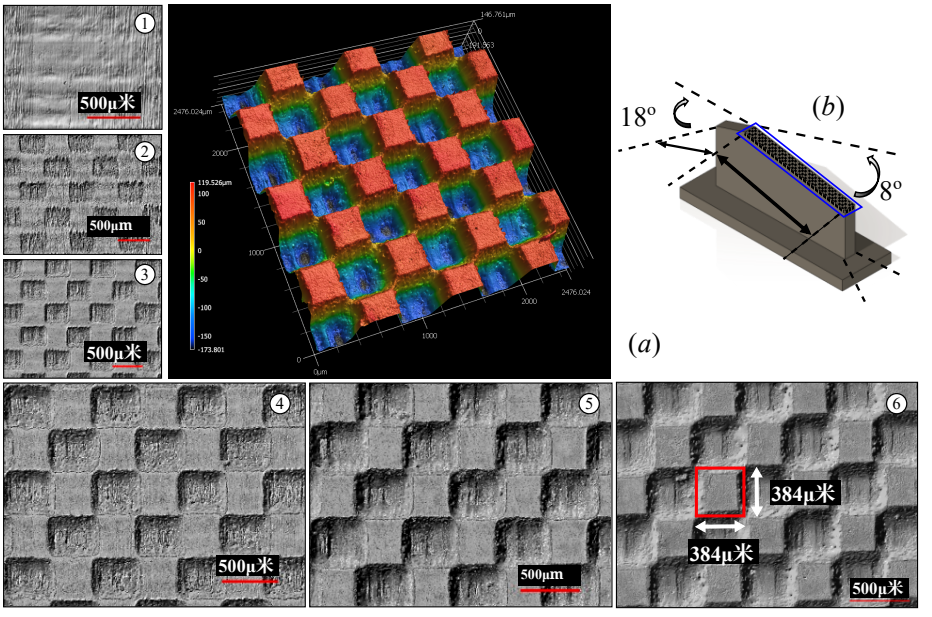


图2. 结构化粗糙表面。（*a*）使用激光扫描共聚焦显微镜测量的粗糙表面5喉部附近蚀刻区域的三维高度图：未蚀刻单元（红色）为原始壁面，蚀刻单元（蓝色）位于其下方。（*b*）文丘里插入件，显示蚀刻区域（蓝色轮廓）。（1）–（6）光滑表面（1）以及粗糙表面1–5（2–6）的激光共聚焦显微图像，显示边长为 d = 384 μm的蚀刻单元组成的棋盘格。

2.2. 结构化粗糙表面

文丘里管的扩压壁采用 Epilog Zing 16/24 激光雕刻机进行激光蚀刻，以便仅改变表面，而保持整体几何形状不变。蚀刻采用棋盘格图案，由边长为 d = 384 μ m 的方形单元组成，相邻蚀刻单元之间由宽度为 d 的未蚀刻间隙分隔（图 2）。棋盘格可形成具有已知长度尺度的周期性、可重复纹理。各单元彼此分离，因此不存在能够引导近壁流动沿某一方向流动的连续沟槽。蚀刻分辨率设为 1000 dpi，脉冲频率设为 2500 Hz，并采用 Jarvis误差扩散抖动。这使激光脉冲不规则地分布在蚀刻单元上，从而形成统计均匀且沿栅格路径无条带的纹理。

激光功率保持在最大值的 10%，扫描速度则在最大值的 5% 到 100% 之间变化，因此唯一改变的参数是单位扫描长度沉积能量，它决定了烧蚀深度：扫描越慢，沉积的能量越多，蚀刻也越深、越粗糙。使用激光扫描共聚焦显微镜（Keyence VK-X3000）测量在此范围内蚀刻的校准表面，测量参数为 Ra， Rz 和Sa；蚀刻体积则使用 MultiFileAnalyzer软件测得。根据这些测试，获得了粗糙度与扫描速度之间的校准曲线，并据此选择各测试表面的扫描速度。测试了六个表面：一个光滑参照面，通过用细粒度砂纸打磨原始打印表面制得；以及五个结构化粗糙表面。粗糙表面1以 100% 的扫描速度蚀刻，最浅；粗糙表面5以 20% 的扫描速度蚀刻，最深。粗糙度以纵横比 k/d表征，其中 $k = Rz$是蚀刻单元的纯几何比值，其范围从光滑表面上的 0.03 到 0.72（表 1）。

表面	激光速度（%）	Sa（μ米）	Rz（μ米）	k/d	θ（°）
光滑	—	2.11	11.64	0。030	80 ± 1
粗糙表面1	100	5.11	31.02	0。080	79 ± 3
粗糙表面2	70	12.06	54.32	0。141	77 ± 5
粗糙表面3	50	25.44	102.82	0。267	69 ± 7
粗糙表面4	30	53.28	170.50	0。444	66 ± 6
粗糙表面5	20	90.14	277.69	0。720	78 ± 1

表1. 激光扫描速度（最大值的百分比，功率为10%）及六个表面的粗糙度。 Sa和 Rz 为扩压壁上20次测量的平均值， $k/d = Rz/d$，其中 $d = 384\ \mu$m为棋盘格单元的边长。 θ 为表观静态接触角，即三滴静滴的平均值 ± 一个标准差。

未采用内尺度粗糙度高度 k_s^+，因为它需要附着边界层的摩擦速度，而蚀刻壁完全处于扩散段的减速流中，此处壁面剪切应力很小，或在粗糙表面1–4上为反向（§3.5）。此外，与流道相比，粗糙度也很小， $k/H = 0$为0.001–0.028。

每个表面的润湿性通过其表观接触角表征 θ，使用光学张力计（Theta Flow，Biolin Scientific）测量。将三滴 5 μL去离子水静滴放置在不同位置，并在滴加 θ 秒后测量左右接触角的平均值（表1）。所有表面均具有润湿性，平均接触角介于 66° 和 80°之间。接触角不会随 k/d单调变化，各表面之间的差异均处于液滴间的离散范围内，但粗糙表面4可能例外。其在初生中的作用将在§4.3中考察。

2.3. 运行工况与空化数

在初始试验中，储罐处于大气压时，通过提高流量使各表面均达到初生状态。随着粗糙度增加，空化初生对应的流量也随之增大：光滑表面为 47.5 L min^{-1}，粗糙表面4为 54.5 Lmin^{-1}，而粗糙表面5的初生流量低于粗糙表面4。这些试验表明，粗糙度会延迟空化初生。然而，各表面的初生流量不同，因此对应的雷诺数也不同（$Re \approx 113\,000$–$130\,000$），所以无法将粗糙度的影响与流动的影响区分开来。为在相同流动条件下量化这种延迟，主要实验均在 40 Lmin^{-1}的固定流量下进行。随后用真空泵降低密闭回路内的压力，同时通过实时高速视频观察喉部区域。一旦空化事件首次出现后开始连续重复发生，而不再消失，便停止真空泵，并在该工况下进行记录。这一视觉判据遵循初生研究中的常见做法（Arndt 与 Ippen（1968）），且转变十分明显，因为首次空化事件发生后，空化便会持续自发发展（Allan 等 2023）。所有表面均由同一观察者采用相同判据。提高流量的操作程序仅用于§3.1中的对照实验。

流量由 B¨urkert SE32 型涡轮流量计测量，精度为 ±0.15 L min^{-1}。其读数波动范围为 ±0.5 L min^{-1}，因此将此范围作为流量不确定度。水温保持在 23 °C，并使用 K 型热电偶进行监测。在 40 L min^{-1} 时，喉部的主体流速为 $U_b = U_t =$

13.33 m s^{-1}，是平均入口速度 $U_{\mathrm{in}} = 6.67$ m s^{-1} 的两倍；根据喉部等效直径计算的雷诺数为 $D_h = 6.67$ mm（喉部面积除以周长的四倍），即 $Re = U_b D_h/\nu = 95\,160$。静压测点位于喉部上游 54.8 mm 处（$P_1$），该处流道高度为 20 mm；另一个测点位于喉部下游 90.5 mm 处（P_2）。静压由绝对压力变送器（Keller PAA-20SX，量程为 0–5 和 0–3 bar，精度为满量程的 ±0.05 %）测量，响应频率为 1 kHz。其信号由 National Instruments 数据采集系统以 100 kHz 采集，并由高速摄像机触发；这里只使用时间平均值。

初生空化数定义为 $\sigma_i = (P_1 - p_v)/(\frac{1}{2}\rho U_{\mathrm{in}}^2)$，其中 P_1 是初生时一次记录的时间平均入口压力，$p_v = 2.81$ kPa 是 23 °C 时的蒸气压，$\rho = 997.5$ kg m^{-3}。所报告的数值是每个表面 2–6 次记录的平均值。总压降通过 $K_{\mathrm{loss}} = (P_1 - P_2)/(\frac{1}{2}\rho U_t^2)$ 表征。喉部没有压力测孔，因此根据一维无黏关系 $P_t = P_1 + \frac{1}{2}\rho(U_{\mathrm{in}}^2 - U_t^2)$ 估算喉部压力。该估算忽略了收缩段中的损失和边界层堵塞，但所有插入件的该段都相同且未进行蚀刻，因此其误差对所有表面都是共同的，各表面之间的差异得以保留。

2.4. 高速成像

测试段从侧面采用背光照明进行成像（图 1*b*），从而获得流向–壁法向平面中跨位置的阴影图，其中蒸气和空化核在明亮背景下呈暗色。使用 Phantom TMX 6410 高速摄像机以 102247 帧 s^{-1} 的帧率进行记录，曝光时间为 1。3 μs。照明由连续LED光源（GSVITEC LT Max）提供，经准直后由聚光透镜和消色差透镜聚焦到测试段（L_1 以及 L_2 图 1*b*）。合成图像（图 4 和 5）是使用 ImageJ（Schneider 等，2012）从选定帧计算得到的最小强度投影，因此不同时刻的气泡和蒸气会出现在同一幅图像中（附录 A）。

在相同运行工况下分别进行记录时，采用了两种放大率。为跟踪空化核，使用 80/400 mm 消色差透镜组，标称放大率为五倍，标定分辨率为 3.75 μm px^{-1}，视场为 4.8 × 1.2 mm（1280 × 320 px），其中包括喉部拐角，且未添加示踪粒子。对于速度场，使用 75/150 mm 消色差透镜组，标称放大率为两倍，标定分辨率为 8.28 μm px^{-1}，视场为 10.6 × 3.2 mm（1280 × 384 px）；流动中播撒了银包覆中空玻璃微球（Dantec Dynamics S-HGS），其平均直径为 10 μm。对于密度约为 1.4 g cm^{-3}的微球，其响应时间 $\tau_p = \rho_p d_p^2/(18\mu) \approx 8$ μs 与近壁逆流的时间尺度相比很短，后者约为 0.13 ms（逆流层厚度除以其峰值逆流速度）。然而，该响应时间与最陡平均剪切的时间尺度相当，后者约为 20–40 μs，因此在所有表面上，最小尺度的脉动都会受到衰减。每次记录均以各自的喉部拐角和壁面为基准进行配准。两个数据集之间的对齐不确定性约为 0.003H，因此二者仅进行统计比较，而不进行逐事件比较。两种放大率下的典型原始帧如图 3 所示。

为定性观察图6(*a*，还使用高速同步辐射X射线相衬成像，在先进光子源的32-ID-B 光束线上对初生阶段的同一文丘里管进行了侧视成像（阿贡国家实验室）。成像布置参照 Zhang 等人(2020)，但未使用该研究中的快速和慢速快门，因此图像构成连续的时间分辨序列，帧间隔为3。62 μs，像素尺寸为1。56 μm px^{-1} （视场宽2 mm，对应1280 px）。X射线穿过整个展向，因此能够显示表面空穴内部的气泡，而这些气泡在光学视图中不可见。与速度场测量一样，流动中也播撒了银包覆中空玻璃微球。

