微重力下微结构表面的气泡成核与生长

Qiushi Zhang[1], Dongchuan Mo[1], Jiya Janowitz[2], Dan Ringle[2], David Mays[2], AndrewDiddle[2], Jason Rexroat[2], Eungkyu Lee[1,*], and Tengfei Luo[1,3,*]

1. 美国印第安纳州圣母大学航空航天与机械工程系

2. Space Tango Inc.，美国肯塔基州列克星敦市温彻斯特路611号

3. 美国印第安纳州圣母大学化学与生物分子工程系

* 通讯作者：eleest@khu.ac.kr；tluo@nd.edu

摘要

了解在加热表面上生成的表面气泡的成核和生长动力学，有助于推动众多现代技术的发展，例如电子设备冷却系统、制冷循环、核反应堆和金属工业等。通常，这些研究是在地球环境中开展的。随着太空探索和太空经济以前所未有的速度发展，上述有望部署于太空的应用需要人们理解微重力环境下的热气泡现象。在本研究中，我们研究了太空中表面气泡的成核和生长，此时与地球相比，重力效应可以忽略不计。我们观察到气泡成核速度显著加快，其生长速率可达到地球上生长速率的~30 倍。我们的有限元热流体模拟表明，成核位置周围由重力引起的热对流是一个关键因素，它能有效地将热量从加热基底耗散到主体液体中，并减缓气泡的成核和生长过程。由于太空中的微重力场，与地球环境相比，热对流可以忽略不计，导致热量集中在成核位置附近，从而使太空中的气泡成核和生长速度更快。我们还发现，气泡成核会受到加热表面上微结构特征长度的影响。微结构充当翅片，增强表面的冷却效果。更精细的微结构能够实现更高效的表面与液体之间的热传递，因此气泡成核所需的时间更长。

引言

自瑞利勋爵于1917,[1] 首次提出惯性控制的蒸汽泡生长与塌陷的表述以来，研究人员通过实验和理论对表面气泡的动力学进行了广泛研究。[2–10] 了解表面气泡成核与生长的动力学，有助于为电子设备冷却、制冷循环、核反应堆和金属工业等众多现代技术建立传热模型。[11] 除了传统的池沸腾外，还可以通过光热蒸发过程生成表面气泡，该过程由增强的表面等离子体共振加热效应驱动。近几十年来，相关机制及其应用（如颗粒沉积和传感）也得到了研究。[12–18]

尽管人们已在各种条件和环境下对表面气泡成核与生长的动力学开展了大量研究，但其中大多数研究是在地球重力环境下进行的。众所周知，表面气泡成核与生长由加热表面与周围液体之间的热传递启动并决定，而加热表面温度会受到气泡成核位点附近液体流动的显著影响。[19–21]因此，由于加热表面向周围液体传递热量的效率和模式各不相同，微重力环境（即太空）中的气泡动力学可能与地球上的情况大不相同。[22–29] 近期，Ronshin等人报告了在太空池沸腾中表面气泡生成的一些初步实验观测。[30] 他们测量了表面气泡的几何形态

在太空中，观察到了非线性的气泡体积生长，这不同于在地球上观察到的线性气泡体积生长。[12] 文献中研究了表面气泡周围的马兰戈尼流及其对太空中沸腾传热的影响。[31,32] 作者发现，在太空中马兰戈尼效应更加显著，流动模式也有所不同，从而改变了气泡周围的温度分布，导致更高的气泡生长速率。除气泡生长外，先前的研究还探讨了微重力条件下液体中气泡的坍缩、脱离、聚并和弥散。[33,34]

表面气泡的成核与生长涉及物理现象之间复杂的相互作用，要全面理解这些现象，需要考虑包括 质量传递、气体扩散、流体力学、热力学等在内的多个学科。[35–37] 因此，鉴于模型几何结构、网格密度和时间步长精度的局限性，以及我们通常在有限元模拟中对流体物性的近似，使用有限元方法精确预测表面气泡的整体动力学仍然非常具有挑战性。[23,38–40] 另一方面，尽管通过研究太空中的气泡动力学所获得的见解能够惠及许多重要的实际应用，但由于在与高昂实验成本相关的独特环境条件下开展实验存在技术挑战，在太空中对表面气泡成核与生长动力学进行实验研究仍不常见。[41–43] 池沸腾传热中会发生一种主要的流体流动，该流动从地球重力环境转变为微重力环境时会发生显著变化，这就是热对流。[44–48] 热对流由流体中温度梯度诱导的密度梯度产生。密度较低的较热流体会上升

在地球上，较热的流体在浮力作用下向上移动，而较冷流体则向下移动。然而，由于微重力环境，太空中的浮力几乎可以忽略不计，这大大降低了热对流效应的重要性。 由于实验方法存在困难，目前仍缺乏关于减弱的热对流如何影响太空中的表面气泡成核与生长动力学，以及这些影响与地面实验结果之间比较的详细分析。

在本研究中，我们在国际空间站（ISS）上开展了实验，以研究微重力条件下具有不同微结构的加热基底上表面气泡的成核与生长。视频成像显示，太空中的表面气泡成核和生长速度比地球上快得多。我们的热流体有限元模拟将太空中独特的气泡动力学归因于减弱的热对流流动的影响。此外，我们还研究了表面微结构的特征长度对气泡成核的影响。近年来，纳米/微结构预修饰表面上的气泡动力学也引起了众多研究关注。[49–52] 例如，Liu等人[53] 和Chen等人[54] 发现，表面上金纳米柱和微金字塔的密度与几何形状会显著影响整体输入加热功率，从而影响表面气泡的成核时间。Dong等人[55] 发现，表面微结构的特征长度和润湿性均会影响表面气泡的动力学。当表面微结构的特征长度处于比气泡半径小5~ 100 倍的范围内时，微观曲率会显著影响气泡动力学；否则，润湿性效应占主导。在我们的实验中，具有不同孔隙率但润湿性相近的基底具有微结构

特征长度约为100 ~ 500 nm，而稳定生长的气泡（成核过程之后）通常具有毫米级半径。因此，我们对微结构特征长度影响的研究主要聚焦于气泡成核过程，此时气泡半径仍处于微米尺度。我们发现，微结构起到了翅片的作用，可增强表面的冷却。更精细的微结构能够实现更好的表面到液体的热传递，但气泡成核所需时间也会延长。这些结果揭示了有趣的物理现象，并可能推动该领域知识的边界发展，从而使许多太空和地面应用受益，例如相变冷却和传感。[56–58]

结果与讨论

此处使用一系列铜微结构基底将热量传入沸腾系统。这些基底采用所谓的氢气泡模板电沉积法制备（图 1a 和补充信息 SI1）。[59–62] 将直流电源连接至浸入 $H_2SO_4/CuSO_4$ 溶液中的铜阴极和阳极基底。由于外加电场的作用，溶液中的 Cu^{2+} 离子向铜阴极基底移动并最终沉积其上；该基底随后用于池沸腾实验，以产生表面气泡。H_2SO_4 /$CuSO_2$溶液中 H_4SO_4 的摩尔浓度固定为 0.8 M；在保持施加电流（1.0 $A{\cdot}cm^{-2}$）和沉积时间（60 s）不变的同时，通过控制 $CuSO_4$ 的摩尔浓度，可以调节铜基底上微结构的孔隙率，从而获得不同的结构特征长度。本研究制备并考察了四种具有不同特征长度的微结构铜基底，分别

将其命名为 C1、C2、C3 和 C4，其 $CuSO_4$ 摩尔浓度分别为 0.2 M、0.4 M、0.8 M 和 1.0 M（图 1b）。如图 1b 所示的光学图像所示，随着 $CuSO_4$ 摩尔浓度的增加，微结构的特征长度也随之增加。

随后，使用导热环氧树脂将加工好的铜基底粘贴到石英比色皿的内壁上。该比色皿的内部尺寸为 10 mm（高）× 20 mm（宽）× 43.75 mm（长），壁厚为 1.25 mm（图 1c）。将表面积为 10 mm × 10 mm 的帕尔贴片固定在比色皿外侧，使热量依次通过石英、环氧树脂传导，最终到达铜基底，从而发生表面气泡成核。需要指出的是，环氧树脂的厚度远小于石英比色皿壁的厚度。铜基底经过修整，以适配比色皿的内部宽度，因此其尺寸略小于 20 mm。图 1c 还展示了成像过程。相机的成像轴与基底平面成 ~10 度的小角度对齐，并使用 LED背景光作为光源。所有视频均以 110 FPS 和 200 万像素分辨率拍摄。我们首先用相机拍摄一张网格图，网格线间距为 1 mm；随后将其用作像素到实际尺寸的转换依据，以估算视频中表面气泡的实际尺寸。需要说明的是，在地面实验中，气泡是在安装于比色皿顶部内壁的铜基底上生成的，而重力方向朝下（见图 1c）。这种设置可以加快气泡生成过程，并防止气泡从表面脱离。随后，Space Tango 将整套装置装入一个名为“CubeLab”的一体化仪器箱中（图 1d）。需要注意的是，所有太空实验均在 NASA国际空间站内进行，这意味着实验条件为环境压力，而非

