Tu湍流在促使污染云中的雨滴增长方面无效 s

K. Shri Vignesh[1,2], Ambedkar Sanket Sukdeo[1,2], P. V. Sruthibhai[1,2], Aishwarya Singh [3,4,5],Srikrishna Sahu[6], Swetaprovo Chaudhari[7], Amit K. Patra[8], T. Narayana Rao[8], Rama Govindarajan[9*]、Sachin S. Gunthe[3,4], 和 R. I. Sujith[1, 2*]

[1]航空航天工程系，印度理工学院马德拉斯分校，金奈，印度

[2]复杂系统临界转变研究卓越中心，印度理工学院马德拉斯分校，金奈，印度

[3]环境工程部，土木工程系，印度理工学院马德拉斯分校，金奈，印度

[4]大气与气候科学中心，印度理工学院马德拉斯分校，金奈，印度

[5]马克斯·普朗克化学研究所气溶胶化学系，德国美因茨

[6]印度理工学院马德拉斯分校机械工程系，印度金奈

[7]多伦多大学航空航天研究所，加拿大多伦多

[8]国家大气研究实验室，印度加丹基

[9]塔塔基础研究院国际理论科学中心，印度班加罗尔

通信请联系：R. I. Sujith（sujith@iitm.ac.in）和 Rama Govindarajan（rama@icts.res.in）

摘要：

气溶胶-云相互作用是气候变化评估中最大的不确定性来源。尽管云湍流被认为对液滴增长至关重要，但其确切作用仍不清楚。我们的实验室控制研究表明，湍流并不总会增强碰撞与聚并；只有当液滴的粒径分布足够宽时，湍流的影响才会显现。耗散尺度液滴行为凸显了改进参数化方案对于准确模拟云微物理的重要性。

云在调节辐射强迫和降水方面发挥着至关重要的作用，因而对水文循环产生重大影响[1]。随着人为气溶胶水平升高，云的特征和性质发生变化，这些变化是预测云调节的气候影响时一个突出的不确定性来源[2]。这种不确定性在预测降水何时开始时尤为明显，主要是因为人们对相关微物理过程缺乏充分认识[3]。过去十年间，我们对气溶胶性质变化与云滴形成之间关联过程的理解不断加深[4],，但在阐明云滴迅速转变为雨滴的机制方面仍面临重大挑战[3,5]。从冷凝主导的液滴增长转变为湍流主导的液滴生长至关重要，因为湍流会促进碰撞与聚并过程，最终导致重力驱动的失控增长[5-7.]

由于目前对湍流作用的理解有限，现有气候和天气模型采用的微物理参数化方案严重依赖过程模型，而这些模型往往过度简化云微物理的关键方面，也未能充分考虑初始液滴尺寸分布与湍流对碰撞与聚并过程的影响之间复杂的相互作用[8-9]。云滴尺寸分布受气溶胶浓度的显著影响；与洁净或原始洁净条件下形成的云相比，污染条件下形成的云具有更窄的粒径分布和更高的液滴数浓度[10-13]。至关重要的是，湍流在不同气溶胶环境以及云内不同局部液滴尺寸分布条件下对液滴增长的调节程度[14] 仍缺乏充分表征。

实验室控制实验能够保持条件一致，从而准确测量相关参数，同时保留其中起作用的物理原理[15],，因此可以为不同湍流条件和气溶胶环境下碰撞与聚并的起始过程提供宝贵见解。深入理解云微物理过程，有助于我们更好地认识和预测降水的发生，并准确评估云寿命，从而改进对云反照率所致辐射强迫的评估。

在此，我们通过一项专门的实验室实验，研究了湍流对三种液滴尺寸分布的影响。这些分布具有代表性，反映了在初始气溶胶浓度从污染环境到洁净环境变化时所观测到的云中液滴尺寸分布。源自

污染条件的云以液滴尺寸分布较窄、数浓度较高为特征，而在相对清洁条件和洁净环境中形成的云则以液滴尺寸分布较宽、液滴较少为特征（扩展数据图3）。我们有力地证明，在一系列条件下，当液滴尺寸分布较窄时，湍流无法使液滴产生任何明显增长。较宽的粒径分布至关重要，其中既包括容易迅速增长的大液滴，也包括可能成为大液滴捕食对象的小液滴。

将具有适当分布的液滴以恒定速率引入实验舱中，并在其中产生均匀各向同性湍流。通常使用雷诺数来表征湍流强度，它表示惯性力与黏性力之比。由于小尺度流动结构与液滴动力学的关系最为密切，我们使用泰勒微尺度雷诺数对雷诺数进行表征（$Re_\lambda = \sqrt{15u_{rms}L/\nu}$），其中 u_{rms} 是湍流脉动速度的均方根，L 是湍流的最大长度尺度（扩展数据图 2）。流动达到稳态后，我们测量了液滴尺寸分布，并获取了液滴场的高分辨率激光照明图像（参见方法和扩展数据）。我们的目标是确定液滴增长发生的条件，并阐明驱动这一过程的潜在机制。

液滴碰撞与聚并是降雨形成的关键，其实际速率远高于目前所能解释的水平。湍流对液滴碰撞增强的影响在很大程度上取决于液滴尺寸分布。尽管数密度非常高，湍流对与污染条件相对应的液滴尺寸分布没有显著影响（图 1a）。在我们开展实验所覆盖的Re_λ范围内，液滴增长的缺失尤为显著（见图 1a 插图），凸显了在不同湍流强度下液滴尺寸分布的稳定性。相比之下，随着Re_λ增加，我们观察到与相对洁净条件（图 1b）和原始洁净条件（图 1c）相对应的液滴尺寸分布向较大液滴方向移动。在原始洁净条件下，这一变化更加明显：尺寸大于 15 μm 的液滴概率增加，同时小于 15μm 的液滴概率降低，表明在湍流影响下，较小液滴发生聚并并驱动了增长（见图 1c 插图）。需要注意的是，液滴尺寸范围（15 – 40 μm）的增加与降雨开始时毛毛雨形成增强的有效尺寸相吻合[13]，凸显了液滴尺寸分布在湍流驱动的碰撞与聚并过程中所发挥的关键作用。