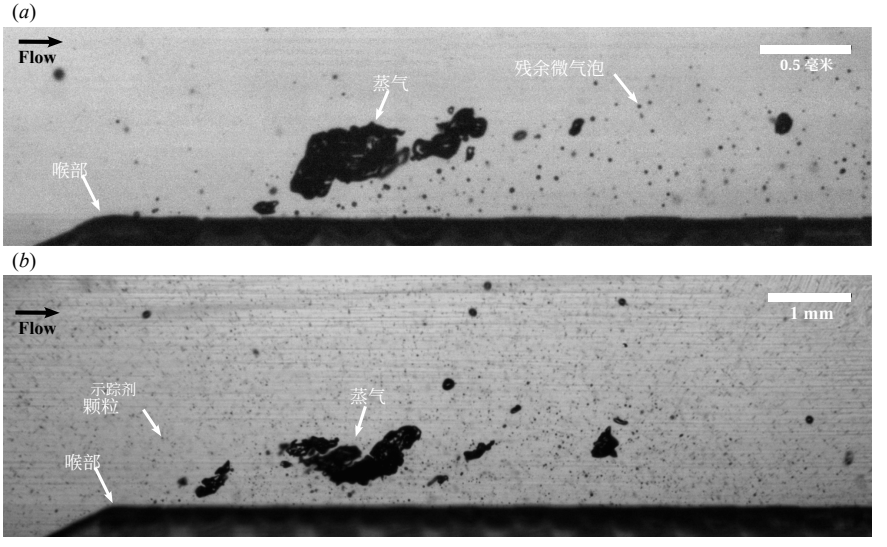


图 3. 粗糙表面4在初生时的原始高速帧，以线性灰度显示，呈现记录时的原貌。（*a*）3.75 μm px^{-1}下的气泡核跟踪记录，未添加示踪粒子，显示喉部附近的蒸汽云及其下游的残余微气泡。（*b*）8.28 μm px^{-1}下的速度场记录，添加了示踪粒子，其中蒸气位于喉部下游的壁面上方。每帧底部的暗带为壁面。

2.5. 气泡核跟踪

使用 TrackMate（Tinevez 等人2017）（附录A）检测并追踪侧视图像中的空化核，并以投影面积 a 和等效直径 $d_{eq} = (4a/\pi)^{1/2}$表征每个检测目标。位置以喉部拐角为基准测量（x，正方向为下游），并以每次记录中的壁面为基准测量（y）。当轨迹的净流向位移至少有0.08 mm逆着流动方向，且至少65%的步进方向朝向上游时，该轨迹被归类为向上游迁移。完整判据见附录A.2。

2.6. 速度场与蒸汽掩膜

速度场采用光流法 RAFT（循环全对场变换，Teed 与 Deng（2020））计算，使用 MATLAB R2025a 的计算机视觉工具箱中的实现；该实现基于合成 Kubric 数据集（Greff 等2022）进行预训练，未针对当前图像重新训练。MATLAB R2025a 还用于蒸汽检测和速度场分析。RAFT 直接应用于原始灰度图像，并返回两幅连续图像之间的稠密位移场，即每个像素对应一个向量。利用经标定的 8.28 μm px^{-1} 分辨率和 9.78 μs 帧间隔，将位移转换为速度。每个表面记录 0.58 s（59095 幅图像，帧率为 102247 frames s^{-1}），涵盖约 770 个对流时间H/U_b，因此每条记录都包含最大涡旋的多次通过。

在蒸气中，光流速度跟随移动的蒸气图像，而非液体，因此在计算统计量之前，先在每幅图像中检测并去除蒸气。对于每个表面，将记录期间 50 幅图像的中值作为背景图像，并从每幅图像中减去该图像；比背景暗超过 20 个灰度级（共 255 级）的像素被归类为蒸气。小于 20 px^2 的区域被舍弃，并填充剩余区域中的孔洞。只要速度场的两幅图像中有一幅包含蒸气，相应位置的速度场就会被屏蔽

；大于 50 px^2 的区域则膨胀 3 px，以排除其边缘处存在偏差的速度。轮廓对 0 至 8 px 的膨胀不敏感。随后，仅使用液体样本计算统计量，不对蒸气区域进行插值；并剔除液体覆盖帧数少于 30% 的高度。

蒸汽占据率 α，即某一点处于蒸气状态的图像所占比例，是根据各单幅图像的掩膜计算得到的，未合并图像对，也未进行膨胀处理。其流向分布的百分位数（§3.4）的不确定性为95%的区块自助法置信区间（5000次重采样）。

在 $x = 0$之间的*11*个流向测站处提取了剖面，测站间距为5至4.5 mm。每个测站对应速度场中的单列，宽度为8。3 μm，其统计量是整个记录的时间平均值。在每个测站处，将液体运动开始的第一行确定为壁面位置，该位置根据速度脉动的噪声底识别得到。之所以需要这一步，是因为在某些记录中可以看到部分壁面，而壁面并未与视线完全平行。壁面位置的不确定度为 ±0。002H。采用半分检验检查统计收敛性：分别根据每条记录的前半段和后半段计算统计量并进行比较，其差值以误差棒表示。速度场的精度根据与测得的速度场匹配的图像之间的残余位移进行估计（Sciacchitano 等，2013；Wieneke（2015）），具体方法见附录B。对于 $x/H \geq 0$。15，按此方法估计的近壁平均速度偏差在光滑表面、粗糙表面1、粗糙表面2和粗糙表面4上最大为0。04 U_b，在粗糙表面3上最大为0。07 U_b，在粗糙表面5上最大为0。08 U_b。在§3.5 中使用测站附近不含蒸气的帧，以检验蒸气是否会改变近壁流动。对于每个测站，所考虑的区域从喉部延伸至该测站下游0.5 mm处，位于 $y/H = 0$。1以下。如果该区域内不含有大于50 px的蒸气斑块[2]，且蒸气覆盖面积小于其面积的0.2%、1%或3%，则认为该帧不含蒸气。在这些帧中，测站上游的蒸气无法驱动此处测得的流动。三个蒸气体积分数阈值均得到相同结果。

3. 结果

3.1. 初生延迟

在最初的试验中，粗糙表面在高于光滑表面的流量下发生起始。这表明空化初生存在延迟，但随后是在不同雷诺数下对这些表面进行比较。在主要试验中保持流量不变的情况下，粗糙度只能通过空化发生时的系统压力影响初生。表 2以两种等效方式表示该压力：一是初生空化数 σ_i，该数将初生时的入口压力与蒸气压进行比较；二是喉部压力的一维估计值 P_t，即空化首次出现附近的绝对压力。两者中任一数值较低都表示初生延迟。该表还列出了测得的入口和出口压力以及损失系数 K_{loss}，下文将利用该系数检验粗糙度是否改变了总体压降。

在光滑表面上，初生发生于 $\sigma_i = 4.07$。在结构化粗糙表面上，必须进一步降低压力，才会出现持续空化：在粗糙表面1上，σ_i 降至3.86（$k/d = 0.08$）；在粗糙表面2–4上，降至3.33–3.46（$0.141 \leq k/d \leq 0.444$），相较于光滑表面最多降低了18%。以一维喉部压力表示，在粗糙表面2–4上，初生需要 $P_t \approx 10$–13 kPa，而光滑表面上为26.5 kPa。在最大粗糙度下，粗糙表面5（$k/d = 0.72$）中，σ_i 再次升至3.79，因此延迟较小。因此，六个表面分为两组：光滑表面与弱延迟的粗糙表面1和粗糙表面5（$\sigma_i = 3.79$–4.07），以及延迟

粗糙表面2–4上的初生（σ_i = 3.33–3.46），下文称为延迟表面。为检验这种分组是否只是测量散布造成的假象，我们将差值与不确定度进行比较。的扩展不确定度为 ±0.12–0.15（表2）。两组中最接近的表面——粗糙表面3和粗糙表面5——相差0.33，而该差值的不确定度仅为 $\sqrt{0.14^2 + 0.13^2} \approx$ ~~0.19。粗糙表~~面1略低于光滑表面（低0.21，接近该差值0.20的不确定度），并且比延迟表面高0.40。因此，粗糙表面1属于弱延迟组，但其延迟很小，属于临界情况。粗糙表面5比光滑表面低0.28，超过该差值0.19的不确定度，因此其延迟小于粗糙表面2–4，但这一差异是可以分辨的。因此，延迟随/d变化并非单调：在中等粗糙度下最大，在最大粗糙度下反而较小，任何解释都必须同时说明这两点。

粗糙壁面可能仅通过改变文丘里管沿程的压力分布来影响初生，因为粗糙度会增大壁面摩擦并使边界层增厚（Jim´enez 2004；Wu & Piomelli 2018）。这种变化会反映在损失系数K_{loss}中，即文丘里管两端的总压降与喉部动压之比。六个表面的损失系数变化约为 6%（K_{loss} = 0。300–0。318），两个最粗糙的表面略高，但与 σ_i并无关联：粗糙表面4和粗糙表面5的损失系数几乎相同，然而粗糙表面4的初生延迟显著，而粗糙表面5仅略有延迟。因此，延迟不能用整体压力分布的变化来解释，反而表明壁面附近存在更局部的效应。

凹壁对照实验证实，延迟是由粗糙度而非被去除的材料造成的。蚀刻会去除扩压壁上的材料，从而使流道略微扩大；这本身可能改变局部压力。该对照实验将这种几何效应与空腔的影响区分开来。对于粗糙表面2和粗糙表面4，利用共聚焦显微镜测量蚀刻去除的体积，并将其换算为扩压壁上的均匀凹陷，深度分别为 2.3 和 11.1 μm；随后打印出具有这种光滑凹陷壁面的文丘里插入件并进行测试。在这一实验方案中，初生延迟表现为初生时流量较高。两者均在 47。5 ± 0。5 L min^{-1}时发生初生，与光滑表面的流量相同；而在相同实验方案下，蚀刻后的粗糙表面2和粗糙表面4分别在 51 和 54。5 Lmin^{-1} 时发生初生。如此深度的均匀凹陷使流道高度变化不到 0.2%，并未重现延迟，因此，延迟需要粗糙度本身的作用。

然而，这些测量并未揭示空腔的作用方式。由于空化初生既需要一个空化核，也需要足够强的低压事件，空腔可以通过两种方式延迟空化初生：减少空化核供应，或改变使空化核暴露于低压环境中的近壁流动。为区分这两种方式，我们首先根据高速成像，描述这些表面上的空化如何初生并持续，以及空化核来自何处。然后，我们通过比较各表面上的空化核供应来检验第一种可能性，并通过确定蒸气形成的位置和测量近壁流动来检验第二种可能性。

3.2. 初生循环

高速成像显示，六个表面上的事件顺序相同。空化由被流动带至壁面附近的气泡触发，随后则由这些事件留下的空化核维持。结构化粗糙表面还提供了额外的空化核，这些空化核在蚀刻凹穴中生长。下面依次介绍这三个阶段。

表面	k/d	P_1(bar)	P_2(bar)	σ_i	P_t (kPa)	K_{loss}
光滑	0.030	0.930	0.662	4.07 ± 0.14	26.5	0.302
粗糙表面1	0.080	0.883	0.612	3.86 ± 0.15	21.8	0.306
粗糙表面2	0.141	0.783	0.514	3。41 ± 0。12	11.8	0.304
粗糙表面3	0.267	0.795	0.529	3.46 ± 0.14	13.0	0.300
粗糙表面4	0.444	0.765	0.486	3.33 ± 0.12	10.0	0.315
粗糙表面5	0.720	0.869	0.587	3。79 ± 0。13	20.4	0.318

表2. 固定流量为 40 L min 时六个表面的初生压力$^{-1}$ (Re = 95 160)：入口和出口静压 P_1 和 P_2，初生空化数 σ_i、一维喉部压力 P_t 和损失系数 K_{loss}，定义见 §2.3。较低的 σ_i 或 P_t 表示初生延迟。数值为每个表面 2–6 次记录的平均值。 σ_i 的不确定度为扩展不确定度（95%置信度），综合考虑了记录间的离散性、传感器精度和流量波动。

