通过非对称性实现等离激元蒸汽微气泡的亚兆赫兹成核

塌缩

Fulong Wang[1], Huimin Wang[2], Binglin Zeng[1], Chenliang Xia[1], Lihua Dong[1], Lijun Yang[3,4], 和 Yuliang Wang[*], [1,4] 机器人研究所、机械工程与自动化学院，北京航空航天大学，北京 *100191*，中华人民共和国[2]国家材料服役安全科学中心，北京科技大学，北京 *100083*，中华人民共和国[3]宇航学院，北京航空航天大学，北京 *100191*，中华人民共和国[4]宁波研究院，北京航空航天大学，宁波 *315832*，中华人民共和国[*]电子邮箱：wangyuliang@buaa.edu.cn

摘要

激光触发和光热诱导蒸汽气泡已成为促进光机械能量转换、服务于微纳流体学众多相关应用的有前景方法。在此，我们报道了由连续波激光器触发的、频率低于兆赫兹的爆发性等离激元气泡自发成核现象。研究发现，这种周期性成核源于气泡坍塌后作用于残余气泡的开尔文冲击力与热马兰戈尼力之间的竞争。前者源于非对称气泡坍塌，导致残余气泡定向远离激光光斑运动；后者则产生于激光照射诱导的热影响区（HAZ）。当开尔文冲量占主导时，残余气泡移出热影响区（HAZ），从而发生周期性气泡成核，而后续稳定生长阶段随之终止。我们通过实验和数值方法研究了成核频率 f 对激光功率和激光光斑尺寸的依赖关系。此外，我们表明，通过周期性成核的气泡，可以在毫米范围内稳定实现超过 10 mm/s 的强流体流动。总体而言，我们的观察结果凸显了远程实现强局部流动的机遇，为实现高效微纳流体操作铺平了道路。

引言

得益于增强的等离激元效应，经激光照射并浸没在水中的贵金属纳米颗粒能够迅速产生大量热量，并触发所谓等离激元气泡的成核（1-5）。与高能脉冲激光器诱导的直接气泡空化相比

（*6*），所采用的光吸收体显著提高了光热转换效率。因此，使用普通低功率连续波（CW）激光器即可轻松实现等离激元气泡的成核（*7*）。这些气泡已应用于众多创新领域，包括癌症治疗（*8, 9*）、微操控（*10*）、纳米尺度推进（*2-4*）、微纳加工（*11*）和超灵敏检测（*12*）。等离激元气泡的成核涉及丰富的物理化学流体动力学现象（*13, 14*）。探索这些气泡在成核和生长过程中的新现象，有助于拓展其应用范围。

目前已明确，在激光照射金纳米颗粒（GNP）修饰样品表面上，等离激元微气泡的成核会经历四个连续的生命周期阶段（*5, 15*）：先是一个迅速膨胀、随后快速坍塌的巨大蒸汽气泡（阶段 1，以下简称初始等离激元气泡：IPB）（*15, 16*），接着是一个振荡气泡（阶段 2）（*17, 18*），最后是两个稳定生长阶段（阶段 3 和阶段 4），分别由汽化和气体扩散主导（*5*）。IPB 的寿命约为 10 μs，最大生长速率可达 20 m/s，至少比其稳定生长阶段快三个数量级（*15, 19, 20*）。

IPB 极短的寿命和极快的膨胀速度表明，可以远程产生具有数百千赫兹调制频率的强局部流动。在低雷诺数、黏性主导的微纳流体学中（*21, 22*），这一点令人惊叹；在这类环境中，人们迫切需要强局部流动来高效实现混合、泵送、分选和推进等操作（*23-28*）。显然，IPB 优异的流体动力学特性意味着其在微纳流体学相关应用中具有巨大潜力。然而，如前所述，IPB 之后不可避免地会经历后续三个生命周期阶段。如何在消除等离激元气泡后续生命周期阶段的同时，实现 IPB 的持续周期性成核，仍是一个有待解决的问题。

在本研究中，我们观察到刚性边界附近自发触发的 IPB 周期性成核，其频率*f*超过 200 kHz。我们将展示，刚性边界引起的冲击力与热马兰戈尼力如何相互作用，决定 IPB 塌缩后残余气泡的命运，进而控制周期性气泡成核。此外，我们还将定量研究成核频率*f*对控制参数（即激光功率和激光光斑尺寸）的依赖关系。我们的发现不仅揭示了等离激元气泡成核过程中的丰富流体动力学现象，也为实现上述高效微/纳流体操作开辟了道路。

结果与讨论

初始等离激元气泡周期性成核的观察

首先，我们在 GNP修饰样品表面（**图 S1A**）上进行了两项对比实验，使用 532 nm 连续波激光器，激光功率为P_l = 135 mW，并通过 10× 物镜进行照射。所用帧率为 900 kfps（每秒千帧），对应的时间分辨率为 1/900,000 = 1.11 μs。在第一项实验中，激光束直接照射样品表面；在第二项实验中，激光束照射样品表面靠近聚二甲基硅氧烷（PDMS）垂直侧壁的位置（**图 S1B**）。所有实验均在自建光学装置（**图 S1C**）中进行。

在第一次实验中，激光照射后，5 s 内成核的等离激元气泡半径R随时间t的变化如**图 1A**所示。1 至5 五个时刻拍摄的等离激元气泡底视图图像快照如**图 1B**所示。激光照射开始后延迟 28.8 μs，初始等离激元气泡（IPB）成核，迅速生长至其最大尺寸R = 21μm，并在 4.5 μs 内快速塌缩，分别如**图 1B**1、2和3所示。随后，固液界面处残留了一个极小的残余气泡。它接着充当核，使后续的等离激元气泡稳定生长。该气泡逐渐生长，在 5 s 内达到 83.9 μm（**图 1B** 4 和5）。这一观察结果与先前的报道一致（*5, 15*）。

在第二个实验中，图 S2 展示了成核等离激元气泡的半径R在 5 ms 内随t变化的情况。值得注意的是，我们发现 IPB 可以以极高的频率反复成核、生长和塌缩。**图 1D**是对**图 1C**中虚线框选区域的放大图。这与**图 1A**所示情况截然不同。通过R–t曲线，可以测得周期性气泡成核的周期T。详情请参阅补充信息中的**图 S2**。前 0.5 ms 内测得的频率f随时间t的变化如**图 1E**所示。开始时，f约为 32.3 kHz。它迅速升高，并在 0.2 ms 时稳定在 100 kHz。

人们可能会疑惑，第二个实验中为何不再出现持续增长的等离激元气泡。1 至5 这五个时刻在**图1D**中捕获的IPB底视图图像如**图1F**所示。IPB在6.6μs内经历增长和塌缩。在此过程中，IPB从激光光斑移向侧壁，并在垂直侧壁旁留下残余气泡。这不同于第一个实验，在第一个实验中，残余气泡停留在气泡成核的原位置（**图1B**3）。这清楚地表明，侧壁会导致非对称气泡坍塌，进而使残余气泡发生横向位移，从而实现IPB的周期性成核。