为探究湍流增强碰撞的潜在机制，我们利用从液滴场图像中获得的径向分布函数（$g(r)$，参见方法和扩展数据）对液滴之间的聚集进行了表征。$g(r)$通过比较在间距r处找到另一个液滴的可能性与液滴随机分布时的预期可能性，来量化液滴聚集程度。图 1d 展示了$g(r)$的变化，其以颜色刻度表示，并与 平均斯托克斯数（St⁻）以及r/η相关，其中η 为科尔莫戈洛夫长度尺度。在此，斯托克斯数（St $= \tau_p/\tau_\eta$）表征惯性响应，反映液滴跟随流线的能力，其估算方式为粒子响应时间($\tau_p = \rho D^2/18\mu$)与科尔莫戈洛夫时间（τ_η）之比。

对于相对洁净和原始洁净条件（St$_0$ > 0.2），我们观察到液滴之间的聚集增强（$g(r) > 1$），且在较小尺度上数值明显更高（见图1d插图），这与近期研究的报道相似[16-17]。这种在最小尺度上的强烈聚集可显著提高局部数密度和碰撞概率。此外，原始洁净条件下的宽粒径分布使液滴的斯托克斯数范围很广。（扩展数据图5）我们观察到，较大的液滴（St > 3）均方根速度明显低于示踪粒子型液滴（St < 0.3），这反映出它们无法跟随湍流的快速波动（扩展数据图6）。因此，较大的液滴会保持其速度，使其与局部流体速度以及邻近的小液滴不同，从而在斯托克斯数相差较大的液滴之间产生较大的相对速度（焦散）。小尺度上的强烈聚集与不同斯托克斯数液滴之间的相对速度并存，意味着湍流会以乘法效应增强碰撞率。然而，在污染条件下（St$_0$ < 0.2），所有r/η 的$g(r)$值都接近1，表明液滴之间没有明显的聚集。此外，污染条件下狭窄的粒径分布使液滴的斯托克斯数相近，降低了焦散形成的可能性，从而将碰撞增强降至最低。

本研究阐明了一条明确的微物理途径，说明湍流如何加速暖雨初生，并凸显了凝结驱动生长所形成的液滴尺寸分布的重要性。近期的实验室研究和理论研究强调了湍流诱发过饱和度波动、从而在原始洁净条件下生成较大液滴的作用[19]。这些研究描述了湍流如何通过随机凝结生成第一批较大液滴，而我们的结果则揭示了后续阶段：湍流会增强碰撞与聚并。在这一状态下，空间聚集与

尤其是在耗散尺度上，焦散形成也成为推动碰撞增强的关键机制。我们的实验表明，只有当液滴的尺寸范围足够宽时，这些机制才会发挥作用，这意味着可能存在一种临界分布，超过该分布后，湍流便能够影响碰撞与聚并。

由于液滴尺寸分布在很大程度上受云形成源头处气溶胶浓度的影响，我们的结果为观测到的受污染云相比其洁净环境中的对应云具有更长的寿命和受抑制的降水提供了机制解释（图 2）。在与受污染云相似的分布中，缺乏聚集且液滴尺寸增长对湍流不敏感，这表明液滴尺寸分布变窄——这是气溶胶浓度较高所导致的结果——对湍流驱动增长构成了根本限制。将这些湍流诱导的微物理效应纳入参数化方案，可显著改进气候模型对暖雨过程的描述，并降低降水预报的不确定性。

此外，这些发现 与海洋云增亮策略相关[20]，，此类策略依赖于维持较窄的液滴分布以延长云寿命。我们的实验表明，尽管液滴数密度极高，湍流仍无法使窄分布变宽；而在不同湍流条件下维持分布稳定，对这些方法的效能及其潜在影响至关重要。总而言之，若要让湍流突破液滴增长瓶颈，液滴尺寸分布必须同时包含大液滴和小液滴，这是相对洁净或原始环境的特征，也是必要前提。在受污染云中，湍流很可能无法发挥这种桥接作用。

参考文献：

1. Baker, M. B. & Peter, T. 云的小尺度过程与气候。《自然》 **451**, 299– 300 (2008年). 2. Watson-Parris, D. & Smith, C. J. 气溶胶强迫导致未来变暖存在很大不确定性。*Nat. Clim. Change* **12**, 1111–1113 (2022). 3. Stier, P. et al. 气溶胶对降水的多重效应。*Nat. Geosci.* **17**, 719–732 (2024年). 4. Gunthe, S. S. et al. 亚马孙地区洁净热带雨林空气中的云凝结核：大气气溶胶组成和云凝结核活性的分粒径测量与建模。*Atmos. Chem. Phys.* **9**, 7551–7575 (2009).

5. Chandrakar, K. K., Morrison, H., Grabowski, W. W. & Lawson, R. P. 湍流对液滴碰撞并合的影响，是否是理解云中观测到的降雨形成的关键？美国国家科学院院刊 **121**, e2319664121 (2024年). 6. Bodenschatz, E., Malinowski, S. P., Shaw, R. A. & Stratmann, F. 没有湍流，我们能理解云吗？《科学》 **327**, 970–971 (2010年). 7. Devenish, B. J. et al. 暖湍流云中的液滴增长。英国皇家气象学会季刊 **138**, 1401–1429 (2012年). 8. Morrison, H. et al. 直面云和降水微物理建模的挑战。《地球系统建模进展》 **12**, e2019MS001689 (2020年). 9. Grabowski, W. W. et al. 云微物理建模：我们能做得更好吗？《美国气象学会通报》 **100**, 655–672 (2019年). 10. Rosenfeld, D. 城市和工业空气污染对雨雪的抑制作用。《科学》 **287**, 1793–1796 (2000年). 11. Rosenfeld, D. et al. 洪涝还是干旱：气溶胶如何影响降水？《科学》 **321**, 1309–1313 (2008年). 12. Lu, M. -L. et al. 海洋层云/层积云实验（MASE）：海洋层积云中的气溶胶—云关系。《地球物理研究：大气》 **112**, D10209 (2007年). 13. Glienke, S. et al. 从云滴到毛毛雨：过渡液滴对海洋层积云微物理和光学性质的贡献。《地球物理研究快报》 **44**, 8002–8010 (2017年). 14. Allwayin, N., Larsen, M. L., Glienke, S. & Shaw, R. A. 层积云中普遍存在局部狭窄的液滴尺寸分布。《科学》 **384**, 528–532 (2024年). 15. Shaw, R. A. et al. 云—气溶胶—湍流相互作用：大型实验室设施的科学重点与概念。《美国气象学会通报》 **101**, E1026– E1035 (2020年). 16. Yavuz, M. A., Kunnen, R. P. J., van Heijst, G. J. F. & Clercx, H. J. H. 流体动力学相互作用驱动的湍流中液滴极端小尺度聚集。《物理评论快报》 **120**, 244504 (2018年). 17. Johnson, D. R., Hammond, A. L., Bragg, A. D. & Meng, H. 各向同性湍流中近接触尺度极端聚集的详细表征。《流体力学杂志》**982**, A21 (2024年).