近壁运动气泡触发

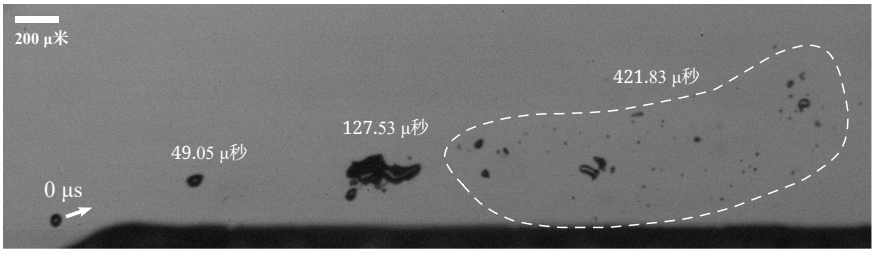


图4. 近壁运动气泡在粗糙表面4上引发的触发过程，显示为由四帧构成的最小强度合成图。虚线轮廓圈出了溃灭后留下的残余微气泡。

初生并非始于主流携带的小空化核。成像显示，这些空化核大多流经喉部区域而未发生空化，也未被困在缓慢的近壁流动中。少数被困住的空化核也没有充分长大，因此其溃灭未能留下多个新的空化核。相反，空化是由比这些空化核大数倍的气泡触发的；这些气泡从喉部上游被带至壁面附近（图 4）。这样的气泡经过最低压力区域时会迅速长大，在喉部下游发生空化并溃灭，留下由残余微气泡组成的云团，其中往往有多个微气泡靠近壁面。这些事件是间歇性的，本身不足以维持空化，但它们为下文所述的循环提供了最初的初始汽核。Ram 等 (2020) 同样观察到，运动气泡空化是斑块状附着空化的初始触发因素；附着在最低压力点附近表面的自由流核则为后续事件提供了初始汽核。

气泡核再循环

一旦残余微气泡开始在壁面附近形成反馈回路，初生便会持续。它们中的一部分不会被流动卷带至下游，而是沿低动量近壁区域向上游迁移。扩散段中的逆压梯度会驱动它们向上游移动；在存在近壁逆流的情况下（§3.5），近壁逆流也会携带它们。Ram 等 （2020）表明，这类微气泡还可以通过非

可凝气体的扩散在迁移过程中生长。然而，在此处，迁移仅持续几毫秒，而扩散则需要约 0.1 s 才能使其半径加倍，因此，再循环空化核在遇到足够强的局部压降时便会发生空化，而不是先通过扩散长大。每个新的空化事件都会溃灭成一批新的微气泡，循环随之重复，因此，初生主要由再循环空化核维持，而不是由流动带入的空化核维持。

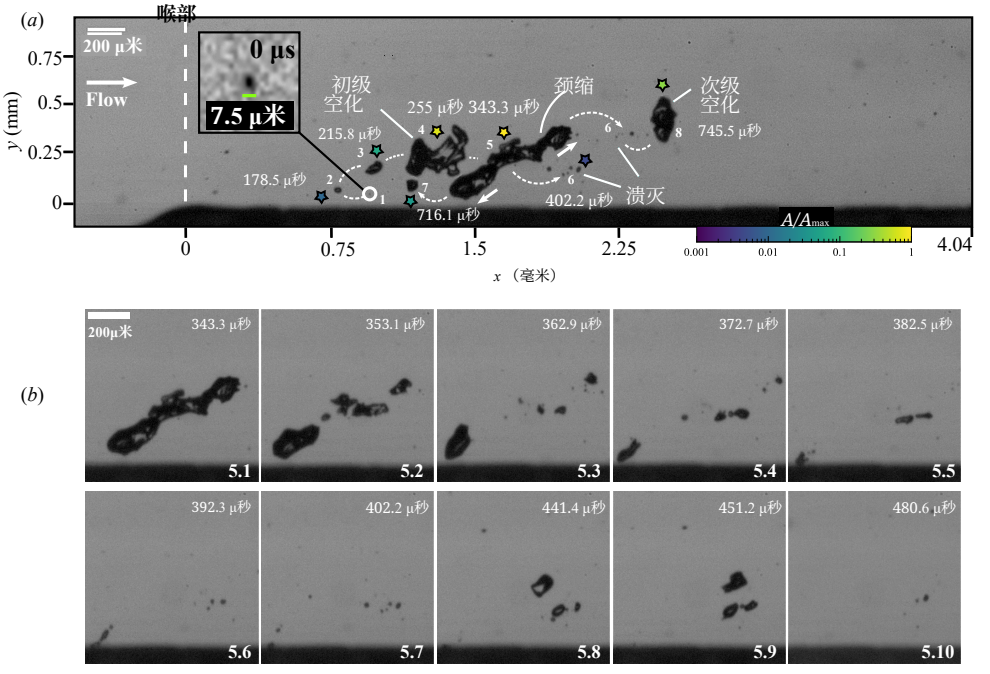


图5. 粗糙表面4上的一个初生循环。（*a*）循环各阶段的最小强度合成图，编号为1–8。从第2阶段开始，每个标记的颜色表示空穴的投影面积 A 相对于其最大值 A_{max}的大小，最大值在第5阶段达到，采用对数刻度。插图：初始核（第1阶段）。（*b*）第5阶段的帧5.1–5.10，显示细长空穴发生坍塌、碎裂，并在壁面附近留下一个簇。

图 5 展示了粗糙表面4上的一个此类循环。一个直径约为7.5 μm的近壁空化核（阶段1，t = 0）首先在约 216 μs内逐渐长大，同时略微向上游移动，随后升离壁面约0.25 mm（阶段2和3）。接着它发生爆炸式增长，在约 40 μs内面积增加了一个数量级以上，并在 t = 255 μs时达到初级空化状态（阶段4）。缓慢的初始增长速度仍然快得远非气体扩散所能解释。相反，这与空化核进入低压力区域时的准静态膨胀相符；当压力降至低于其临界值后，增长便转为爆炸式增长（Franc和Michel，2004年）。因此，在这一循环中，爆炸式增长仅在空化核离开壁面后才开始，正如Russell 等 （2026年）对离开滞止近壁流体的空化核所观察到的那样。随后，空穴沿两个方向伸长（t = 343.3 μs，阶段5），并在其长度方向上的两个位置形成颈部。在溃灭时（t = 402.2 μs，阶段6），它碎裂成三个微气泡簇，这与两个颈部相符（图 5*b*）。最靠近壁面的气泡簇沿壁面向上游迁移（阶段7，t = 716.1 μs），并成为下一次空化事件的空化核，从而完成循环。距离壁面较远的气泡簇则被流动带向下游，或触发一次次级空化事件（阶段8，t = 745.5 μs）；该事件同样会溃灭并被冲走。

结构化表面上的表面核

蚀刻最深的两个表面——粗糙表面4和粗糙表面5——提供了第三种空化核来源，而其他表面上不存在这种来源。在蚀刻凹穴内观察到气泡生长，随后脱离凹穴进入近壁流动（图 6）。同步辐射X射线图像显示了一个气泡在凹穴内部生长并离开凹穴的过程（图6*a*），而光学侧视图显示了一个气泡从壁面长出、升离并溃灭的过程（图6*b*）。此类事件很少发生。在超过20000帧的图像中，粗糙表面4上观察到约6次，粗糙表面5上观察到14次，而粗糙表面1–3上一次也没有；每次持续60–120帧（0.6–1.2 ms）。相比之下，在相同数量的帧中，分别约有3 700个和3 500个空化核沿壁面向上游迁移（图 7*a*）。Arndt & Ippen (1968)同样观察到粗糙壁边界层粗糙度沟槽中的气相空化，其中空化核仅偶尔离开沟槽，且壁面附近的空化核很少。气泡自身无法维持空化。它们溃灭后留下的空化核会加入初生循环，或者开启一次事件，或者加入已经开始的事件。

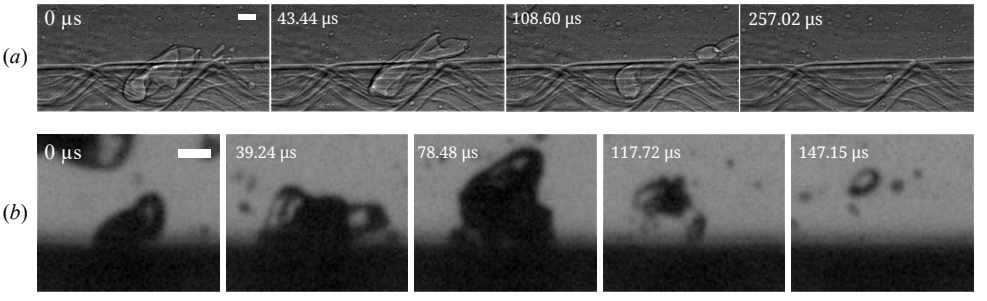


图6。粗糙表面4上的表面凹穴中气泡的生长。（*a*）同步辐射 X 射线侧视图，沿展向投影，显示气泡在表面凹穴内生长后离开凹穴。流动中的小特征是示踪粒子或空化核，在此尺寸下无法区分。（*b*）气泡从壁面生长而出（t = 0–78.48 μs），随后脱离并溃灭（t = 117.72 μs），并留下残余气核（t = 147.15 μs）的光学侧视图。比例尺： 50 μm。

因此，粗糙表面4可供利用的空化核如果说有什么不同，那就是比光滑表面更多，然而其初生延迟最为显著。在下一小节中，我们将检验主要的空化核供应——沿壁面向上游迁移的空化核——在不同表面上是否有所不同。

3.3. 空化核供应

初生循环由沿壁面向喉部迁移的空化核维持。为了比较各表面的空化核供应情况，我们根据§2.5.中的标准，统计每个表面上被归类为向上游迁移的轨迹数量。

所有表面上的空化核供应都相近（见图7*a*）。在超过20 000帧的记录中，向上游迁移的轨迹数量约在2900至3700之间，与 k/d没有单调趋势。粗糙表面1上的数量最少，粗糙表面4上最多，因此延迟表面（粗糙表面2–4）接收到的向上游迁移的空化核与光滑表面一样多，甚至更多。这些空化核的尺寸分布也几乎相同（见图7*b*）。所有分布都在$d_{eq} \approx$ 12–15 μm处达到峰值，接近成像分辨率，且很少有空化核超过 40 μm。只有粗糙表面4的尾部略重，介于20和 35 μm之间。每个表面都在其自身的初生条件下进行记录，因此延迟表面处于更低的压力下；无论如何，这都会有利于空化核的产生和增长。因此，延迟并非由壁面附近空化核不足造成。如果粗糙度不改变空化核的数量

如果到达的空化核数量不变，那么粗糙度必然改变它们暴露于低压中的方式；接下来，我们将通过定位每个表面上蒸气形成的位置来研究这一点。

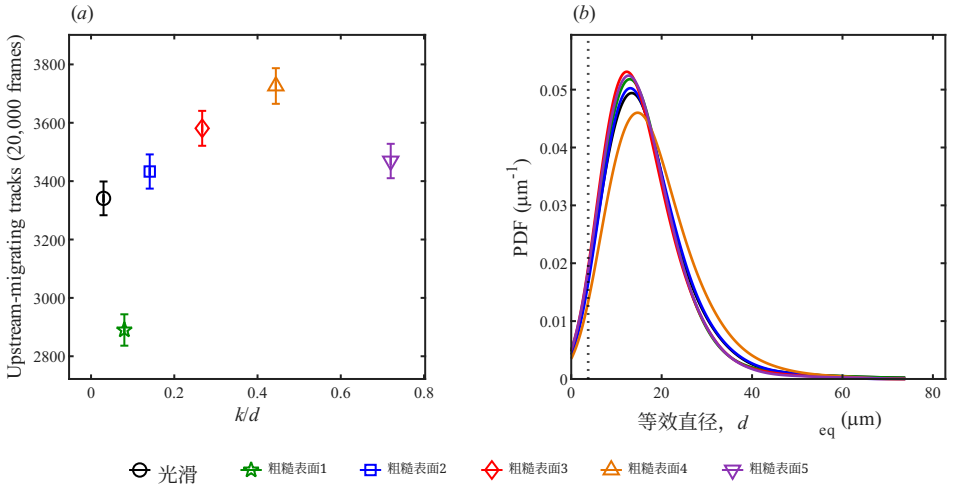


图 7. 在Re = 95 160下向上游迁移的空化核供应。（a）20 000 帧中向上游迁移的轨迹数量与 k/d的关系。误差棒表示计数的一个标准差。（b）向上游迁移的空化核等效直径 d_{eq}的概率密度（高斯核，带宽为 3.75 μm）。虚线表示一个像素。