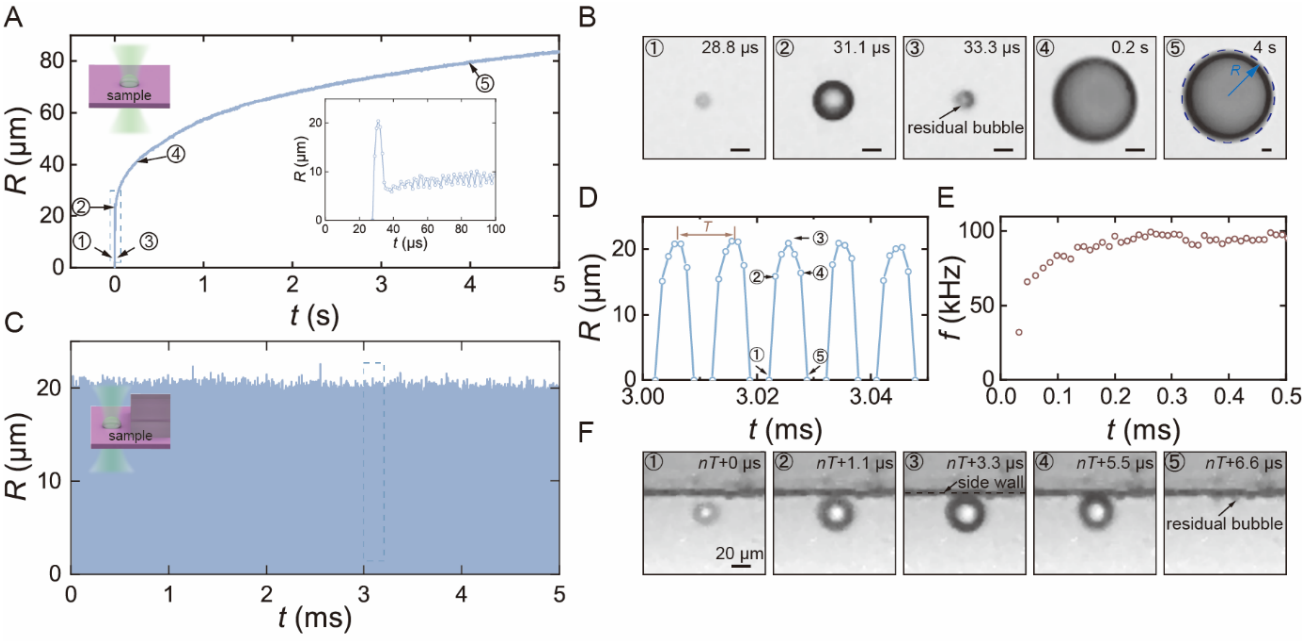

图1 GNP修饰样品表面上有无垂直侧壁时成核等离激元气泡的动力学（P_l = 135 mW）。（A）无侧壁时样品表面上等离激元气泡的半径*R*。初始等离激元气泡（IPB）首先快速成核，随后塌缩，之后出现持续增长的普通等离激元气泡。左侧插图示意激光束照射样品表面。右侧插图为激光照射后最初100 μs内虚线框选区域的放大图。（B）在A中的1-5这五个不同时间点捕获的IPB（1 - 3）及随后持续增长的等离激元气泡（4 and 5）的底视图快照（所有比例尺：20 μm）。（C）当激光光斑靠近垂直聚二甲基硅氧烷侧壁时，5 ms内反复成核的五百个IPB的半径*R*随时间*t*的变化，对应f = 100 kHz的成核频率。插图示意激光光斑与垂直侧壁之间的关系。（D）图C中选定五个周期的*R* - *t*关系。定义了周期*T*。（E）图C中最初0.5 ms内成核频率*f*随*t*的变化。（F）图D中IPB在1-5这五个选定时刻捕获的底视图快照。在塌缩结束时，气泡向侧壁移动。

周期性气泡成核机制

在实验中，我们发现，激光光斑与侧壁之间的横向距离L_{las} 是决定 IPB 周期性成核的关键因素。$R_{max} \approx 42\ \mu$m 相近而L_{las} 不同的三个 IPB 的对比如**图 2A**所示。对于L_{las}= 60 μm 相对较小的气泡，其残余气泡明显向侧壁偏移（**图 2A(I)**）。当L_{las} 进一步增大至 110 μm 时，侧壁的影响消失，残余气泡留在激光光斑区域内（**图 2A(II)**）。这与没有侧壁的自由界面上发生的情况非常相似（**图 2A(III)**）。在后两种情况下，均不会发生周期性气泡成核。

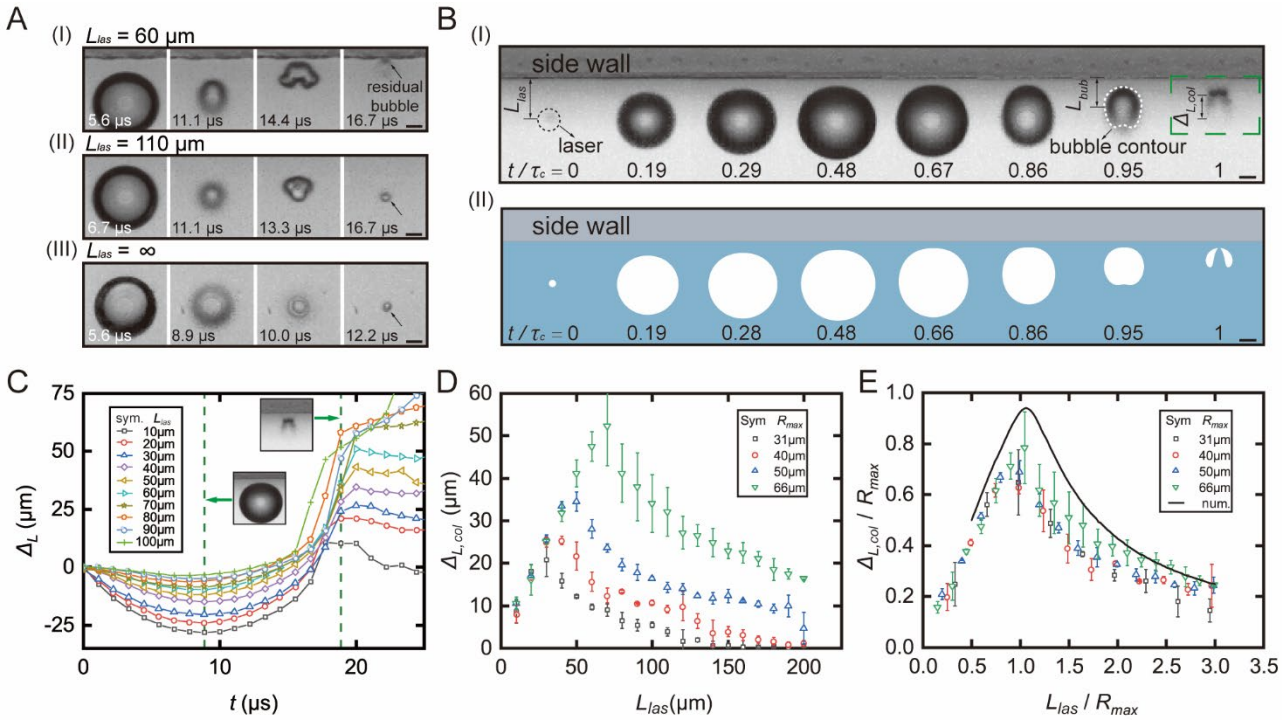

图 2 垂直侧壁附近气泡运动的表征。(A) 三个具有不同 L_{las} 的 IPB 的气泡塌缩过程比较。(B, I) 从底视图观察到的 IPB 在侧壁附近整个生命周期内的时间演变。气泡在 $t/\tau_c = 1$ 时塌缩，留下一个微小的残余气泡。L_{las} 和 L_{bub} 分别是激光光斑中心和 IPB 中心到侧壁的横向距离，而 $\Delta_{L,col}$ 是残余气泡到激光光斑中心的横向距离，即 IPB 的最大横向位移（比例尺：40 μm、$R_{max} \approx 90$ μm 和 $L_{las} = 100$ μm）。(B, II) 数值模拟的侧壁附近蒸汽气泡的时间演变。蒸汽气泡的归一化初始尺寸为 0.1，且 $L_{las}/R_{max} = 10/9$（比例尺：40 μm）。(C) $R_{max} \approx 66$ μm 的 IPB 的位移 Δ_L 随 t 的变化，图中显示了不同的 L_{las} 值。(D) 不同 R_{max} （31、40、50 和 66 μm）的气泡的 $\Delta_{L,col}$ 随 L_{las} 的变化。$\Delta_{L,col}$ 随 L_{las} 先增大后减小。(E) 不同 R_{max} 的 IPB 的 $\Delta_{L,col}/R_{max}$ 随 L_{las}/R_{max} 的变化。实线为数值模拟结果，与实验结果吻合良好。

为深入了解这一现象，我们将L_{las} 从 10 系统地调整至 200 μm，步长为 10 μm，以研究气泡位移 $\Delta_L = L_{las} - L_{bub}$ 如何随之变化，其中L_{bub} 表示气泡到侧壁的横向距离。**图 2B(I)**展示了沿生命周期依次拍摄的 IPB 底视图图像，其L_{las} = 100 μm。IPB 的生命周期 τ_c 始于气泡成核，终于气泡首次塌缩至最小尺寸。因此，生命周期包含两个阶段：生长和塌陷。请注意，**图 2B**中的时间已归一化为t/τ_c。在其寿命内，气泡迅速生长，并在t/τ_c = 0.48 左右达到最大尺寸。由于侧壁的存在，气泡在生长和塌陷阶段均呈现不对称形状。在塌陷阶段结束时（t/τ_c: 0.76→1），气泡迅速向侧壁移动

并达到L_{bub}的最小值。这对应于气泡的最大位移，其定义为$\Delta_{L,\ col}$。经过塌陷阶段后，气泡坍塌的位置会出现一个残余气泡。残余气泡含有一定量的不可凝空气，且可持续相对较长的时间。在上述气泡生长和塌缩阶段，IPB 中储存的能量会剧烈释放。因此，后续过程仅拥有少部分能量（*29*），这并非本研究的重点。

为更好地理解 IPB 的非对称塌缩，我们采用边界积分法（BIM）进行了二维（2D）模拟（*30, 31*）。为简化问题，模拟忽略了支撑基底，并着重研究侧壁对蒸汽气泡动力学的影响。**图 2B(I)**所示情形中，R_{max}和L_{las}的数值与之接近的一项模拟结果如**图 2B(II)**所示。显然，数值模拟中的气泡表现出与实验相同的生长和塌缩动力学。塌缩气泡快速朝侧壁运动，是由所谓的开尔文冲量所致（*30, 32*）。附近的侧壁使气泡周围水中的压力场和速度场呈非对称分布。这导致液体压力不平衡，进而使气泡获得平移动量。因此，IPB 在塌陷阶段明显偏离激光光斑。这使周围流体场得到更新，为随后 IPB 的成核做好准备。这就是 IPB 重复且周期性成核的原因。