18. James, M. & Ray, S. S. 湍流中液滴碰撞率和撞击速度的增加：多分散性和瞬态阶段的影响。 *Sci. Rep.* **7**, 12231 (2017年)。

19. Chandrakar, K. K. 等. 湍流诱导的云滴尺寸分布展宽产生的气溶胶间接效应。 美国国家科学院院刊 **113**, 14243–14248 (2016年)。

20. Feingold, G. 等. 评估海洋云增亮可行性及风险所需的物理科学研究。 *Sci. Adv.* **10**, eadi8594 (2024年)。

数据可用性：

支持本研究结论的所有数据均载于本文及其扩展数据中。本研究使用的处理后数据和图像处理代码可在此获取：https://doi.org/10.6084/m9.figshare.30788024。由于实验原始图像文件体积较大，可向通讯作者提出合理请求以获取这些数据。

致谢：
作者衷心感谢印度理工学院马德拉斯分校探索性研究项目（编号：ASE/18-19/846/RFER/RISU）、ISRO–IITM中心（编号：SP/21- 22/1197/AE/ISRO/002696）以及IoE倡议（编号：SP/22-23/1222/CPETWOCTSH）提供的经费支持。感谢 S. Anand、S. Thilagaraj、K. V. Reeja 和 G. Sudha 协助搭建实验装置。我们尤其感谢印度理工学院马德拉斯分校中央电子中心在设施建设方面给予的支持。K.S.V. 和 S.A 感谢人力资源发展部（印度）及印度理工学院马德拉斯分校提供的研究助理职位。

作者贡献：

K.S.V.、S.S.、S.C.、A.K.P.、T.N.R.、R.G.、S.S.G. 和 R.I.S. 构思并设计了本研究。K.S.V.、S.A.、S.P.V.、S.C. 和 R.I.S. 设计并开发了实验设施。K.S.V.、S.A. 和 S.P.V. 开展了实验。K.S.V. 编写代码并处理数据。K.S.V.、S.S.、S.C.、A.K.P.、T.N.R.、R.G.、S.S.G. 和 R.I.S 对结果进行了分析。所有作者均参与了稿件的撰写和审阅。

利益冲突：

作者声明不存在竞争性利益。

方法

实验条件

实验在一个封闭式、由风扇驱动的实验舱中进行[1-2]，均匀各向同性湍流在中心处生成（扩展数据图1）。通过改变风扇转速，可以获得不同强度的湍流（扩展数据图 2）。液滴由超声微孔雾化器生成，该雾化器由一块带有微米级孔口的不锈钢板和驱动该板的压电陶瓷环组成[3-4]。注入水并以共振频率驱动时，振动板会产生均匀液滴，其直径主要由孔口尺寸决定。我们采用了孔口标称直径分别为 5 微米、9 微米和 15 微米的雾化器，以生成不同的液滴尺寸分布，分别代表污染、相对洁净和原始洁净条件（扩展数据图3）。通过运行由相同雾化器组成的阵列，达到所需的液滴数密度。在所有湍流条件下，输入功率和水流量均保持恒定，并持续运行雾化器以维持统计平稳性。

所有实验中，湍流室内保持的液滴体积分数为10^{-6} 或更低，因此可忽略液滴对湍流的调制作用。弗劳德数（$\mathrm{Fr} = \epsilon^{3/4}/(gv^{1/4})$）定义为湍流引起的加速度与重力加速度之比[3]，，用于估算重力和湍流的相对重要性。所有实验条件下，Fr 均大于 10，这表明与湍流[5]相比，重力效应对液滴碰撞的影响可以忽略不计。重力影响与湍流动力学的这种有效解耦，凸显了本研究的独特性。

PDPA 测量

使用相位多普勒粒子分析仪[6] （PDPA；TSI Instruments）测量液滴直径和一个速度分量（扩展数据图4）。该系统采用两束波长为532 nm的交叉激光束，接收光学系统位于33°离轴散射角处。该系统可测量直径范围为0.5 - 180μm的液滴，测量不确定度为± 0.5μm。仅接受信噪比足够且相位突发信号通过验证的液滴。直径和速度测量同步记录，并实时应用制造商提供的信号验证程序（包括强度和直径差检查）。在所有实验条件下，验证率均保持较高水平（≈ 90%），确保了统计结果的可靠性。

成像与光学配置

使用一台高速 CMOS 相机采集液滴场的高分辨率图像；相机以1 KHz的频率运行，分辨率为1280 x 1024，并配备一支光圈为f/2的100 mm微距镜头（扩展数据图4）。相机垂直于片光放置，视场为30 mm x 23.5 mm。使用精密标靶进行空间标定。光源采用波长为527 nm、单脉冲能量为25 mJ的Nd:YLF 激光器。通过光束准直器以及安装在片光光学组件上的一支25 mm平凹柱面镜和一支600 mm球面平凸透镜，形成厚度为1 mm的激光片光。

实验流程

实验在湍流强度高于 $Re_\lambda = 136$ 的条件下进行，以使液滴在整个实验舱内充分混合，并尽量减小雾化器对测量区域湍流的影响。对于每种液滴尺寸分布，均选取相同的一组 12 种湍流条件，Re_λ 值范围为 136 至 207。每次实验均遵循相同的流程。首先将风扇设定为目标转速，并使其稳定运行。随后开启雾化器，让液滴平衡 30 s。此时达到稳态云状状态：雾化器以恒定速率喷入的液滴，与湍流所致碰撞与聚并引起的液滴增长达到平衡，同时液滴会因撞击壁面和沉降而损失。整个实验期间，湍流特性和雾化器运行设置均保持不变。达到稳态条件后，依次采集成像数据和 PDPA 测量数据。每种湍流强度下均进行五次独立重复实验，每次实验采集 10000 次 PDPA 测量数据和 2000 张图像。

环境监测与辅助测量

在所有实验过程中，持续监测温度、相对湿度和激光功率。使用 Vaisala HMP 7 探头测量实验舱的温度和湿度，整个过程中读数保持稳定，温度约为 24 °C (± 0.1°C)，相对湿度为 95 % (±1%)。整套装置置于温湿度控制实验室内，实验室温度和相对湿度分别维持在 24 °C (± 1°C) 和 50 % (± 5%)。

