适用于本文类型的横幅将在排版后的文章中显示在此处

arXiv:2305.03525v1 [physics.flu-dyn] 5 May 2023

液态金属液滴的冲击诱导雾化

Shubham Sharma[1], Navin Kumar Chandra[1] Aloke Kumar[1],和 Saptarshi Basu[1,2]†

[1]印度科学研究所机械工程系，印度班加罗尔-560012[2]印度科学研究所跨学科能源研究中心，印度班加罗尔-560012

（收到于 xx；修订于 xx；接受于 xx）

本研究采用镓铟锡合金作为测试流体，研究高韦伯数区间（$We \sim 400 - 8000$）内液态金属液滴的冲击诱导气动破碎。在三种测试环境下考察雾化动力学：氧化性环境（镓铟锡合金-空气）、惰性环境（镓铟锡合金-氮气）以及常规流体环境（去离子水-空气）。由于液态金属易于氧化，工业规模系统中的液态金属雾化通常在惰性气氛条件下进行。然而，尚无研究考察过惰性条件下气体诱导的液态金属二次雾化。由于熔融金属实验面临诸多挑战，实验室规模模型通常采用去离子水、液体燃料等常规流体进行测试。由常规流体获得的结果向液态金属雾化的迁移鲜有探讨。本研究直接对比了氧化和惰性条件下常规流体与液态金属的雾化动力学，涵盖多尺度时空范围。在所研究的韦伯数范围内，液态金属液滴通过剪切诱导卷吸（SIE）模式发生破碎。研究根据液滴变形与KH波形成的相对主导程度，阐释了起主导作用的机制。研究定量和定性地比较了三种测试案例，并解释了氧化测试案例（镓铟锡合金-空气）中破碎液丝快速氧化所导致的破碎液丝和次级液滴形态差异。研究提出了一个用于预测次级液滴形态的现象学框架。镓铟锡合金-空气测试案例中片状二次液滴的形成，取决于液态金属的氧化速率以及雾化液丝表面形成的氧化层性质。

关键词： 作者请勿在稿件中填写关键词，因为这些关键词必须由作者在在线投稿过程中选定，随后会在排版过程中添加（完整列表请参见关键词 PDF）。其他分类也会同时添加。

数学学科分类代码 （可选）请在此处输入数学学科分类代码

† 通讯电子邮箱：sbasu@iisc.ac.in

1. 引言

液滴气动破碎是指在整体液体雾化过程中形成的初级液滴，因空气动力和剪切力等破坏性作用而进一步破碎成多个次级液滴的现象。这些破坏性作用力会使液滴解体，而表面张力、黏度和弹性则抵抗破碎。当破坏性作用力超过恢复力时，液滴便会变形，而两种力之间的不平衡可能导致二次雾化。这一过程在自然和工业作业中都具有重要意义，例如雨滴的形成（Villermaux & Bossa 2009），以及燃烧发动机中的燃料雾化、喷雾干燥和农药喷洒等各种工业应用（Odenthal 等2021；Rajamanickam & Basu 2017；Mondal 等2019；Sharma 等2021*b*）。因此，研究人员开展了大量实验和数值研究，以揭示复杂机制并确定支配这种相互作用现象的各项参数。

本文通过激波与液滴相互作用机制研究液滴的气动破碎。激波与液滴的相互作用过程包括两个阶段：初始激波相互作用（阶段 I）和液滴破碎动力学（阶段 II，发生在较晚时刻）（Sharma等2021*c*）。许多实验和数值研究采用激波管方法探讨了液滴破碎动力学。然而，关于早期波动力学在破碎分析中重要性的研究仍然有限（Sharma等2021*c*；Sembian 等2016；Meng & Colonius 2015；Tanno等2003；Sun 等2005）。Sembian等（2016）采用实验和数值方法，分析了入射激波与圆柱形水柱相互作用过程中反射波、透射波和衍射波的演化动力学。他们观察到，在较高激波马赫数下，膨胀波聚焦可能导致液滴内发生空化。Meng & Colonius（2015）和Guan 等（2018）开展了数值模拟，说明了液滴极点区域附近回流以及液滴尾流上游射流的发展，这些流动最终促进了液滴变形和破碎。这些研究表明，在分析激波与液滴相互作用过程中的液滴破碎动力学时，考虑早期激波相互作用的重要性。

与激波相互作用后，激波诱导气流会与液滴相互作用，这在很大程度上决定了雾化动力学（Sharma 等 2021*c*）。根据 Hinze（1955）的研究，液滴的破碎模式取决于韦伯数$\left(We = \frac{\rho_g V_i^2 D_o}{\sigma}\right)$和奥内佐格数 $\left(Oh = \frac{\mu_l}{\sqrt{\rho_l \sigma D_o}}\right)$；Krzeczkowski（1980）进一步扩展了这一研究，以确定 $We - Oh$ 区间内的转变点。此处， μ_l和 ρ_l 分别是液滴的动力黏度和密度， σ 是气液界面的表面张力， D_o 是液滴在与激波相互作用前的初始直径，ρ_g 和V_i 分别是激波后条件下气流的密度和速度。韦伯数反映了气动力／惯性力相对于表面张力的主导程度，而奥内佐格数则体现了液体黏度对破碎动力学的影响。众多综述汇总了破碎模式及相应的破碎转变准则（Sharma 等 2022；Pilch & Erdman 1987；Guildenbecher等 2009；Theofanous 2011）。根据不同的气流韦伯数，主要归纳出液滴气动破碎的五种模式，适用于 $Oh < 0.1$，即袋状破碎（$24 > We > 11$）、袋状-茎状／羽流破碎（$65 > We > 24$）、多袋状破碎（$85 > We > 65$）、片层变薄／剥离破碎（$350 > We > 85$）和灾变式破碎（$We > 350$）（Jain 等 2015；Guildenbecher 等 2009）。Theofanous & Li（2008）和 Theofanous 等 （2012）根据导致此类破碎的流体动力学不稳定性，重新划分了这些破碎模式。对于 $We < 100$，先前确定的袋状、袋状-茎状和多袋状破碎模式被归并为瑞利-泰勒穿刺（RTP）模式

（基于瑞利-泰勒不稳定性）。类似地，在较高韦伯数（$We > 1000$）下，先前确定的片层变薄／剥离模式和灾变式模式被归并为剪切诱导卷吸（SIE）模式（基于开尔文-亥姆霍兹不稳定性）。本文对这两种模式采用相同的描述。

关于液滴气动破碎的文献主要基于常规测试流体（如去离子水、油类、液体燃料等）的气动破碎；这些流体在多个方面与液态金属有显著差异。文献对液态金属气动破碎的关注并不多，但它在金属粉末生产、热喷涂涂层、爆炸起爆、金属化推进剂燃烧和液态金属冷却系统中有重要应用。研究液态金属雾化面临若干挑战，包括常规流体研究结果对液态金属的适用性、液态金属破碎领域尚未得到充分探索，以及液态金属与常规流体的流体性质截然不同，例如密度和表面张力更高、运动黏度更低、氧化速率更高。为避免温度依赖的流体性质变化造成影响，液态金属实验通常采用在室温下呈液态的纯金属/合金，例如镓铟锡合金（镓 68.5%、铟 21.5%、锡 10%）、EGaIn 或汞。镓铟锡合金是一种以镓为基的共晶液态金属合金，因无毒而广受欢迎。然而，当环境条件下的氧浓度为 $>$ 1ppm 时，镓铟锡合金很容易被氧化（Liu 等 2011）。文献中对其流体性质的确切数值存在争议。报告的表面张力值范围为 500–700 mN/m（Liu 等 2011；Arienti 等 2019；Plevachuk 等 2014；Handschuh-Wang 等 2021*b*）。这一范围主要是由于测量是在氧化性条件下进行的。另一方面，不同研究报告的黏度和密度值分别为 ~ 2 mPa.s 和 $\sim 6440\ Kg/m^3$，彼此一致（Plevachuk 等 2014；Xu 等 2012；Handschuh-Wang 等 2021*b*）。镓铟锡合金快速氧化会形成一层薄而有弹性的氧化镓层（尺寸 $\sim O(1)$nm）（Jia和 Newberg 2019），进而影响流体的流变性质（Dickey 等 2008；Xu等 2012；Elton 等 2020）。由于液态金属相关研究面临诸多挑战，关于其二次雾化的研究报道寥寥无几。

Hsiang 和 Faeth（1995）对汞液滴的二次雾化进行了初步研究，发现当 $We \sim 10$ 时会出现袋状破碎模式。这与其他常规流体的观测结果相似。Chen 等（2018）研究了冲击诱导横向气流下镓铟锡合金液柱的破碎，韦伯数最高达 250，并将结果与水进行比较。他们发现，这两种流体的破碎行为非常相似，模式转变时的韦伯数也相近。不过，碎片形状存在差异：由于液滴暴露表面形成了氧化层，镓铟锡合金液柱会形成形状不规则的子液滴。数值模拟也得出了类似结果（Arienti 等2019）。Hopfes 等（2021*a*，*b*）研究了中等韦伯数（$We = 10 - 104$）下镓铟锡液滴的雾化，发现镓铟锡合金与常规流体的破碎模式以及模式转变的临界韦伯数相似，且 $Oh < 0$。1。然而，镓铟锡液滴形成的袋状结构膨胀程度较低，破裂似乎也更快，这归因于液滴表面的氧化层形成。研究人员通过比较镓铟锡液滴与菲尔德合金的雾化结果，进一步验证了氧化的作用。菲尔德合金的氧化速率较低，因此袋状结构膨胀程度更高，破碎时间也更长。

本研究聚焦于高韦伯数区间（$We \sim O(1000)$），而这一范围本身也带来了若干相关挑战。液滴的气动破碎是一种高速现象，液滴破碎会在 $O(100)$ μs 的时间尺度内完成，尤其是在韦伯数较高时。高速相互作用动力学