我们进一步开展实验，系统研究 Δ_L 如何随 L_{las} 变化。图 2C 首先展示了半径为 $R_{max} = 66\ \mu m$ 的气泡的 Δ_L 随时间的变化。尽管 L_{las} 不同，所有 IPB 在生长阶段均先远离侧壁移动，Δ_L 呈负值。随后，气泡迅速向侧壁移动，导致 Δ_L 增大。在气泡坍塌结束时（$t \approx 18.8\ \mu s$），气泡达到其整个生命周期中的最大位移 $\Delta_{L,col}$。通过调整 P_l，获得了具有不同 R_{max} 的气泡（15）。图 2D 展示了不同 R_{max} 气泡的 $\Delta_{L,col}$ 随 L_{las} 的变化。所有气泡均呈现相似趋势：$\Delta_{L,col}$ 先随 L_{las} 增大，达到最大值后再减小。观察到的 $\Delta_{L,col}$- L_{las} 依赖关系与其他研究报道的结果相似（31, 33-36）。

有趣的是，以$_{L,\ col}$和L_{las}相对于R_{max}进行归一化后，我们发现，对于R_{max}不同的气泡，归一化后的$\Delta_{L,\ col}$- L_{las} 曲线彼此重合（**图2E**）。$\Delta_{L,\ col}/R_{max}$ 在L_{las} 等于R_{max}时达到最大值。随后，我们采用BIM方法对此关系进行了数值研究（**图2E**中的黑色实线）。结果清楚表明，实验获得的$\Delta_{L,\ col}/R_{max}$ - L_{las}/R_{max} 关系与数值结果吻合良好，但数值曲线

略高于实验结果。这被认为是由于IPB与基底之间存在阻力，而数值模拟中未考虑这一因素。

现在已经清楚，侧壁会改变气泡生长和塌缩的动力学过程，从而使残余气泡发生横向位移$\Delta_{L,\ col}$。然而，触发周期性成核所需的$\Delta_{L,\ col}$仍不明确。为回答这一问题，我们绘制了概率图。所绘制的其中一张图如**图3A**所示。为绘制此图，将L_{las}的值（针对R_{max} = 50 μm的IPB）从20 m调整至150 μm，步长为10 μm。对于每个距离L_{las}，均进行了十次实验。每次实验中，激光照射持续50 ms，并记录周期性成核持续的时间。随后，计算周期性成核持续特定时长的概率，并据此绘制概率图。图中显示，当L_{las} <90 μm时，可以成功实现周期性成核。当L_{las}超过120 μm时，周期性成核便无法发生。在90 μm < L_{las} < 120 μm的范围内，周期性成核的持续时间迅速缩短。此范围被称为过渡区（TR）。

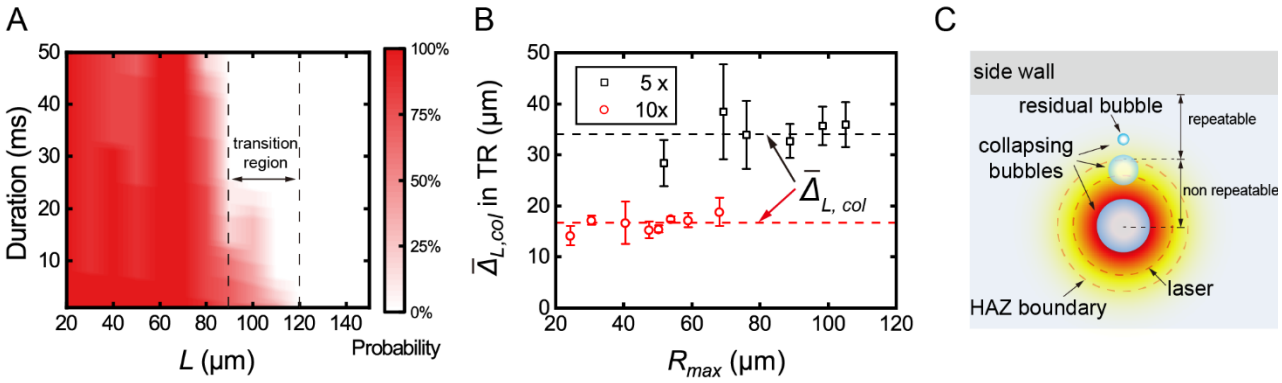

图3 残余气泡位置与周期性气泡成核的相关性。（A）通过触发IPB（R_{max} = 50 μm）的周期性成核，并将L_{las}从20改变至150 μm，构建得到的概率图。（B）对于具有不同R_{max}、并使用5×和10× 物镜获得的气泡，其过渡区（TR）中的平均值$\bar{\Delta}_{L,\ col}$对于每个物镜几乎保持不变，与R_{max}的变化无关。（C）阐释IPB周期性成核潜在机制的示意图。气泡坍塌后，残余气泡必须移出热影响区（HAZ），以确保周期性成核。

针对具有不同R_{max}且使用10× 和5× 物镜获得的IPB，构建了概率图。根据各个概率图，我们提取了其过渡区中心处十个气泡的$\Delta_{L,\ col}$（此处L_{las} = 100 μm见**图3A**），并计算其平均值$\bar{\Delta}_{L,\ col}$。不同R_{max}下气泡的值$\bar{\Delta}_{L,\ col}$如**图3B**所示。结果清楚表明，无论R_{max}如何变化，$\bar{\Delta}_{L,\ col}$对于10× 和5× 物镜分别几乎保持在16.7和34.0 μm。在过渡区，L_{las}/R_{max}的比值介于1.5和2.5之间。从**图2E**可以看出

在此范围内，$\Delta_{L,\ col}$ 随L_{las} 增大而减小。因此，$\bar{\Delta}_{L,\ col}$ 可视为 IPB 的临界横向位移。如果残余气泡的横向位移低于这一临界值，就难以触发周期性气泡成核。

人们或许会想，究竟是什么决定了周期性气泡成核的这些特定临界值$\bar{\Delta}_{L,\ col}$。激光照射后，GNP修饰样品表面会迅速产生大量热量，形成局部温度升高的类高斯温度场（*13, 37, 38*）。这会在激光光斑的径向上产生很强的温度梯度。温度梯度进一步导致气泡表面张力高度不对称，并产生强烈的热马兰戈尼力，将气泡推回温度最高的位置，即激光光斑中心。因此，临界值$\bar{\Delta}_{L,\ col}$ 实际上界定了热影响区（HAZ）的边界，如**图3C**所示。当残余气泡停留在热影响区内时，它们会成为后续稳定生长的等离激元气泡成核和生长的晶核，因此无法发生周期性气泡成核。因此，残余气泡必须移出热影响区，才能触发周期性成核。由于热扩散，热影响区的尺寸大于激光光斑。因此，测得的激光光斑半径R_l 为11.5和28.0 μm，小于对应的$\bar{\Delta}_{L,\ col}$ 16.7和34.0 μm，分别对应 10× 和 5× 物镜。有关激光光斑半径的确定详情，请参阅补充信息中的**图 S3**。

周期性气泡成核的可控性

在微纳流体学相关应用中，周期性脉冲频率至关重要。本文研究了这些周期性成核气泡的可控性，尤其是频率 f。周期性成核 IPB 的一个完整周期 T 包含两个时段：延迟时间 τ_d 和气泡寿命 τ_c。正如先前所揭示的，较高的激光功率 P_l 会导致τ_d 和τ_c 缩短（*15*），进而使频率 f升高。此外，激光光斑尺寸也对 IPB 的成核动力学起着关键作用。本研究通过改变物镜的放大倍率 m来调整激光光斑尺寸。因此，通过改变 m和 P_l来调节f。**图 4A**和**4B**展示了使用三种不同物镜 5×、 10×和20×获得的 IPB 中，τ_d 和 R_{max}如何随所施加的P_l 变化。每个数据点均通过重复实验五次得到。计算了数据的平均值和标准差。请注意，**图 4A**和**4B**中的数据点来自首次触发的 IPB。对于特定物镜，τ_d 随P_l增加而迅速降低，导致R_{max}快速下降。不同物镜之间，使用放大倍率更高的物镜获得的气泡具有短得多的τ_d 和更低的R_{max}。总体而言，延迟时间 τ_d 可轻松调节至 3 至 1500 μs，对应的R_{max} 分布范围很大，为 6.8 至 106.1 μm。