长时间实验过程中，窗户起雾是一个重大难题。为缓解这一问题，我们在窗户上涂覆了一层透明的超疏水材料，即从 Soft99 Co. 购买的 Glaco MirrorCoat Zero[7]。此外，持续将外部加热的 40 °C 热空气吹向窗户外表面，使其温度轻微升高并维持在露点之上，从而防止冷凝。这种加热非常温和，不会影响实验装置内部的空气温度。

图像处理：

使用基于 MATLAB® 的内部代码处理采集到的图像。采用最优强度阈值对图像进行二值化。通过统计照明体积内的液滴数量，估算液滴数密度。根据以下公式，将不同分离距离 r 处的粒子对进行分箱，进而计算图像中的径向分布函数 $g(r)$[8]，

$$g(r) = \frac{N_r/A_r}{N_T/A_T}$$

此处，N_r 表示在环形区域A_r 内、距离r 为$r \pm dr$的分离距离下找到的液滴对数量，N_T 是视场面积为A_T的图像中的液滴对总数。计算$g(r)$时，我们假设边界具有周期性，即粒子场在图像边界处镜像延拓[1,9]。我们通过将阈值设为所选阈值的$g(r)$倍，考察阈值处理对± 20趋势的影响，发现结果在定性上相似。图像处理所用代码可在以下网址获取：https://doi.org/10.6084/m9.figshare.30788024。

参考文献：

1. Salazar, J. P. 等. 各向同性湍流中惯性粒子聚集的实验与数值研究。《流体力学杂志》 **600**, 245–256 (2008年)。2. Dou, Z. 等. 使用风扇搅动的封闭式流动装置中高雷诺数均匀各向同性湍流的 PIV测量。*Meas. Sci. Technol.* **27**, 035305 2016( )。3. Chen, H. 等. 压电雾化器喷雾冷却最佳喷雾参数的实验研究。*Int. J. Heat Mass Transf.* **103**, 57–65 (2016年)。

4. Hou, Y. 等. 无阀压电泵的结构与应用最新趋势——综述。*J. Micromech. Microeng.* **32**, 053002 (2022)。5. Bec, J., Homann, H. & Ray, S. S. 重力驱动增强湍流中重粒子的聚集。《物理评论快报》 **112**, 184501 (2014)。6. Albrecht, H. E., Damaschke, N., Borys, M. & Tropea, C. 激光多普勒与相位多普勒测量技术。(*Springer*, Berlin, 2013)。7. Bourrianne, P., Lv, C. & Quéré, D. 冷态莱顿弗罗斯特区。*Sci. Adv.* **5**, eaaw0304 (2019年)。8. Sundaram, S. & Collins, L. R. 各向同性含颗粒湍流悬浮液中的碰撞统计。第一部分：直接数值模拟。*J. Fluid Mech*. **335**, 75– 109 (1997)。9. De Jong, J. 等. 利用全息成像测量各向同性湍流中的惯性粒子聚集与相对速度统计。*Int. J. Multiphase Flo*