由于破碎现象的时间和长度尺度很短，因此难以通过数值和实验手段进行观测。毫米级初级液滴在数微秒的时间尺度内破碎成微米级子液滴，这要求具备很高的时空分辨率。较长的曝光时间（即使在微秒量级）会导致快速移动的雾化液滴出现运动模糊，从而可能误判实际现象（正如 Theofanous & Li（2008）所述）。因此，需要高度精密且经过优化的实验装置，才能有效捕捉液滴气动破碎的多尺度特性及其涉及的物理现象。尽管近期已有多项实验研究试图探究其中的一些方面（Theofanous & Li，2008；Biasiori- Poulanges & El-Rabii，2019；Jackiw & Ashgriz，2021），但仍缺乏一项全面研究，能够为数值模拟提供涵盖广泛参数范围及相互作用现象完整演化动力学的基准测量数据。在此前的工作中，我们通过高质量实验研究牛顿液滴和黏弹性液滴的高韦伯数雾化，尝试填补这一空白（Sharma 等2021*c*；Chandra 等 2022）。在本研究中，我们将进一步探索液态金属液滴的雾化动力学。

以上论述表明，形成氧化物的液态金属在破碎过程中的特性不同于传统流体，其雾化动力学尚未得到全面理解。液态金属雾化的实验室尺度分析通常使用常规流体作为测试液体。因此，深入了解常规流体实验结果对液态金属的适用性，有助于弥合常规流体与高温熔融物之间的差距，并改进涉及液态金属雾化的工业流程。现有关于液态金属液滴的研究主要集中在低至中等韦伯数（$We < 100$）条件下的相互作用，并将形成氧化物的液态金属液滴与不具有氧化特性的常规流体进行比较。需要指出的是，由于液态金属氧化速率很快，其工业规模雾化是在惰性气氛条件下进行的（Mandal 等2022）。尤其是在涉及增材制造金属粉末生产的应用中，液体射流通常会与高速超声速气体射流相互作用。流动马赫数可达 4–6，这很容易使初级液滴达到较高的局部韦伯数（$> O(1000)$），而这一情况在文献中尚未得到研究。本研究针对这些问题，考察了高韦伯数状态（$We \sim 1000$至 8000）下镓铟锡液滴的激波诱导雾化动力学，并在惰性气氛中开展实验，以防止镓铟锡合金氧化。与文献中采用的方法不同，本研究结果可直接与常规流体进行比较。研究在多个时空尺度上比较了三种测试环境，即常规流体（水-空气）、氧化性流体（镓铟锡合金-空气）和惰性流体（镓铟锡合金-氮气），从定性和定量两个方面对这三种测试情况进行比较。最后，研究提出了一个用于预测次级液滴形态的现象学框架。实验用激波管装置通过采用爆炸丝技术产生所需激波，从而得以简化。该技术固有的衰减流动特性，为研究雾化现象提供了比传统激波管装置更贴近实际的方法。本研究采用的先进且优化的实验装置解决了交互现象高时空分辨成像方面的难题，可为未来的数值验证提供合适的基准。

本文的组织结构如下；§2 介绍了所采用的实验装置和方法的详细信息。结果与讨论见§3。其中详细介绍了该现象的整体观察（§3.1）、主导机制（§3.2）、定性分析（§3.3）

和定量（§3.4）比较三个测试案例，并建立用于预测次级液滴形态的现象学框架（§3.5）。结论见 §4。

2. 材料与方法

爆炸丝式激波管

图 1 展示了一个基于爆炸丝（EW）的激波管装置，该装置产生的激波会与自由下落的液滴相互作用。激波管的工作原理是：将高压脉冲（电压为千伏量级、持续时间为微秒量级）通过一根置于两个高压电极之间的细金属丝（35 SWG 裸铜丝），使金属丝迅速焦耳热、熔化并汽化，形成一柱高密度蒸气。形成的蒸气柱膨胀并产生圆柱形爆炸波，激波管流道的矩形约束（320 mm× 40 mm × 20 mm）将其转化为正激波。一个 2 kJ 脉冲电源系统（印度 Zeonics Systech 公司 Z/46/12）通过对跨接在爆炸丝两端的 5 μF 电容器放电，提供高压脉冲。充电电压在 5 kV 至 15 kV 之间变化，从而产生强度各异的激波（见图 2a）。激波马赫数 ($M_s = U_s/v$) 介于 1.2 至 2.0 之间，对应韦伯数的大范围变化（~ 400 - 8000），如图 2b 所示。这里，U_s 表示激波与液滴相互作用瞬间的激波速度。该速度通过测量激波在连续两帧相机帧之间移动的距离来确定；而 v 指激波前方介质中的声速，即本实验中压力为 0.35 bar、温度为 298 K 的气体中的声速。本文中韦伯数定义为：

$$We = \frac{Disruptingpressure}{Laplacepressure} = \frac{2(P_o - P_1)}{\sigma/D_o} \tag{2.1}$$

这里，P_o 和 P_1 分别表示液滴赤道（即迎风点）处和极点处的驻点压力与静压。P_o 和 P_1 的值根据激波与液滴相互作用时刻的激波诱导空气流动的可压缩流理论进行估算（Anderson 1990）。上述 We 的定义对于不可压缩流和可压缩流均适用。在补充图S1中解释了以这种形式表示韦伯数的重要性。

多篇参考文献详细介绍了爆炸丝（EW）技术及其在激波生成中的应用（Chandra 等2022；Sharma 等2021c；Sembian等2016；Liverts 等2015）。与传统膜片式激波管相比，爆炸丝技术具有试验设施更小、操作更简便、激波马赫数范围更广（1至6（Sembian 等2016））以及试验间重复性更高等优势。然而，值得注意的是，与液滴破碎时间尺度（约为 $10^1 - 10^3$ μs）相比，传统激波管装置能够提供持续更长时间（约 $10^0 - 10^2$ ms）的均匀流动。另一方面，爆炸波式激波管装置的固有特性会导致气体速度、密度和压力等流体性质随时间迅速衰减。因此，不可能直接比较采用这两种不同激波生成技术实现的液滴气动破碎。正如多项研究所示，爆炸波式装置为研究激波相互作用提供了一种平行方法（Chandra 等2022；Ram和Sadot（2012）；Igra 等2013；Pontalier 等2018；Supponen 等2018）。然而，将其用于研究液滴气动破碎仍是一种新方法（Sharma 等2021c；Chandra 等2022；Sembian 等2016）。因此，讨论与当前装置相关的激波及激波诱导流动性质的瞬态特征十分重要。此前针对同一装置开展的研究已讨论了当前实验装置的这类特征（Chandra 等2022；Sharma 等2021c）。衰减流动特性更符合实际场景，而雾化结果的

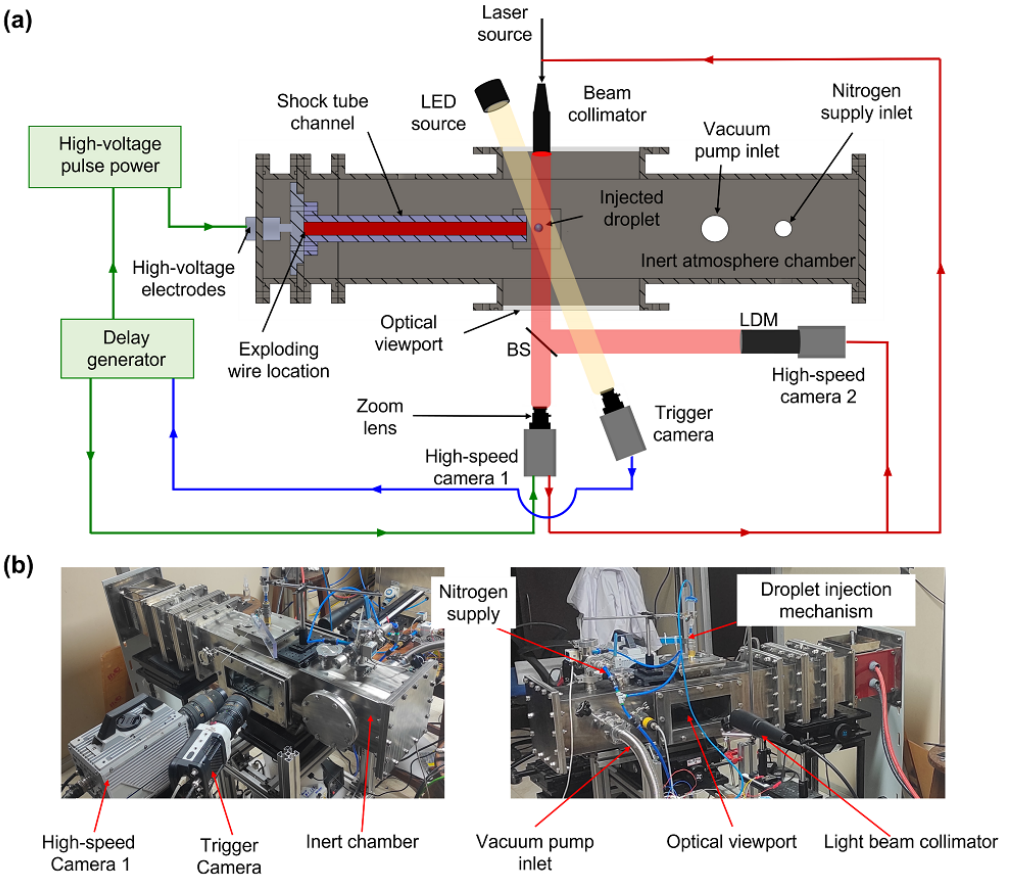

图1：配有惰性气氛室的爆炸丝式激波管装置。(a) 实验装置、电气接线图和高速成像系统的示意图。(b) 实验布置照片。

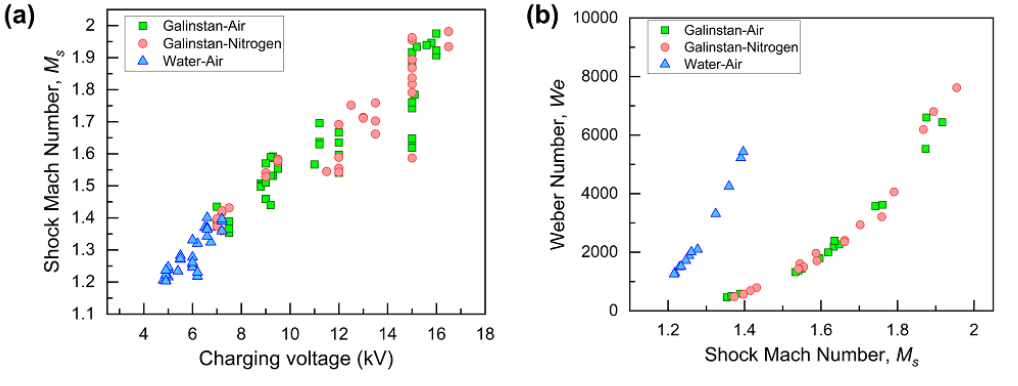

图2：无量纲数范围。(a) 激波马赫数（M_s）随脉冲电源系统的电容器充电电压的变化；(b) 韦伯数（We）随激波马赫数（M_s）的变化。为比较镓铟锡合金-空气、镓铟锡合金-氮气和水-空气测试案例，保持相近的韦伯数值。