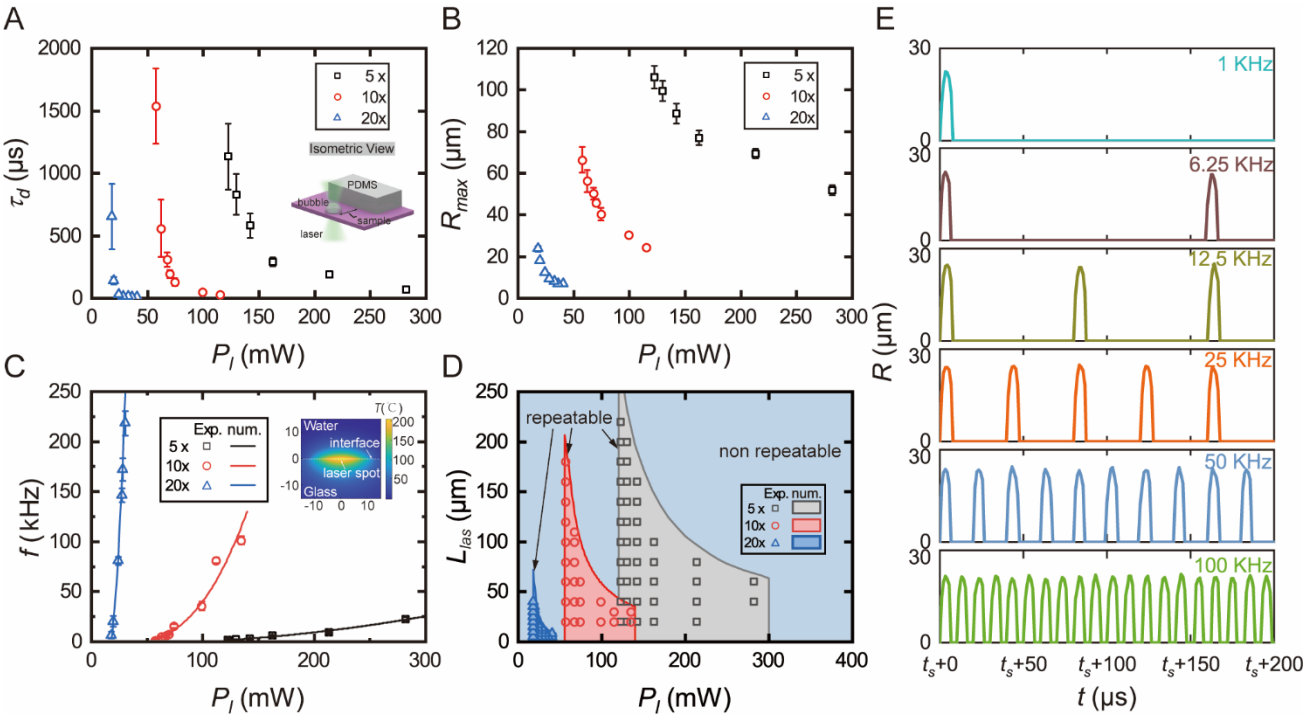

图 4 侧壁附近 IPB 周期性成核的可控性。(A) 和 (B) 分别为测得的延迟时间τ_d 和气泡最大半径 R_{max} 随 P_l变化的关系。τ_d 和 R_{max} 均随 P_l增大而减小。(C) 不同放大倍率 m 的物镜获得的 IPB，其周期性成核频率 f 随 P_l 变化的关系。符号表示实验测得的数据点，实线表示数值计算结果。在 P_l = 30.4 mW、m = 20× 时，频率 f 可达 218.4 kHz。插图为数值构建的温度场。(D) 在 L_{las} -P_l 二维空间中确定的周期性气泡成核区域。符号表示实验数据，实线表示通过数值方法确定的周期性成核区域边界。(E) 自发成核频率 f = 100 kHz（P_l = 135 mW，m = 10×），以及通过激光开关调制实现的 50、25、12.5、6.25 和 1 kHz 调制频率。

物镜放大倍率 m与激光功率 P_l 的不同组合会导致 IPB 呈现不同的成核动力学，进而使f可调，如**图 4C**所示。图中每个数据点均为五次运行的平均值。对于每个物镜，得到的f均随P_l增加而升高。使用10× 物镜，通过分别将P_l 设为 112.3、99.0、74.3、67.6 和 62.5 mW，实现了频率分别为 80、39、18、9 和 5.4 kHz 的自发周期性成核。由此实现了令人惊喜的可控性。值得注意的是，使用20× 物镜，在P_l = 30.4 mW 时，f达到最大值 = 218.4 kHz。这一亚兆赫兹频率至少比此前使用连续波激光器（*25, 26*）实现的频率快两个数量级。

请注意，**图 4C**中的相应周期T = 1/f短于根据**图 4A**和**4B**推导出的周期。这是因为激光器持续输入能量，不可避免地会使激光光斑附近的周围

水升温，导致 τ_d 降低，进而使 f 增大。周围区域达到稳态温度场所需的时间尺度可表示为 $\tau_{diff} \approx R^2 l/\pi\kappa$，其中 κ 为水的热扩散率。以 10× 物镜为例，所需时间约为 250 μs。这意味着，在周期性成核开始时，f 会迅速增大，随后达到稳定值。这与图 1E 所示的数据一致。本研究利用周期性气泡成核稳态阶段实验测得的周期 T，通过数值计算确定周围水的温升 ΔT_E 。随后，利用数值构建的激光光斑周围温度场，可得不同 P_l 和 m 组合对应的延迟 τ_d （图 4C 插图中给出了一个示例）。由于当 f 超过 100 kHz 时，IPB 的寿命 τ_c 最长可达 T 的 50%，我们还利用数值确定的 R_{max} (39) 和修正后的瑞利坍缩时间方程 (40)，考虑了 IPB 的 τ_c 。根据数值确定的 τ_d 和 τ_c，可通过数值计算得出特定 P_l 和 m 组合下的 f（图 4C 中的实线）。可以看出，计算结果与实验测量高度吻合。关于 ΔT_E的确定过程、气泡寿命 τ_c以及 f 的数值计算，请参阅补充信息中的图 S4A、S4B 和 S4C。

现在可以清楚地看出，L_{las} 和P_l 都是控制周期性气泡成核的关键参数。在此，我们针对 5×、10×和 20×物镜，系统地开展实验，以确定在P_l -L_{las} 二维参数空间中触发周期性气泡成核的可行范围。结果如**图4D**所示。图中，每个标记代表在特定的(P_l，L_{las})组合下成功实现的一次IPB周期性成核。我们还通过数值方法确定了成功实现周期性气泡成核的范围。对于每个物镜，在P_l 取特定值时，可通过数值方法确定气泡尺寸R_{max} （**图 S4C**）（*39*）。利用得到的R_{max}以及**图3B**确定的判据，通过数值方法确定了P_l -L_{las} 参数空间中周期性气泡成核范围的边界（**图4D**中的实线）。可以看出，实验数据点被数值确定的边界曲线很好地包围。对于每个物镜，气泡尺寸随P_l增大而减小，导致L_{las} 的可用范围缩小，成核频率f升高。

需要注意的是，不能盲目提高f 来持续增加成核频率，这需要通过提高P_l实现。一方面，热影响区的大小决定了R_{max} 的最小值，以确保周期性成核。否则，残余气泡无法移出热影响区。这决定了一个最大激光功率$P_{l,\ max1}$。另一方面，当P_l较高时，持续输入到激光光斑区域的激光能量无法及时耗散。这会导致残余气泡尚未成功逸出热影响区，便已快速汽化。这决定了另一个最大激光功率$P_{l,\ max2}$。

实际上，$P_{l,\ max1}$和$P_{l,\ max2}$中较小者决定了**图4D**中各个可重复气泡成核区间的右边界。此外，如前所述，微米级蒸汽泡的寿命仅为几微秒（*41*）。这意味着*f*的最大值应为数百千赫兹。

在**图4D**中可重复气泡成核的工作区间内，(L_{las}, P_l, m) 的某种组合对应一个特定的*f*，实际上，这对应于该组合下能够达到的最大*f*。通过施加激光开关调制，可以实现低于此值的任意频率。对于L_{las} = 15 μm、P_l = 135 mW 和m = 10×这一组合下获得的f = 100 kHz，通过以相应频率进行激光开关调制，可以轻松实现 50、25、12.5、6.25 和 1 kHz 的不同气泡成核频率（**图4E**）。

周期性气泡成核诱导的强局部流动

我们的发现为利用连续波激光在微纳流体学中实现强而持续的局部流体流动提供了一种高效方法。为展示这一点，我们采用了两种配置。通过追踪周期性气泡成核过程中的聚苯乙烯（PS）颗粒，使用粒子图像测速（PIV）测量流体流动。第一种配置中，在垂直侧壁旁触发周期性成核，以模拟生物微机电系统（bio-MEMS）微通道中的微流体学场景。如**图5A**所示，在周期性成核的气泡两侧形成了两个对称分布的涡旋。流体流动中的流线是由聚苯乙烯颗粒轨迹构成的，用于展示周期性成核气泡所诱导的流体流动。在**图5B**所示的选定区域内，整个过程中稳定实现了 14 mm/s 的平均流速。这比此前报道的平均流速快约两个数量级（*26*）。

在第二种配置中，如**图5C**所示，一个直径为82 μm的玻璃球固定在GNP修饰样品表面上。这构成了一个用于周期性气泡成核的最简系统，能够在固液界面提供局部的定点扰动。当周期性成核发生在球体附近时，液体迅速从气泡一侧流向球体一侧，从而在数毫米范围内形成单向界面流动。如**图5D**所示，所选区域测得的平均流速约为10 mm/s，与当前微流体应用中实现的流速相比也相当高。该气泡-球体单元更像是微流体学中的便携式泵，可放置在微通道内的目标位置以执行泵送操作。