w

36，324–332（2010年）。

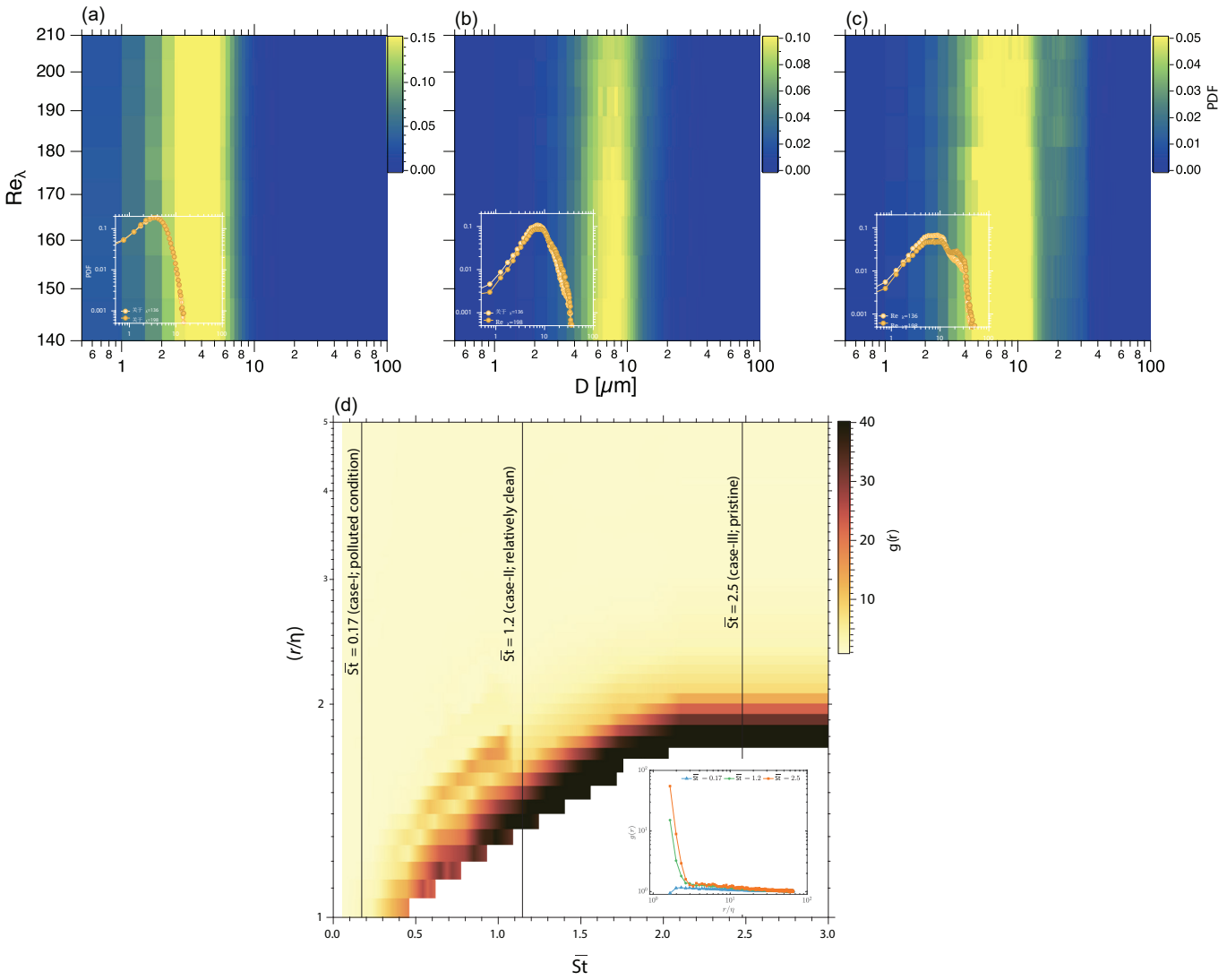


图 1：湍流对云滴尺寸增长的影响：(a)、(b)、和 (c) 三种分别代表污染、相对清洁和原始环境的初始液滴尺寸分布下，不同湍流强度对应的液滴尺寸分布（以概率密度函数的颜色映射表示）。插图显示了较低（Re_λ = 136）和较高（Re_λ = 198）湍流强度下的详细概率密度函数。**a，**污染条件。所有湍流强度下，液滴尺寸分布均保持不变，未观察到可测量的增长。**b，**相对清洁条件。随着湍流强度增加，液滴尺寸分布变宽，同时较大的液滴增多、较小的液滴减少。插图显示，在较高湍流强度下，液滴尺寸分布发生了明显变化。**c，**原始条件。随着湍流增强，液滴尺寸分布显著变宽，较大的液滴形成，同时较小液滴的减少更多。插图证实了这一点。**d，**液滴对的归一化间距随平均斯托克斯数（St）的变化。径向分布函数$g(r)$（定义了在间距为r处找到一对液滴的概率）以颜色表示。竖线标出三个不同的斯托克斯数，其对应的$g(r)$变化显示在插图中。当 St = 0.17（污染条件）时，$g(r)$的值接近 1，表明没有聚集。相比之下，在 St = 1.2（相对清洁条件）和 St = 2.5（原始条件）下，我们观察到耗散尺度处存在强烈聚集，且后者更为明显。