在此类流动条件下，液态金属液滴可直接应用于闭式耦合雾化器、爆震发动机等领域。与传统激波管装置所提供的理想条件相比，许多实际场景更适合采用基于爆炸波的激波管装置（Pontalier等2018；Igra 等2013）。本研究的主要目标是比较液态金属液滴与去离子水液滴的雾化动力学；由于两种液体均在相同条件下进行测试，因此该比较不受实验装置选择的影响。

成像装置

液滴气动破碎过程采用高速阴影成像进行捕捉（见图1）。具体而言，我们使用一台与 Cavitar Cavilux smart UHS 激光器同步的 Photron SA5 相机，在 10-40 ns 时间尺度内冻结相互作用现象，从而避免高速次级液滴产生拖影而导致观测误差。在不同变焦设置下获取侧视图像，以捕捉液滴破碎的不同特征。高速激光发出的光通过光束准直器（Thorlabs，BE20M-A）转换为平行光束，从而均匀照亮相机的视场。当液滴落入高速相机-1（Photron SA5，配备 Sigma DG 105mm）的视场时，基于图像的触发相机（PHANTOM Miro 110，配备 Tokina 100 mm 微距镜头）对其进行检测，使其阴影投射到相机-1 的传感器上。触发相机产生的触发信号被发送至数字延迟发生器（BNC 575），后者精确地向高压脉冲电源系统和高速相机-1 提供延迟触发信号，使我们能够在相机视场内、预定位置处捕捉破碎液滴的雾化动力学。另一台配备长工作距离显微镜（LDM，Questar QM100）的高速相机-2 用于同步进行高倍率成像。高速相机-2 和激光器均作为高速相机-1 的从机运行。

为了获得液滴破碎过程中液滴形态的全局视图，采用了缩小视野的成像技术。使用高速相机 1，以每秒 40000 帧的速度捕捉相互作用动态，帧尺寸为 640×264 像素。所得像素分辨率为 52.6 μm/pixel，视场为 33.6 mm $\times$ 13.91 mm。此外，为了更详细地观察液滴表面开尔文-亥姆霍兹（KH）波的演化，采用了放大成像技术。长工作距离显微镜与高速相机 2 配合使用，以 75000 fps 的成像速率捕捉 KH波的增长。采用 256×312 像素的帧尺寸，空间分辨率为 13.16μm/pixel，视场为 3.37 mm $\times$ 4.11 mm。本文所展示的所有实验图像中，气流方向均为从左向右。

样品制备与表征

本研究使用的镓铟锡合金购自印度 Parmanu Dhatu Nigam。在空气环境中进行的实验直接使用液态金属。然而，在惰性气氛研究中，由于镓铟锡合金容易氧化，因此必须去除块体液态金属中已有的金属氧化物。为此，采用化学还原法，将液态金属注入 5M HCl 溶液中（Kim 等 2013；Handschuh-Wang 等 2021*b*）。该溶液通过以下反应还原氧化后的镓铟锡合金。

$$Ga_2O_3(s) + 6HCl(l) \rightarrow 2GaCl_3(s) + 3H_2O(l) \tag{2.2}$$

将还原后的镓铟锡合金装入液滴注入装置时，将其倒入注入管中。注入管内预先装有部分 5M 盐酸溶液，以防止其接触空气。这

属性	水	镓铟锡合金-空气	镓铟锡合金-氮气
密度（Kg/m^3）	997	6440	6440
黏度（$mPa.s$）	1	2.4	2.4
表面张力（mN/m）	72	665	548

表1：测试液体的性质。表面张力采用悬滴法测量。其他性质取自 Hopfes等人（2021*b*）

可确保镓铟锡合金在注入过程中完全不被氧化。另一方面，去离子水无需任何特殊处理即可直接加入注入装置。测试流体的液滴通过加压空气脉冲注入测试腔室。为进行注入，测试流体装在塑料管中，塑料管通过球阀连接至不锈钢鲁尔锁针头（20 G 规格）。为在腔室内形成惰性气氛，需关闭球阀（见图1）。不过，在维持腔室条件后以及注入液滴时，必须打开阀门。塑料管的顶端通过电子控制的电磁阀连接至高压空气管路；该电磁阀通过控制自身的开启，对测试流体施加压力脉冲。

表1 展示了三种测试液体的性质。去离子水和镓铟锡合金的表面张力值采用悬滴法测定，并使用*ImageJ* 软件进行分析。另一方面，黏度和密度数据取自先前的一项研究 Hopfes 等人（2021*b*）。

惰性气氛测试设施

惰性气氛测试设施的示意图和实物照片如图1所示。该设施配备一个不锈钢腔室（尺寸为 $15 \times 15 \times 75\ cm^3$），并设有一个光学窗口（尺寸为 $8 \times 20\ cm^2$）。其极限真空压力可达 10^{-6}mbar，并配备液滴注入装置、真空泵入口和氮气供应。真空压力使用数字皮拉尼真空计测量（制造商：Ultra-High Vacuum，量程：999 至 0.001 mbar），表压则使用数字压力传感器测量（制造商：Janatics Pneumatic，量程：0 至 10 bar）。为实现惰性条件，首先使用真空泵将腔室抽至绝对压力 0.018 mbar。随后向腔室充入超高纯氮气（Chemix gases，6.0级氮气，氧浓度 < 1 ppm），直至腔室内表压达到 0.35 bar。重复此过程五个吹扫循环，使测试腔室内的氧浓度降至 1 ppm 以下（通过理论方法估算）。请注意，气瓶供应的氮气还会经过安装在气瓶出口与腔室入口之间的氧气和水分捕集器进一步纯化。完成吹扫循环后，将腔室加压至 0.35 bar 表压。该过压可确保若发生泄漏，气体会从腔室内部流向外部。还需测试腔室在真空泵不运行的情况下，能否在超过 24 小时内维持 > 1 mbar 的绝对压力；这表明实验运行期间预计泄漏极少（每次试验通常持续 20–30 分钟）。这些复杂步骤对于防止实验运行期间镓铟锡合金氧化至关重要。为保持一致性，镓铟锡合金-空气和水-空气条件下的雾化也在腔室内以相同的 0.35 bar 表压进行。

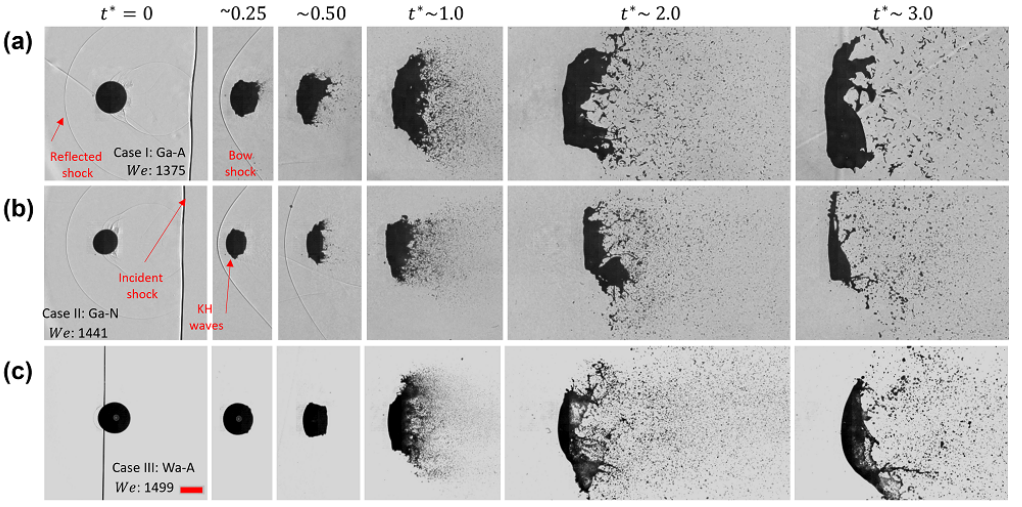

图3：雾化动力学的全局视图。(a) 案例 I：镓铟锡合金-空气测试案例（Ga-A），We=1375; (b) 案例 II：镓铟锡合金-氮气测试案例（Ga-N），We=1441; (c) 案例 III：水-空气测试案例（Wa-A），We=1499。比例尺为 2 mm。视频文件请参阅补充视频1。

3. 结果与讨论

3.1. 雾化动力学的全局视图

三种测试条件下激波与液滴相互作用的全局视图如图3所示。时间序列图像从左向右排列，绝对时间以惯性时间尺度 t_{in}归一化，其中 $t_{in} = D_o\sqrt{\rho_l(P_o-P_1)}$。每一行图像代表一种测试条件，分别为镓铟锡合金-空气、镓铟锡合金-氮气和水-空气。各测试条件均在相同的无量纲时间尺度（t^*）时刻进行可视化。第一列图像中的 $t^* = 0$表示激波与液滴相互作用的时刻。图3 在较大的空间和时间尺度下对比了三种测试条件，呈现雾化动力学的全局视图对比。视频文件请参见补充视频1。