真空。CubeLab 分别通过 SpaceX Cargo Dragon 22 和诺斯罗普·格鲁曼飞船两次发射至国际空间站。实验过程在地球上受到监控，录制的视频则下传以供详细分析。地面实验在发射前于 CubeLab 中进行，以确保各组实验之间唯一的差异来自重力。

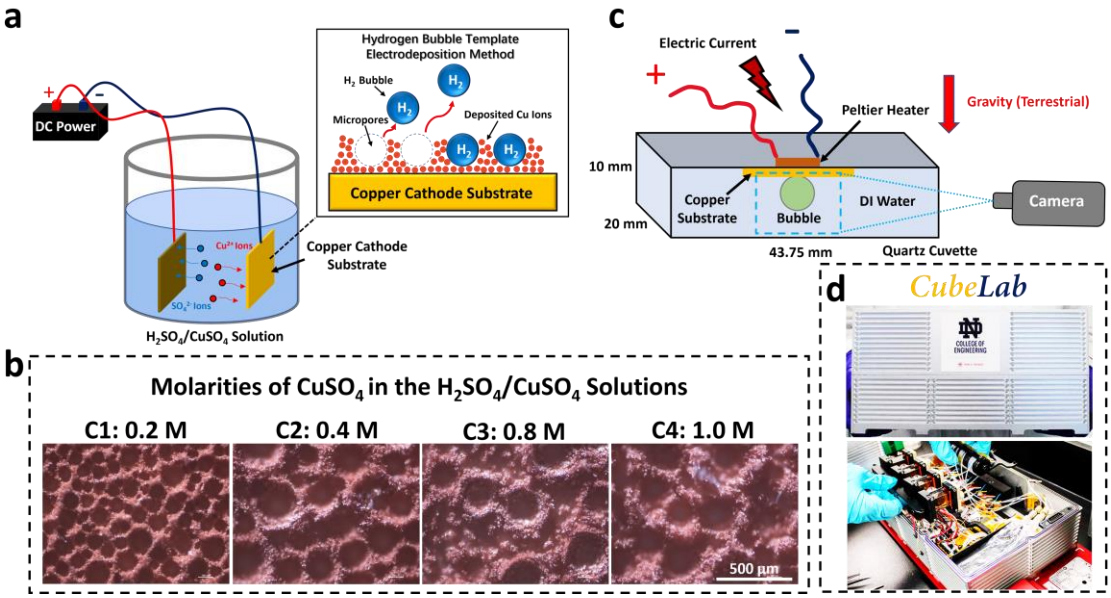


图1。（a）用于制备微结构铜基底的氢气泡模板电沉积法示意图。（b）光学图像展示了采用不同 $CuSO_4$ 0.2 ~1.0 M 摩尔浓度制备的具有不同孔隙率的铜基底（C1 ~ C4）。（c）通过表面加热产生表面气泡，并监测其成核和生长过程的装置示意图。（d）Space Tango 为本项目开发的集成仪器“CubeLab”。

图 2a 和 b 展示了从地面和空间条件下录制的视频中截取的几个典型画面（另请参见补充视频 S1 和 S2）。上方，

中间和下方的画面分别展示了表面气泡成核、气泡生长以及视频结束时的最终阶段。在图2a和 b中，地球和太空实验的加热功率、比色皿设置、去离子水的体积和空气浓度均保持一致。两种情况下均使用了特征长度最大的C4基底（见图 1b）。因此，地球和空间条件下实验的唯一区别在于气泡形成过程中是否有重力影响流体流动。对比地球（图2a）和空间条件（图2b）下实验的快照，我们首先发现，太空气泡的成核明显快于地球气泡（上方两幅画面）。开始加热后约 76s，太空中便发生了气泡成核；而在相同实验设置下，地球条件中的成核耗时约为其两倍，加热至161 s 时才开始。此外，正如中间两幅画面所示，成核后经过相同时间（150s），太空气泡远大于地球气泡，这意味着太空气泡的生长速度也快得多。最后，值得注意的是，加热持续一段时间后（213s），太空气泡突然坍塌；但在整个持续了~600 s的加热过程中，地球气泡始终未达到这一阶段（下方两幅画面）。

为了进一步量化表面气泡生长的差异，我们绘制了太空气泡和地球气泡在成核后体积随时间的变化。如图2c所示，地球气泡（黑色）的体积几乎随时间线性增长，这与先前的发现一致。[12,13] 然而，太空气泡（红色）的体积增长快得多，其尺寸可达地球气泡的约10 ~ 20 倍。有趣的是，太空气泡的体积增长是非线性的

随着时间的推移，这表明太空中的表面气泡生长机制有所不同，我们将在下一节中进一步研究这一机制（图5）。在图2d中，我们以对数尺度绘制了太空气泡和地球气泡的体积增长率随时间的变化。在大部分生长阶段，地球气泡的体积增长率相对稳定，但太空气泡的增长率在同一时期增加了~2 个数量级，并在坍塌前最终达到地球气泡体积增长率的~30 倍。

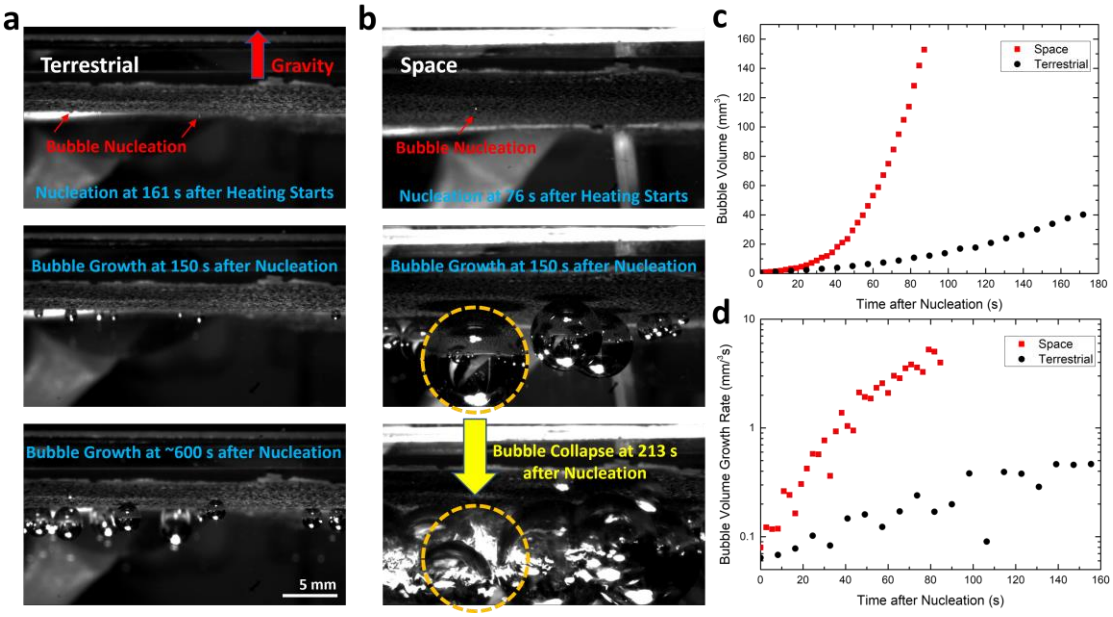


图2. 展示地面条件（a）或太空条件（b）下，视频结束时表面气泡成核（上）、生长（中）和最终阶段（下）时刻的快照。（c）太空气泡（红色）和地面气泡（黑色）的体积随成核后时间的变化。（d）采用对数坐标表示的太空气泡（红色）和地面气泡（黑色）的体积增长率随成核后时间的变化。

为了理解实验结果，并比较从地球到太空的不同表面气泡动力学，我们采用有限元方法进行了热流体模拟，以帮助分析气泡成核与生长过程。用于模拟太空气泡和地球气泡成核的模型如图3a所示，模型设置和模拟的更多细节见补充信息（SI2）。我们的瞬态模型纳入了流动效应、热传导和热对流，所有几何结构均根据实验装置的实际尺寸建立。在这个二维模型中，一个大尺寸的水箱（60 mm × 20 mm）夹在两层薄固体 SiO_2（60 mm × 1mm）之间。一层薄的微结构铜基底（5 mm × 0.2 mm）浸没在水中，作为沸腾系统的热源。铜基底上微结构的几何形状根据 C4 基底的特征长度构建（图1b）。通过在这些模拟中开启或关闭重力效应，我们分别模拟地球条件和空间条件。

图3a插图中展示了铜基底的模拟温度分布。温度沿水平轴对称分布，而最高基底表面温度位于基底中心。表面气泡成核通常始于加热基底的表面温度达到成核温度之时，据报道，在环境压力下气体饱和去离子水的成核温度为~422 K。[18,63] 因此，我们绘制了最高基底表面温度随加热时间的变化曲线，如图3b所示。太空中的最高基底表面温度上升速度明显更快（红色），加热过程持续~15 s后，其温度可比地面条件下高~50 K。随后，我们将成核温度线（蓝色虚线）422 K加入图中，