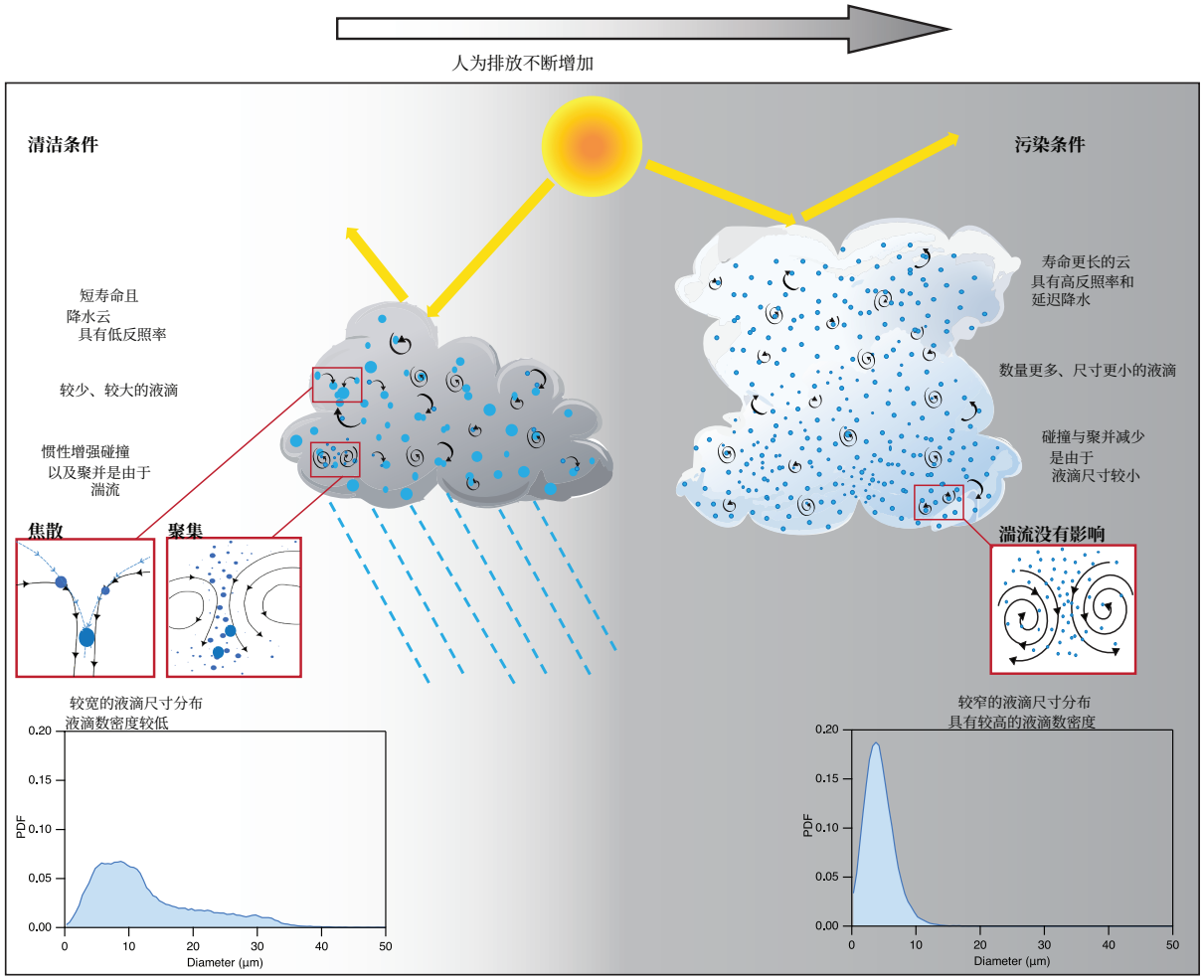
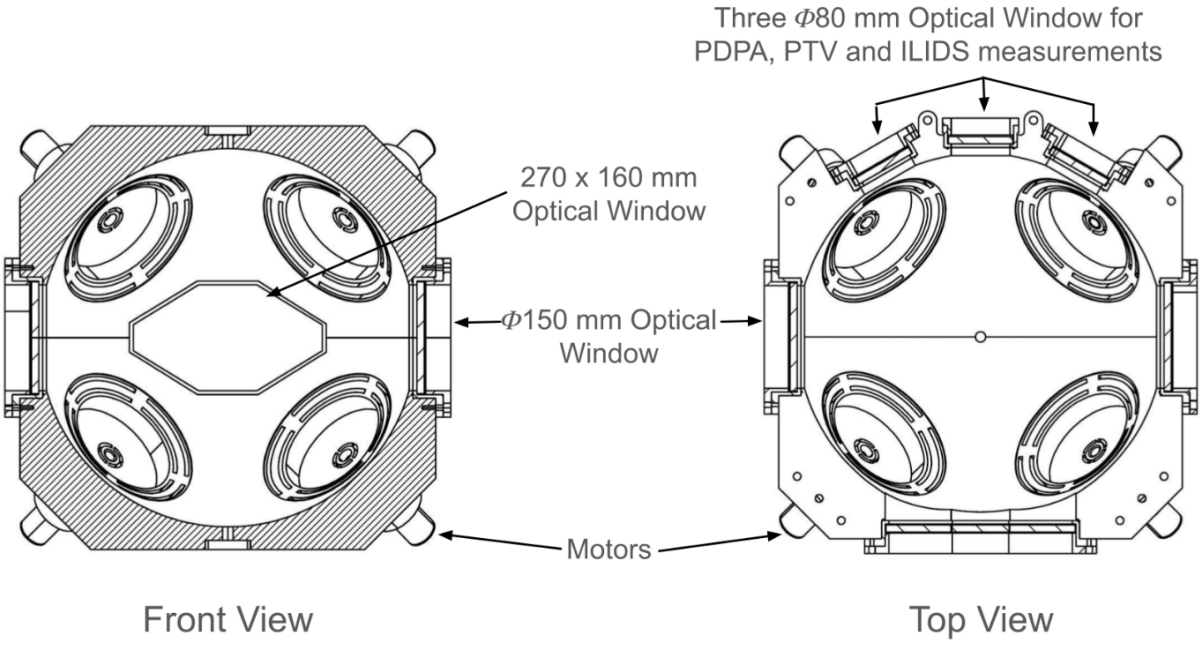
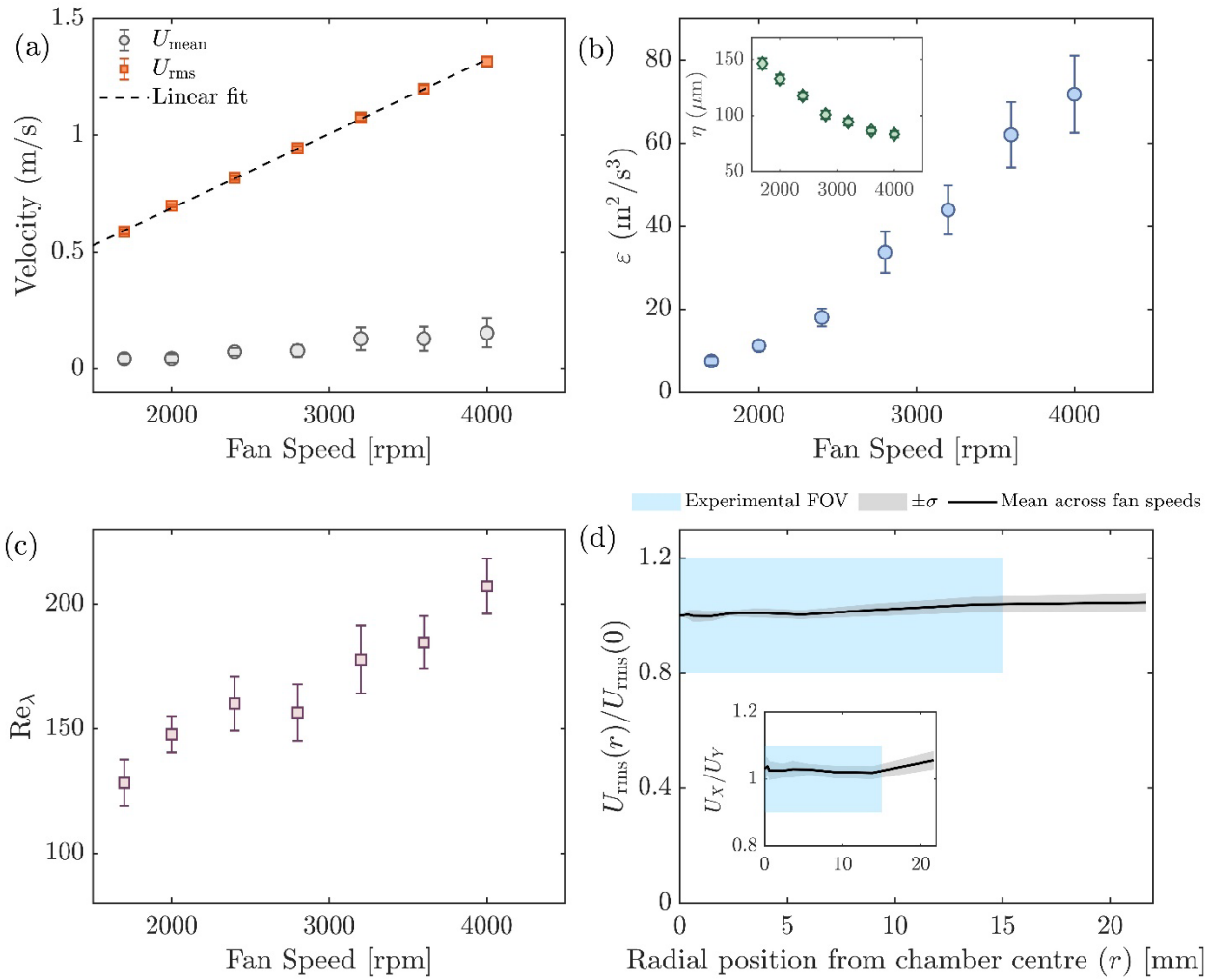


图 2：云内湍流与典型云特性：在较清洁条件下形成的典型云，其气溶胶浓度较低，因此液滴尺寸分布较宽，由数量较少但尺寸较大的液滴组成。云内湍流涡旋和液滴惯性的存在会增强聚集和焦散，促使液滴发生碰撞与聚并，从而增大液滴尺寸，最终形成更大的液滴，并以暖雨的形式降落。在污染条件下，典型云中的液滴较小，液滴尺寸分布较窄，数浓度较高。与较大的液滴不同，这些较小的液滴会沿着流线运动，从而降低发生碰撞与聚并的可能性。因此，对于液滴尺寸分布较窄的条件，云内湍流对云滴尺寸增长没有显著影响，进而延长云寿命并增强云反照率。