在所有三个测试案例中，入射激波与液滴相互作用后，会形成不同的激波结构，例如反射波、马赫杆等，从而瞬间改变液滴周围的局部流动和压力条件（见图 3 at $t^* = 0$）。这种波动力学持续时间很短，随后是诱导气流与液滴的相互作用（Sharma 等 2021*c*）。镓铟锡合金的表面张力高于去离子水；因此，为使镓铟锡合金和水保持相同的韦伯数值，镓铟锡合金案例中的激波强度必须显著提高（见图 2b），导致激波诱导流处于超声速状态。这种超声速气流从液滴表面偏转时，将形成弓形激波（见图 3a,bat $t^* \sim 0$。25），位于液滴迎风表面前方。根据激波与液滴迎风表面之间的脱体距离，估算诱导气流的马赫数范围为1.1至1.3（Starr 等 1976）。对于去离子水液滴，则未观察到此类弓形激波的形成，因为诱导气流基本处于亚声速状态。

随着时间推移，液滴发生变形，同时迎风表面形成 Kelvin–Helmholtz 波，随后在液滴极点处形成一层薄液膜，并从此处开始剥离次级液滴（$t^* \sim 0$。5 至 3。0）（Sharma等 2021*c*）。在每个时刻，所有三个测试

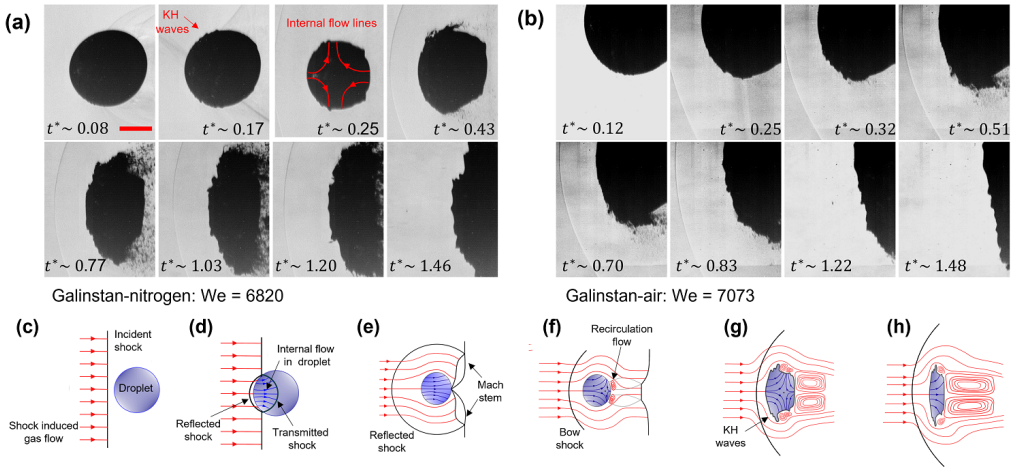

图4：SIE模式下镓铟锡液滴破碎的机制。(a) We = 6820时惰性环境中镓铟锡液滴破碎的放大图。(b) We = 7073时空气环境中镓铟锡液滴破碎的放大图。(c-h) 示意图展示了SIE模式下SIE破碎的机制。比例尺为1mm。视频文件请参见补充视频2。

案例中的液滴形态看起来都相似。在本研究考察的所有测试案例中，均观察到了液滴破碎的剪切诱导卷吸（SIE）模式。液滴变形为纸杯蛋糕形，直至 t^* ~ 0。25，并于 t^* ~ 0。5 开始剥离液滴。此外，液膜雾化显著发展至t^* ~ 1，随后发生反复破碎。

仔细观察与 t^* > 1.0 对应的图像表明，与另外两个测试案例相比，镓铟锡合金-空气案例中的碎片形状有所不同。镓铟锡合金在空气中雾化时会形成薄片状碎片。图中更清晰地展示了不规则形状碎片6。这种薄片形成归因于碎裂液体表面氧化层的形成（Chen 等人2018），该氧化层会抑制进一步破碎，并将液态金属锁定在形状不规则的金属氧化物壳中。在本研究测试的其他韦伯数下，三个测试案例也呈现出类似的观察结果（见补充图S2和S3）。值得注意的是，空气环境中镓铟锡液滴的破碎周期约为 ~ 100 μs，这一时长已足以使次级液滴表面形成大量金属氧化层，从而抑制雾化过程。这表明环境空气中镓铟锡合金的氧化时间至少为微秒量级，远快于此前基于液滴撞击实验观察到的氧化时间尺度（Kim等人2013）。与镓铟锡合金-空气测试案例不同，镓铟锡合金-氮气测试案例的雾化动力学与相近韦伯数下的去离子水基本相似，且两种情况下都会形成球形次级液滴。

3.2. *SIE*模式下液态金属液滴破碎的机制

上一小节（3.1）概述了三种测试流体的雾化动力学。本小节比较了三种通过 SIE 模式发生液滴破碎的测试案例的详细机制。为揭示机制细节，采用了高时空分辨率。图 4a、b 分别放大展示了镓铟锡液滴在氮气和空气环境中的雾化情况。视频文件见补充视频2。镓铟锡合金-氮气测试案例中观察到的现象，在去离子水-空气测试案例中也可观察到类似情况（见补充图 S4）。示意图说明了

相互作用过程中不同事件的示意图见图 4c–h。示意图中描绘的波结构，如入射激波、反射激波、马赫杆等，依据本文的可视化结果及我们此前发表的研究（Sharma 等 2021*c*）。由于无法通过实验手段可视化流动动力学，因此利用多项数值模拟的证据来构建流场（Das 和 Udaykumar，2020；Guan 等 2018；Sembian 等2016）。

入射波与液滴迎风表面相互作用后，会转变为反射波和透射波。在若干时刻可以观察到反射波（见图3 a、b，时间为 $t^* \sim 0$），而通过阴影成像无法观察到透射波。根据气体和液体的声阻抗，反射波会形成激波（Henderson，1989）。对于入射激波，透射波同样是激波（Henderson，1989；Sembian 等人，2016）。透射波会在液滴内部诱导出内部流动（见图4d），而反射波会使激波诱导气流的流线偏转（见图4e）。起初观察到规则反射，直到入射波的入射角降至临界值以下。随后，规则反射转变为马赫反射。图3 的 $t^* = 0$中可以观察到马赫杆的形成。反射激波和马赫杆的形成（以及它们在稍后时刻的碰撞，见图4e）会增大液滴周围的局部压力，与液滴极点相比，使迎风侧和背风侧形成高压区域。需要指出的是，初始波动力学过程持续时间很短（$O(10)$ μ秒），与液滴破碎时间（$O(100)$ μ秒）相比要短得多，因此这些波的特征对破碎机制的影响极小。在较晚时刻，破碎动力学主要受诱导气流与液滴之间的相互作用支配（见图4 a、b，时间为 $t^* > 0$。1 以及图4f-h）。

液滴背风表面发生诱导流动分离，形成一股朝向后驻点的射流（见图 4g-h）（Guan 等，2018；Das 和 Udaykumar，2020）。液滴迎风侧和背风侧驻点的形成，使这些区域的局部压力高于液滴极点处的压力，从而诱发朝向液滴极点的内部流动，并导致液滴变形为纸杯蛋糕形（见图 4a，位于 $t^* \sim 0$。43）。另一方面，气相与液相之间的相对速度会在液滴迎风表面引发基于 KH 波的表面不稳定性。表面不稳定性被卷入外部气流，并沿液滴周缘输运，导致赤道区域形成液膜（见图 4a、b，位于 $t^* = 0$。4 至 0。8）。先前的研究也观察到了液滴迎风侧 KH 波的形成（Theofanous 和 Li，2008；Liu等，2018；Sharma 等2021*c*；Chandra 等，2022）。

上述讨论表明，液滴极点处液膜的形成涉及两种机制，即KH波卷吸引起的液体输运和液滴变形。液滴极点处液膜的破碎会形成次级液滴。正如下文将讨论的，这两种机制会影响雾化液滴的瞬时尺寸分布。

3.3. 高韦伯数下液态金属液滴的雾化动力学

图 5 和 6 分别展示了镓铟锡液滴在氮气和空气环境中破碎的时序图像（从左至右）。每行图像按韦伯数值递增排列。根据上一小节，液滴极点处会形成液膜，这源于两种机制：基于开尔文–亥姆霍兹（KH）波的液体输运，以及液滴变形引起的整体流动。第一种机制涉及KH波在极点区域聚集，从而形成更薄的液膜和更小的

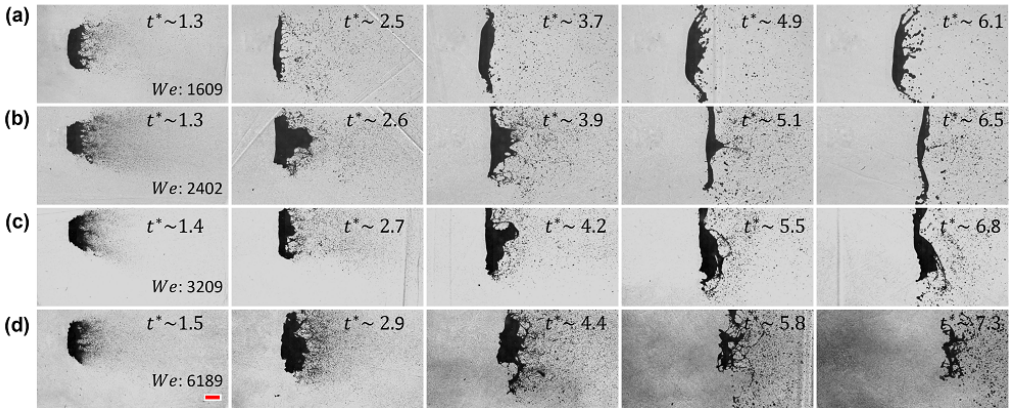

图5：不同韦伯数（We）条件下，镓铟锡液滴在惰性环境中的雾化动力学。(a) 镓铟锡合金-氮气 We=1609，(b) 镓铟锡合金-氮气 We=2402，(c) 镓铟锡合金-氮气 We=3209，以及 (d) 镓铟锡合金-氮气 We=6189。比例尺为 2 mm。