并发现，与太空模型相比，地面模型需要大约两倍的加热时间才能达到成核温度，即成核时间。尽管由于模型几何结构存在一些局限性（例如精确的表面形貌），以及采用二维模型模拟三维现实，模拟中的成核时间幅度与实际实验有所不同，但这些模拟结果仍然再现了实验观测结果：如图2a和b（上方两幅图）所示，表面气泡在太空中的成核速度明显更快。

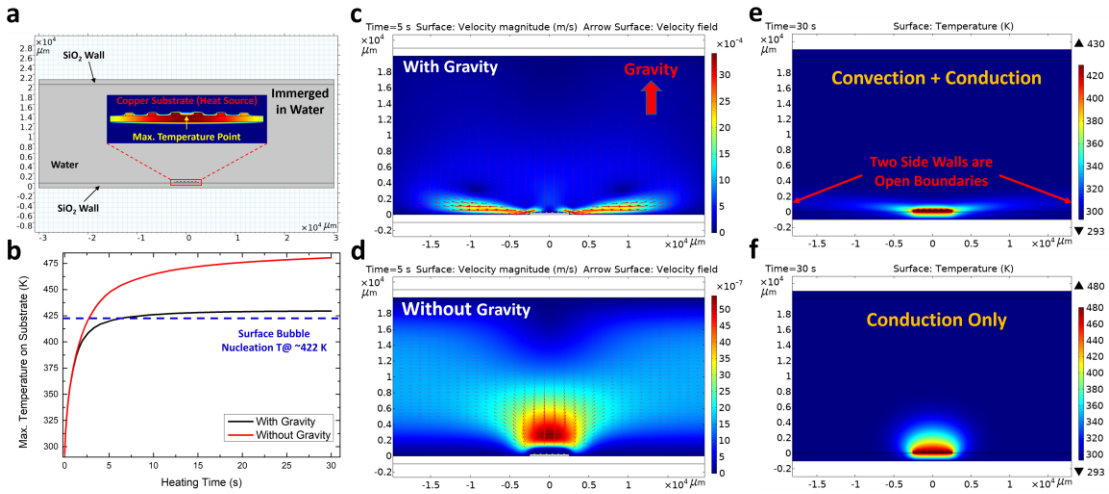


图3。（a）热流体表面气泡成核模拟中使用的模型。（b）地面（黑色）和太空（红色）条件下，计算得到的最大基底表面温度随加热时间的变化。~422 K处的气泡成核温度由蓝色虚线标示。地面（c）和太空（d）条件下t = 5 s时模拟的流体速度场。地面（e）和太空（f）条件下t = 30 s时模拟的温度分布。

无重力是基底表面温度在太空中比在地球上升高得更快的关键原因（图2c和d）。正如我们所讨论的

上述由温度梯度引起的密度梯度会在重力场中导致热对流。图3c所示地面模型中模拟的流体速度场证实了这一点。受热基底两侧均形成方向相反的强循环流，流速最高可达~10^{-3} m/s。流体循环的特征表明，液体中存在显著的热对流。[64] 然而，由于无重力，热对流不会对太空模型中的流场产生影响（图3d），流速因此降低了~3 个数量级，降至~10^{-6} m/s。太空中的微弱流动仅由受热基底附近较热液体的膨胀引起。[65] 流场会影响沸腾系统中的温度分布。在地面模型中，加热过程中热对流循环会逐渐增强，将热量从高温基底传递至主体液体（图3e）。因此，地面模型中的基底表面温度升高速度比太空模型慢；太空模型中的热传递以热传导为主，热量因而集中在基底表面附近，使表面温度上升更快，进而更早发生气泡成核（图3f）。

我们还研究了表面微结构对气泡成核时间的影响。如图 1b 所示，我们制备了四种微结构基底，其特征长度各不相同（100 ~ 500 nm）。在太空中，我们分别使用这些基底进行了沸腾实验，同时保持其他所有实验参数和设置不变。与图 2 相比，这组实验降低了加热功率，以放大这些基底之间成核时间的差异。如图 4a 所示，随着特征长度增加，成核时间单调递减（另见补充视频 S3 和 S4）。也就是说，

精细结构通常需要更长时间才能成核。为了理解这一点，我们重复进行了热流体模拟，以比较最精细的基底（C1）和最粗糙的基底（C4）的表面温度分布。模拟中，微结构被建模为立于基底上的壁，其间距设为通过对相应基底进行实验表征而获得的微孔平均特征长度（图 1b）。模拟中，两个基底的生热率保持相同，且未考虑重力。图 4b 显示，在这两种基底上，最高基底表面温度均随加热时间增加。尽管这两种基底之间的温差不如图 2 中地面和空间模型之间的温差那么大，但我们仍然可以发现，C1 基底达到成核温度所需的时间略长于 C4 基底。加热基底周围模拟得到的温度分布如图 4c 所示。由于两种基底的模拟均在太空环境下进行，基底的热量只能通过传导散失。基底表面的微结构可以像翅片一样增强热传导——这种作用在对流界面中十分常见，在传导界面中也有观察到。[66] 与较粗糙的表面相比，精细表面的翅片结构更密集，因此界面上的热传导效果更好，[67,68] 从而比粗糙表面更有效地冷却表面。我们还注意到，气泡成核也可能取决于成核位点以及微结构中滞留的气体。[69–71] 然而，预计精细结构能够提供更多成核位点，也比粗糙结构更容易滞留气体，因此这些因素不应是观察到成核时间趋势的根本原因。

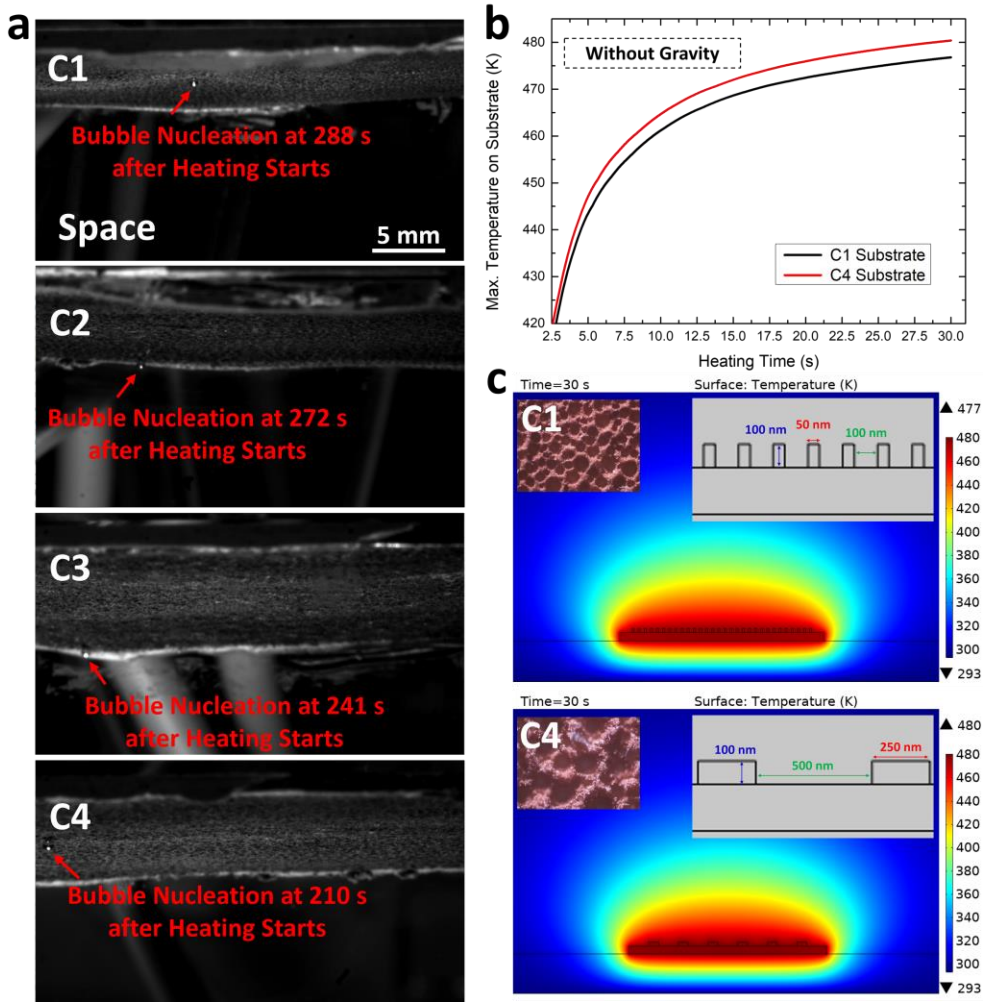


图4. (a) 展示基底上表面气泡成核的快照

具有不同特征长度。（b）C1（黑色）和 C4（红色）基底上模拟的最大基底表面温度随加热时间的变化。（c）太空中 t = 30 s 时 C1（上方）和 C4（下方）基底上模拟的温度分布。插图显示了表面微结构的表征图像和尺寸。