3.4. 初生时的蒸汽位置

我们根据速度记录各帧的掩膜（§2.6）获得初生时的蒸汽区域。由此计算近壁蒸汽占据率 $\alpha(x)$，即每个流向位置处被蒸气占据的 $0 \le y/H < 0.05$ 带区的时间平均分数。将 $\alpha(x)$ 视为沿 x分布，其第 10、50 和 90 百分位数分别标示蒸气形成区域的上游边缘、中部和下游尾部。由于每个表面均在各自的初生压力下记录，因此各表面的蒸气量不同；所以我们比较蒸气形成的位置，而非蒸气量。

在光滑表面上，蒸气出现的位置最靠近喉部（图8a）。其占比从$x/H \approx 0.03$开始上升，到$x/H \approx 0.3$时几乎降至零。在粗糙表面1–4上，占比在更下游处上升，随后缓慢衰减，因此视场末端仍有蒸气存在（$x/H = 0.45$）。百分位数定量描述了这种位移（图8b）。在光滑表面上，蒸气上游边缘位于 $x/H = 0.068$处，中位数为0.131。在粗糙表面1–4上，上游边缘位于 $x/H = 0.106$–0.114处，中位数为0.197–0.216，即距离喉部约远0.04和0.07–0.09。粗糙表面5处于两组之间（0.089和0.161）。95%置信区间为 ±0.001–0.005，因此这些差异得到了充分分辨。然而，位移并不严格遵循 σ_i 。粗糙表面1的位移幅度与延迟表面相当，尽管其初生空化数仅略低于光滑表面。如§3.5所示，位移实际上出现在所有具有近壁回流层的表面上。

图 9 的时空图展示了这种位移如何随时间发展。每幅图均通过 B_{95}进行归一化，即记录期间每个像素的第95百分位强度，该强度代表液体背景。未使用中位数背景，是因为光滑表面喉部附近持续存在的蒸气会使其中位数产生偏差。在每幅图中，

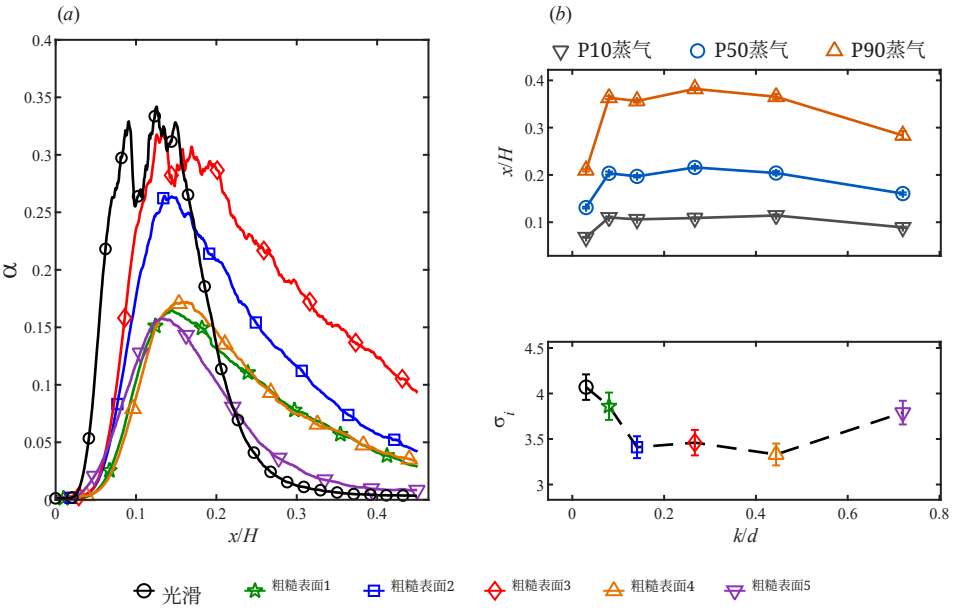


图 8. 初生时的蒸汽位置。（a）近壁蒸汽占据率 α，在 $0 \le y/H < 0.05$ 上取平均，与 x/H 的关系。（b）上： α 流向分布的第 10、50 和 90 百分位数，与 k/d 的关系。95 % 区块自助法置信区间小于标记。下： σ_i 及其 95 % 扩展不确定度。

每一行对应一帧图像，其中在每个 x 处绘制近壁带内的最暗点，因此蒸气显示为深色标记，时间向下推移。所示窗口经过选择，包含初生事件；其中孤立的灰色斑点部分是示踪粒子。在光滑表面上，从 $x/H \approx 0.03$ 开始，蒸气几乎持续占据整个带状区域，并保持在 $x/H \lesssim 0.2$ 以内。在粗糙表面4和粗糙表面1上， $x/H \approx 0.07$–0.1 上游的带状区域没有蒸气。其下游则出现条带状蒸气，并扩散到视场的其余部分；在粗糙表面1上，这种现象更为间歇性。一个蒸汽结构穿过视场约需0.4ms，因此这些图展示的是蒸气所在的位置，而不是其移动方式。

图 9(g展示了从一次跟踪记录中获得的粗糙表面4上的同一条带；该记录没有示踪粒子，拍摄窗口选在喉部附近蒸气较少的位置。空化核穿过条带时会形成一条倾斜轨迹，其斜率给出其速度。标记的空化核以约 0.4–0.5 m s^{-1}的速度朝喉部漂移，在距离喉部约 0.2mm（$x/H \approx 0.02$）处停下，随后被扫向下游。这类空化核很少见。更下游（$x \approx 0.8$–1.5 mm）处可见更多轨迹，空化核在那里向上游迁移，并在空化区域内转向。在同一记录中跟踪的两个 2000 帧窗口里，靠近壁面的向上游迁移空化核约有四分之一至三分之一到达 $x < 1$ mm，但只有 1–3 % 到达 $x < 0.5$ mm；其中一些像标记的空化核一样转而向下游移动。因此，在粗糙表面1–4上，蒸气在更下游形成，沿壁面迁移的空化核很少到达最靠近喉部的区域。下一小节将考察近壁流动以及蒸气相对于近壁流动的位置。

3.5. 近壁流动

为考察蒸气形成时的流动，我们从 $x/H = 0.05$ 至 0.45 之间的十一个流向测站的速度场中提取液相统计量，使用每次记录的所有帧，并排除蒸气（§2.6）。我们报告流向平均速度

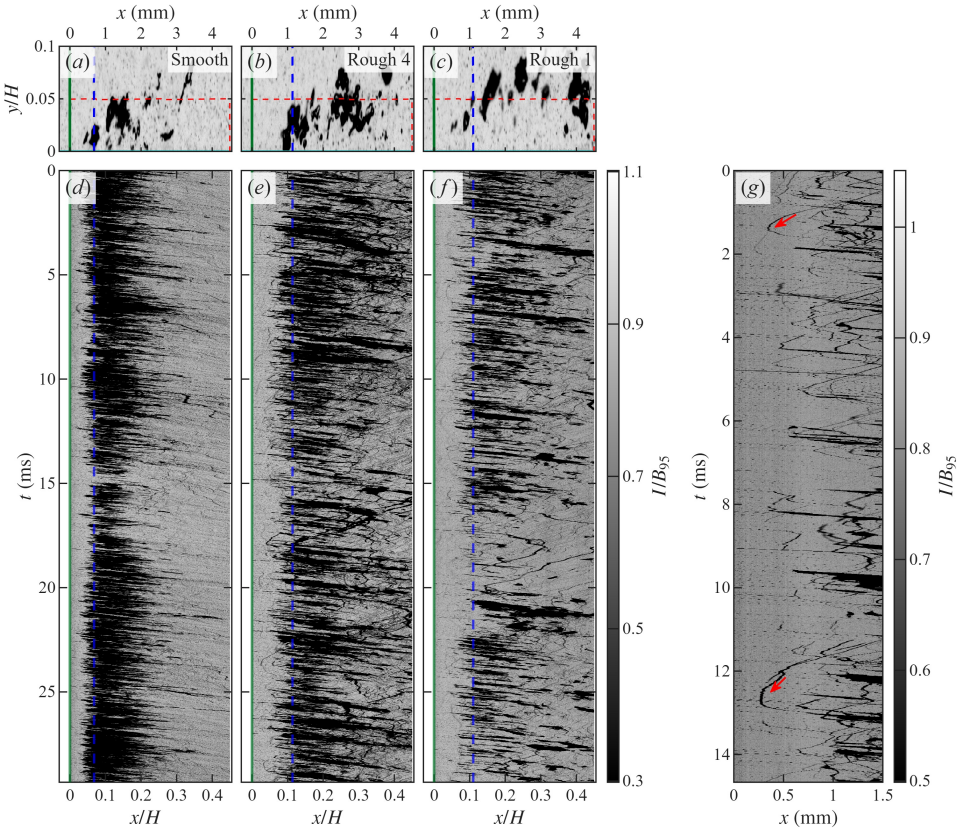


图 9. 近壁蒸汽与空化核在空间和时间上的分布。（*a–c*）光滑表面、粗糙表面4和粗糙表面1上的归一化强度快照 I/B_{95}，旋转后使壁面沿 $y/H = 0$方向，垂直方向比例约放大三倍。红色虚线框：分析带 $0 \le y/H \le 0$。05。绿色线：喉部拐角。蓝色虚线：蒸汽上游边缘（图 8*b*）。（*d–f*）分析带内 I/B_{95} 最小值的时空图，涵盖连续 3000 帧（29.3 ms）。（*g*）粗糙表面4的跟踪记录，$x \le 1$。5 mm 范围内共 1500 帧，窗口选在喉部附近蒸汽较少的位置。箭头标示朝喉部移动的空化核。

和面内脉动能 $k_{2D} = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2)$，二者均以喉部主体流速 U_b归一化，并同时报告蒸汽占据率 α。两个量用于描述近壁流动的结构。剪切层高度 $y_{0.5}$ 是指 $\bar{u}$ 位于其近壁最小值 $\bar{u}_{\min}$与剖面最大值 $\bar{u}_{\max}$之间一半处的高度；近壁最小值取自 $y/H = 0.03$ 以下。这与平面混合层中的位置 $y_{0.5}$ 类似，该处的平均速度位于两股流动的平均速度中间（Pope 2000）；即使近壁流动发生逆转，该位置仍有定义。逆流层的厚度 δ_r是 $\bar{u} < -0.02\,U_b$达到的最高位置。该阈值远高于近壁平均速度的统计不确定度（通常为 $0.003\,U_b$），但与其可能的偏差相当（附录B），因此我们也用更大的阈值检验了该流层。阈值为 0.01、0.02、0.03 和 $0.05\,U_b$时，粗糙表面1–4的大多数测站都出现逆流层，而光滑表面和粗糙表面5至多只有一个测站出现逆流层。为检测平均值掩盖的逆流，我们还计算了反向流动占比 χ，即瞬时流向速度低于

对同一阈值 $u < -0。02\,U_b$，在 $0 \le y/H < 0.005$ 范围内取平均。这一带是测得的逆流层中最薄的一层，测量位置正是该层首次出现之处，因此只要该层存在，这一带就位于层内，也是空化核沿壁面迁移的位置。