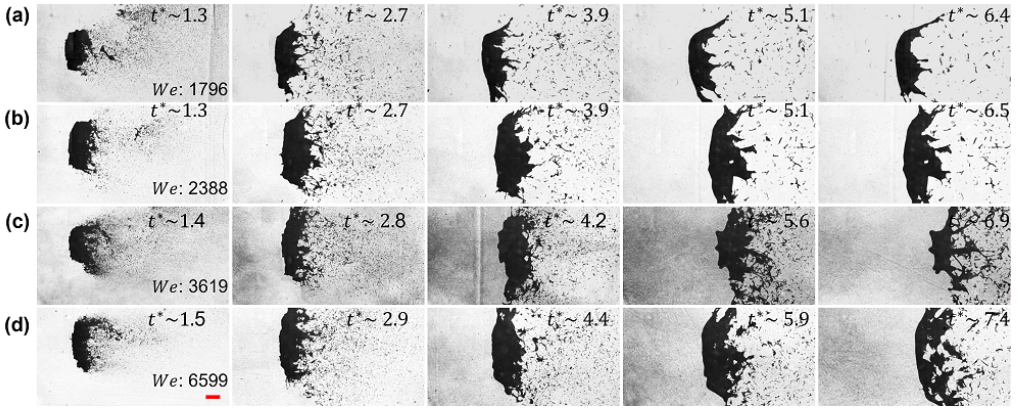

图6：不同韦伯数（We）条件下，镓铟锡液滴在空气环境中的雾化动力学。(a) 镓铟锡合金-空气 We=1796，(b) 镓铟锡合金-空气 We=2388，(c) 镓铟锡合金-空气 We=3619，以及 (d) 镓铟锡合金-空气 We=6599。比例尺为 2 mm。

次级液滴。第二种机制涉及液体因液滴变形而从驻点输运至极点区域，导致整体液体输运，从而形成更厚的液膜。因此，这种机制会产生更大的次级液滴。

液滴破碎的初始阶段，液片的形成主要受基于开尔文–亥姆霍兹（KH）波的机制影响，因为液滴变形很小（见图4a、b，$t^* < 1$ 和9a、b）。因此，这一阶段会产生较小的次级液滴。然而，随着时间推移，液滴变形所引起的液体输运逐渐占据主导，形成较大的次级液滴。此外，多个KH波合并形成较厚的液片，从而产生较大的次级液滴（见图4a，$t^* \sim 0.77$）。图5 和6 所示的所有测试案例中，都观察到次级液滴尺寸随时间增大的趋势；我们此前对去离子水液滴气动破碎的研究也对这一趋势进行了定量测量（Sharma等，2023）。此外，随着韦伯数增大，KH波的波长

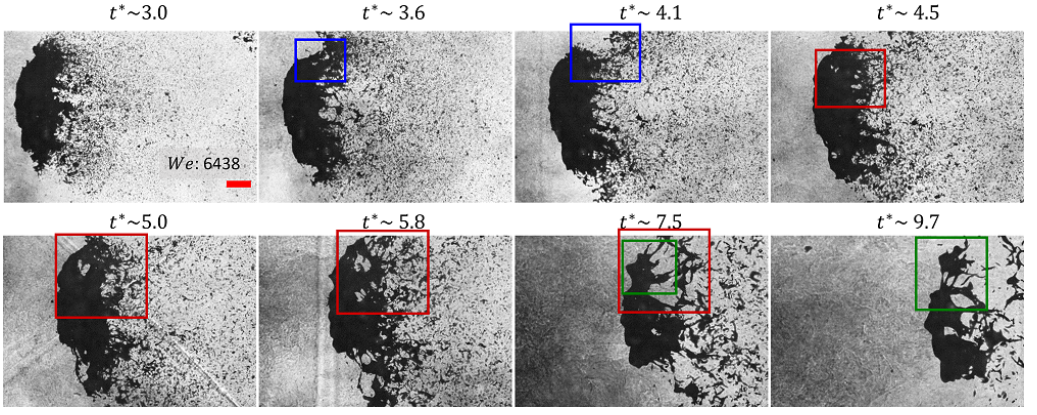

图 7： We = 6438时空气中镓铟锡液滴的反复破碎。蓝色、红色和绿色矩形分别表示第一次、第二次和第三次破碎循环。比例尺为 2 mm。

会减小（详见§3.4），迎风侧会形成更多KH波。因此，更多液滴液体通过基于KH波的机制输运，导致韦伯数较高时产生更小的碎片。研究发现，液滴破碎过程会持续进行，直到与气相和液相之间的相对速度有关的液滴气动力超过表面张力。这一条件在韦伯数较低时的观测期间内无法持续满足（见图5 和6 a、b）。然而，在较高韦伯数下，作用于液滴的气动力更大，初级液滴会完全破碎（见图5d和6d）。

需要注意的是，SIE模式下的液滴破碎是一个重复过程（Dorschner 等 2020年；Sharma 等 2021*c*），如图7所示。在这一过程中，液滴极点处形成的液膜受到外部气相的裹挟，随气流方向运动。因此，液膜沿流动方向偏转并拉伸，厚度持续减小。这种薄液膜容易发生不稳定性，进而形成孔洞（如图 7中 t^* ~ 3。6所示）。液膜上多个位置会形成孔洞，并在表面张力的作用下向各个方向扩张。最终，多个孔洞相互碰撞，形成液丝。在镓铟锡合金-氮气测试案例中，这些液丝会进一步夹断，形成次级液滴；而在镓铟锡合金-空气测试案例中，由于这一时段发生了显著的表面氧化，形成的液丝不会继续夹断，最终形成不规则形状碎片（见 §3.5）。如前所述，SIE破碎遵循一个重复循环：首先形成液膜，随后形成孔洞、生成液丝，最后液滴夹断。图 7中的蓝色矩形展示了这一过程。完成一个循环后，同一过程会不断重复，直到液滴完全解体，或恢复作用的表面张力超过气动力。图 7中的红色和绿色矩形展示了液滴的这种反复破碎过程。

3.4. 三个测试案例的定量比较

前面的小节（§ 3.1、3.2、3.3）对三个测试案例的雾化动力学进行了定性比较。本小节旨在对它们进行定量比较。图 8 展示了液滴的无量纲横流向直径（D_m^*）随无量纲时间（t^*的变化。为测量瞬时横流向

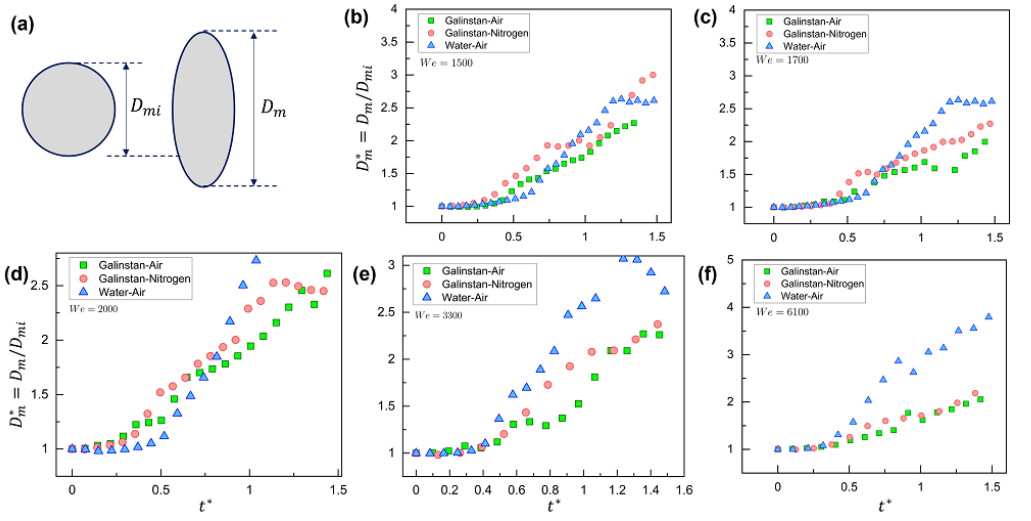

图 8：横流液滴变形， D_{mi} 和 D_m 分别表示初始横流直径和瞬时横流直径。（a）展示横流变形的示意图。（b-f）$We \sim 1500$、1700、2000、3300 和 6100 时随无量纲时间变化的横流变形

直径（D_m），使用 *ImageJ* 软件对变形后的液滴进行椭圆轮廓拟合。结果表明，当 $t^* < 0$。75时，三个测试案例的变形趋势相似；但当 $t^* > 0$。75时，存在一些差异。如图 3所示，在 $t^* < 0$。75之前，液滴已发生变形并形成 KH 波，这在三个测试案例中表现相似。在$t^* > 0$。75之后，液滴开始雾化，因此难以准确测量横流向直径。这是因为根据此处采用的测量方法，液膜的横流向长度也可能被识别为横流向直径。不过，仍有必要给出超过$t^* > 0$。75 之后的横流向变形测量结果，因为这也反映了雾化液膜的横流向扩展。由于不同案例中变形液膜的雾化行为存在差异，这种扩展在后期会变得更加随机。

图 9（另见补充视频 3）展示了使用高空间分辨率和高时间分辨率测量，对三个测试案例中实验测得的 Kelvin-Helmholtz（KH）波波长进行的比较。图 9a 在 $t^* \sim 0$。20 展示了 KH 波测量的一个示例。图 9a、b 分别展示了在 $We = 1186$ 和 7073时镓铟锡合金-空气测试案例中 KH 波形成的放大图像。三个测试案例在不同韦伯数下测得的无量纲 KH 波波长（D_o/λ_{KH}）如图 9c 所示。Villermaux（1998）；Marmottant & Villermaux（2004）；Padrino & Joseph（2006）提出了不可压缩流动中非零涡量厚度的基于 KH 波的线性稳定性分析理论框架，Chandra 等 （2022）；Sharma 等 （2021*c*）也采用了该框架。采用类似分析估算水-空气测试案例的 KH 波波长。色散关系可写为：

$$e^{-2\eta} = [1 + (\Omega - \eta)]\left[\frac{\Phi + (\Omega+\eta)\{2\tilde{\rho} - (1+\tilde{\rho})(\Omega+\eta) - (1+\tilde{\mu})\beta\eta^2\}}{\Phi + (\Omega+\eta)\{2\tilde{\rho} - (1-\tilde{\rho})(\Omega+\eta) - (1-\tilde{\mu})\beta\eta^2\}}\right] \tag{3.1}$$