本节将讨论图2c和d所示地面和空间模型中的不同气泡生长行为。表面气泡生长分为两个主要阶段。[12] 阶段I是由于

基底上成核位点周围的液体发生汽化而产生的爆炸性生长，阶段II则是由于气泡周围液体中的溶解气体逸出而产生的较缓慢生长阶段。通常，阶段I所需时间远短于阶段II（~10 毫秒），而后者通常持续数秒至数分钟。在阶段I的生长过程中，表面气泡的体积（V）与时间t的平方根成正比[0.5]:[12]

$$V(t) \propto (\frac{P}{\rho\Lambda})^{1/2} \cdot t^{1/2} \quad (1)$$

其中，P为沸腾系统的加热功率，ρ 和Λ 分别为水的密度和潜热。在II阶段生长中，表面气泡的体积与时间t成正比：[12]

$$V(t) = \frac{1}{3} \cdot (\frac{R_g T}{M_g P_\infty} \frac{C_\infty}{C_s} \left|\frac{dC_s}{dT}\right| \frac{fP}{c_w \rho}) \cdot t \quad (2)$$

其中，R_g 是气体常数，T是气泡界面周围水的局部温度，M_g 是空气的分子质量，P_∞ 是环境压力，C_s 是气泡界面周围水的局部空气溶解度，C_∞ 是远离气泡处的气体饱和度，f 是沸腾系统的加热效率，c_w 是水的比热容。

考虑到我们的相机时间分辨率仅为~9 ms，视频中能够分辨的气泡生长阶段应主要是II阶段生长。图2c中的气泡体积增长曲线也证实了这一点：与先前研究报道的情况不同，气泡生命周期最初并没有出现陡峭的爆炸性生长阶段（阶段I）。[12,13,18] 阶段II气泡的体积增长率由方程（2）描述，其中包含三个变量项：局部温度 T、局部空气溶解度 C_s 和 $\left|\frac{dC_s}{dT}\right|$。如图5a所示，水中的空气溶解度随着温度升高而降低。[72,73] 我们可以看到，在从室温（~293 K）到沸点（~373 K）的实验温度范围内，T 与 C_s 之间近乎呈线性关系，这意味着 $\left|\frac{dC_s}{dT}\right|$ 在此范围内变化不显著，因此仅剩下 T 和 C_s 这两个主要变量。对于地球气泡，其体积几乎随时间线性增长（图2c（黑色）及参考文献[12,13,18]），这表明体积增长率恒定。这意味着，在地球上，表面气泡界面周围水边界层[74] 中的局部温度在阶段II生长过程中应几乎保持恒定。[12] 然而，正如我们在图2c和d（红色）中所见，太空气泡的体积呈非线性增长，即增长率随加热时间增加。这种不同的行为可能有两种原因：太空中气泡界面周围的局部温度在阶段II生长过程中持续升高，或者太空气泡生长由水汽化（阶段I生长）主导，而非排出溶解空气（阶段II生长）。由气泡界面周围水汽化主导的气泡体积增长遵循方程（1），该方程表明体积应与 $t^{0.5}$ 成线性正比。我们在图5b中绘制了太空气泡体积随加热时间平方根 $t^{0.5}$ 的变化曲线。显然，V 与 $t^{0.5}$ 之间不存在可见的线性关系，这意味着太空气泡并不遵循

I阶段生长模式。这些分析表明，太空气泡也是阶段II空气气泡，但在生长过程中局部温度不断增加。

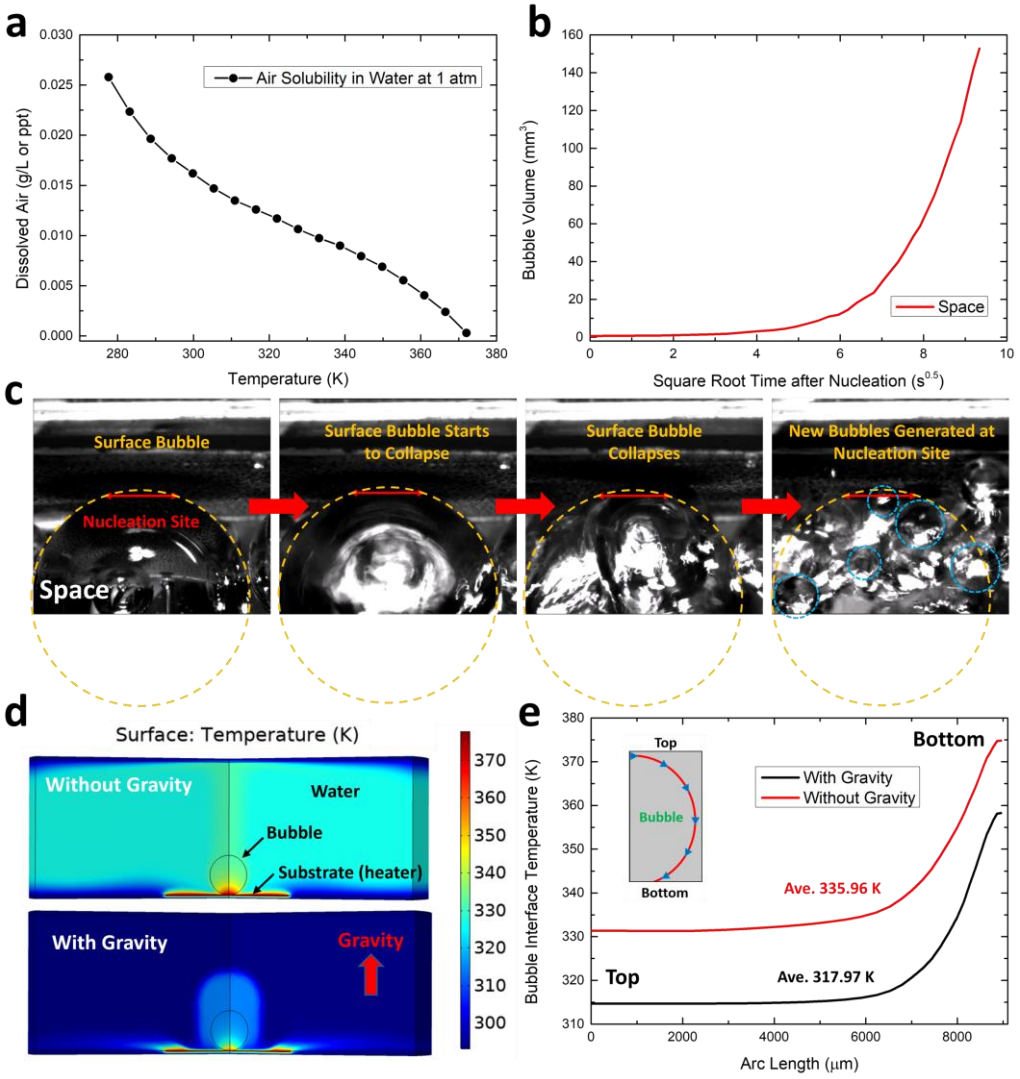


图5. (a) 1 atm压力下水中空气溶解度随温度的变化。(b)

成核后太空气泡体积随加热时间平方根的变化，$t^{0.5}$。（c）显示太空中表面气泡（黄色圆圈）塌缩的快照。塌缩后，基底上成核位置（红线）处生成了许多更小的气泡（蓝色圆圈）。（d）太空气泡（上）和地面气泡（下）周围的模拟温度分布。（e）模拟的气泡

太空（红色）和地面（黑色）模型中界面温度随弧长的变化。插图显示了沿气泡界面的绘图路径。

我们知道，太空气泡也主要由空气组成，但与地球气泡相比，气泡界面周围的局部温度需要多高才能支持如此更快的气泡生长（在生长阶段末期为~30倍）和更大的体积？尽管空气气泡的体积增长由方程（2）描述，但加热效率（f）的确切值（该参数表示用于气泡生长的热量与输入沸腾系统的总能量之比）以及局部空气溶解度无法通过实验测量或精确计算，这意味着我们无法根据测得的气泡体积增长率直接计算局部温度。然而，太空实验和地面实验使用了完全相同的装置，因此两者的加热效率应当相同。结果表明，太空中的气泡体积增长率（图2d）高出~30倍，很可能是由更高的局部温度及其引起的更低局部空气溶解度所导致的。观察图5a中的空气溶解度—温度关系图，温度从室温（~293 K）升高到沸点（~373 K）时，最多只能增加~1.3倍。也就是说，太空气泡的局部温度在气泡生长过程中持续升高，导致在生长阶段末期（塌缩前），气泡界面的某些部分，尤其是靠近加热器表面的部分，其周围温度至少接近沸点。如此高的局部温度可使局部空气溶解度降低超过20倍并趋近于0，这是在生长阶段末期，相较于地球气泡获得极高气泡体积增长率的关键（见方程（2））。然而，太空中的高局部温度也会导致气泡界面发生一定程度的汽化，并降低气泡的稳定性，使其容易