图10对比了 $x/H = 0.15$ 处的剖面，该位置处于所有表面均有蒸气形成的区域内。各表面可分为两组。在粗糙表面1–4上，近壁平均流动发生反向（图10a），剪切层抬离壁面。靠近壁面、空化核经过的区域，粗糙表面1–4上的脉动弱得多（图10b）。在 $y/H = 0.02$ 处，粗糙表面1–4上的脉动能为 $k_{2D}/U_b^2 = 0.004–0.007$，仅为光滑表面上数值（0.0225）的六分之一至三分之一；粗糙表面5介于两者之间（0.015）。光滑表面和粗糙表面5上没有平均逆流，剪切层更靠近壁面，强烈脉动可到达壁面。粗糙表面5的空腔最深，其近壁平均速度始终高于反向流阈值（最小值 $\bar{u} \approx -0.01\,U_b$）。反向流动占比在各表面间逐渐变化，而非形成两组。在光滑表面上，发生反向流动的液体样本最多占4%，出现在 $x/H = 0.1–0.15$ 附近。粗糙表面5上，反向流动占比最高可达32%，出现在 $x/H = 0.15–0.2$ 附近；该处近壁平均速度接近零，因此流动接近分离，并间歇性地发生反向。在粗糙表面1–4上，从 $x/H = 0.15$ 起的下游区域，超过一半的样本出现反向流动。将每条记录分成两半后，占比最多变化4个百分点，远小于光滑表面、粗糙表面5和粗糙表面1–4之间至少20个百分点的差距，因此这些占比在统计上是稳定的。将该带宽加倍至 $0 \le y/H < 0.01$，或按其不确定度 $0.002H$ 移动壁面位置，各表面的排序仍然不变，即从光滑表面到粗糙表面5，再到粗糙表面1–4。然而，若将所有负速度都计入，无论其数值多小，所得占比会更高，光滑表面上最高可达28%；但此处近壁平均速度仅略大于零，因此仅测量误差就足以使许多样本落到零以下。在 $x/H = 0.15$ 上游，粗糙表面1与粗糙表面2–4有所不同：粗糙表面1上的流动在更靠近喉部处开始反向，在 $x/H = 0.1$ 处有62%的样本发生反向，而粗糙表面2–4上为28–45%。

近壁流动沿流向的发展在两组之间也存在差异（图11）。在粗糙表面1–4上，逆流层从其首次出现处的 $\delta_r/H \approx 0.005–0.011$（$x/H = 0.1–0.125$）增厚至 $x/H = 0.3$时的0.022–0.025，并在更下游基本保持这一厚度（图11b）。在$x/H = 0.1$至0.3之间，逆流增强，在 $x/H = 0.2–0.3$处达到最小 $\bar{u} = -0.12$至 $-0.16\,U_b$，并在超过 $x/H = 0.3$后略有减弱（图11c）。剪切层持续上升，$y_{0.5}/H$从 $x/H = 0.1$处的0.024增加到 $x/H = 0.45$处的0.068（图11a）。粗糙表面1–4上的近壁蒸汽占据率在下游仍然存在（图8a）。在光滑表面上，剪切层在超过 $x/H = 0.2$后停止上升，此时 $y_{0.5}/H$ 保持在0.030–0.034，其近壁脉动逐渐衰减，直到在 $x/H \approx 0.375$处与粗糙表面1–4的近壁脉动相匹配（图11d）。其近壁蒸气在 $x/H = 0.3$时几乎降至零（图8a）。粗糙表面5介于两组之间。其剪切层上升速度比粗糙表面1–4慢，$y_{0.5}/H$ 从 $x/H = 0.1$处的0.018增加到 $x/H = 0.45$处的0.050；与光滑表面一样，其近壁蒸气在 $x/H \approx 0.35$时消失。

蒸气本身可能改变近壁流动，因为附着在壁面附近的空穴会驱动其下方的逆流，并使剪切层发生偏移（Franc和Michel，2004年）。为检验逆流究竟是由粗糙度还是由蒸气引起的，我们根据在喉部与测量站之间不含蒸气的帧，重新计算了平均速度（图10*d*）。每个表面和测量站可获得223至11775个这样的帧，但Rough 3在 $x/H = 0.3$处除外，那里只有3–16个。靠近壁面处，无蒸气速度剖面与包含所有帧的速度剖面几乎重合（图10*a*）。逆流在这些剖面中依然存在，在Rough 1和Rough 4的 $\bar{u} \approx -0.12$和 $-0.13\,U_b$ 处为 $x/H = 0.15$，并且剪切层

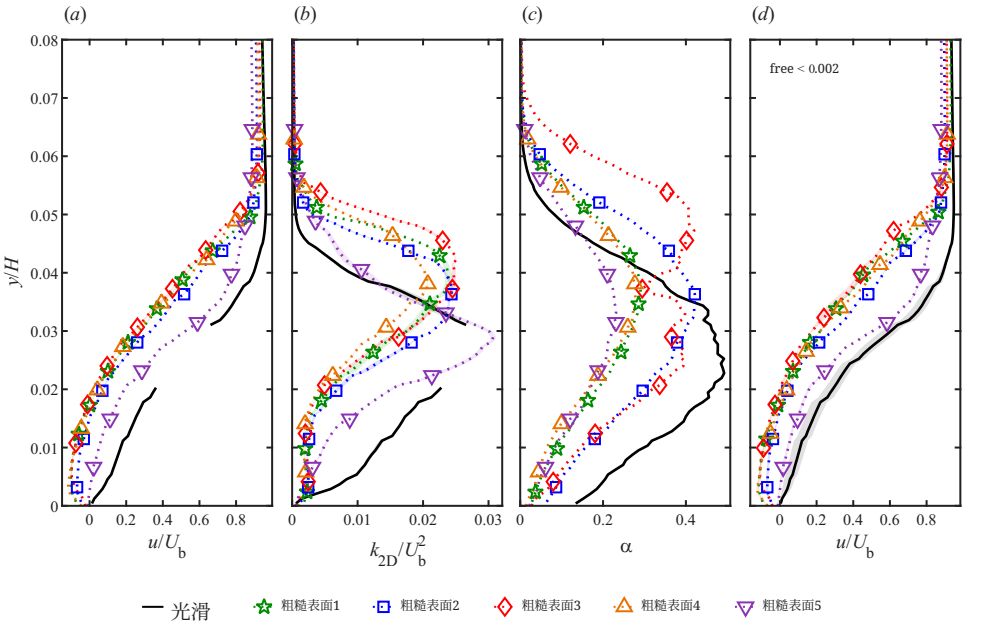


图10。 液相剖面，位于 $x/H = 0$。15.（a）平均流向速度，（b）平面内脉动能，（c）蒸汽占据率 α，（d）无蒸汽帧中的平均流向速度（§2.6），采用最严格的蒸汽分数阈值0.2%（‘free < 0.002’），每个表面记录223–6819帧。（a）和（b）中的空缺表示有效液体样本不足全部帧30%的高度。图（c）根据所有图像计算，因此没有空缺。阴影表示每条记录两半之间的差异。

仍然处于抬升状态。无论有无蒸气，光滑表面都没有逆流。因此，逆流层和抬升剪切层是粗糙壁面上流动的特性，而不是空化造成的结果。

在粗糙表面1–4上，逆流层位于壁面与抬升剪切层之间：空化核沿壁面向上游迁移，而脉动在抬升剪切层中最强。在$0.15 \le x/H \le 0.25$范围内，该处近壁脉动仍为光滑表面数值的六分之一至三分之一（图11d）；蒸气则形成于逆流层上方，而非壁面上（图10c）。在光滑表面上，蒸汽占据率在 $y/H \approx 0.023$处达到峰值，并向下延伸至壁面；而在粗糙表面1–4上，峰值位置更高，为 $y/H \approx 0.035$–0.047，且朝壁面方向逐渐降低。在距壁面0.1 mm以内（$y/H < 0.01$），光滑表面上有21%的图像出现蒸气，而粗糙表面1–4上为4–11%。为确认这并非仅仅因为光滑表面携带的蒸气更多，我们将每个表面的近壁占据率除以其自身在§3.4近壁带（壁面上方0.5 mm，$0 \le y/H < 0.05$）内的平均值。光滑表面上的比值约为三分之二（0.63），而粗糙表面1–4上仅为四分之一至三分之一（0.23–0.37）；因此，无论蒸气量多少，粗糙表面1–4上的蒸气都离壁面更远。对于$0.125 \le x/H \le 0.2$以及最高达$0.002H$的壁面位移，这种差异仍然成立。在粗糙表面5上，蒸气在 $x/H = 0.15$处也远离壁面：距壁面0.1 mm以内仅有5%的图像出现蒸气，且比值约为三分之一。然而，在更靠近喉部的位置（$x/H \le 0.125$），其比值高于粗糙表面1–4。

总体而言，流动因此将表面分为粗糙表面1–4（具有逆流层），以及光滑表面和粗糙表面5（不具有逆流层）；不过，粗糙表面5上的流动会间歇性地发生逆转。蒸气在四个表面上均被推向下游

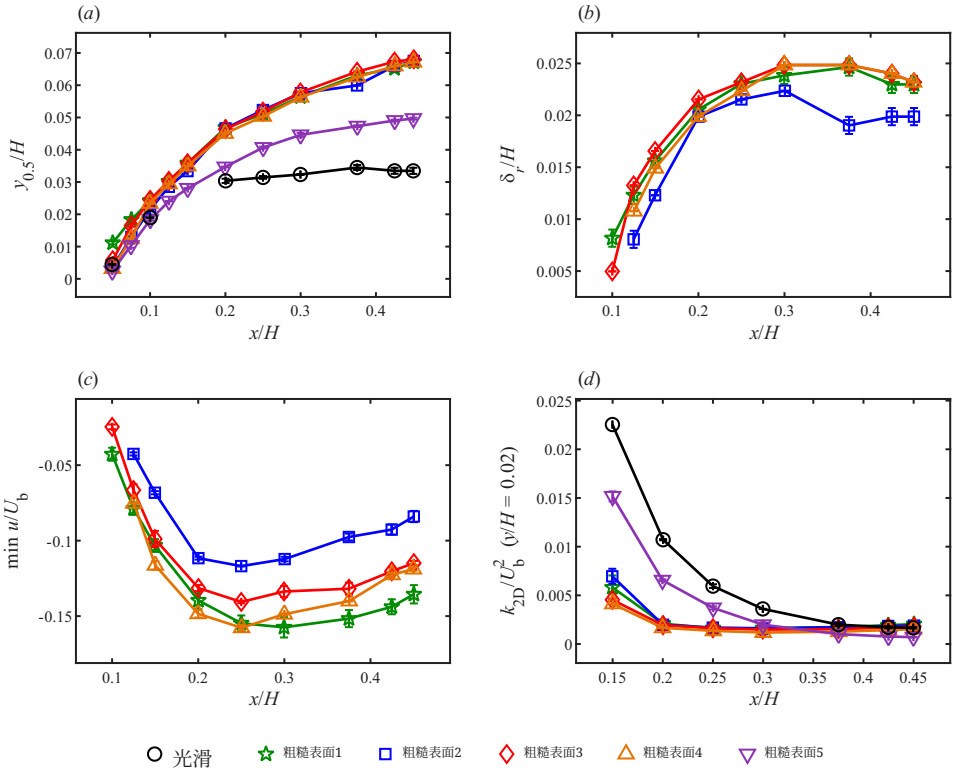


图11。近壁流动的流向发展。（a）剪切层高度 $y_{0.5}/H$，（b）逆流层厚度 δ_r/H，（c）低于 $y/H = 0.03$ 的最小平均速度，仅在存在逆流层的位置显示，以及（d）在 $y/H = 0.02$、$x/H \geq 0.15$ 条件下的脉动能 k_{2D}/U_b^2。在该测站上游，$y/H = 0.02$ 位于剪切层内。（a）中缺失的光滑表面数据点是被蒸气排除的测站。误差棒表示每条记录两半之间的差异。

具有该逆流层，而在粗糙表面5上仅略微向下游移动。该分组也与 σ_i 六个表面中的五个表面上的情况相符。例外是粗糙表面1，它同时具有逆流层和向下游移动的蒸气，但仅有轻微延迟（§4.2）。下一小节将探讨逆流层如何转化为空化初生所需的更低空化数。