其中， $\Omega = -2\omega_{KH}\delta/V_i$是无量纲增长率， δ是涡量层的厚度。 $\eta = k_{KH}\delta$是无量纲波数，而 $k_{KH} = 2\pi/\lambda_{KH}$是波数。

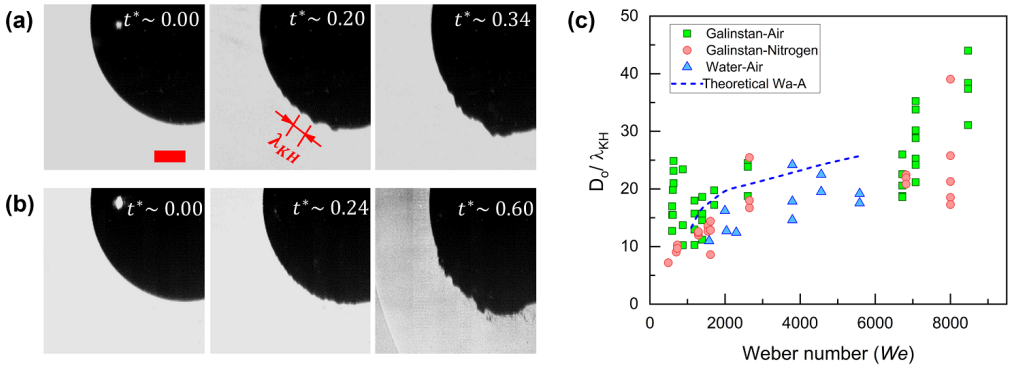

图 9：液滴迎风表面上的开尔文-亥姆霍兹不稳定波的形成。(a,b) 放大图展示了 We = 1186 和 7073时，空气环境中的镓铟锡液滴表面上 KH波的形成和演变过程。比例尺为 500 μm。(c) 不同韦伯数下 KH波波长的变化。蓝色虚线表示根据方程 3.1 对不同 We 值下水-空气测试案例的波长预测值。视频文件请参见补充视频 3。

$\tilde{\mu} = \mu_g/\mu_l$ 和 $\tilde{\rho} = \rho_g/\rho_l$ 分别是无量纲化的黏度比和密度比，其中下标 i & l 分别代表气相和液相。β 和 Φ 与基于涡量厚度的韦伯数有关，其定义见 Chandra 等，2022。求解方程 3.1 可得到增长最快波长的波长（λ_{KH}）。不同韦伯数下该波长的变化如图 9c 所示。对于水-空气测试案例，方程 3.1（蓝色虚线所示）结合实验数据给出了良好的预测。由于当前研究中的诱导气流条件处于较低的超音速区间（即流动马赫数为 < 1.2），因此无法将相同的数学方法扩展到镓铟锡合金测试案例；在此流动区间内，也无法将控制质量和动量方程化为线性化形式（Anderson 1990）。KH波的波长随着 We 值的增加而减小。这一观察结果与此前针对牛顿流体（Sharma 等，2021c）和黏弹性流体（Chandra 等，2022）获得的测量结果一致。此外，本研究还验证了有关 SIE 模式破碎判据的另一项内容，该判据曾在 Sharma 等，2021c；Theofanous 等人（2012）中进行讨论。研究表明，只有当 $D_o/\lambda_{KH} >> 1$时，SIE模式才存在；本研究验证了液态金属液滴满足这一条件。

§ 3.1、3.2和3.3 中的讨论表明，对于所有三个测试案例，即使分别考虑破碎诱导和KH波形成的时间尺度与长度尺度，液滴破碎的模式和机制在定性和定量方面也具有相似性。上述讨论提供了重要见解，表明可以通过常规流体来探究液态金属雾化的控制物理机制，并且只要保持相似的韦伯数值和环境条件，所得结果便可推广至液态金属的雾化。然而，氧化测试案例的结果只能在次级液滴形成的模式和机制方面进行比较。正如下一小节所讨论的，其形态与惰性案例存在显著差异。

3.5. 次级液滴形态的现象学框架

在前文的讨论中，我们比较了三个测试案例在破碎模式、雾化机制、变形特征和KH波波长大小方面的定性与定量特征。本节将重点讨论这些测试案例在

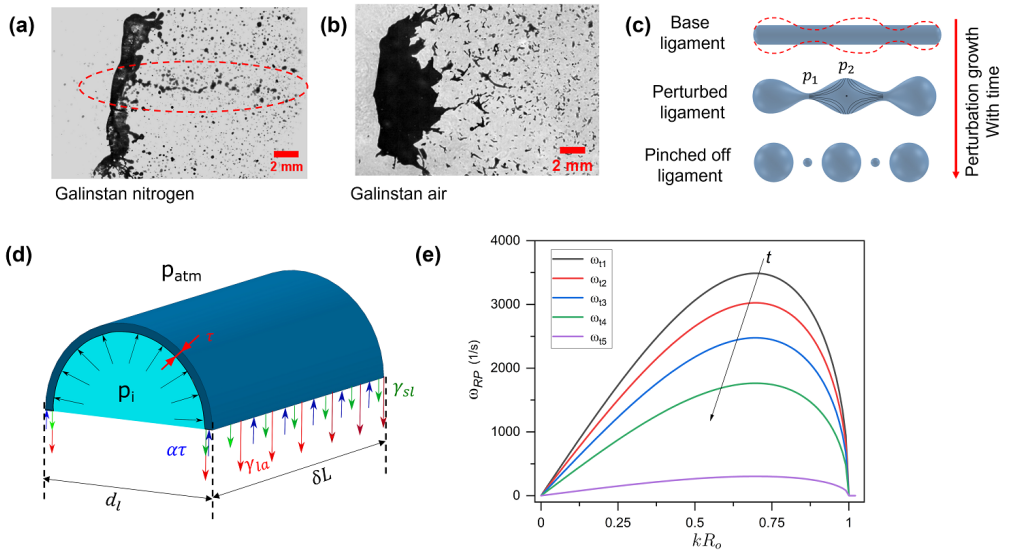

图10：次级液滴形态的现象学框架。（a）氮气环境中，镓铟锡合金液丝通过Plateau-Rayleigh（PR）失稳发生雾化。（b）镓铟锡合金在空气气氛中破碎过程中形成稳定液丝。（c）展示通过 PR 失稳实现失稳增长的示意图。（d）示意图展示镓铟锡合金液丝暴露于空气环境时所受的不同界面力。（e）PR 失稳在不同时间点的增长率。

基于破碎形态的差异，并提出用于预测各类形态的理论框架。如§3.1所述，去离子水案例和镓铟锡合金-氮气案例的破碎形态相似，都会形成球形次级液滴。相比之下，镓铟锡合金-空气测试案例会产生片状碎片，这是由于破碎液丝迅速氧化所致。图10a、b分别展示了镓铟锡合金-氮气和镓铟锡合金-空气测试案例中的液丝破碎。值得注意的是，受到微小扰动的液丝容易产生表面不稳定性，这些不稳定性会因表面张力作用而随时间增长，最终导致液丝收缩断裂，形成大量次级液滴。这种液丝破碎机制被称为普拉托-瑞利（PR）不稳定性（Drazin & Reid 2004；Sharma等2021*a*），其示意图见图 10c。当基液丝上出现微小扰动时，会在两个位置产生不同的压力 p_1 和 p_2。PR不稳定性的增长率（ω）可用以下表达式计算（Drazin & Reid 2004）：

$$\omega^2 = \frac{\sigma}{\rho_l R_l^3} k R_l \frac{I_1(kR_l)}{I_0(kR_l)}(1 - k^2 R_l^2) \tag{3.2}$$

此处 R_l 表示液丝的初始半径，I_1 和 I_0 分别表示第一类一阶和零阶修正贝塞尔函数，并且 k 表示波数。液丝断裂的时间尺度可利用方程 3.2确定。具体而言，时间尺度为 $t_c \sim \frac{1}{\omega} \sim \sqrt{\frac{\rho_l R_l^3}{\sigma}}$。对于镓铟锡合金-氮气工况，该时间尺度约为 O（100） μ秒，液丝直径为 O（100） μ米，这与实验结果一致。

在镓铟锡合金-空气测试案例中，细薄的弹性金属氧化层在液滴丝带上形成

由于暴露于氧化性环境，表面发生了变化。根据本研究的实验观察，推断氧化层形成的速率远快于实验时间尺度（$O(100)\ \mu s$）。这表明氧化层的瞬时生长速率（相较于实验时间尺度）极快。文献已表明，完全氧化的镓基合金的表面特性主要受形成的氧化层影响（Dickey 等人。2008；Handschuh-Wang 等人。2021*a*）。氧化层的弹性抵消了有效界面张力（由固液界面和液体-空气界面产生），使作用于液丝的净法向界面力可以忽略不计。因此，根据 PR 不稳定性分析，会形成稳定的液丝，与镓铟锡合金-空气测试案例的情况相同。

液态金属的氧化速率可通过调节环境中的氧浓度来控制。在本研究中，我们在两种极端条件下测试了镓铟锡合金：一种是环境空气，其中氧气供应充足；另一种是氧浓度极低的惰性气氛。这会产生两种不同的破碎形态（球形液滴和片状碎片）。液丝的稳定性及观察到的破碎形态取决于液态金属的氧化速率，以及在液丝表面形成的氧化层所具有的相应性质。如果氧浓度介于上述两种极端条件之间，液态金属的氧化速率就不是瞬时的。在这种情况下，破碎液丝的尺寸决定次级液滴的形状。图中展示了这种液丝的一个典型例子10d。液丝的夹断受到界面力的影响（例如液态镓铟锡合金-空气界面的 σ_{la}，以及固态氧化镓-液态镓铟锡合金界面的 σ_{sl}），同时，薄金属氧化层会对夹断过程产生弹性阻力，从而导致周向压应力。因此，界面上的法向力平衡可表示为以下表达式。

$$(p_i - p_{atm})\delta L d_l = 2[\phi(t)\sigma_{sl}\delta L + \psi(t)\sigma_{la}\delta L - \alpha\tau(t)] \tag{3.3}$$