坍缩。[75] 图5c（补充视频S5）中展示了空间气泡坍缩瞬间的视频，这证实了这一点。此外，正如我们在快照（图5c）中所看到的，在坍缩的表面气泡原成核位点处生成并喷出的许多更小的气泡（蓝色圆圈）。这表明成核位点的温度非常高，以至于蒸汽气泡可以从该处快速生成。

我们开展了热流体模拟，使用图5d所示的模型（补充信息SI3）比较地球和太空中的气泡界面温度。在该模型中，将一个半径为3mm的空气表面气泡（尺寸取自图2c）加入了图3所使用的成核模型中。根据文献Ref.[12] 构建了气泡在加热基底顶部的接触角。与成核模拟类似，地面和空间模型之间的唯一差异在于是否考虑重力。基于上述分析，我们将太空中成核区域附近气泡底部的气泡界面温度设定为接近沸点（~373 K），随后以与太空模型相同的加热功率和效率开展地面模型的模拟。太空气泡和地球气泡的模拟稳态温度分布如图5d所示。我们还在图5e中绘制了沿气泡界面从气泡顶部到底部的气泡界面温度。最高温度位于气泡底部，由于较高的温度及其诱导的较低空气溶解度，该处对气泡体积增长率贡献最大。太空气泡的界面温度（红色）比地球气泡（黑色）高~20 K。这再次是因为在地面模型中热传递快得多，对流以及马兰戈尼流[76–78] 能够迅速传递

将热量带离基底表面（见图5d）。因此，导致太空中气泡快速生长和气泡体积较大的关键问题，被发现是较高的局部温度，以及其诱导的气泡底部附近较低的空气溶解度。由于在生长阶段结束时，局部温度可能高达水的沸点，我们认为，在塌陷前一刻，太空气泡内部的蒸气比例应显著高于地球气泡。

结论

总之，本研究通过实验和理论研究了地球上和太空中的表面气泡成核与生长动力学。由于太空中的重力场较弱，与地球上的情况相比，热对流可忽略不计，因此气泡成核位点周围的局部温度要高得多。如此高的局部温度能够显著加速表面气泡成核，并使所需的加热时间减少约一半。此外，我们发现，气泡界面周围的局部温度可能接近水的沸点，从而导致太空中的气泡以极快的速度生长（比地球气泡快 ~30 倍），并形成更大的气泡体积。我们还证明，加热基底上的微结构越精细，气泡成核时间越长。这主要是因为微结构会起到翅片结构的作用，增强热传导，而更精细的翅片结构具有更高的热传导效率。这些结果为表面气泡动力学提供了基础性见解，有望为气泡传感器的设计提供指导。[57]

致谢

本研究得到太空科学促进中心（GA-2018-268）的支持。T. Luo 还要感谢 Dorini 家族能源研究冠名教授职位提供的支持。我们也感谢 Space Tango Inc. 和美国国家航空航天局（NASA）分别在实验设计和实施方面提供的支持。

作者贡献

Q. Zhang、D. Mo、E. Lee 和 T. Luo 设计了实验， Q. Zhang设计并进行了模拟。J. Janowitz、D. Ringle、D.Mays、A. Diddle、J.Rexroat 设计并制造了实验设施“CubeLab”，该设施曾分别通过SpaceXCargo Dragon 22 和诺斯罗普·格鲁曼发射升空两次，前往国际空间站。Q. Zhang和 D.Mo 撰写了稿件，E. Lee 和 T. Luo 对其进行了修订。

利益冲突

作者声明不存在利益冲突。

参考文献

1. Rayleigh, Lord. VIII. 关于球形空穴塌陷过程中液体内产生的压力。《伦敦、爱丁堡和都柏林哲学杂志与科学杂志》 **34**, 94–98（1917年）。2. Gaertner, R. F. 水平表面上核态池沸腾的摄影研究。《传热学杂志》 **87**, 17–27（1965年）。3. Dhir, V. K., Warrier, G. R. & Aktinol, E. 池沸腾数值模拟：综述。《传热学杂志》 **135**,（2013年）。4. Rohsenow, W. M. 液体表面沸腾传热数据的关联方法。《美国机械工程师学会汇刊》 **74**, 969–975 （ 2022 年）。5. Ruckenstein, E. 核态沸腾传热的物理模型。《国际传热传质杂志》 **7**, 191–198（1964年）。6. Tien, C. L. 核态池沸腾的流体力学模型。《国际传热传质杂志》 **5**, 533–540（1962年）。7. Chahine, G. L., Kapahi, A., Choi, J.-K. & Hsiao, C.-T. 基于空化气泡动力学与塌陷的表面清洗建模。《超声化学》 **29**, 528–549（2016年）。8. 计算气泡动力学面临的挑战。*MST* **10**,（1998年）。9. Gaitan, D. F., Crum, L. A., Church, C. C. & Roy, R. A. 单个稳定空化气泡的声致发光与气泡动力学。《美国声学学会杂志》 **91**, 3166–3183（1992年）。10. 空化气泡塌陷。载于《空化与气泡动力学》（编者：Brennen, C. E.）59–88（剑桥大学出版社，2013年）。doi:10.1017/CBO9781107338760.004。11. McHale, J. P. & Garimella, S. V. 润湿液体在光滑和粗糙表面上的池沸腾气泡成核特性。《国际多相流杂志》**36**, 249–260（2010年）。

12. Wang, Y. 等 激光照射、水浸没等离激元纳米颗粒周围的蒸汽与气泡生长动力学。*ACS Nano* **11**，2045–2051（2020年）。

13. Zhang, Q. 等 等离激元纳米颗粒悬浮液中的表面气泡生长。*ACS Appl.Mater. Interfaces* **12**，26680–26687（2020年）。

14. Zhang, Q. 等 通过原位沉积的等离激元纳米颗粒加热使接触线脱钉扎，实现光引导的表面等离激元气泡移动。*ACS Appl. Mater.Interfaces* **11**，48525–48532（2019年）。

15. Zhang, Q., Li, R., Lee, E. & Luo, T. 光驱动金纳米颗粒诱导等离激元悬浮液中的表面气泡成核。*Nano Lett.* **21**，5485–5492（2021年）。

16.Baffou, G. & Quidant,R.用于化学的纳米等离激元学。 化学学会评论 **43**, 3898–3907 (2014年)。

17. Baffou, G., Polleux,J.,Rigneault,H.&Monneret, S. 连续波照射下等离激元纳米颗粒周围的超高温与微气泡生成。*J. Phys. Chem. C***118**, 4890–4898（2014年）。

18. Wang, Y. 等 延迟成核产生的巨大爆炸式等离激元气泡。美国国家科学院院刊 **115**, 7676–7681 (2018).

19. Cavicchi, R. E.与ThomasAvedisian,C.在部分真空条件下浸没于整体过冷但局部过热液体中的快速加热微尺度表面上的气泡成核、生长和表面温度振荡。《国际传热传质杂志》 **54**，5612–5622（2011）。

20. Kim, J. 核态池沸腾气泡热传递机制综述. 国际多相流杂志 **35**, 1067–1076 (2009).

21. Sinha-Ray,S. 等纳米纹理表面上用于冷却高功率微电子器件、与微重力应用相关的摆动式池沸腾。《*npj*微重力》**3**，1–9（2017）。

22. Straub, J. 微重力下的沸腾传热与气泡动力学。载于 传热进展（编者：Hartnett,J. P., Irvine, T. F.,Cho, Y.I.&Greene, G. A.），第35卷，57–172页（爱思唯尔，2001年）。

23. Pu,L. 等微重力下气泡动力学的数值模拟。微重力科学与技术 **20**，247–251（2008年）。

24. Obreschkow,D.等 液滴内的微重力空化气泡动力学。物理评论快报**97**，094502（2006年）。

25. Maeda,K.膨胀宇宙中的气泡动力学。广义相对论与引力 **18**, 931–951（1986年）。

26. Budrikis, Z. 无重力下的气泡。*Nat Rev Phys* **2**, 228–228 (2020年).

27. Sakuma, G.,Fukunaka,Y.& Matsushima, H. 微重力下电解气泡的成核与生长。《国际氢能杂志》 **39**, 7638–7645（2014年）。

28. Yu, J., Pawar, A., Plawsky, J. L. & Chao, D. F. 气泡成核对微重力下无芯热管性能的影响。《*npj*微重力》 **8**, 1–10 (2022年).

29. Aktinol, E.、Warrier,G. R.和Dhir, V. K. 液体中存在溶解气体时微重力条件下的单气泡动力学。《国际传热传质杂志》 **79**，251–268（2014年）。

30. Ronshin, F., Sielaff, A., Tadrist, L., Stephan, P. & Kabov, O. 微重力下沸腾过程中气泡生长动力学。*J. Phys.: Conf. Ser.* **2119**, 012170 (2021年).