3.6. 近壁流动与初生之间的联系

有两个因素可能使 Rough2–4 上的初生需要更低的空化数。平均压力沿扩散段恢复，因此在更下游形成的蒸气处于平均压力更高的位置。此外，空化核经历的间歇性低压力事件可能更弱。

第一项贡献可通过一维连续性方程估算。沿扩散段，流通面积增大，平均速度降低，因此平均压力升高。若一侧壁面从喉部起以 8° 的角度扩张，则压力高于喉部压力的增量以 $\frac{1}{2}\rho U_t^2$ 归一化后，即为理想恢复系数 $C_p(x) = 1 - [H/(H + x\tan 8°)]^2$。由于在固定流量下降低系统压力会使所有压力等量降低，且 σ_i 以入口动压为基准进行归一化，$U_t = 2U_{\mathrm{in}}$，因此初生时局部平均压力的变化 ΔC_p 对应于 $\Delta\sigma_i = 4\,\Delta C_p$。对于粗糙表面2–4，额外的压力恢复对应于 $\Delta\sigma_i \approx 0$。在蒸气偏移边缘处为 0.04–0.05，占观测到的 0.61–0.74 降幅的 6–7%（表2）；在中位数处为 0.07–0.09，最多约为

15%。该估算采用一维平均压力，并忽略了损失和低动量近壁流动；这两者都会降低压力恢复，因此该估算很可能是上限。未测量剪切层下方的近壁压力。

因此，大部分延迟必然来自第二项贡献。在光滑表面上，初生发生时一维喉部压力为26.5 kPa，比蒸气压高约24 kPa。仅凭平均流动无法使空化核发生空化，初生依赖于间歇性的低压事件，正如 Ram 等 (2020) 对附着空化所得出的结论。在粗糙表面2–4上，必须将喉部压力降至10–13 kPa，即进一步降低13.5–16.5 kPa（0.15–0.19（$\frac{1}{2}\rho U_t^2$），初生才会发生，而压力恢复对此至多只贡献约2 kPa。因而，在这些表面上到达空化核的低压事件明显较弱。这与近壁流动相吻合。空化核沿壁面迁移，位于抬升剪切层下方；在 $y/H = 0.02$处，其脉动能仅为光滑表面相应值的六分之一至三分之一（$0.15 \le x/H \le 0.25$）（图 11*d*），而蒸气形成于逆流层上方，而非壁面上（图 10*c*）。

仅凭平均压力即可估算初生所需低压事件的深度。在经典初生判据中，当最小压力达到蒸气压时，空化便会出现，因此 $\sigma_i \approx -C_{p,\min}$ (Franc和Michel，2004年)。按照这一思路，我们将蒸气上游边缘处的局部空化数 $\sigma_a = [P_t + C_p\ x_v\ \frac{1}{2}\rho U_t^2 - p_v]\ \ \frac{1}{2}\rho U_t^2$ 定义为其流向分布的第10百分位数（图8b），即 ( ) /( )。其分子是蒸气压以上的局部平均压力，该压力由一维恢复过程给出，而下标 a 表示激活。在初生时，最深的低压事件必须将压力从该局部平均值降低至接近蒸气压的水平，因此 σ_a 以喉部动压为单位衡量了这些事件的深度。由于 $P_t = P_1 + \frac{1}{2}\rho(U_{\text{in}}^2 - U_t^2)$，它也可以写成 $\sigma_a = \sigma_i/4 - 3/4 + C_p(x_v)$，因此其不确定度为 σ_i 的四分之一，约为 ±0.04。表 3 显示，光滑表面上的数值为 $\sigma_a \approx 0.29$，粗糙表面1和粗糙表面5上的数值为0.22–0.24，而粗糙表面2–4上的数值为0.11–0.14。因此，在粗糙表面2–4上产生蒸气的低压事件，其深度约为光滑表面上的一半。空化核在比蒸气压低几千帕的临界压力下发生空化，而不是恰好在蒸气压下发生。该临界压力主要由空化核的尺寸决定，而空化核尺寸在所有表面上的分布相同（图7b），因此它会使 σ_a 在每个表面上都发生相同幅度的小幅偏移，并保持各表面之间的差异不变。与恢复估计一样，σ_a 是一维的，无法解析剪切层下方的近壁压力。

3.7. 基于波动的初生判据

可以采用 Arndt & Ippen (1968) 针对粗糙壁边界层所使用的论证，将这些事件的深度与近壁脉动之间的联系定量化。初生要求核处的瞬时压力降至其临界压力 p_c。如果激活空化核的压力偏离局部平均值，达到低于局部平均值的 n 倍均方根压力波动，则空化核会被激活，并且初生发生，此时，

$$\bar{p}(x_v) - n\,p'_{\text{rms}} = p_c \tag{3.1}$$

压力脉动与速度脉动的能量成比例，$p'_{\text{rms}} = c\,\rho\,k_{2D}$，其中 k_{2D} 等于各向同性湍流中单个速度分量的均方值，且 $c \approx 0$。在高雷诺数下为0.6–0.8（Batchelor 1951；Schumann 与 Patterson 1978）。从（ p_v 中减去3.1），再除以$\frac{1}{2}\rho U_t^2$，其中 $U_t = U_b$，可得

$$\sigma_a = 2N\,\frac{k_{2D}}{U_b^2} + \frac{p_c - p_v}{\frac{1}{2}\rho U_t^2}, \qquad N = nc. \tag{3.2}$$

方程（3.2）与 Arndt 与 Ippen（1968）判据有两点不同，后者的局部初生指数与壁面摩擦系数成比例，$\sigma_{il} \approx 16\,C_f$。他们根据壁面剪切应力推断压力脉动，而这里取空化核所在高度处的脉动能。壁面剪切力在此并非合适的量度，因为逆流层下方的壁面剪切力会消失或反向。Arndt 与 Ippen（1968）本人指出，激发空化的压力峰值在边界层内部可能比壁面处更大；在分离流中，即使是壁面处测得的压力脉动，也不足以解释空化初生（Katz（1984））。他们还假设，当压力达到蒸气压时便发生空化初生；而这里保留了未知差值 $p_c - p_v$，并将其作为关系式的截距。最后一项对所有表面都相同。由于流量和水温相同，喉部速度和蒸气压也相同。临界压力 p_c 主要由空化核的尺寸和含气量决定；这些也都相同，因为所有表面都在同一水体中进行测试，且各表面的空化核尺寸分布相同（图7b）。表面空穴中生长的空化核可能有所不同，但只在粗糙表面4（初生延迟最大）和粗糙表面5（初生延迟最小的表面之一）上观察到，而且两者都很少（§3.2）。因此，方程（3.2）预测，σ_a 随近壁脉动能线性变化，且所有表面的斜率相同。图12用 k_{2D} 在 $y/H = 0.02$和$x/H = 0.15$处检验这一关系；后者是最靠近蒸气上游边缘、且该高度位于剪切层以下的测站。光滑表面和粗糙表面 2–5落在同一条直线上（判据线）（$N = 4.6$，$R^2 = 0.97$）。粗糙表面1位于其上方，因此未纳入拟合，原因将在§4.2中讨论。将其纳入后，R^2 降至0.63。拟合主要由三组数据决定：光滑表面、粗糙表面5和粗糙表面2–4，因为粗糙表面2–4内部的 σ_a 和 k_{2D}差异均在其不确定度范围内。在 $x/H = 0.20$和0.25处重复检验，得到相同的线性关系（$R^2 \geq 0.98$），尽管随着脉动向下游衰减，N 本身会增大。该线性关系也不受参考高度影响。在 $y/H = 0.015$处拟合得到 $R^2 = 0.96$；而在 $y/H = 0.025$处，由于光滑表面经常充满蒸气，无法保留其液相统计量，仅用粗糙表面2–5这四个表面拟合，得到 $R^2 = 0.93$。

N 因此，对于给定的参考站而言，它是一个有效常数，而非普适常数；这符合预期，因为初生取决于压力分布的尾部，而不只取决于其均方根值（Ran & Katz 1994）。在 $c \approx 0$。6–0.8，$n \approx 6$–8。引发初生的压力波动幅度因此比均方根脉动大数倍，与 Arndt 和 Ippen（1968）针对粗糙壁面边界层以及 Rouse（1953）针对浸没射流推断出的约 7 和 10 的数值相当。粗糙表面1在所有测试的站点和高度上都高于判据线 0.11，接近 σ_a不确定度的三倍。其初生时的空化数高于根据其近壁脉动能由判据线给出的数值。截距囊括了未知的 $p_c - p_v$，以及一维平均压力的误差和以 k_{2D} 代替全部波动能所带来的误差，因此不作解释。在同一雷诺数下测试五种表面时，方程（3.2）是一致性检验，而非普遍定律。

综上，蒸气向下游偏移表明空化核受到的作用较弱，而非导致延迟的主要原因。除粗糙表面1外，在所有表面上，σ_a 均随近壁脉动能线性变化，正如该判据所预测的那样。

4. 讨论

4.1. 结构化粗糙度如何延迟初生

结果表明，情况如下。在光滑表面上，剪切层正好位于沿壁面迁移的空化核上方，因此，其低压事件会在喉部附近、靠近壁面处使这些空化核发生空化，尽管那里的平均压力仍远高于

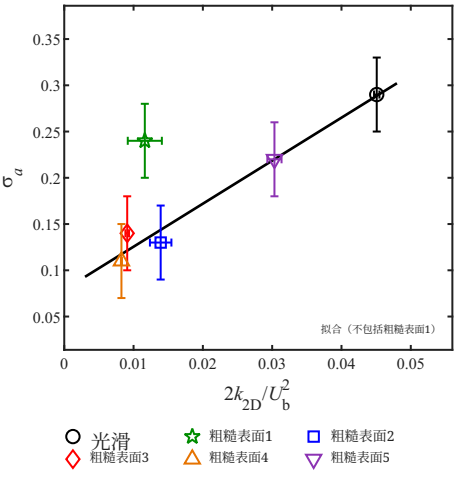


图12。 局部空化数 σ_a 蒸气上游边缘处的局部空化数与近壁脉动能的关系 $2k_{2D}/U_b^2$ 在 $y/H = 0。02$， $x/H = 0。15$。判据线是对除粗糙表面1以外的所有表面的（3.2）进行最小二乘拟合所得。误差棒表示 $\pm 0。04$ 个 σ_a 以及每条记录两半之间的差值，单位为 k_{2D}。

表面	x_v/H	$C_p(x_v)$	$\bar{p}(x_v)$（kPa）	σ_a
光滑	0.068	0.019	28.2	0.29
粗糙表面1	0.110	0.030	24.5	0.24
粗糙表面2	0.106	0.029	14.4	0.13
粗糙表面3	0.109	0.030	15.7	0.14
粗糙表面4	0.114	0.031	12.8	0.11
粗糙表面5	0.089	0.025	22.6	0.22

表 3。蒸气上游边缘处的局部平均压力 $\bar{p}(x_v)$ 和局部空化数 σ_a，其中 x_v 取流向蒸气分布的第10百分位数（图8b）。局部平均压力为 $\bar{p}(x_v) = P_t + C_p(x_v)\,\frac{1}{2}\rho U_t^2$，其中 P_t 为一维喉部压力（表2），C_p 为理想恢复系数，且 $\sigma_a = [\bar{p}(x_v) - p_v]/(\frac{1}{2}\rho U_t^2)$，其中 $\frac{1}{2}\rho U_t^2 = 88$为6 kPa， $p_v = 2$为81 kPa。 σ_a 的不确定度为 σ_i 的四分之一，约为 $\pm 0。04$。

蒸气压。在成像中，光滑表面和粗糙表面5上的空化事件相比粗糙表面1–4上的空化事件，在更靠近壁面的位置溃灭；而它们留下的空化核仅迁移了很短距离后便再次发生空化。在粗糙表面1–4上，逆流层将迁移中的空化核与剪切层分隔开来。与成像结果一致的一种合理过程是：该层将空化核携带至上游端，空化核随后转向，被抬升至剪切层中并发生空化。这可以解释为什么蒸气会在更下游且远离壁面的位置形成（§3.4）。

