

观察微重力下密集颗粒物质的玻璃转变和 jamming 转变

Christopher Mayo,¹ Marlo Kunzner,¹ Matthias Sperl,^{1,2,*} and Jan Philipp Gabriel^{1,†}

¹*Institute for Materials Physics in Space, German Aerospace Center (DLR), 51170 Cologne, Germany*

²*Department for Theoretical Physics, University of Cologne, 50937 Cologne, Germany*

本研究调查了国际空间站 (ISS) 长期微重力条件下聚苯乙烯球体的弱脉冲颗粒系统。这些球体使用扩散波光谱法 (DWS) 进行测量, 并通过均方位移 (MSDs) 来描述。我们的目标是利用此技术展示在微重力环境中密集颗粒介质中玻璃态动力学的首个实验证据, 并随后将这些结果与地面测量值进行比较, 以观察这种动力学性质在没有重力影响下的变化情况。我们的结果显示, 在微重力下使样本致密化时, 玻璃态动力学会在一个低 1.6% 体积分数的地方出现。我们还通过比较我们在国际空间站上和地面设置的最终堵塞点, 展示了重力的影响如何改变可以准备出的颗粒系统的密集程度。结果表明, 在太空中的体积分数比在地面上低 0.5% 时就会发生堵塞现象。这说明当颗粒系统在一个较强的重力场中存在时, 我们可以创造出更致密的状态。

颗粒材料是我们社会中最丰富和最广泛使用的一类材料之一 [1, 2]。从人们喝的咖啡到行走的道路, 颗粒无处不在 [1, 3]。它们在制药、农业和能源生产等行业中也占据重要地位 [1]。理解颗粒如何移动和相互作用就成为了一个关键的研究领域, 特别是在这些材料以密集状态被生产和储存时更是如此 [4, 5]。颗粒材料的一个关键特性是重力沉降 [1, 6]。重力是一种吸引力, 对系统的动力学产生影响 [7]。那么自然会问, 如果从这样的系统中移除重力呢? 动力学会如何变化? 这样一个系统已经在 [8] 中进行了模拟, 并且在此次实验之前, 微重力实验中已经对颗粒物质进行了研究, 但迄今为止尚未在密集状态下进行。

此前的研究倾向于围绕诸如颗粒气体 [9–11] 这样的较稀疏系统展开, 这是由于捕捉密集不透明系统的完整动力学的自然难度, 加上获取足够多的微重力实验时间以解析缓慢弛豫动力学的挑战。

这为我们的研究提供了动机; 我们使用了已建立的光散射技术 (如扩散波谱 (DWS)) 在国际空间站上测量密集颗粒系统动态响应, 并将我们的发现与地面观察到的情况 [12–15] 进行比较。

动力学是一个广泛使用的术语, 用于描述系统如何移动。我们实验活动的目标是测量当我们使颗粒系统密集化时动态的减慢情况, 以研究玻璃和阻塞转变。当考虑颗粒介质的状态图 [16] 时, 可以看出动态受密度和驱动力控制。长期以来一直假设, 在保持驱动力恒定的同时改变一个动力学颗粒系统的密度, 应会产生与玻璃 [17, 18] 相似的特性。然后我们试图测量并量化当我们增加密度时系统动态减慢的情况, 以识别出

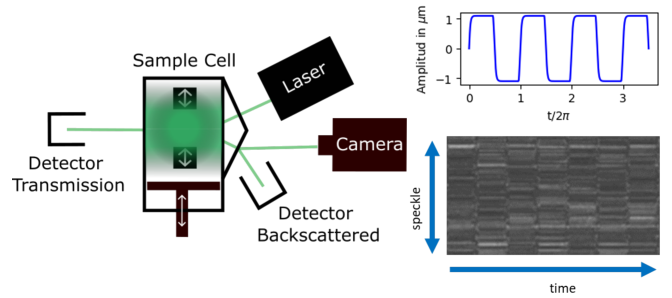


图 1. 带压电振动源的样品体积示意图, 包括振动轮廓、用于体积控制的活塞、激光源、用于收集透射和背散射几何结构中的强度波动的探测器以及用于时间分辨散斑检测的相机。