31. Yang, Y.、Pan, L. 和 Xu, J. 微重力对马兰戈尼对流和单个气泡生长特性的影响。《宇航学报》100，129–139（2014年）。

32. Sequeira,Y.、Maitra, A.、Pandey,A. 与Jung, S. 重新审视NASA表面张力驱动的对流实验。《*npj*微重力》 **8**，1–10（2022年）。

33. Koeln, J.、Boulware, J. 和 Ban, H. 航天飞机上的核态沸腾实验中的气泡行为。载于 第*48*届美国航空航天学会航空航天科学会议：新视野

航空航天论坛与博览会（美国航空航天学会，2010 年）。
doi:10.2514/6.2010-192。

34. Colin, C. & Fabre, J. 微重力条件下的气泡动力学与变形。法国物理学杂志 *IV* **11**，Pr6-238（2001年）。

35. Brennen, C. E. 空化与气泡动力学。（牛津大学出版社，1995年）。

36. Lohse, D. & Zhang, X. 表面纳米气泡与纳米液滴。现代物理学评论 **87**，981–1035（2015年）。

37. Plesset, M. S. & Prosperetti, A. 气泡动力学与空化。流体力学年度评论 **9**，145–185（1977年）。

38. Chakraborty, I. 采用耦合水平集与流体体积方法，对环境压力快速变化作用下的气泡振荡动力学进行数值建模。物理评论 *E* **99**，043107（2019年）。

39. Harting, J., Kunert, C. & Hyväluoma, J. 微流体中的格子玻尔兹曼模拟：探究疏水、粗糙且负载表面纳米气泡的微通道中的无滑移边界条件。微流体与纳米流体 **8**，1–10（2010年）。

40. Nagrath, S.、Jansen, K. E. 和 Lahey, R. T. 采用稳定化有限元水平集方法计算不可压缩气泡动力学。《应用力学与工程中的计算方法》 **194**，4565–4587（2005年）。

41. Pletser, V. 欧洲飞机抛物线飞行用于微重力研究、应用与探索：综述。*REACH* **1**，11–19（2016年）。

42. Pletser, V. 抛物线飞行期间物理科学与生命科学领域的短时微重力实验：欧洲航天局前30次活动。《宇航学报》 **55**，829–854（2004年）。

43. Ferranti, F.、Del Bianco, M. 和 Pacelli, C. 当前微重力平台用于太空生物学研究的优势与局限。《应用科学》 **11**，68（2021年）。

44.Ostrach, S. 材料太空加工中具有重要意义的低重力对流现象。*Bull. Mater. Sci.* **4**，109–123 (1982)。

45.Lotto，M. A.、Johnson，K.M.、Nie，C. W.&Klaus，D. M. 有限平板垂直板在减重条件下自由对流热传递的影响。微重力科学与技术 **29**，371–379（2017）。

46.Polezhaev, V. I. 太空飞行条件下的对流和热质传递过程。流体动力学 **41**，736–754（2006年）。

47. Milligan, A. 低重力下的自然对流和池沸腾预测。载于*AIAA SCITECH 2022* 年论坛（美国航空航天学会，2022年）。doi:10.2514/6.2022-2614。

48. Lyubimova, T. & Mailfert, A. 零重力空间条件下封闭腔内的热对流与静止磁力. *J. Phys.: Conf. Ser.* **416**, 012027 (2013).

49. Li,X.、Cole, I.和 Tu, J. 纳米工程表面上的核态沸腾综述——纳米结构、现象与机制。《国际传热传质杂志》**141**，20–33（2019 年）。

50. Zhang, L., Xu, J., Liu, G.&Lei, J. 使用分子动力学模拟研究纳米结构表面上的核态沸腾。国际热科学杂志 **152**，106325（2020年）。

51.Kim, D. E.,Yu, D. I., Jerng, D.W.,Kim,M. H.& Ahn, H. S. 微/纳米结构表面上的沸腾传热强化综述。实验热科学与流体科学 **66**，173–196（2015）。

52. Alimoradi, H., Shams, M., Ashgriz, N. & Bozorgnezhad, A. 一种模拟微结构表面粗糙度对过冷流动沸腾传热特性影响的新方案。热工程案例研究 **24**, 100829（2021年）。

53. Liu, X., Bao, L., Dipalo, M., De Angelis, F. & Zhang, X. 高度有序等离子体纳米柱阵列上微气泡的形成与溶解. 科学报告 **5**, 18515 (2015).

54.Chen,J.等 由飞秒激光照射等离激元微金字塔产生的瞬态微气泡动力学。应用物理学快报 **110**，153102（2017）。

55. Dong,L.,Quan,X.& Cheng, P.表面微结构对池沸腾中异质成核影响的分析。《国际传热传质杂志》 **55**，4376–4384（2012）。

56. McCarthy, K. P.,Go, D. B.,Senapati,S.& Chang,H.-C.一种基于离子交换膜的集成式微流控装置，用于从核糖核蛋白中不可逆地解离并定量检测 miRNA。 *Lab Chip* 10.1039.D2LC00517D (2023) doi:10.1039/D2LC00517D。

57.Moon,S.等使用收缩表面等离激元气泡直接沉积功能化纳米颗粒的生物相容性方法。先进材料界面**7**, 2000597（2020年）。

58. Li, D. 等 为循环肿瘤细胞开发多靶标蛋白质生物标志物检测法。载于 生物医学工程技术：第*2*卷（编者：Rasooly, A.、Baker, H. 和 Ossandon, M. R.），3–18 页（Springer US，2022年）。doi:10.1007/978-1-0716-1811-0_1。

59.Xu, P.,Li, Q. & Xuan, Y. 复合多孔表面上的增强沸腾传热。《国际传热传质杂志》 **80**, 107–114 (2015)。

60.Wang,Y.-Q.,Mo, D.-C.&Lyu, S. 单层和多层微纳双孔铜表面上的增强型池沸腾热传递。载于（美国机械工程师学会数字文献库，2016）。doi:10.1115/MNHMT2016-6544。

61. Shin, H.-C. & Liu, M. 具有高孔隙率纳米结构壁的泡沫铜结构。《化学材料》 **16**, 5460–5464 (2004)。

62. Wang, Y.-Q., Luo, J.-L., Heng, Y., Mo, D.-C. & Lyu, S.-S. 润湿性改性以进一步增强微纳米双孔铜表面结构的池沸腾性能。《国际传热传质杂志》 **119**, 333–342 (2018).

63. Detert,M. 等等离激元液体中的气泡成核。《物理化学杂志 *C*》**124**, 2591–2597（2020年）。

64. Sokolova, I.温度调节☆. 载于 生态学百科全书（第二版）（编者：Fath, B.），633–639（爱思唯尔，2019）。doi:10.1016/B978-0-12-409548-9.11129-7。

65. Gee, R. E. & Lyon, J. B. 黏性非牛顿流体的非等温流动。*Ind. Eng.Chem.* **49**, 956–960（1957年）。

66. Lee, E., Zhang, T., Yoo, T., Guo, Z. & Luo, T. 纳米结构显著增强固体界面间的热输运。*ACS Appl. Mater. Interfaces* **8**, 35505–35512（2016年）。

67. Forsberg, C. H. 第3章——稳态传导。载于传热原理与应用（编者：Forsberg, C. H.），57–120页（学术出版社，2021年）。doi:10.1016/B978-0-12-802296-2.00003-2。

68. Madhavadas, V., Das, D., Mohta, K. A. & Senthur Prabu, S. 使用 SolidWorks 对各种翅片轮廓的热传递进行比较分析：系统综述。*IOP Conf. Ser.:Earth Environ. Sci.* **850**, 012029（2021年）。

69. Fang, C.-K.,Ko, H.-C., Yang, C.-W., Lu,Y.-H.& Hwang, I.-S. 固体/水界面的纳米气泡成核过程。科学报告 **6**，24651（2016）。

70. Meloni, S., Giacomello, A. & Casciola, C. M. 焦点文章：结构化表面处蒸气/气体成核的理论方面。*J. Chem. Phys.* **145**, 211802 (2016).

71. Vachaparambil, K. J. & Einarsrud, K. E. 气泡成核机制的解释：一种梯度理论方法。《电化学学会杂志》 **165**, E504 (2018)。

72. Steinke,M. E.& Kandlikar, S. G. 微通道中流动沸腾期间水中溶解空气的控制及其影响。《国际传热传质杂志》**47**, 1925– 1935 (2004)。

73. Liu, J. 等 大气环境对水中光衰减系数的影响。预印本，见 https://doi.org/10.48550/arXiv.1402.5006（2014年）。

74. Enríquez, O. R., Sun, C., Lohse, D., Prosperetti, A. & Meer, D. van der. 二氧化碳气泡的准静态生长。《流体力学杂志》 **741**，（2014年）。

75. Hao, Y., Zhang, Y. & Prosperetti, A. 气体-蒸气气泡的力学。物理评论·流体 **2**，034303（2017年）。76. Namura, K., Nakajima, K., Kimura, K. & Suzuki, M. 光热控制的微气泡周围 Marangoni 流。应用物理快报 **106**，043101（2015年）。77. Namura, K., Nakajima, K. & Suzuki, M. 水蒸气微气泡周围由热等离激元 Marangoni 效应诱导的准 Stokeslet。科学报告 **7**，45776（2017年）。78. Miniewicz, A., Bartkiewicz, S., Orlikowska, H. & Dradrach, K. 用于气泡的二维光镊中可视化的 Marangoni 效应。科学报告 **6**，34787（2016年）。