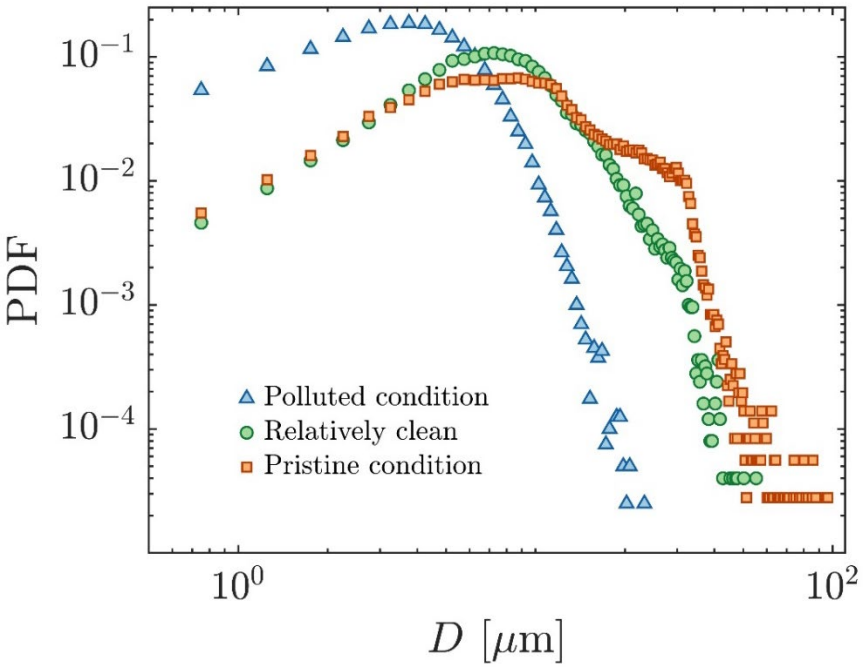
扩展数据：



扩展数据图1：示意图显示了湍流室的尺寸（单位：毫米）。实验舱内部呈球形，内径为500毫米，外部呈截断长方体形状。实验舱设有六个由10毫米厚石英制成的光学窗口，用于开展各种光学诊断技术。八个直径为150毫米的风扇分别与180瓦无刷直流电机连接，并彼此对称地相向安装，以驱动实验舱内的湍流。伺服电机转速通过数字控制器进行调节，确保风扇沿同一方向运行且转速高度匹配（变化范围在±1%以内），从而产生均匀各向同性湍流和零均值流动。

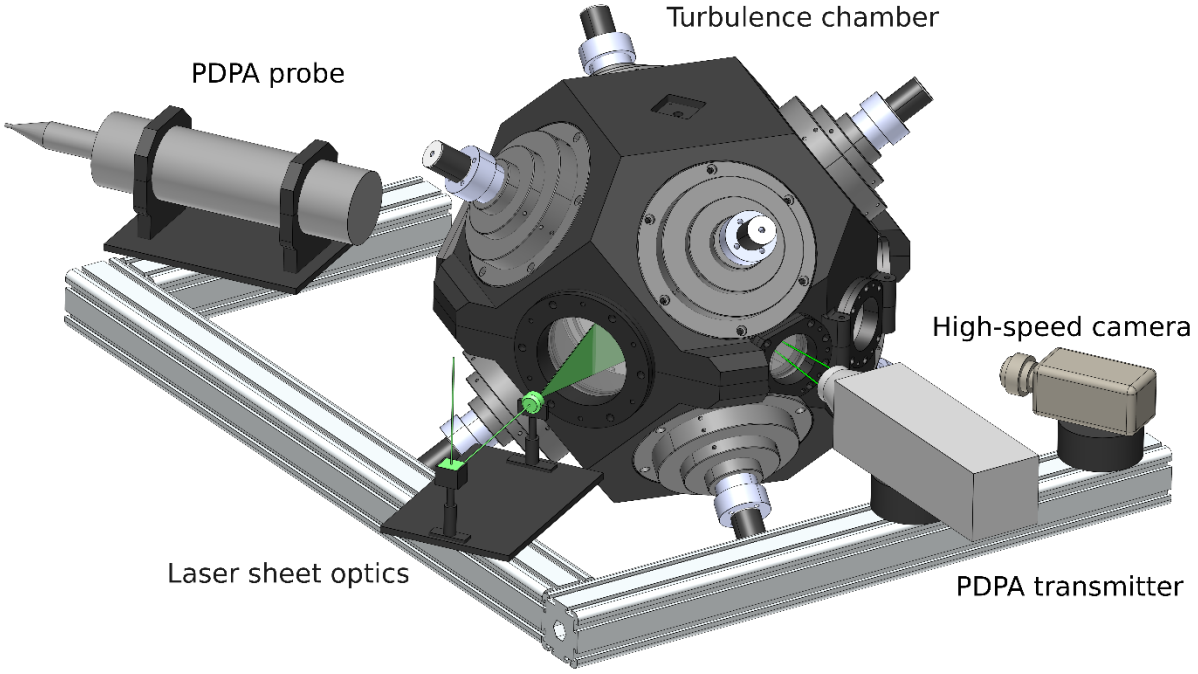


扩展数据图 2：实验舱内湍流的表征。（a） 均方根速度（U_{rms}）和平均速度（U_{mean}）随风扇转速的变化。U_{rms} 随风扇转速近似线性增加，而 U_{mean} 在所有条件下都接近于零。**（b）** 耗散率（ϵ）随风扇转速的变化（插图：对应的科尔莫戈洛夫长度尺度η）。**（c）** 泰勒尺度雷诺数（Reλ）随风扇转速的变化。**（d）** U_{rms} 的径向分布以及速度各向异性比 $U_{\text{rms X}}/U_{\text{rms Y}}$表明，在中央 25 mm 测量区域内，流动保持空间均匀且近似各向同性（变化幅度为 <10%）。青色阴影带标示用于液滴激光成像的视场。