现类似玻璃 [17] 动态响应的点。在微重力和地面上进行了测量, 以便直接比较重力对这些转变的影响。我们也为密集颗粒材料在微重力环境中的普遍行为提供了一个基础, 这为考虑月球基地建设时建筑材料的选择提供了见解, 在这种情况下, 唯一的天然建筑材料实际上是颗粒 [19]。

如图 1 所示, 我们的实验中样本被 532nm 的激光照射, 然后在透射和后向散射几何结构中收集强度轨迹。我们将分别称之为“体”动力学和“壁”动力学。随后将强度信号分离并送入两个雪崩光电二极管。这些信号通过 ALV USB 相关器系列-7004 进行互相关。在后向散射几何结构中, 还有一条线相机记录了 500 个斑点的时间序列图像合并形成一个二维图像。140 微米的聚苯乙烯球体包含在一个尺寸为 11x10x5 毫米的样品池内。样品池的高度可以调节, 从 11 毫米到 3.6 毫米, 这使我们能够改变体积分数 (VF) [20]。其中, $VF = V_{Sample} / V_{SampleCell}$ 以百分比表示。

样品的体积是利用 PS 颗粒的给定密度 1057kg/m^3 和质量 [21] 计算得出的。样品池的高度由磁性编码器提供的编码器位置给出。样品池内有 4 个压电立方体, 尺寸为 $2\times 2\times 2$ 毫米, 它们提供了一个振幅为 2.2μ 米和大约 1g 加速度的振动频率为 60Hz 。在计算 VF[20] 时, 会从容器体积中扣除压电元件的体积。搅拌频率可以调节到 5Hz 至 2kHz 之间的值。经过初步测试后选择了 60Hz 的搅拌频率。可以描述两组实验运行, 第一种是 VF 增加的情况, 这将被称为致密化实验运行。还进行了膨胀运行, 其中填充分数被降低。在每次测量后的 1 小时达到足够平衡之后, 在固定的 VFs 下进行测量。每次测量都会产生一个强度相关函数 g_2 , 从中可以通过 Siegert 关系 [22] 计算出场相关性 g_1 。

$$g_2(t) = 1 + \Lambda |g_1(t)|^2 \quad (1)$$

其中 Λ 被称为相干面积因子, 假设其值为 1。后续分析假设我们可以使用动态光散射近似 [13, 14] 将 $g_1(t)$ 与均方位移 (MSD) $\langle \Delta r^2 \rangle$ 连接起来。

$$g_1(t) = \exp\left(-\frac{1}{3} \left(\frac{kL}{l^*}\right)^2 \langle r^2 \rangle\right) \quad (2)$$

其中 $k = 2\pi/\lambda$ 是波矢, L 是样品单元的长度。有效平均自由程路径长度 $l^* = l/(1 - \langle \cos(\theta) \rangle)$, 其中 l 是由散射截面 $\sigma(\theta)$ 确定的平均自由程路径长度, 更多详情请参见 [15]。压电引起的振荡如何影响相关函数 g_1 的完整描述可以在附录中看到。

我们在国际空间站和地面上使用相同的材料、搅拌频率和搅拌时间进行了类似的实验。此处图 2a 和 c 显示了随着样品被逐渐压缩, 地面和微重力条件下的强度相关函数。所有结果的显著特征是相关函数的衰减中带有振荡印记。可以看出, 振荡的第一个峰值对应于大约 60Hz 的搅拌频率。结果显示的是 10 小时测量周期内获得的相关函数。这使得可以通过相关函数解析出完整的动力学范围。展示了传输和背散射几何下的结果。比较的体积分数不同, 因为在地面上由于重力沉降, 最小可构建的 VF 为 55%, 而在太空中基于我们的样品池几何形状理论上的最小值是 44%。在两种情况下, 总体动态似乎比壁面动力学更快, 例如更快的衰减。在地面的总体动态中, 随着样品被压缩, 可以看到系统性的减速。对于微重力样本这种区别不太明显, 但在衰减初期部分可以观察到定性差异, 即