初生延迟与空化核高度处的脉动能有关，而逆流是粗糙度降低脉动能的途径。二者同步变化。从光滑表面到粗糙表面5，再到粗糙表面2–4，近壁逆流变得更加持久，而空化核处的脉动能与 σ_a 则沿判据线同步下降

（图12）。仅凭这些数据无法判断二者中哪一个控制了延迟。不过，只有脉动能通过（3.2）直接关联到空化核处的压力。在 $x/H = 0$。15处，粗糙表面1的逆流与粗糙表面4的一样强，但它位于判据线之上，因此仅有逆流并不能确保初生延迟（§4.2）。对于汇合后导致初生所需的两种事件之一（Allan等，2025），粗糙度作用于低压事件，而非空化核；所有表面上的空化核供给相近（§3.3）。在这里，粗糙度削弱了这些事件并延迟了初生；这与 Arndt & Ippen (1968) 对附着边界层的研究结果相反。在其研究中，粗糙度增大了壁面剪切力和近壁压力脉动，使初生提前。两项结果都符合相同的判据：空化核处的脉动越强，初生越早。其延迟初生的途径也不同于叶尖涡流动：在叶尖涡流动中，粗糙度通过削弱涡旋来延迟初生（Asnaghi等，2019；Svennberg等，2020；Feng等，2026年），而在这里，粗糙度使剪切层远离空化核。在共同的参考站测量其他粗糙度几何形状和雷诺数时，数据应遵循 σ_a 与 k_{2D}/U_b^2 之间的同一关系，从而检验该判据是否适用于当前这些表面以外的情况。

这幅图扩展了 Ram 等 （2020 年）和 Russell 等 （2026 年）的机制。Ram等 （2020 年）表明，低动量或分离近壁区域能够庇护并回收微气泡，从而维持附着空化。Russell 等 （2026 年）发现，被困在云状空腔前方滞止流体中的微气泡在多个脱落周期内仍未被激活，这意味着该区域的压力高于蒸气压，而确实被激活的空化核位于距离壁面更远处或滞止流体之外。这里，每个表面上都有少量空化核表现出相同的行为：它们在被卷入剪切层并发生空化之前，一直保持在喉部附近的位置。此处，粗糙度诱导的反向流层扩大了这一受庇护区域，因此，同一近壁流体既维持了空化核的供应，又延迟了它们暴露于低压环境中的时间。

所有表面上都出现了空化核向上游迁移的现象。在逆流罕见的光滑表面上，这与Ram等人（2020）在不存在近壁逆流的边界层（其模型 II）中报告的压力梯度驱动迁移一致，不过本研究的测量无法分辨空化核在该处如何迁移。在近壁流动间歇性反向的粗糙表面5上，两种迁移途径都可能起作用。在近壁流动平均而言处于反向的粗糙表面1–4上（§3.5），空化核也可能像他们的分离情形（模型 III）那样，随逆流向上游输送。

逆流层的出现与已知趋势一致：在逆压梯度下，粗糙度会削弱近壁动量并促进分离（Song & Eaton 2002；Wu & Piomelli 2018）。在粗糙表面5上，流动仅间歇性反向，不会形成平均逆流层（§4.3），因此这一效应不会随空穴深度单调增强；空穴深度是此处唯一变化的参数。

4.2. 粗糙表面*1*：逆流伴随轻微延迟

粗糙表面1不符合这一图景。其近壁流动与粗糙表面2–4相似。它具有厚度相近且强度相当或更大的逆流层，其剪切层高度与它们在 $x/H \geq 0.1$ 处相同，并且其蒸气像粗糙表面2–4上一样向下游并远离壁面偏移（图 8 和 10*c*）。然而，其 σ_i (3.86 ± 0.15) 仅略低于光滑表面值，比延迟组高0.40，并且在所有测试测站和高度处都高于判据线0.11（§3.7）。这一偏移无法由 σ_i的不确定度解释：即使取其 σ_i的下界，粗糙表面1仍将高于该线约0.07，几乎是 σ_a不确定度的两倍。其向上游迁移的空化核供应略小于其他表面（图 7*a*），这无论如何都应使初生延迟，因此也无法解释这一偏移。由于粗糙表面1上的蒸气在相似的

位置处形成，且具有与粗糙表面2–4上相似的平均近壁脉动，因此差异必然存在于这些统计量未能捕捉的因素中，或更靠近喉部的位置。还有两个候选解释。例如，对于相同的均方根脉动，粗糙表面1上的深度低压事件（如相干涡中的低压事件）可能更加频繁，因为 Ran 和 Katz（1994）发现，在射流中，控制初生的是压力分布的尾部，而不是其均方根值。另一种可能是，靠近喉部的流动有所不同。在粗糙表面1上，近壁流动在更靠近喉部的位置开始逆转；在 $x/H = 0.1$ 处，这一比例为62%，而粗糙表面2–4为28–45%（§3.5）。然而，在这一测站处，近壁平均速度可能存在的偏差最大约为$0.06\,U_b$(附录 B），与逆流相当，因此这一差异表明粗糙表面1上的流动可能更早发生逆转，但尚不足以确证。其近壁脉动能低于粗糙表面2–4，$k_{2D}/U_b^2 = 0.008$（在 $y/H = 0.01$ 处），而后者为0.012–0.040，因此在那里测得的平均脉动无法解释这一偏移。在更靠近喉部的 $x/H \le 0.075$ 处，可能仍存在差异，但当前测量无法分辨；或者差异存在于展向，而中平面测量无法捕捉。要区分这些可能性，需要获取空化核附近极端低压事件的统计量，并在更靠近喉部的位置及整个展向进行测量。

4.3. 粗糙表面5：间歇性逆流，延迟较小

在粗糙度最大的表面上，延迟较小：在粗糙表面5（$k/d = 0.72$）上，σ_i 升至3.79，蒸气形成的位置仅略微下游于光滑表面上的位置（上游边缘位于 $x/H = 0.089$，而光滑表面上为0.068）。粗糙表面5的空腔最深，但其近壁流动没有平均逆流层。流动仅间歇性地发生逆转，在最多约三分之一的样本中出现逆流，且其近壁平均速度接近于零（§3.5）。为何流动越过最深空腔时仍接近分离状态，却没有发生分离，无法从现有的中平面测量中确定。由于没有平均逆流层，空化核所在高度处的脉动比粗糙表面2–4上更强，但弱于光滑表面，因此延迟也相应较小。因此，粗糙表面5与光滑表面及粗糙表面2–4一样，位于判据线上（图12）。因此，其较小的延迟仅由近壁流动解释，无需引入额外机制。

我们还考察了表面本身是否会产生额外的机制。滞留在表面缝隙中的气体可作为空化核，其稳定性取决于缝隙几何形状和润湿性（Atchley 与 Prosperetti，1989年；Borkent等，2009年）；然而，只有在粗糙表面4和粗糙表面5上观察到从蚀刻凹穴中长大的气泡，这两个表面具有最深的凹穴（§3.2）。这些空化核似乎并不决定初生条件。粗糙表面4是延迟最明显的表面，而粗糙表面5则是延迟最不明显的表面之一，尽管在这两个表面上都观察到了表面核；相比之下，粗糙表面2和粗糙表面3在没有表面核的情况下，其延迟程度也与粗糙表面4一样。粗糙表面5出现的此类事件更多，在20000帧中有14次，而粗糙表面4只有6次；但在两个表面上，这些事件所占比例都远低于向上游迁移的空化核的1%，它们也无法维持空化，而且粗糙表面5在没有这些事件的情况下仍位于判据线上。润湿性同样无法区分这些表面。所有表面均具有润湿性，其接触角在液滴间散布范围内彼此一致，粗糙表面4可能除外（表1）。尤其是粗糙表面2和粗糙表面5的接触角几乎相同，但前者属于延迟最明显的表面之一，后者则属于延迟最不明显的表面之一。因此，表面核可能会启动单个初生事件，但并不需要借助它们来解释 σ_i 如何随粗糙度变化。

4.4. 局限性

这些结论存在若干局限性。速度场是平面的，并且在中平面处测量，而棋盘状空腔是三维的，且 k_{2D} 仅包括平面内波动。壁面附近未测量压力，因此，抬升剪切层与空化核处较弱的低压事件之间的联系，是根据 k_{2D} 和

σ_i推断的，并且压力恢复估算是一维的。空化核供应以及速度场和蒸汽场均来自相同运行工况下的独立记录。速度场中的高度分辨率约为 $\pm 0。002H$，结论仅依据至少相差 $0。005H$ 的差异得出。在靠近喉部（$x \leq 0。75$ mm）处，逆流层比光流法的有效分辨率还薄，因此不对该处的高度进行解释。所有流动统计量，包括反向流动占比，均仅根据液相计算。因此，在存在蒸气的区域，它们对最强低压事件的采样不足；同时，蒸气占据率超过 70% 的像素行将被排除。蒸气通过强度阈值进行检测。像素行之间细微且固定的亮度差异可能导致单个像素行中的检测出现偏差，因此，蒸汽占据率仅作为多个像素行组成的带区平均值进行比较。

水的溶解气体含量未进行测量，但由储水箱中的自由液面加以控制；所有表面均使用相同的水进行测试，因此它是各表面共同的条件，而不是表面之间的差异。初生是通过目视而非测得的事件发生率来识别的，但不同记录之间的离散性已计入 σ_i，$\pm 0。12–0。15$（95% 置信度）的不确定度中，这一数值约为延迟量的五分之一。最后，所有测量均在单一雷诺数 $Re = 95\,160$ 下、在一种文丘里管几何形状和一种棋盘格图案（$d = 384\ \mu$m）中进行，仅改变空腔的深度。其他粗糙度几何形状的表现可能不同。例如，在附着边界层中，Arndt & Ippen (1968) 发现，粗糙度会使初生更早发生。

5. 结论

在雷诺数固定为 95160 的条件下，研究了文丘里管中的空化初生现象，其扩压壁带有结构化粗糙表面，粗糙度纵横比为 $0.03 \leq k/d \leq 0.72$。主要结论如下。

1.结构化粗糙度会延迟空化初生，其中以中等粗糙度的延迟效果最为明显。蚀刻体积形成的凹陷光滑壁面并未表现出延迟，因此这种延迟需要粗糙度本身的作用。2.粗糙度不会改变空化核的供应。沿壁面向上游迁移的空化核在所有表面上的数量和尺寸都相近。在蚀刻凹穴中长大的气泡十分少见，且各表面之间的润湿性差异很小，因此二者都无法解释 σ_i 中的差异。3.在粗糙表面1–4上，粗糙度在抬升剪切层下方形成近壁平均反向流动层；即使在不含蒸气的帧中，该流动层仍然存在，并削弱了空化核所在高度处的脉动。在粗糙表面5上，近壁流动仅间歇性地发生反向。4.在存在逆流层的区域，空化初生时的蒸气会在距喉部更远且远离壁面的位置形成，但该处的平均压力恢复最多只能解释约 15% 的延迟。5.除粗糙表面1外，在所有表面上，蒸汽边缘处的局部空化数与近壁脉动能呈线性变化，这与空化初生由约为均方根脉动 6–8 倍的压力波动触发这一现象相一致。因此，粗糙度延迟空化初生并不是因为限制了空化核，而是因为削弱了传递至空化核处的脉动。

逆流层伴随着每一次显著延迟，但并不能保证一定出现显著延迟。粗糙表面1具有该逆流层，但仅表现出轻微延迟，并且位于判据线之上。要解析这一情况，需要测量近壁压力，以及空腔内部和上方的三维流动。

致谢。 作者感谢美国海军研究办公室项目经理 Yin Lu (Julie) Young 博士。本研究使用了先进光子源的资源。先进光子源是美国能源部（DOE）科学办公室用户设施，由阿贡国家实验室根据合同 DE-AC02-06CH11357 代表美国能源部科学办公室运营。作者感谢 32-ID-B 光束线的 Kamel Fezzaa、Samuel Clark 及其他工作人员在实验设置方面提供的帮助。他们还感谢 Ian Mitchell 进行接触角测量。作者使用了 Claude（Anthropic），于2026年通过 Claude 网络应用访问，以协助语言编辑、起草部分文本以及编写数据分析脚本。所有工作均由作者指导、检查并批准，作者对论文内容承担全部责任。