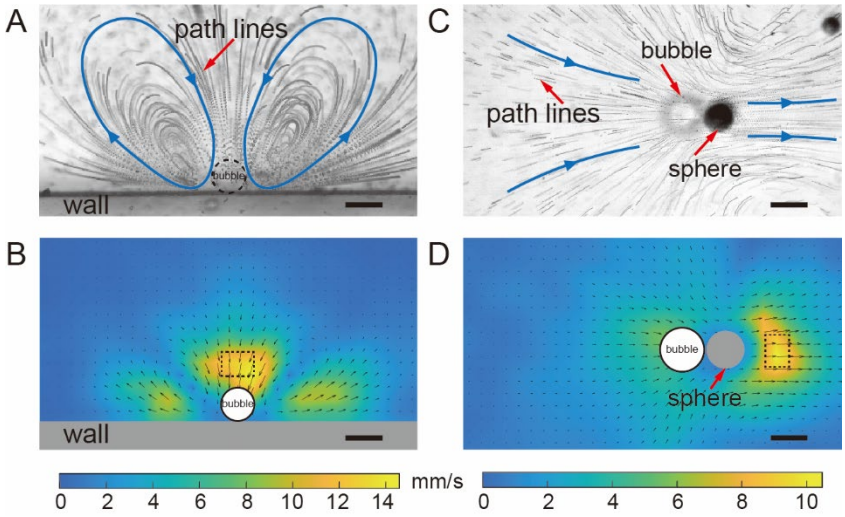

图 5 周期性成核的气泡在固液界面处诱发的强局部流动。(A) 从底视图拍摄到的、垂直侧壁附近周期性成核的气泡两侧诱发的强界面涡流。(B) 通过粒子图像测速测量构建的速度场。所选区域内沿周期性气泡成核方向的平均流速约为 14 mm/s。(C) 静止球体附近周期性成核的气泡诱发的局部单向界面流。(D) 通过粒子图像测速测量获得的速度场。所选区域内的平均流体流速约为 10 mm/s。(所有比例尺：100 μm)

总之，我们报告了在金纳米颗粒修饰基底上自发触发等离激元蒸汽气泡周期性成核的观察结果。附近固体边界的存在会导致等离激元蒸汽气泡发生非对称塌缩，使残余气泡横向运动。当位移足够大，确保残余气泡脱离激光光斑所致的热影响区时，便会发生连续的气泡成核。通过调节激光功率和激光光斑尺寸，可以轻松调控周期性气泡成核频率f，使其从0.8 kHz升至200 kHz以上，这与数值预测吻合良好。此外，实验结果表明，利用周期性成核的微气泡，可以稳定实现速度超过10 mm/s的持续局部流体流动。这展示了利用光热气泡实现快速、强劲局部流体流动的方式，并为使用普通连续波激光器实现高效微纳流体操作开辟了道路。

参考文献：

1. G. Baffou, R. Quidant, C. Girard，热等离激元学建模：格林函数方法。《物理评论*B*》 **82**, 165424 (2010). 2. X. Fu, B. Chen, J. Tang, A. H. Zewail，通过四维电子显微镜成像观察光诱导纳米气泡驱动的纳米颗粒超快扩散。《科学进展》 **3**, e1701160 (2017). 3. E. Lee, D. Huang, T. Luo，由单束高斯光束的光学推拉力驱动的弹道式超空化纳米颗粒。《*Nature Communications*》 **11**, 2404 (2020). 4. E. Lee, T. Luo，利用单束平面波在低折射率腔中对纳米颗粒进行远距离光学牵引。《科学进展》 **6**, aaz3646 (2020). 5. Y. Wang 等人，激光照射的水浸等离激元纳米颗粒周围的蒸气和气泡生长动力学。《*ACS Nano*》 **11**, 2045-2051 (2017). 6. W. Lauterborn, H. Bolle，固体边界附近空化气泡塌陷的实验研究。《流体力学杂志》 **72**, 391-399 (1975). 7. G. Baffou, J. Polleux, H. Rigneault, S. Monneret，连续波照明下等离激元纳米颗粒周围的超热与微气泡生成。《*The Journal of Physical Chemistry C*》 **118**, 4890-4898 (2014). 8. J. Jeon 等人，基于化学发光共振能量转移的纳米颗粒，用于增强量子产率的癌症光诊疗。《科学进展》 **6**, eaaz8400 (2020). 9. E. Y. Lukianova-Hleb 等人，利用癌症特异性等离激元纳米气泡按需增强细胞内放化疗。《自然·医学》 **20**, 778-784 (2014). 10. S. Tokonami 等人，光诱导活菌在蜂窝基底上组装。《科学进展》 **6**, eaaz5757 (2020). 11. J. Li, E. H. Hill, L. Lin, Y. Zheng，胶体颗粒与功能结构的光学纳米打印。《*ACS Nano*》 **13**, 3783-3795 (2019). 12. Y. Liu 等人，用于快速、超灵敏病毒诊断的数字等离激元纳米气泡检测。《*Nature Communications*》**13**, 1687 (2022). 13. B. Zeng 等人，溶质与热马兰戈尼力竞争作用下二元液体中等离激元气泡的周期性弹跳。《美国国家科学院院刊》 **118**, e2103215118 (2021). 14. M. Hu 等人，通过导热界面在近红外激光引导下使水中的舞动气泡移动。《*Nature Communications*》 **13**, 5749 (2022). 15. Y. Wang 等人，延迟成核产生的巨大爆发性等离激元气泡。《美国国家科学院院刊》 **115**, 7676-7681 (2018). 16. Y. Zhang, A. Prosperetti，固体表面等离激元气泡的动力学、传热与传质。《国际传热传质杂志》 **167**, 120814 (2021).

17. F. Li, S. R. Gonzalez-Avila, D. M. Nguyen, C.-D. Ohl，微加热器上的振荡沸腾。《Physical Review Fluids》2, 014007 (2017). 18. K. Namura, S. Okai, S. Kumar, K. Nakajima, M. Suzuki，脱气水中局部加热水蒸气微气泡的自激振荡。《Advanced Materials Interfaces》7, 2000483 (2020). 19. X. Li et al.，水中等离激元气泡的成核与生长：溶解空气的影响。《The Journal of Physical Chemistry C》123, 23586-23593 (2019). 20. M. E. Zaytsev et al.，正烷烃中的等离激元气泡。《The Journal of Physical Chemistry C》122, 28375-28381 (2018). 21. D. Huh et al.，在芯片上重建器官级肺功能。《Science》328, 1662-1668 (2010). 22. M. Yafia et al.，结构编程毛细流动事件的微流控链式反应。《Nature》605, 464- 469 (2022). 23. V. Blickle, C. Bechinger，微米级随机热机的实现。《Nature Physics》8, 143-146 (2012). 24. S. Krishnamurthy, S. Ghosh, D. Chatterji, R. Ganapathy, A. K. Sood，在细菌储库之间运行的微米级热机。《Nature Physics》12, 1134-1138 (2016). 25. S. Jones, D. Andren, T. J. Antosiewicz, M. Kall，水中热等离激元纳米气泡的超快调制。《Nano Letters》19, 8294-8302 (2019). 26. S. Jones et al.，热等离激元气泡成核产生的强瞬态流动。《ACS Nano》14, 17468- 17475 (2020). 27. P. A. Quinto-Su，在光镊中实现的微观蒸汽机。《Nature Communications》5, 5889 (2014). 28. F. Schmidt et al.，由临界去混合驱动的微观热机。《Physical Review Letters》120, 068004 (2018). 29. M. Tinguely et al.，球形空化气泡塌缩时的能量分配。《Physical Review E》86, 046315 (2012). 30. J. R. Blake, D. C. Gibson，边界附近的空化气泡。《Annual Review of Fluid Mechanics》19, 99-123 (1987). 31. O. Supponen et al.，单个空化气泡射流的标度律。《流体力学杂志》802, 263-293 (2016). 32. J. R. Blake，开尔文冲量：在空化气泡动力学中的应用。《The ANZIAM Journal》30, 127-146 (1988). 33. A. B. Sieber, D. B. Preso, M. Farhat，颗粒边界附近空化气泡的动力学。《流体力学杂志》947, A39 (2022). 34. E.-A. Brujan, A. Zhang, Y. Liu, T. Ogasawara, H. Takahira，矩形通道中激光诱导空化气泡的射流形成与迁移。《流体力学杂志》948, A6 (2022). 35. J. R. Blake, P. B. Robinson, A. Shima, Y. Tomita，两个空化气泡与刚性边界的相互作用。《流体力学杂志》255, 707-721 (1993).

36. Y. Tomita, T. Kodama，激光诱导空化气泡与复合表面的相互作用。应用物理学杂志 94, 2809-2816 (2003). 37. G. Baffou等，纳米粒子阵列的光致加热。《*ACS Nano*》 7, 6478-6488 (2013). 38. S. Jones, D. Andren, P. Karpinski, M. Kall，等离激元纳米天线的光热加热：对受困粒子动力学和胶体分布的影响。*ACS Photonics* 5, 2878-2887 (2018). 39. B. Zeng等，不同环境压力下巨型等离激元气泡的成核。《*Physical Review E*》 102, 063109 (2020). 40. F. Reuter, Q. Zeng, C. D. Ohl，小气泡壁面间距下的瑞利延拓因子。《流体力学杂志》 944, A11 (2022). 41. L. Rayleigh，VIII. 球形空腔塌缩过程中液体中产生的压力。伦敦、爱丁堡和都柏林哲学杂志与科学杂志 34, 94-98 (1917). 42. D. Obreschkow, M. Bruderer, M. Farhat，空心球形气泡塌缩的解析近似。《*Physical Review E*》 85, 066303 (2012). 43. J. R. Blake, G. Doherty, B. Taib，将边界积分法应用于空化气泡动力学。数学规划与数值分析研讨会 6, 166-187 (1984).