补充信息：

微重力下微结构表面的气泡成核与生长

Qiushi Zhang[1], Dongchuan Mo[1], Jiya Janowitz[2], Dan Ringle[2], David Mays[2], AndrewDiddle[2], Jason Rexroat[2], Eungkyu Lee[1, *], 以及 Tengfei Luo[1,3,*]

1. 美国印第安纳州圣母大学航空航天与机械工程系

2. Space Tango Inc.，美国肯塔基州列克星敦市温彻斯特路611号

3. 美国印第安纳州圣母大学化学与生物分子工程系

* 通讯作者：eleest@khu.ac.kr；tluo@nd.edu。

SI1. 微结构铜基底的制备。

如正文图 1a 所示，这些微结构铜基底采用所谓的氢气泡模板电沉积法制备。[1,2] 铜基底在清洗前被制成直径为 ~35 mm、厚度为 0.5 mm 的圆柱体，并依次用稀硫酸、热稀碱溶液和去离子水清洗。[3] 随后，将清洗后的铜基底用作图 1a 所示装置中的阴极。另一块铜板置于距阴极基底 ~2 cm 处，作为阳极。电沉积过程在静止溶液中进行，其中 H_2SO_4 的摩尔浓度保持为 0.8 M，而不同基底（C1 至 C4）所用 $CuSO_4$ 的摩尔浓度为 0.2 M 至 1.0 M。沉积过程中使用直流电源（Maynuo 8852），阳极中的铜原子溶解到溶液中，形成 Cu^{2+} 离子。这些 Cu^{2+} 离子在电场作用下移动至阴极，最终沉积到阴极铜基底上。然而，如果输入电流密度足够高，阴极上还会同时发生析氢反应，与 Cu^{2+} 离子的沉积过程并行，从而启动氢气泡模板电沉积（图 1a）。在阴极上生成的大量氢气泡可用作模板，在阴极铜基底上构建微孔结构。通过控制 $CuSO_4$, 的摩尔浓度，可以调节铜基底上微孔结构的孔隙率；也就是说，随着 $CuSO_4$ 摩尔浓度升高，孔隙率也会增大。每次沉积过程持续 60 s，电流密度为 1 $A{\cdot}cm^{-2}$。铜基底用去离子水冲洗并干燥后，在还原性气氛中于 710 oC 烧结 30 mins，以增强微结构。[4] 图 2b 展示了铜基底的光学显微镜图像。

SI2. 有限元热流体表面气泡成核瞬态模拟 .

我们采用 COMSOLMultiphysics 模拟地面或太空中沸腾系统内铜基底周围的瞬态温度和流速分布。我们的模拟中包含液体中的流动效应、热传导和对流（地面模型）。模拟中所采用模型的详细信息如**图3a**所示。我们的模拟中作出了以下几个假设条件：(1)液体流动和热传递均为瞬态过程。图 S1和图 S2 分别展示了地面和太空模型在 t= 3、10和20s 时的流速场和温度分布。(2) 在液态水中，流动为层流（地面上考虑重力的可压缩流体，太空中不考虑重力的可压缩流体；地面重力方向见**图3a**），其满足以下动量方程：在地面上，

$$\rho\frac{\partial\vec{u}}{\partial t}+\ \rho(\vec{u}\cdot\nabla)\vec{u}-\nabla\cdot\left(\ \mu\left(\overleftrightarrow{\nabla u}+\overleftrightarrow{\nabla u}^{\mathrm{T}}\right)-\ \frac{2}{3}\mu(\nabla\cdot\vec{u})\overleftrightarrow{I}-p\overleftrightarrow{I}\right)-\ \rho\vec{g}=0 \qquad \text{(s1)}$$

，以及在太空中,

$$\rho\frac{\partial\vec{u}}{\partial t}+\ \rho(\vec{u}\cdot\nabla)\vec{u}-\nabla\cdot\left(\ \mu\left(\overleftrightarrow{\nabla u}+\overleftrightarrow{\nabla u}^{\mathrm{T}}\right)-\ \frac{2}{3}\mu(\nabla\cdot\vec{u})\overleftrightarrow{I}-p\overleftrightarrow{I}\right)=0 \qquad \text{(s2)}$$

和连续性方程:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\ \nabla\cdot(\rho\vec{u})=0 \qquad \text{(s3)}$$

wh其中 ρ 是水的密度，μ 是水的动力黏度，$\vec{u}$ 是速度

向量，p 是压力，t 是时间，$\vec{g}$ 是重力常数，$\overleftrightarrow{I}$ 是一个3×3 单位矩阵。(3) SiO_2 比色皿和铜基底均视为刚性固体材料。(4) 铜基底的生热率（Q）是唯一的热源，它通过以下热传递方程向液态水供热：在水中，

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p \vec{u} \cdot \nabla T - k_w \nabla^2 T = Q \quad \text{(s4)}$$