较快的部分。在地面上, 壁结果显示出了比空间站上的对应结果更慢的衰减。当以均方位移表示查看地面的结果时, 图 2b 中可以看到不同的阶段。初始为类似弹道的运动, 随后是一个平台期和最终的次扩散行为, 表现为 0.5 的幂律指数。这与微重力条件下结果相似, 图 2c 显示了弹道行为, 这次没有明显的平台期, 并且最终表现出遵循 0.2 的幂律指数的次扩散行为。从地面上的均方位移表示来看, 我们还发现壁面和总体测量结果趋于重合, 显示出相同的曲线。这与微重力实验不同, 在那里两种动力学在均方位移表示中显示出不同的行为。

通过对空间和地面实验结果的关键差异有了基本的理解, 我们现在可以将视野扩展到更大范围的体积分数。图 3 展示了在国际空间站和地面上对一系列系统性压缩样本进行 1 小时强度相关函数测量时, 识别玻璃转变并随后导致堵塞的一个案例。当定性分析图 3a 和 3b 时, 可以看到随着样品密度增加, 动力学减慢, 表现为均方位移梯度的减少。图 3c 显示了作为体积分数函数在 10 秒时刻的均方位移。选择 10 秒是因为这是平台清晰出现的最早位置。在某个体积分数下, 观察到均方位移显著下降。地面上是在 $60.6\%\pm 0.1$, 而在国际空间站上则为 $59.0\%\pm 0.1$ 。两组测量中绘制的最大体积分数代表了该样本可能达到的最大致密化点。在重力的影响下, 这一点是 $61.1\%\pm 0.1$, 在微重力情况下这是 $60.3\%\pm 0.1$ 。其中不确定性是由样品质量和编码器位置的不确定性计算得出的。

图 3 中的结果仅显示了从块动态中雪崩光电二极管 (APDs) 收集到的强度波动形成的相关函数。如前所述, 国际空间站上的实验装置包括了一条线相机。这条线相机以像素的形式收集 500 个独立的斑点, 并在时间间隔内将它们拼接在一起。生成的图像显示了斑点强度随时间变化的时间演变情况, 其时间分辨率为大约 1 毫秒。然后将这些单个斑点的强度进行相关性分析以形成我们的相关函数。线相机的一个关键优势是能够轻松去除印入到相关函数中的振荡, 从而展示出底层粒子动力学。图 4 显示了从光纤和线相机测量得到的 VF 全谱范围从 45% 到最高 61.3% 的情况。该图显示了我们在国际空间站上的整个实验活动的完整画面。我们再次看到, 随着 VF 增加系统变得更加密集时, 长时间松弛变慢的现象。图 4a 和 4b 包括所有相关函数及对应的均方位移 (MSDs), 这些数据来