致谢
感谢 Yue Chen 为插图提供艺术设计。感谢 Buyun Chen 就算法进行了非常有帮助的讨论。

经费支持：本研究得到国家自然科学基金（项目编号：52075029）、北京市自然科学基金（项目编号：3232009）和“中央高校基本科研业务费”的资助。

作者贡献：F. W.、Y. W. 和 L. Y. 构思并设计了实验；F. W.、H. W. 和 C. X. 开展了实验；所有作者均参与了实验数据分析并讨论了结果；Y. W.、H. W. 和 F. W. 撰写了稿件；Y. W. 和 L. Y. 负责监督本项目。

利益冲突：作者声明不存在利益冲突。

数据和材料可用性： 支持本文图表及本研究其他发现的数据，可在合理请求后向通讯作者获取。

补充材料：

通过非对称方式实现等离激元蒸气微气泡的亚兆赫兹成核塌缩

Fulong Wang[1], Huimin Wang[2], Binglin Zeng[1], Chenliang Xia[1], Lihua Dong[1], Lijun Yang[3,4], 和 Yuliang Wang[*,1,4]

[1]北京航空航天大学机械工程与自动化学院机器人研究所，中华人民共和国北京市 *100191*

[2]国家材料服役安全科学中心，北京科技大学，中华人民共和国北京市 *100083*[3]北京航空航天大学宇航学院，中华人民共和国北京市 *100191*[4]北京航空航天大学宁波研究院，中华人民共和国宁波市 *315832*[*]电子邮箱：wangyuliang@buaa.edu.cn

此 PDF 文件包含：

补充文本 图 S1 至 S4 参考文献（1 至 6）

样品制备

使用溅射镀膜机（108 Auto，Cressington，英国）在非晶态熔融石英基底上沉积厚度为~12 nm 的金层。随后，将镀有金膜的基底放入马弗炉中，在 1000 °C 下退火 1 小时，以进行热脱润湿。通过这种高温热脱润湿处理，获得了金纳米颗粒（GNP）修饰样品表面，如**图 S1A(I)**所示。**图 S1A(II)**展示了所得样品表面的扫描电子显微镜（SEM）图像。使用紫外-可见分光光度计（U-3900H，日立，日本）测量制备的 GNP修饰样品表面的光学吸收光谱。结果如**图 S1A(III)**所示。在 529 nm 波长处，吸收峰值达到 0.332，与所用激光器的 532 nm 波长非常接近。

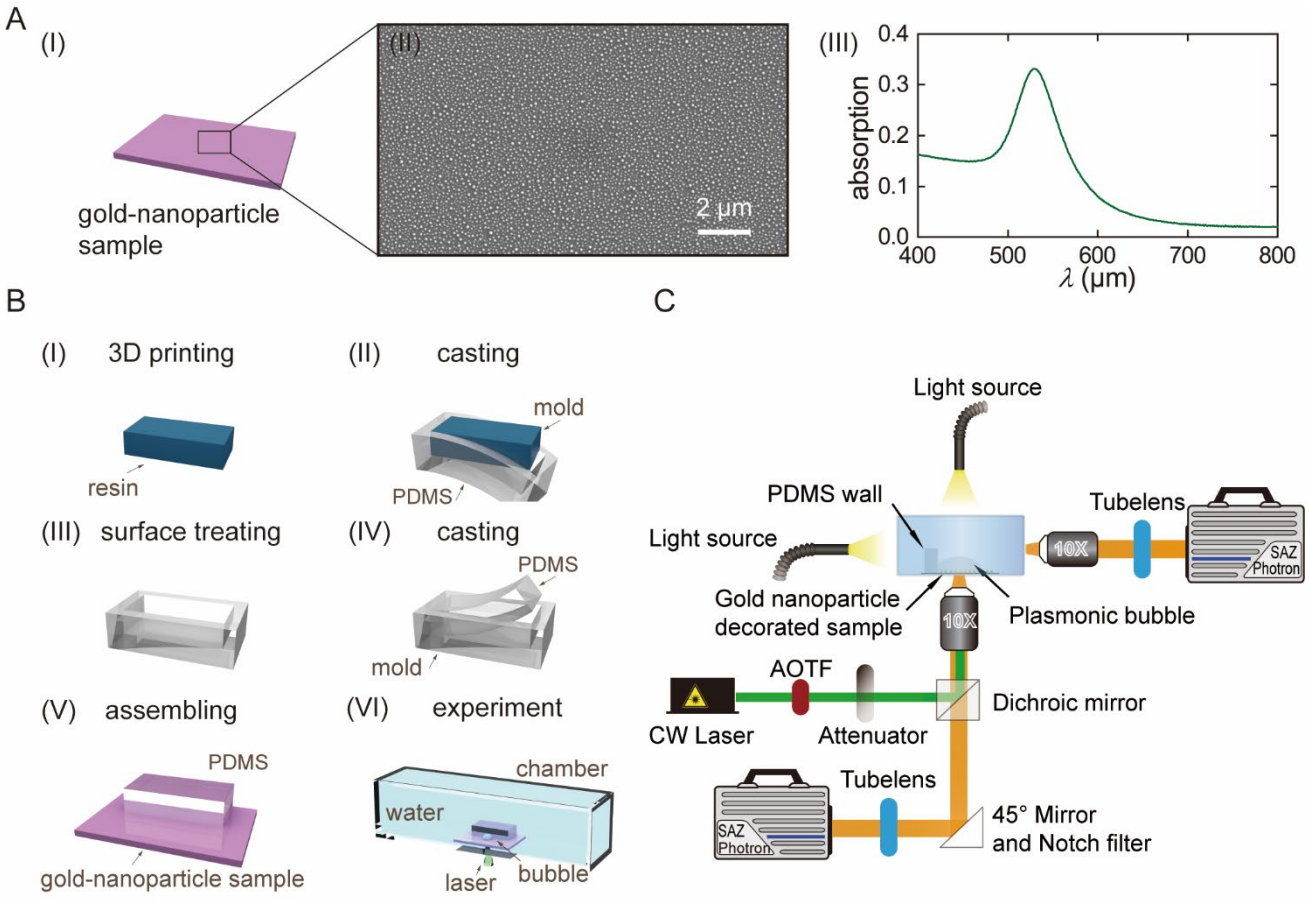

图 S1 蒸汽气泡实验的样品制备和光学装置。(A, I) 金纳米颗粒（GNP）修饰样品表面的示意图；(A, II) 其扫描电子显微镜（SEM）图像。(A, III) 实验测得的 GNP修饰样品表面的光吸收光谱。(B) GNP修饰样品表面垂直侧壁制备过程的示意图。(C) 蒸汽气泡实验光学装置的示意图。

在 GNP修饰样品表面制备聚二甲基硅氧烷（PDMS）垂直侧壁的过程

如**图 S1B**所示。第一步，通过高分辨率 3D 打印光敏树脂，制备阳模（**图 S1B(I)**）。第二步，以阳模为模板，将 Sylgard 184 硅橡胶基料与固化剂（美国道康宁）混合，在 65°C 下固化 3 小时，制得阴模（**图 S1B(II)**）。随后，在阴模上涂覆 WD-40，以便后续脱模（**图 S1B(III)**）。第三步，将 PDMS 与固化剂的混合物倒入第二步制得的阴模中，制成 PDMS 棒（**图 S1B(IV)**）。轻轻按压，使 PDMS 棒牢固地贴附在 GNP修饰样品表面，从而形成垂直侧壁（**图 S1B(V)**）。随后，将基底放入装有水的比色皿中，比色皿尺寸为 10×10×75 mm^3，用于蒸汽气泡实验（**图 S1B(VI)**）。

装置描述

气泡实验所用光学装置的示意图如**图 S1C**所示。该装置使用两台高速摄像机（SA-Z、Photron，日本）同时进行侧视和底视成像。配备不同放大倍率的长工作距离物镜5×、10×和 20×（LMPFLN、奥林巴斯、日本），以调节样品表面的激光光斑尺寸。高速成像的帧率为 900 kfps。采用连续波激光器触发等离激元气泡成核。通过半波片和偏振片调节激光功率。使用声光调制器（AOTFnc-VIS-Tn、Opto-Electronic、法国）作为快门，以控制样品表面激光照射的开关。

周期性气泡成核的周期*T*的确定

光学成像系统的时间分辨率为 1.11 μs。有限的时间分辨率可能会在确定周期性气泡成核的周期*T*时引入较大误差，尤其是在*T* 低于 10 μs 时。为解决这一问题，将测得的气泡半径*R*随时间*t*的变化拟合到瑞利方程（*1*）的解析近似。

$$R(t)/R_{max}=\left(1-\left(t/\frac{\tau_c}{2}\right)^2\right)^{2/5} \tag{S1}$$

通过这种拟合，可以精确获得最大气泡半径R_{max}，以及气泡达到R_{max}时对应的时刻t_{max}。随后，将两个相邻t_{max} 值之间的时间间隔视为周期*T*，如**图 S2**中两个连续成核的蒸汽气泡所示。获得*T*后，可进一步计算成核频率*f*，即$f=1/T$。采用此方法，即使周期*T*低于10 μs，**图 4C**中提取的*f*仍具有很低的方差。