其中C_p 是水在恒压下的热容，T是温度，k_w 是水的热导率，Q 是铜基底的生热率，并且在SiO_2 或Cu介质中，

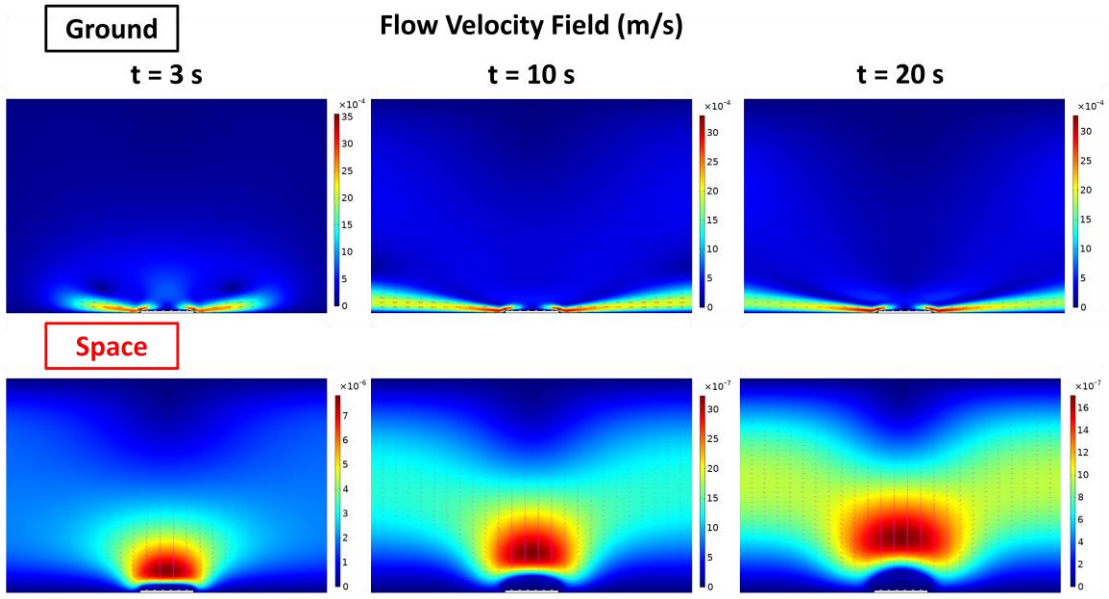
$$-k_s \nabla T = q \quad \text{(s5)}$$

其中k_s 是SiO_2 或Cu的热导率，q 是通过液/固界面的热通量。我们模拟中使用的边界条件与参考文献[5–7]中的类似。生热率为：

$$Q = \frac{P}{V_0} \quad \text{(s6)}$$

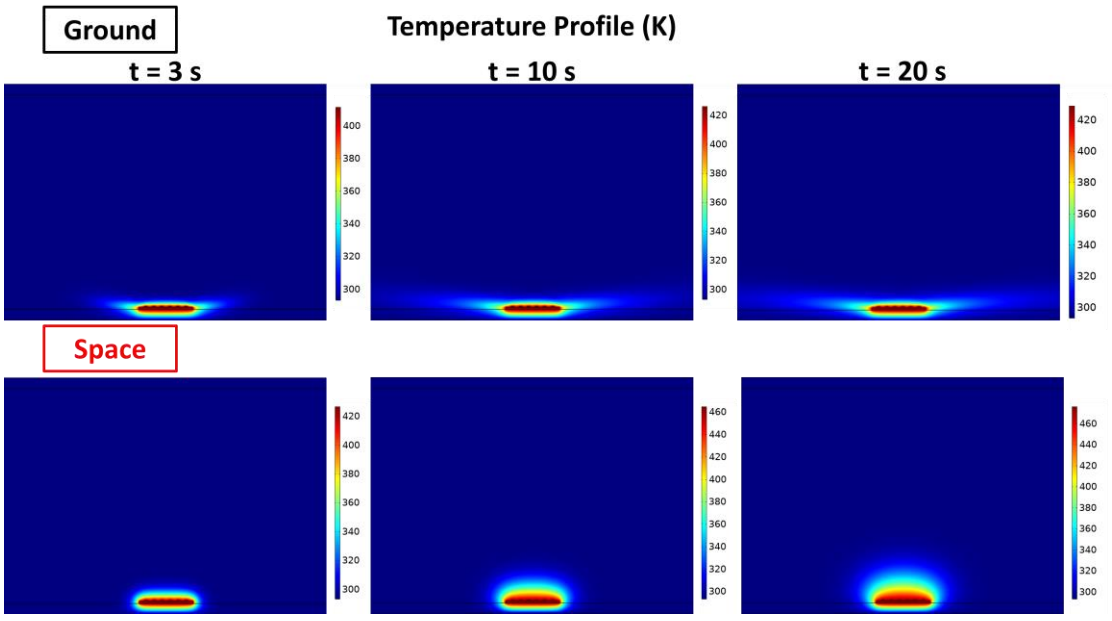
其中，P 为加热功率，V_0 为铜基底的体积。值得注意的是，太空模型（C1 和 C4 基底）与地面模型的生热率相同；通过校准，使地面基底在模拟结束时的最高温度略高于成核温度（422 K）（**图**

3b).



图S1。地面（上）和太空（下）模型在 t = 时的流速场

3、10 和 20 秒。



图S2。地面（上）和太空（下）模型在 t = 时的温度分布

3、10 和 20 秒。

如**图 1c** 所示，在实验装置中，热量由固定在比色皿外侧的帕尔贴（10 mm × 10 mm）提供，并通过比色皿壁传导至铜基底（20 mm × 20 mm），从而发生表面气泡成核。然而，为了简化模拟模型，本研究将铜基底设为沸腾系统的热源。为检验模型的加热效果能否代表真实的实验装置，我们采用更贴近实际的模型，重新模拟了地面和太空环境中的气泡成核：在沸腾系统中，另加一层铜（尺寸为铜基底的一半）作为外部加热器，对铜基底进行加热（图 S3a）。从模拟得到的温度分布（图 S3a）可以看出，外部加热器传来的热量经过比色皿壁后，主要集中在铜基底上，并未明显泄漏至未被铜基底覆盖的比色皿壁。这是因为铜的导热率比 SiO_2高出 ~2 个数量级。因此，将铜基底设为沸腾系统的加热器能够实现与实验系统相近的加热效果；图 S3b 和 c 所示的相似流场和最高表面温度也证实了这一点（与**图 3b 和 c**相比）。

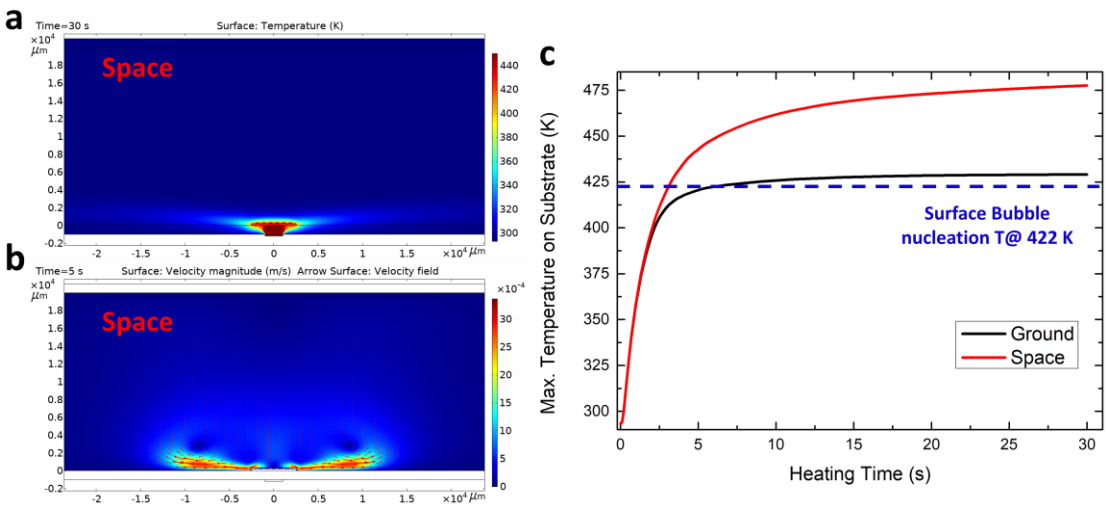


图 S3。 t = 30 s 时模拟的温度分布 (a) 以及 t 时的流速场

= 5 s (b) 使用带有外部加热器的模型得到的太空模型（与 **图3b和c**相比）。（c）使用带有外部加热器的模型，基于加热时间，模拟的地面（黑色）和太空（红色）中基底上的最高温度。~422 K 处的气泡成核温度用蓝色虚线表示。

SI3. 有限元热流体表面气泡生长稳态模拟 .

气泡生长模拟的模型和假设与 SI2 节中描述的气泡成核模拟相似，而液体流动和热传递处于稳态。在液态水中，动量方程为：在地面上，

$$\rho(\vec{u}\cdot\nabla)\vec{u}-\nabla\cdot(\mu(\overrightarrow{\nabla u}+\overrightarrow{\nabla u}^{\mathrm{T}})-p\overleftrightarrow{I})-\rho\vec{g}=0 \quad \text{(s7)}$$

，以及在太空中，

$$\rho(\vec{u}\cdot\nabla)\vec{u}-\nabla\cdot(\mu(\overrightarrow{\nabla u}+\overrightarrow{\nabla u}^{\mathrm{T}})-p\overleftrightarrow{I})=0 \quad \text{(s8)}$$

，以及连续性方程为：

$$\rho(\nabla\cdot\vec{u})=0 \quad \text{(s9)}$$

其中各变量的定义分别与方程(s1)、(s2)和(s3)中的相同。水中的热传递方程为：

$$\rho C_p\vec{u}\cdot\nabla T-k_w\nabla^2T=Q \quad \text{(s10)}$$

其中，变量的定义与方程（s4）中的相同。生热率也遵循与方程（s6）相同的方程。在铜基底上方添加了一个半径为 3 mm 的空气气泡（**图 5d**）。气体介质

表面气泡内部、石英壁和铜基底均被视为非流体刚性材料，其热传递方程与方程（s5）相同。气泡界面（气体/水边界）采用考虑马兰戈尼效应的滑移边界条件：

$$\left[\mu\left(\overrightarrow{\nabla u}+\overrightarrow{\nabla u}^{\mathrm{T}}\right)-\left(p+\frac{2}{3}\mu(\nabla\cdot\vec{u})\right)\overleftrightarrow{I}\right]\hat{n}=\gamma\nabla_t T \qquad \text{(s11)}$$

其中，$\hat{n}$ 是气泡表面的法向外向量，γ 是水/气表面张力的温度导数，∇_t 是气泡表面切向量的梯度。

参考文献：

1. Shin, H.-C. & Liu, M. 具有高孔隙率纳米结构壁的铜泡沫结构。《化学材料》 **16**, 5460–5464 (2004)。2. Wang, Y.-Q., Mo, D.-C. & Lyu, S. 单层和多层微纳双孔铜表面上增强的池沸腾传热。载于（美国机械工程师学会数字馆藏, 2016）。doi:10.1115/MNHMT2016-6544。3. Wang, Y.-Q., Luo, J.-L., Heng, Y., Mo, D.-C. & Lyu, S.-S. 通过改变润湿性进一步提升微纳双孔铜表面结构的池沸腾性能。《国际传热传质杂志》 **119**, 333 342 2018– ( )。4. Xu, P., Li, Q. & Xuan, Y. 复合多孔表面上的增强沸腾传热。《国际传热传质杂志》 **80**, 107–114 (2015)。5. Zhang, Q. 等 原位沉积的等离激元纳米颗粒加热，通过接触线脱钉扎实现光引导的表面等离激元气泡运动。《*ACS*应用材料与界面》 **11**, 48525–48532 (2019)。6. Zhang, Q. 等 等离激元纳米颗粒悬浮液中的表面气泡生长。《*ACS*应用材料与界面》 **12**, 26680–26687 (2020年)。7. Zhang, Q., Li, R., Lee, E. & Luo, T. 光驱动金纳米颗粒在等离激元悬浮液中诱导表面气泡成核。《纳米快报》 **21**, 5485–5492 (2021年)。