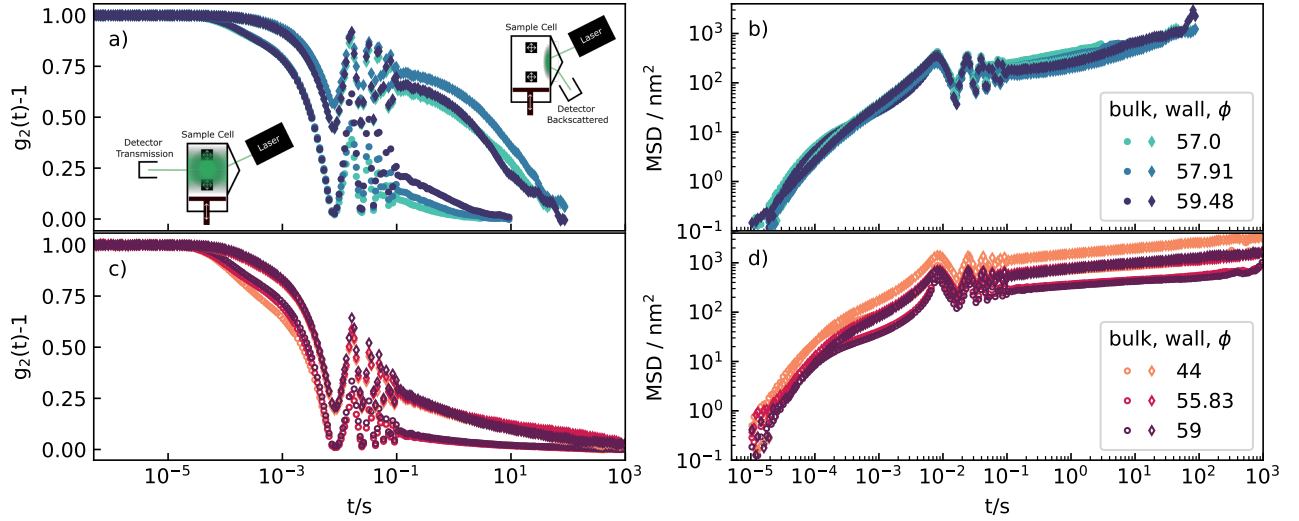


图 2. 壁面和体相的强度相关函数及均方位移，如 a) 图所示，用于地面测量的 a) 和 b)，以及微重力环境下的 c) 和 d)。

自微重力环境下 1 小时、5 小时和 10 小时实验持续时间的运行结果。当我们考虑光纤测量时，可以看到振荡具有主导性影响。但是通过使用附录中概述的方法拟合数据，我们可以去除这种振荡，只剩下粒子的底层动态。这将从光纤产生的结果与线相机的结果匹配起来，证实了我们设置的可靠性和实验结果的可重复性。图 4c 显示了计算出的均方根位移作为粒子直径的一部分，该数据是从线相机 MSD 中提取出来的。我们可以将其描述为一个定位长度。这些值随后被绘制为 VF 函数的所有扩张和致密化运行情况下的结果。所看到的是，在 59% 到 59.5% VF 范围之间似乎出现了一种状态变化，这与图 3 中的结果相符，在该图中可以直观地看出，在这个 VF 范围内，定位长度开始显著减小。这对于在一个微重力环境中进行的一系列实验测量来说是一个明确的状态改变。现在我们已经展示了完整的实验结果，接下来我们可以讨论对这些结果的解释。首先，让我们来解决表面动态和体部动态之间的差异问题。可以假设在背散射几何中检测到的光被散射的次数较少，而相比之下，在透射 [23] 中则更多。总的散射事件构成了散射路径。粒子运动导致了相关函数的衰减。正如在观察表面动态时所假定的那样，如果散射路径长度较短，则通过粒子运动来衰减相关函数的机会较少。这表现为较慢的相关函数衰减 [13]。这种现象在微重力和地面上都能观察到。我们的均方位移表示考虑了上述散射路径长度差异，从而否定了由

相关函数展示的动态差异的根本原因。我们在图 2b 上的结果表明，即使对于不同的散射几何形状有看起来不同的相关函数，我们对壁面和体相动力学结果仍然合并为一个结果。在图 2d 中观察微重力下的壁面和体相均方位移时仍存在差异。从这一点可以推断出，在地面的系统比在微重力下更均匀，因为由均方位移表示显示的壁面和体相的动力学相似。这可能是由于在地面上更容易建立颗粒之间的接触，因此更有效地在整个系统中传递压电产生的能量。这意味着我们样品池边界处的粒子经历与大多数体相内部粒子类似的扰动，因此显示出类似的动力学 [1]。

进一步分析 MSD 表示法显示，无论是地面样本还是空间样本，在较长的时间尺度上都表现出次扩散行为，其最大 MSD 梯度分别为 0.5 和 0.2。这种次扩散行为类似于在 [24, 25] 中观察到的液体的行为。因此，从我们的测量结果可以推断出，地面样本更接近正常扩散和描述的布朗运动。为了达到这一点，我们需要更强的搅拌方法，如 [15] 所示，或者通过使用波长更长的激光来分析更大的长度尺度，例如在太赫兹范围内 [26, 27]。但鉴于我们当前的设置，可以推断出地面测量结果更接近于我们在所测量的时间尺度上观察到的类似液体的状态，而不是在空间中。这是非常直观的，因为人们会预期在没有重力的情况下，颗粒材料与分子液体会更为相似，因为在分子液体中，重力是无关紧要的。留下了一个有待解决的开放问题。