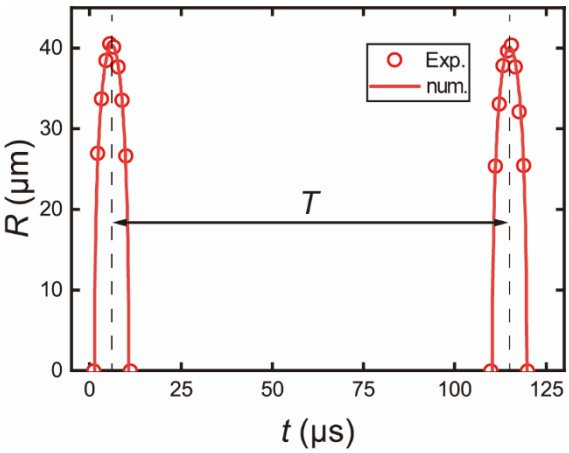

图 S2 两个连续成核气泡的半径随时间t的变化。空心圆形标记表示气泡半径的实验数据点。使用瑞利方程（式 S1）的解析近似对这些数据点进行拟合，拟合结果以两条实线表示。根据得到的拟合曲线，可以提取各个蒸汽气泡的最大气泡半径R_{max} 及其对应时刻t_{max} 。两个相邻t_{max} 时刻之间的时间间隔可视为周期T。

激光光斑半径的测定

确定GNP修饰样品表面上的激光光斑半径，对于数值研究激光照射下的温度场至关重要。为此，将采集到的GNP修饰样品表面激光光斑图像拟合为二维高斯函数。 **图 S3**中的彩色实心标记表示通过10× 物镜实验采集的激光光斑图像的归一化光强。透明网格曲面表示拟合结果。随后，将光强高于最大值的$1/e^2$ 的区域定义为激光光斑区域，其中e为自然常数。采用此方法得到的激光光斑半径，对于10× 和5× 物镜分别约为11.5μm和28.0 μm。

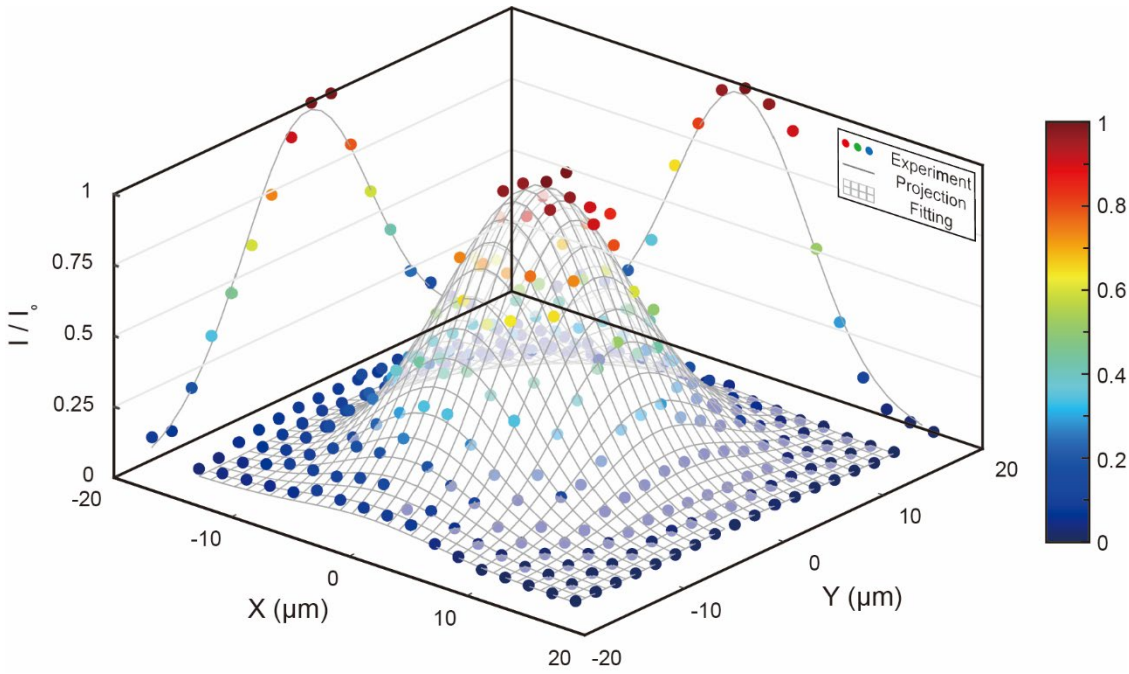

图 S3 对 10× 物镜激光光斑图像中的归一化光强进行二维高斯函数拟合。得到的二维高斯拟合曲面与实验数据吻合良好。通过拟合确定了激光光斑半径。

气泡动力学的 BIM模拟

这里简要介绍 BIM模拟。详细说明请参阅 Blake等人（*2, 3*）和 Supponen等人（*4*）。BIM模拟基于一种标准模型，该模型假设流体为无黏、不可压缩且无旋流动，并忽略表面张力。该模型由质量守恒方程和简化的纳维-斯托克斯方程支配，如下所示：

$$\nabla \cdot \boldsymbol{u} = 0 \tag{S2}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{u}}{\partial t} + (\boldsymbol{u} \cdot \nabla)\boldsymbol{u} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \boldsymbol{g} \tag{S3}$$

其中，$\boldsymbol{u}$ 是流体的速度场，p 是压力，$\boldsymbol{g}$ 是重力加速度，ρ 是水的密度。

由于假设流动为无旋流，即 $\nabla \times \boldsymbol{u} = 0$，流体的速度场 $\boldsymbol{u}$ 可由势函数 φ 的导数导出

$$\boldsymbol{u} = \nabla \varphi \tag{S4}$$

根据公式 S2 和 S4，流体势 φ 满足拉普拉斯方程：

$$\nabla^2 \varphi = 0 \tag{S5}$$

对于任意足够光滑的函数 φ，若其在具有分段光滑边界 Ω 的区域内满足拉普拉斯方程 ***S***，则应用格林积分公式可将其改写如下：

$$\lambda\varphi(\boldsymbol{P})=\iint_S\left(\frac{\partial\varphi(\boldsymbol{Q})}{\partial n}\frac{1}{|\boldsymbol{P}-\boldsymbol{Q}|}-\varphi(\boldsymbol{Q})\frac{\partial}{\partial n}\left(\frac{1}{|\boldsymbol{P}-\boldsymbol{Q}|}\right)\right)dS \tag{S6}$$

其中$\boldsymbol{P}\in\Omega+\boldsymbol{S}$ 和 $\boldsymbol{Q}\in\boldsymbol{S}$分别是参考点和积分点，$\lambda$ 是从点 $\boldsymbol{P}$ 出发的观测空间角，$\partial/\partial n$ 是$\boldsymbol{S}$的外法向导数。角度λ 随点$\boldsymbol{P}$的位置变化，表示为

$$\lambda=\begin{cases}2\pi & \boldsymbol{P}\in\boldsymbol{S}\\ 4\pi & \boldsymbol{P}\in\Omega\end{cases} \tag{S7}$$

如果$\boldsymbol{S}$上的两个点均已知，则可通过求解式 S6 得到φ 任意点$\boldsymbol{P}$处的值。因此，结合式 S4，即可根据边界势φ 及其外法向导数$\partial\varphi/\partial n$，求得流体中任意位置处的速度。

Th势φ 随时间的演化可根据伯努利原理得出

$$\frac{D\varphi}{Dt}=\frac{|\boldsymbol{u}|^2}{2}-\boldsymbol{g}z+\frac{\Delta p}{\rho} \tag{S8}$$

其中，D/Dt为物质导数。通过数值求解式 S6 和 S8，可以在模拟空间的每个时间步更新气泡的形状及其表面上的势φ 。

激光光斑周围温度场的数值求解

激光光斑附近水温场的时间演化对气泡成核和生长动力学起着关键作用。由单个纳米颗粒引起的周围液体中随时间变化的温度场$T(r,t)$可通过数值求解以下球坐标线性傅里叶热传导方程得到：

$$\partial_t(T(r,t))=\frac{p_l(r,t)}{\rho c_p}+\kappa\frac{1}{r^2}\partial_r\left(r^2\partial_r T(r,t)\right) \tag{S9}$$

其中，κ 和c_p 分别为水的热扩散率和热容，r为到金纳米颗粒的球面距离，$p_l(r,t)$为沉积功率密度（单位为 W/m^3），假设其在金纳米颗粒内部半径r范围内为常数，在其他位置为 0。随后，可将高斯激光束轮廓内各个金纳米颗粒产生的温度场进行线性叠加，得到激光光斑区域周围的温度场，表示为

$$T(x,y,z,t)=\sum_{i=1}^{N_{np}}\left[T_i\left(d_{i,(x,y,z)},t\right)\right] \quad \text{(S10)}$$

其中，N_{np} 为接受激光照射的金纳米颗粒数量，T_i 为i_{th} 号纳米颗粒产生的温度场，$d_{i,(x,y,z)}$ 为i_{th} 号纳米颗粒中心到坐标 (x, y, z)处点的距离。利用该模型，可获得任意特定激光功率P_l 下激光光斑附近液体温度的时空演化。

不同激光功率P_l 下，10× 物镜对应的峰值温度随时间t的变化如**图 S4A**所示。对于给定的激光功率 P_l，可以直接从室温T_E = 20 oC 出发，获得达到特定温度 所需的时间（例如**图 S4A**中的上方水平线）。利用均方根最小化方法，将**图 4A**中实验测得的延迟时间 τ_d 拟合到**图 S4A**中构建的T–t关系Δ，从而估算成核温度T_n 。通过这种方法估算出的成核温度T_n 约为 215 oC。当激光光斑区域内的最高温度达到T_n时，便会形成一个 IPB。