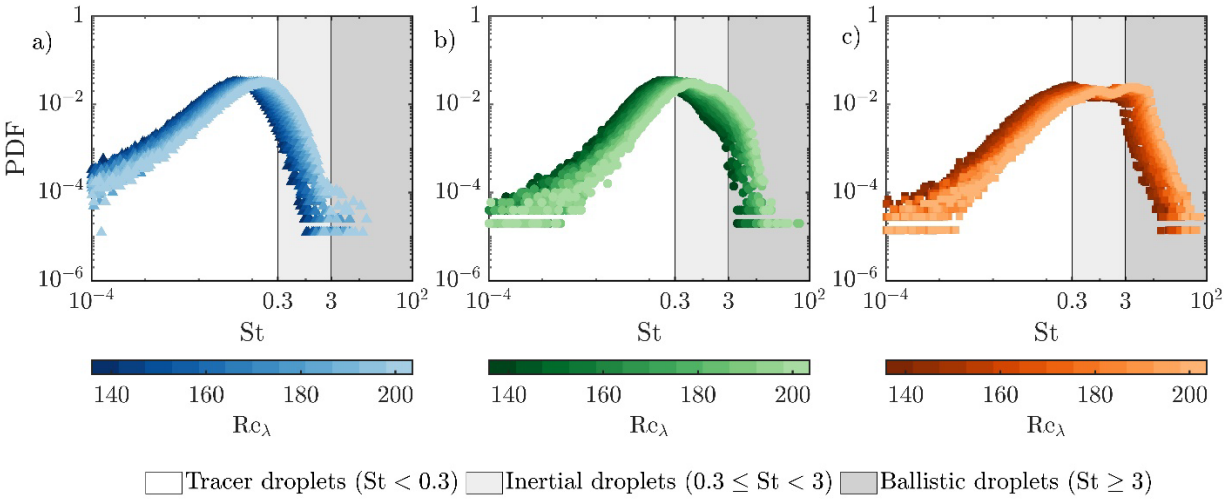


参数	污染条件	相对清洁的原始条件	
平均直径 (D10) 微米	4.3	9.4	12.8
相对离散度 (σ/D10)	0.52	0.56	0.66
每立方厘米数浓度	氧（1000）	*O*（300）	*O* (100)

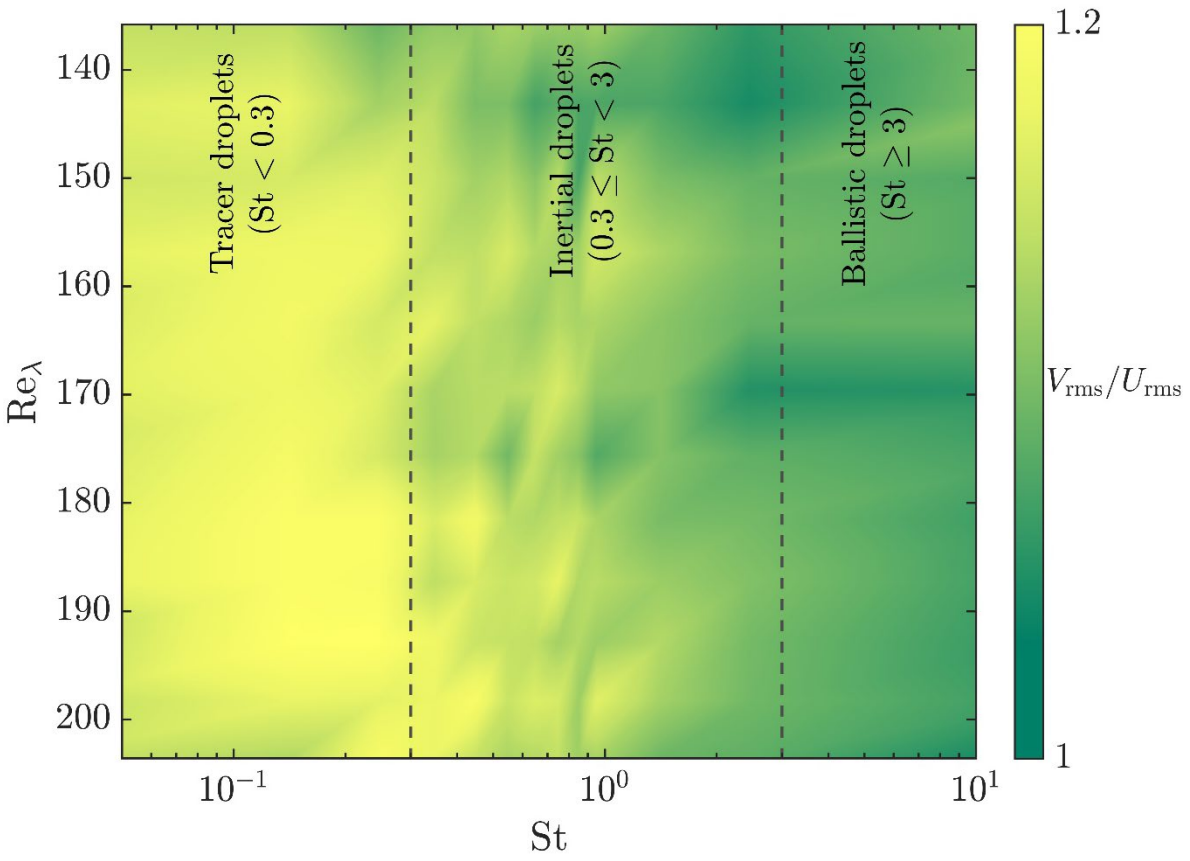
扩展数据图3：代表源自不同环境条件的云的三种典型液滴尺寸分布。 所列为在较低湍流强度（$Re_\lambda = 136$）下测得的液滴尺寸分布（概率密度函数）及相关参数。蓝色点表示污染云条件，其分布较窄，液滴数浓度较高。绿色点表示相对清洁云条件，其分布较宽，浓度适中。红色点表示原始纯净云条件，其分布最宽，液滴浓度最低。



扩展数据图4：实验装置示意图。示意图展示了实验设施的整体配置，包括湍流室、相位多普勒粒子分析仪（PDPA）系统和成像系统。PDPA发射器和接收光学系统以33°离轴散射角对准。液滴场由激光片光照明，并由一台垂直于照明平面放置的高速相机成像。



扩展数据图5：原始洁净条件下的宽粒径分布产生了St范围广泛的液滴。 图(a)、(b)和(c)分别展示了污染、相对洁净和原始洁净条件下不同湍流强度对应的St分布。颜色色调的降低表示湍流强度增加。我们将液滴分为示踪粒子（$St \leq 0.3$）、惯性液滴（$0.3 < St \leq 3$）和弹道液滴（$St > 3$）。情形（3）具有广泛的St范围，增加了St差异较大的液滴之间的相互作用。此外，Re_λ 的增加会提高St。



扩展数据图6：斯托克斯数较高的液滴比其他液滴移动得更慢，从而增强焦散形成。对于处于原始条件的液滴，我们观察到，斯托克斯数较高的液滴在湍流作用下比其他液滴移动得更慢，这表明焦散形成可能会增强。