其中，p_i 和 p_{atm} 分别表示液丝内部压力和环境压力。δL 表示液丝的微元，d_l 表示液丝直径。权重因子 ϕ（t）和 ψ（t）均随时间变化，分别控制固液界面和液气界面的有效界面张力。α 表示氧化层的屈服应力，τ（t）表示氧化层随时间变化的厚度。初始时，τ（t）和 ϕ（t）为零，而 ψ（t）为1，因为过程开始时不存在氧化层（$t = 0$）。这些因子的大小会随时间根据氧化层厚度而变化。方程3.3可进一步简化如下：

$$(p_i - p_{atm})d_l = 2[\sigma_{effective} - \alpha b t] = 2F_i(t) \tag{3.4}$$

其中，$\sigma_{effective}$ 为有效界面张力，b 为氧化层的增长率。F_i 表示单位液丝长度上的界面力；不存在氧化层时，该力等同于液气界面张力。按照 PR 不稳定性的线性稳定性分析，利用方程3.4 可得不稳定性增长率：

$$\omega^2 = \frac{F_i}{\rho_l R_l^3} k R_l \frac{I_1(kR_l)}{I_0(kR_l)}(1 - k^2 R_l^2) \tag{3.5}$$

不稳定性增长率(ω)取决于 F_i，其随时间而减小。因此，如图10e所示，预计不稳定性增长率会随时间推移而降低。如果液丝在不稳定性增长率降至零之前发生夹断，那么我们

可以预期形成球形液滴，这与镓铟锡合金-氮气测试案例中的观察结果一致。然而，如果不满足这一判据，如镓铟锡合金-空气测试案例所示，形成的液丝不会进一步雾化成次级液滴。$F_i \rightarrow 0$的时间尺度由方程3.3中的$t_o = \frac{\sigma_{effective}}{\alpha b}$给出。对于典型的液丝尺寸$O$(100) μm，我们可以考虑两种极端情况，以确定镓铟锡合金可能的氧化速率。该液丝尺寸对应的毛细破碎时间尺度为 O(100) μs。第一种情况下，如果我们考虑液丝的瞬时氧化，即假设氧化层形成的时间尺度为 O(1) μs，并且$\sigma_{effective} = \sigma_{sl}$，则氧化速率（$b$）约为 O(1) mm/s。此处 α 的估计值取自Dickey等人（2008），所依据的氧化层厚度估计来自Scharmann等人（2004）、Jia和Newberg（2019）以及Bilodeau等人（2017）。第二种情况下，如果氧化速率非常缓慢，如在惰性气氛中，则$\sigma_{effective} = \sigma_{la}$；若假设在 O(10) ms时发生完全氧化，估算得到氧化速率为 O(0.1)μm/s。将 t_o 与毛细破碎的时间尺度（t_c）进行比较，可得到一个重要判据，用于确定在给定氧化速率下会发生夹断并破碎成液滴的液丝尺寸：

$$R_l << \left(\frac{\sigma_{effective}^2 F_i}{\rho_l \alpha^2 b^2} \right)^{1/3} \tag{3.6}$$

上述提出的框架为氮气环境中镓铟锡合金液丝的完全夹断以及空气环境中的薄片形成提供了现象学解释。本文提出的框架适用于本研究所考虑的两种极端氧化速率。然而，由于估算镓铟锡合金氧化速率十分困难，无法验证该框架在中等氧化速率下的适用性。据作者所知，目前尚无关于此类估算的现有文献。其他液态金属的氧化速率模型（Zhang 2010）无法直接应用于此处，因为本研究中的现象时间尺度极短。这一困难源于氧化现象的时间尺度较短（约100 μs），且涉及的长度尺度较小（约 O(1) nm）。因此，目前无法对所提出模型在中等氧化速率下进行定量验证。尽管如此，如果未来能够对镓铟锡合金氧化速率进行可靠估算，就可以将相关数值输入所提出的框架，从而实现对模型的定量验证。

4. 结论

研究了高韦伯数（$We \sim 400 - 8000$）条件下液态金属液滴的气动破碎。选用镓铟锡合金作为测试流体，并针对三种测试环境开展多尺度时空研究：氧化性环境（镓铟锡合金-空气）、惰性环境（镓铟锡合金-氮气）以及常规流体环境（水-空气）。采用镓铟锡合金-氮气作为测试案例，为将液态金属雾化结果与常规流体进行比较提供了理想基础；据我们所知，本研究首次采用了这种方法。雾化动力学的全局视图显示，镓铟锡合金-氮气与水-空气测试案例在定性和定量特征上相似。这表明，只要维持相似的韦伯数和环境条件，就可以将常规流体的结果推广至液态金属液滴。另一方面，镓铟锡合金-空气测试案例中，快速氧化导致破碎的次级液滴形态有所不同，但雾化模式和机制与其他案例相似。

对于所考虑的 We 数值范围，本研究考察的多个长度尺度和时间尺度下，所有测试流体均呈现相似的破碎模式和机制。剪切诱导

卷吸（SIE）破碎模式在所有情况下均可观察到。入射激波与液滴表面相互作用后，会转变为若干波结构，这些波结构会在短时间内影响液滴周围的局部流动和压力条件。然而，后期破碎机制主要由激波诱导气流与液滴的相互作用所支配。SIE模式的特征是液滴极点处的薄液膜发生破碎，形成次级液滴。形成液膜的两种机制是通过KH波卷吸输运液体，以及液滴变形。这两种机制会影响雾化液滴随时间变化的尺寸分布，其中，基于KH波的机制会形成较小的次级液滴，而基于变形的机制则会形成较大的次级液滴。次级液滴尺寸单调增大的现象可根据这两种机制的相对主导程度加以解释。SIE模式下的液滴破碎是一个重复过程，包括液膜形成、孔洞形成、液丝生成和液滴夹断。该过程会不断重复，直至液滴完全解体，或表面张力超过气动力。

此外，还针对三个测试案例的无量纲横流向直径随时间的演变，以及实验测量的开尔文–亥姆霍兹（KH）表面波，给出了定量比较。研究发现，在液滴雾化开始之前，所有测试流体的横流向变形都相似。在所有测试案例中，随着韦伯数增大，KH波的波长减小，这与此前针对牛顿流体和黏弹性流体的测量结果一致。此外，本研究验证了液态金属液滴发生 SIE 模态破碎的判据（即仅当 $D_o/\lambda_{KH} >> 1$ 时才存在 SIE 模式）。

去离子水和镓铟锡合金-氮气案例中次级液滴的形态相似，均会形成球形次级液滴。然而，在第三种案例（镓铟锡合金-空气）中，由于破碎液丝快速氧化，产生了片状碎片；这抑制了进一步破碎，并使液态金属固结成形状不规则的金属氧化物壳。前两种案例中，液丝夹断形成次级液滴是由普拉托–瑞利（PR）不稳定性导致的。此外，还提出了一个现象学框架，用以解释镓铟锡合金-空气测试案例中片状次级液滴的形成。该框架取决于液态金属的氧化速率，以及液丝表面形成的氧化层性质。通过改变环境中的氧浓度，可以控制液态金属的氧化速率。当氧化速率处于两种极端条件（无氧化和快速氧化）之间时，破碎液丝的尺寸决定了次级液滴的形状。

致谢

作者感谢印度—德国科学技术中心（IGSTC）通过项目编号 SP/IGSTC-18-0003 提供支持。N.K.C. 感谢总理研究奖学金（PMRF）提供支持。作者衷心感谢 C. Tropea 教授（德国达姆施塔特工业大学）、S. Chakraborty 教授（印度印度理工学院卡拉格普尔分校）、I. Roisman 教授（德国达姆施塔特工业大学）、SMS 集团（德国）、塔塔钢铁（印度）以及 IGSTC PPAM 团队，在本研究开展过程中提供见解并参与讨论。

补充影片

补充图和影片文件也作为支持材料提供。**影片1**：雾化的全局视图。**影片2**：镓铟锡液滴破碎的机制。

影片 3：开尔文-亥姆霍兹不稳定波可视化。

利益声明

作者声明不存在利益冲突。

作者 ORCID 标识符。

ShubhamSharma https://orcid.org/0000-0002-8704-887X；
NavinKumar Chandra https://orcid.org/0000-0002-1625-748X；
Aloke Kumar https://orcid.org/0000-0002-7797-8336。
SaptarshiBasu https://orcid.org/0000-0002-9652-9966；

参考文献

Anderson, John David 1990 现代可压缩流：历史视角，第 12 卷。McGraw-Hill，纽约。Arienti, Marco, Ballard, Matthew, Sussman, Mark, Mazumdar, Yi Chen, Wagner, Justin L, Farias, Paul A & Guildenbecher, Daniel R 2019 激波诱导横向流中液态金属柱多模态气动破碎的数值模拟与实验对比。*Physics of Fluids* **31** (8)，082110。Biasiori-Poulanges, Luc & El-Rabii, Hazem 2019 用于研究高速气流中液滴破碎的高倍率阴影法。*Opt. Lett.* **44** (23)，5884–5887。Bilodeau, Raymond Adam, Zemlyanov, Dmitry Y & Kramer, Rebecca K 2017 用于环境响应型电子器件的液态金属开关。*Advanced Materials Interfaces* **4** (5)，1600913。Chandra, Navin Kumar, Sharma, Shubham, Basu, Saptarshi & Kumar, Aloke 2022 聚合物液滴的激波诱导气动破碎。*arXiv* 预印本 *arXiv:2205.15597* 。Chen, Yi, Wagner, Justin L, Farias, Paul A, DeMauro, Edward P & Guildenbecher, Daniel R 2018 镓铟锡合金在激波诱导横向流中的液态金属破碎与液滴形成。*International Journal of Multiphase Flow* **106**，147–163。Das, Pratik & Udaykumar, H.S. 2020 用于模拟液滴激波诱导汽化的锐界面方法。《计算物理学杂志》 **405**，109005。Dickey, Michael D, Chiechi, Ryan C, Larsen, Ryan J, Weiss, Emily A, Weitz, David A & Whitesides, George M 2008 共晶镓铟（egain）：一种用于在室温下于微通道中形成稳定结构的液态金属合金。《先进功能材料》**18** (7)，1097–1104。Dorschner, Benedikt, Biasiori-Poulanges, Luc, Schmidmayer, Kevin, El-Rabii, Hazem & Colonius, Tim 2020 液滴气动破碎过程中液丝的形成与周期性脱落。*Journal of Fluid Mechanics* **904**，A20。Drazin, Philip G & Reid, William Hill 2004 流体动力稳定性。剑桥大学出版社。Elton, Eric S, Reeve, Thomas C, Thornley, Luke E, Joshipura, Ishan D, Paul, Phillip H, Pascall, Andrew J & Jeffries, Jason R 2020 氧化物对测量液态金属流变学的显著影响。《流变学杂志》**64** (1)，119–128。Guan, Ben, Liu, Yao, Wen, Chih-Yung & Shen, Hua 2018 激波冲击下液滴内部流动的数值研究。《美国航空航天学会杂志》 **56** (9)，3382–3387。Guildenbecher, D. R., López-Rivera, C. & Sojka, P. E. 2009 二次雾化。《流体实验》 **46**。Handschuh-Wang, Stephan, Gan, Tiansheng, Wang, Tao, Stadler, Florian J & Zhou, Xuechang 2021*a* 镓基液态金属氧化层的表面张力。《朗缪尔》 **37** (30)，9017–9025。Handschuh-Wang, Stephan, Stadler, Florian J & Zhou, Xuechang 2021*b* 镓基液态金属物理性质及其改性途径的批判性综述。《物理化学杂志 *C*》 **125** (37)，20113–20142。Henderson, LF 1989 激波折射。*Journal of Fluid Mechanics***198**，365–386。