在周期性气泡成核过程中，持续的激光能量输入会使激光光斑附近流体场的整体温度相较于环境温度T_E 升高。这种整体温升不可避免地会改变周期性成核气泡相较于首次触发的 IPB 的成核动力学。一个主要差异是延迟时间τ_d。由于成核温度T_n 保持不变，这种整体温升必然会导致周期性成核 IPB 的τ_d 减小。这里我们估算了这种整体温升。这有助于评估P_l 变化时f如何变化（**图 4C**），进而确定**图4D**中的可重复气泡成核区域。

为评估这一温升，首先测量了周期性成核气泡的延迟τ_d 。如正文所述，周期 T 包含两个时间段，即延迟时间τ_d 和蒸汽气泡的寿命τ_c 。周期 T 和寿命τ_c 通过上述方法测得。将τ_c 从 T 中减去，即可得到不同 P_l 下的延迟时间τ_d 。结合测得的τ_d，在假设成核温度 T_n保持不变的情况下，得到每个 P_l对应的升高后的环境温度 T'_E 。因此，总体温升可表示为$\Delta T_E = T'_E - T_E$。我们发现，不同的 P_l 会导致不同的温升ΔT_E。令人惊讶的是，结果表明ΔT_E随 P_l 呈线性增加（图 S4A 插图）。图 S4B 展示了一个典型的温升过程。在τ_d的激光照射期间，成核中心从升高后的水温 $T_E + \Delta T_E$ 加热至成核温度 T_n 。

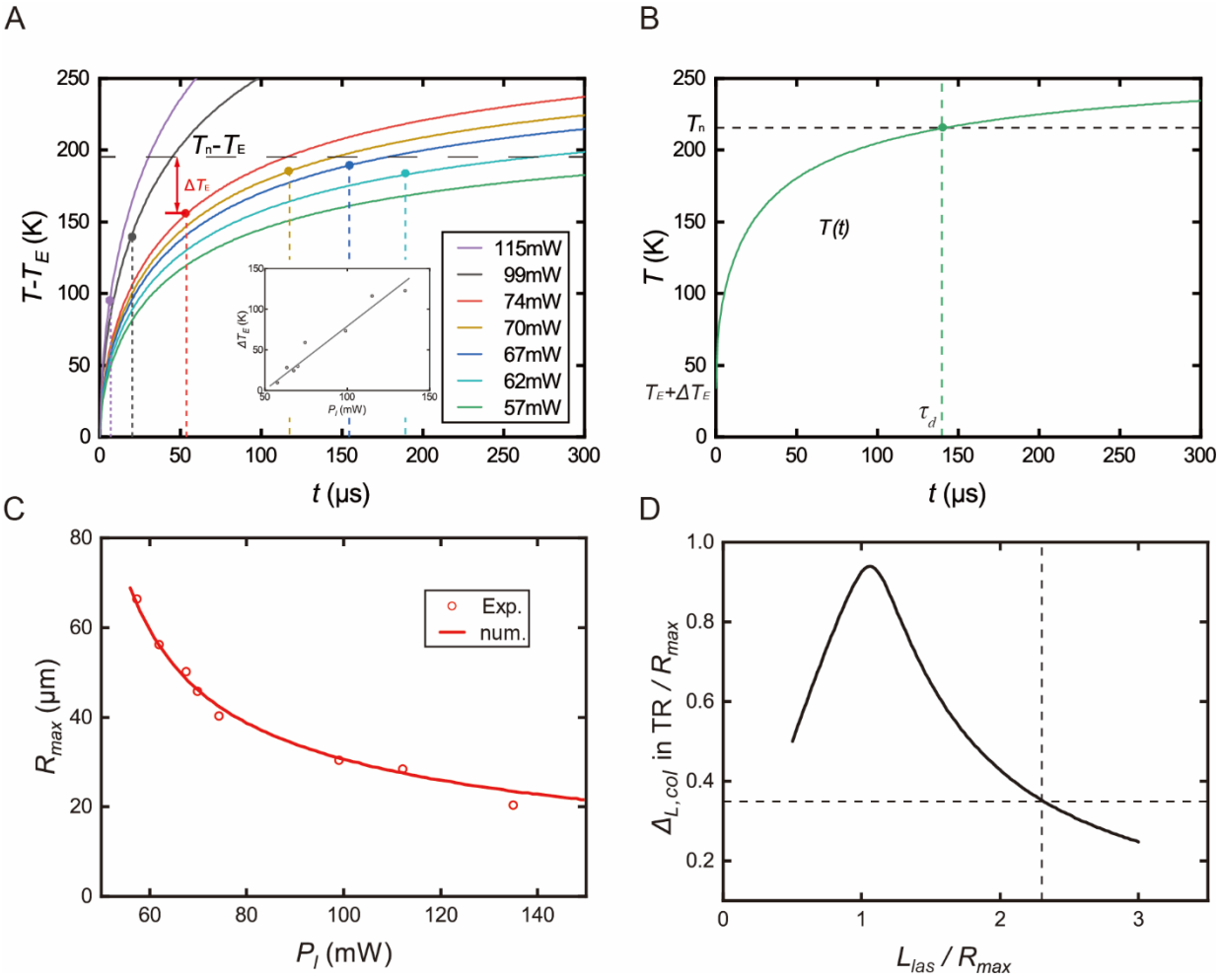

图 S4 (A) 不同激光功率 P_l下，激光光斑中心的温升随时间 t 的变化。插图显示了 ΔT_E 随P_l的变化。(B) 激光光斑中心的典型温升曲线随t的变化。(C) 实验测量（标记）和数值计算（实线）得到的最大尺寸R_{max} 随P_l 的变化。(D) 数值模拟构建的 IPB 中，$\Delta_{L,col}/R_{max}$ 随L_{las}/R_{max} 的变化。

利用估算得到的ΔT_E，可以数值确定任意特定激光功率 P_l 下的气泡尺寸 R_{max}，这对于理论预测气泡寿命τ_c，进而预测*Fig. 4C*中所示的成核频率f是必要的。为此，我们采用了文献（5）报道的方法，并选取 1 bar 下的汽化温度T_{vap} = 141°C。对于每个激光功率P_l，首先利用上述方法构建温度场。然后，根据构建的温度场确定温度高于T_{vap} 的水分子数量。此后，利用理想气体定律确定气泡体积V_{max} 及其最大半径R_{max}。**Fig. S4C**中的实线表示针对10× 物镜得到的数值确定的R_{max} –P_l 关系。结果清楚表明，数值模拟结果与实验测得的R_{max}吻合良好。在获得R_{max} 后，进一步得到气泡寿命 τ_c，其方法为

使用修正后的瑞利塌陷时间公式（*6*），并取延长因子$k = 1.3$，可得

$$\tau_c = k \cdot 2t_c = 1.3 \times 2 \times 0.915 \times R_{\max} \sqrt{\rho / (P_0 - P_v)} \tag{S11}$$

其中，P_0 和P_v 分别为环境压力和饱和蒸气压。结合数值确定的τ_d 和τ_c，即可得到理论成核频率f，如**图 4C**所示。

利用气泡最大半径R_{max} 和过渡区内$\bar{\Delta}_{L,col}$ 的临界值，对P_l-L_{las} 参数空间中可重复蒸汽气泡成核的可用区域进行了理论确定（**图4D**）。对于特定物镜，可采用上述方法确定某一P_l 下的R_{max} 。随后，利用过渡区（**图3B**）中的$\bar{\Delta}_{L,col}$ 与R_{max}之比，确定**图 S4D**中L_{las}/R_{max} 的相应阈值。相应地，即可确定L_{las} 的阈值。低于该阈值时，预计IPB会周期性成核。采用该方法，确定了P_l -L_{las} 参数空间中可重复成核区域的边界（**图4D**）。

粒子图像测速测量

对于主文中的**图 5**粒子图像测速测量，将聚苯乙烯（PS）颗粒（直径为2 μm）以60 μ g/mL的浓度加入去离子（DI）水中。使用配备10倍物镜的SA-Z 高速相机，在粒子图像测速测量期间以20 kfps的帧率记录图像。使用MATLAB中的PIVlab 工具箱对这些图像进行处理，以构建流场。采用边长为32×32 像素、重叠率为50%的方形询问窗，以获取速度矢量。

参考文献：

1. D. Obreschkow、M. Bruderer、M. Farhat，空心球形气泡塌缩的解析近似。《*Physical Review E*》**85**，066303（2012）。2. J. R. Blake、D. C. Gibson，边界附近的空化气泡。《*Annual Review of Fluid Mechanics*》**19**，99-123（1987）。3. J. R. Blake、G. Doherty、B. Taib，应用于空化气泡动力学的边界积分法。数学规划与数值分析研讨会 **6**，166-187（1984）。4. O. Supponen等，单个空化气泡射流的标度律。《流体力学杂志》**802**，263-293（2016）。5. B. Zeng等，不同环境压力下巨型等离激元气泡的成核。《*Physical Review E*》**102**，063109（2020）。6. F. Reuter、Q. Zeng、C. D. Ohl，小气泡壁面间距下的瑞利延拓因子。《流体力学杂志》**944**，A11（2022）。