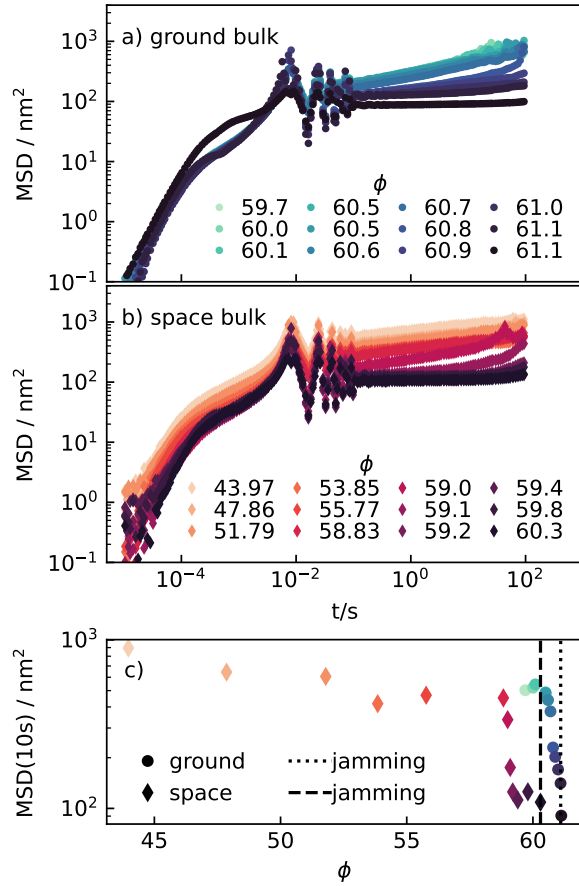


图 3. 体积分数依赖的均方位移 a) 在地面, b) 在空间以及 c) 根据地面和空间的体积分数在 10 秒时的均方位移, 说明了在 $59.0\% \pm 0.1$ 和 $60.3\% \pm 0.1$ 处的玻璃转变, 以及在 $60.6\% \pm 0.1$ 和 $61.1\% \pm 0.1$ 处的阻塞转变。

另一个开放性问题是在实验中探测到的粒子动力学长度尺度及其确切性质。我们已经表明, 似乎解析了 140 微米颗粒的纳米级运动 [28, 29]。我们认为计算出的长度尺度可以描述两个过程。首先, 我们可以测量颗粒接触时的变形, 文献中有称为拍打接触的现象。这些变形约为 10 纳米, 具体取决于激发能量, 并且在大约 $1 \cdot 10^{-6}$ 秒的时间内保持接触 [7, 30–32]。这超出了我们的解析限制, 但计算仅考虑了法向接触力, 因此这仍然可能是导致弹道式运动的原因, 如 [15] 所示。或者, 这可能是一种真正的运动, 结合了平移和旋转 [7]。在这种情况下, 大多数样本与直接由压电材料接触的粒子相比表现出极小或没有运动, 从而将整个样本的平均移动量降至纳米级别 [32]。这些长度尺度的验证分为两个方面; 首先, DWS 理论告诉我们我们的解析长