经费资助。本研究工作由美国海军研究办公室（美国海军研究办公室）通过资助编号 N00014-22-1-2642 提供支持。

利益声明。 作者声明不存在利益冲突。

数据可用性声明。 本研究所获结果的数据及分析脚本可在合理请求后向通讯作者获取。

附录 A. 图像处理与轨迹分类

A.1. 图像处理

对空化核进行跟踪 vap空化核，它们 时，从每张侧视图像中减去背景，以分离出在明亮的背景中呈暗色。随后对图像进行阈值处理，生成二值掩膜。

这些掩膜用于在 TrackMate（Tinevez等，2017）中进行跟踪。使用其基于阈值的检测器寻找候选斑点，并在跟踪前根据质量和斑点特征进行筛选。使用高级卡尔曼跟踪器构建轨迹，其初始和默认搜索半径根据喉部附近气泡在相邻帧间测得的位移设定。允许最多间隔两帧；对于归类为向上游迁移的轨迹，最多只允许间隔一帧（附录A.2）。启用轨迹分裂与合并，以捕捉气泡的破裂与聚并。轨迹导出为 XML文件，并在 MATLAB 中进行分析。

合成图像是在 ImageJ 中制作的：将选定的帧合并为一个堆栈，并应用带有最小强度选项的 Z 投影命令（Image → Stacks → Z Project → Min Intensity）。该投影会保留选定帧中每个像素的最暗值，因此每一帧中呈暗色的气泡和蒸气都会保留下来，而明亮的液体背景则保持不变。

A.2. 轨迹分类

轨迹满足以下五项标准时，即归类为向上游迁移轨迹。轨迹至少包含四个检测点，且最多有一个间隔。其净流向位移不超过 −0.08 mm，至少 65 % 的步段具有 $\Delta x < 0$，且至多 30 % 的步段具有 $\Delta x > 0$。壁法向方向上没有任何步段超过 0.1 mm。轨迹起点位于轨迹起始位置范围的下游四分之三内，且在喉部拐角处 0.5×1.2 mm 区域之外。轨迹的任何检测点均不位于图像的蒸气区域内。轨迹计数的误差棒为$\pm\sqrt{N}$，即泊松计数的一个标准差。

附录B. 速度场的不确定度

速度场的准确度采用基于 Sciacchitano 等人 （2013）和 Wieneke（2015）的图像匹配方法进行事后估算。对于每对图像，将第二张图像按照测得的位移场反向变形，使其与第一张图像匹配。以 8×8 px 窗口、4 px 网格计算第一张图像与变形后图像之间的归一化互相关，搜索整数位移，范围最大为 ±4 px，并通过三点高斯拟合以亚像素精度确定峰值位置。该峰值相对于零位移的偏移即为残余位移，也就是测得的视场未能捕捉到的图像运动部分。仅评估液体中的窗口，液体区域由与统计分析相同的蒸气掩膜确定；峰值落在搜索范围边缘的窗口则予以剔除。在对液体图像施加已知均匀位移的测试中，0.5–2 px 的位移恢复误差在 0.003 px 以内；0.25 px 的位移恢复为 0.17–0.19 px；噪声底为 0.06–0.09 px。

每个表面均在各条记录中均匀选取 5000 对图像计算残差；仅使用其中一半时，残差的变化小于 0。006 U_b。其均方根值在液体区域为 0。07–0。09 U_b，在壁面附近为 0。09–0。13 U_b（$0 \le y/H \le 0$。03），与逆流速度相当。然而，残差主要是随机的，其平均值通常比均方根值小一个数量级。随机部分会在整条记录上相互抵消（§2.6），因此平均残差可估计平均速度的偏差

这是由图像匹配造成的。在壁面附近，当 $x/H \geq 0$。15 时，粗糙表面1、粗糙表面2 和粗糙表面4 上的偏差至多为 0。04 U_b，粗糙表面3 上至多为 0。07 U_b；而这些位置的逆流速度为 0。07–0。16 U_b，至少是偏差的两倍。在光滑表面和粗糙表面5 上未发现平均逆流层，偏差至多为 0。04 U_b 和 0。08 U_b，因此不能排除这些位置存在小于上述数值的微弱平均逆流。靠近喉部处（$x/H \leq 0$。125），偏差达到 0。06 U_b，与这些测站处的微弱逆流相当。此方法无法检测两幅图像共有的偏差，例如测试段的振动。若所有表面上的随机误差大小相近，k_{2D} 会在各处以相同幅度增大，这只会改变（3.2）的截距，而不影响其斜率。

参考文献

Agarwal, K.、Ram, O.、Lu, Y. 和 Katz, J. 2023 湍流剪切层中的压力场、气核动力学及其与空化初生的关系。《流体力学杂志》966，A31。Allan, E. S. C.、Barbaca, L.、Russell, P. S.、Venning, J. A.、Pearce, B. W. 和 Brandner, P. A. 2025 结构化湍流中的空化成核动力学。《流体力学杂志》1011，R4。Allan, E. S. C.、Barbaca, L.、Venning, J. A.、Russell, P. S.、Pearce, B. W. 和 Brandner, P. A. 2023 高雷诺数剪切层中的成核与空化初生。《物理流体》35，013317。Arndt, R. E. A. 1981 流体机械与水力结构中的空化。《流体力学年度评论》13，273–328。Arndt, R. E. A. 和 Ippen, A. T. 1968 粗糙表面效应对空化初生的影响。《基础工程杂志》90（2），249–261。Arndt, R. E. A. 和 Keller, A. P. 1992 水质效应对尾涡中空化初生的影响。《流体工程杂志》114（3），430–438。Asnaghi, A.、Svennberg, U.、Gustafsson, R. 和 Bensow, R. E. 2019 粗糙度对尖端涡强度和空化初生的影响。载于《第六届国际船舶推进器研讨会论文集》（smp'19），第267–273页。意大利罗马。Atchley, A. A. 和 Prosperetti, A. 1989 气泡成核的缝隙模型。《美国声学学会杂志》86（3），1065–1084。Batchelor, G. K. 1951 各向同性湍流中的压力脉动。《剑桥哲学学会会刊》47，359–374。Belahadji, B.、Franc, J.-P. 和 Michel, J.-M. 1995 湍流尾流旋转结构中的空化。《流体力学杂志》287，383–403。Borkent, B. M.、Gekle, S.、Prosperetti, A. 和 Lohse, D. 2009 纳米尺度空化气核的成核阈值与失活机制。《物理流体》21，102003。Brandner, P. A.、Venning, J. A. 和 Pearce, B. W. 2022 成核对球体周围空化的影响。《流体力学杂志》946，A1。Coutier-Delgosha, O.、Devillers, J.-F.、Leriche, M. 和 Pichon, T. 2005 壁面粗糙度对非定常空化动力学的影响。《流体工程杂志》127（4），726–733。Coutier-Delgosha, O.、Vabre, A.、Hoˇcevar, M.、Delion, R.、Dazin, A.、Lazaro, D. 和 Lee, W. K. 2009 利用超快速X射线成像对空化流进行局部测量。载于《ASME 2009流体工程分部夏季会议》，第371–379页。ASME。Danlos, A.、M´ehal, J.-E.、Ravelet, F.、Coutier-Delgosha, O. 和 Bakir, F. 2014 带槽文丘里型线中的空化不稳定性研究。《流体工程杂志》136（10），101302。Feng, X.、Cui, M.、Guo, X.、Li, J. 和 Wang, B. 2026 表面粗糙度对尖端泄漏流中空化初生的延迟作用。《海洋工程》351，124242。Franc, J.-P. 和 Michel, J.-M. 2004 《空化基础》，《流体力学及其应用》，第76卷。Kluwer。Greff, K.、Belletti, F.、Beyer, L.、Doersch, C.、Du, Y.、Duckworth, D.、Fleet, D. J. 等 2022 Kubric：可扩展数据集生成器。载于《IEEE/CVF计算机视觉与模式识别会议论文集》（CVPR），第3749–3761页。Jim´enez, J. 2004 粗糙壁面上的湍流。《流体力学年度评论》36，173–196。Kadivar, M.、Tormey, D. 和 McGranaghan, G. 2021 粗糙表面上的湍流流动综述：基础与理论。《国际热流体学杂志》10，100077。Katz, J. 1984 流动分离区域内的空化现象。《流体力学杂志》140，397–436。Katz, J. 和 O'Hern, T. J. 1986 大尺度剪切流中的空化。《流体工程杂志》108（3），373–376。Li, Z.、Pfeiffer, P. 和 Ohl, C.-D. 2026 文丘里流中的按需气核播撒——为何水动力空化有利于形成附着空泡。《流体力学杂志》1035，A16。Nichik, M. Yu.、Ilyushin, B. B.、Kadivar, E.、el Moctar, O. 和 Pervunin, K. S. 2024 圆柱体横流中的空化抑制与湍流结构转变：表面形貌和润湿性效应。《超声波化学》106，106875。Pope, S. B. 2000 《湍流》。剑桥大学出版社。

Ram, O.、Agarwal, K. 和 Katz, J. 2020 维持附着空化初生的机制。《流体力学杂志》901，R4。Ran, B. 和 Katz, J. 1994 压力脉动及其对水射流中空化初生的影响。《流体力学杂志》262，223–263。Rouse, H. 1953 浸没射流混合区中的空化。《白色水力学》8（1），9–19。Russell, P. S.、Barbaca, L.、Venning, J. A.、Pearce, B. W. 和 Brandner, P. A. 2023 成核对尖端泄漏流中空化初生的影响。《物理流体》35，013341。Russell, P. S.、Venning, J. A.、Barbaca, L.、Pearce, B. W. 和 Brandner, P. A. 2026 云状空化的内禀成核动力学。《流体力学杂志》1026，A17。Schneider, C. A.、Rasband, W. S. 和 Eliceiri, K. W. 2012 从NIH Image到ImageJ：25年的图像分析。《自然·方法》9（7），671–675。Schumann, U. 和 Patterson, G. S. 1978 近各向同性湍流中压力和速度脉动的数值研究。《流体力学杂志》88（4），685–709。Sciacchitano, A.、Wieneke, B. 和 Scarano, F. 2013 通过图像匹配进行粒子图像测速不确定性量化。《测量科学与技术》24（4），045302。Song, S. 和 Eaton, J. K. 2002 壁面粗糙度对光滑曲面斜坡上分离流的影响。《实验流体》33，38–46。Svennberg, U.、Asnaghi, A.、Gustafsson, R. 和 Bensow, R. E. 2020 通过可控表面粗糙度减缓尖端涡空化的实验分析。《水动力学研究》32（6），1059–1070。Teed, Z. 和 Deng, J. 2020 RAFT：用于光流的循环全对场变换。载于《计算机视觉——ECCV 2020》，《计算机科学讲义》，第12347卷，第402–419页。Springer。Tinevez, J.-Y.、Perry, N.、Schindelin, J.、Hoopes, G. M.、Reynolds, G. D.、Laplantine, E.、Bednarek, S. Y.、Shorte, S. L. 和 Eliceiri, K. W. 2017 TrackMate：用于单粒子跟踪的开放式可扩展平台。《方法》115，80–90。Wieneke, B. 2015 基于相关统计的粒子图像测速不确定性量化。《测量科学与技术》26（7），074002。Wu, W. 和 Piomelli, U. 2018 表面粗糙度对分离湍流边界层的影响。《流体力学杂志》841，552–580。Zhang, G.、Khlifa, I.、Fezzaa, K.、Ge, M. 和 Coutier-Delgosha, O. 2020 通过快速同步辐射X射线成像对准稳定片状空化内部两相流结构及动力学的实验研究。《物理流体》32（11），113310。