Hinze, J. O. 1955 分散过程中破碎流体动力学机制的基础。AIChE Journal 1 (3)，289–295。Hopfes, Thomas, Petersen, Julia, Wang, Zhaoguang, Giglmaier, Marcus & Adams, Nikolaus A 2021a 中等韦伯数下液态金属液滴的二次雾化。International Journal of Multiphase Flow 143，103723。Hopfes, Thomas, Wang, Zhaoguang, Giglmaier, Marcus & Adams, Nikolaus A 2021b 形成氧化物的液态金属液滴破碎的实验研究。Physics of Fluids 33 (10)，102114。Hsiang, L-P & Faeth, Gerard M 1995 激波和稳态扰动引起的液滴变形与破碎。International Journal of Multiphase Flow 21 (4)，545–560。Igra, O, Falcovitz, J, Houas, L & Jourdan, G 2013 衰减激波 / 爆炸冲击波的方法综述。Progress in Aerospace Sciences 58，1–35。Jackiw, Isaac M. & Ashgriz, Nasser 2021 气动液滴破碎。Journal of Fluid Mechanics 913，A33。Jain, Mohit, Prakash, R. Surya, Tomar, Gaurav & Ravikrishna, R. V. 2015 中等韦伯数下液滴的二次破碎。Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences 471 (2177)，20140930。Jia, Meng & Newberg, John T 2019 氧气和水蒸气存在下共晶镓铟合金的液—气界面化学。《物理化学杂志 C》123 (47)，28688–28694。Kim, Daeyoung, Thissen, Peter, Viner, Gloria, Lee, Dong-Weon, Choi, Wonjae, Chabal, Yves J & Lee, Jeong-Bong 2013 使用氯化氢蒸气对镓基液态金属液滴进行表面改性，以恢复其非润湿特性。ACS applied materials & interfaces 5 (1)，179–185。Krzeczkowski, Stefan A. 1980 液滴破碎机制的测量。International Journal of Multiphase Flow 6 (3)，227–239。Liu, Nan, Wang, Zhenguo, Sun, Mingbo, Wang, Hongbo & Wang, Bing 2018 超声速流动中液滴破碎的数值模拟。Acta Astronautica 145，116–130。Liu, Tingyi, Sen, Prosenjit & Kim, Chang-Jin 2011 用于微器件的无毒液态金属合金镓铟锡合金的表征。Journal of Microelectromechanical Systems 21 (2)，443–450。Liverts, Michael, Ram, O, Sadot, O, Apazidis, Nicholas & Ben-Dor, G 2015 通过水基泡沫抑制爆炸导线产生的爆炸冲击波。Physics of Fluids 27 (7)，076103。Mandal, Somjit, Sadeghianjahromi, Ali & Wang, Chi-Chuan 2022 熔融金属雾化技术的实验与数值研究——批判性综述。Advanced Powder Technology 33 (11)，103809。Marmottant, Philippe & Villermaux, Emmanuel 2004 关于喷雾形成。Journal of fluid mechanics 498，73–111。Meng, JC & Colonius, T 2015 高速液滴破碎早期阶段的数值模拟。Shock Waves 25 (4)，399–414。Mondal, Ranajt, Das, Avik, Sen, Debasis, Satapathy, Dillip K & Basavaraj, Madivala G 2019 含椭球体胶体分散体的喷雾干燥。Journal of colloid and interface science 551，242 250–。Odenthal, Hans-Jürgen, Vogl, Norbert, Brune, Tobias, Apell, Niklas, Roisman, Ilia & Tropea, Cameron 2021 粉末生产中紧耦合雾化的近期建模方法。Padrino, Juan C & Joseph, D 2006 浸没于高速气流中的平面液体射流的剪切失稳。博士论文，博士论文，硕士论文，明尼苏达大学。Pilch, M. & Erdman, C.A. 1987 利用破碎时间数据和速度历程数据预测加速度诱导液滴破碎过程中稳定碎片的最大尺寸。International Journal of Multiphase Flow 13 (6)，741–757。Plevachuk, Yuriy, Sklyarchuk, Vasyl, Eckert, Sven, Gerbeth, Gunter & Novakovic, Rada 2014 液态镓—铟—锡共晶合金的热物理性质。Journal of Chemical & Engineering Data 59 (3)，757–763。Pontalier, Q, Loiseau, J, Goroshin, S & Frost, DL 2018 颗粒和液体爆炸分散过程中爆炸冲击波抑制及颗粒—爆炸冲击波相互作用的实验研究。Shock Waves 28，489–511。Rajamanickam, Kuppuraj & Basu, Saptarshi 2017 同轴旋流中涡旋—液滴相互作用、分散与破碎的动力学。Journal of Fluid Mechanics 827，572–613。

Ram, O & Sadot, O 2012 利用爆炸导线技术研究爆炸波与结构的相互作用。《流体实验》**53**, 1335–1345。Scharmann, F, Cherkashinin, G, Breternitz, V, Knedlik, Ch, Hartung, G, Weber, Th & Schaefer, JA 2004 通过 XPS 研究镓锡的黏度效应。《表面与界面分析：致力于表面、界面和薄膜分析技术的开发与应用的国际期刊》**36** (8)，981–985。Sembian, Sundarapandian, Liverts, Michael, Tillmark, Nils & Apazidis, Nicholas 2016 平面激波与圆柱形水柱的相互作用。*Physics of Fluids* **28** (5)，056102。Sharma, Shubham, Chandra, Navin Kumar, Basu, Saptarshi & Kumar, Aloke 2022 液滴气动破碎研究进展。《欧洲物理学杂志专题》第1–15页。Sharma, Shubham, Pinto, Roven, Saha, Abhishek, Chaudhuri, Swetaprovo & Basu, Saptarshi 2021*a*单层和多层口罩中替代性咳嗽液滴的二次雾化与阻塞。《科学进展》**7** (10)，eabf0452。Sharma, Shubham, Rao, Saini Jatin, Chandra, Navin Kumar, Kumar, Aloke, Basu, Saptarshi & Tropea, Cameron 2023 将离焦深度测量技术应用于非定常激波冲击液滴的二次雾化。《流体实验》**64** (4)，65。Sharma, Shubham, Singh, Awanish Pratap & Basu, Saptarshi 2021*b* 关于涡旋与液滴同轴相互作用的动力学：对液滴和涡旋动力学的认识。*Journal of Fluid Mechanics* **918**，A37。Sharma, Shubham, Singh, Awanish Pratap, Rao, S Srinivas, Kumar, Aloke & Basu, Saptarshi 2021*c* 激波诱导的液滴气动破碎。*Journal of Fluid Mechanics* **929**，A27。Starr, RF, Bailey, AB & Varner, MO 1976 近音速下的激波脱体距离。《美国航空航天学会杂志》**14** (4)，537–539。Sun, M, Saito, T, Takayama, K & Tanno, H 2005 激波载荷作用下球体的非定常阻力。*Shock waves***14** (1)，3–9。Supponen, Outi, Akimura, Takahito, Minami, Tomoya, Nakajima,Tomoki, Uehara, Satoshi, Ohtani, Kiyonobu, Kaneko, Toshiro, Farhat, Mohamed & Sato, Takehiko 2018 多重激波作用下空化气泡产生的射流。《应用物理快报》**113** (19)，193703。Tanno, H., Itoh, K., Saito, T., Abe, A. & Takayama, K. 2003 激波与竖直激波管中悬置球体的相互作用。*Shock Waves* **13**，191–200。Theofanous, T.G. 2011 牛顿流体和黏弹性液体的气动破碎。《流体力学年度评论》**43** (1)，661–690。Theofanous, T. G. & Li, G. J. 2008 关于气动破碎的物理机制。*Physics of Fluids* **20** (5)，052103。Theofanous, T. G., Mitkin, V. V., Ng, C. L., Chang, C-H., Deng, X. & Sushchikh, S. 2012 气动破碎的物理机制。II. 黏性液体。*Physics of Fluids* **24** (2)，022104。Villermaux, Emmanuel 1998 同轴射流中的混合与喷雾形成。《推进与动力杂志》**14** (5)，807–817。Villermaux, Emmanuel & Bossa, Benjamin 2009 单液滴破碎决定雨滴的尺寸分布。《自然·物理》**5** (9)，697–702。Xu, Qin, Oudalov, Nikolai, Guo, Qiti, Jaeger, Heinrich M & Brown, Eric 2012 氧化对液态镓和共晶镓铟力学性能的影响。*Physics of fluids* **24** (6)，063101。Zhang, Jun-Shan 2010 材料的高温变形与断裂。Elsevier。