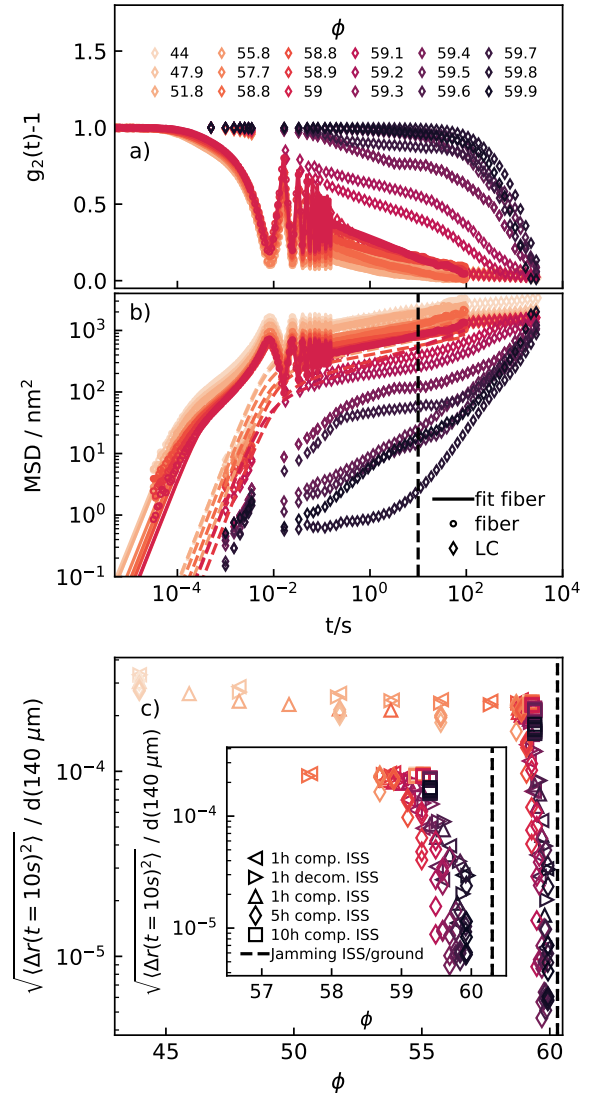


图 4. 背向散射几何中的相机和光纤测量结果表现为: a) 强度相关函数和 b) 均方位移, 虚线在 10 秒处表示提取平台值的时间, 用于 c) 体积分数依赖性比较到归一化为粒子直径的均方位移。

度尺度与波长成正比, 并且特别地, 波长在许多散射事件中被分割开来 [13, 33–35]。其次, 其他研究更为稀疏的类似尺寸粒子系统的实验也达到了这个范围的长度尺度 [23, 36, 37]。在计算我们的均方位移时, 一个关键的未知因素是确定我们的 l^* 或随机化长度。这在实验上验证光散射对颗粒材料的影响方面一直是一个挑战。[16, 17, 36–38]。当将长度尺度与模式耦合理论 (MCT) 预测的结果进行比较时也存在分歧 [39, 40]。但这些计算假设了无摩擦的刚性球体, 这与我们的实验

相比存在显著差异。我们希望未来的模拟工作能使我们对长度尺度有一个更清晰的认识。

现在我们研究的主要目标是确定样本的玻璃化和阻塞转变。在颗粒物质领域，玻璃化和阻塞转变的过程在确切定义上有所不同 [41–44]。我们将玻璃化转变定义为颗粒系统广义动力学从流体、类似液态的状态突然转变为非晶固态的转换点 [45]。我们定义阻塞转变为玻璃动态的一种极端延伸，其中达到了机械稳定状态 [42, 46]，在我们的案例中超过 10 秒的时间尺度。在这个实验背景下，我们将玻璃化转变定义为当动力学开始随着密度增加而显著减少时的情况，而阻塞则是活塞被卡住且无法再使系统致密化的时刻。对于这两个转变点在微重力下的情况，我们在图 4 中的结果显示其确切位置取决于制备条件，即增密过程的历史特性影响了这些转变的确切位置 [47]。当类似的搅拌程序既在地面又在微重力环境下实施时，如图 3 所示，两件事变得明显起来。首先，在地面上玻璃化转变发生在更高的密度下，即高出了 1.6%。这也为微重力环境中密集颗粒物质的玻璃动态提供了首个实验证据。其次，阻塞转换点在地面比太空中迟了 0.5%，这表明我们在地面上可以达到更致密的系统状态，如先前的实验 [48] 所示。对于玻璃和阻塞转变，位置仍然落在由 [49] 预测的 VF 范围内。

那么为什么会发生这种情况呢？好吧，在微重力环境下，粒子间的内聚力如摩擦力、范德华力和静电作用 [50] 是作用于系统的主导力量。这些相互作用限制了颗粒系统重新排列成更密配置的能力，与处于重力场中的系统相比，后者中重力似乎有助于运动以克服额外的重力加速度带来的障碍。这导致玻璃态动力学提前出现，因为微重力下每个配置具有更高的稳定性。至于堵塞现象，重组能力的降低更好地维持了贯穿整个系统到边界的长力链 [51]，使系统机械稳定，限制了活塞压缩样本的能力。

总之，我们在国际空间站上的微重力条件下研究了一个由弱脉冲驱动的颗粒系统。我们利用 DWS 通过所调查聚苯乙烯球体的均方位移 (MSDs) 来描述该系统。周期性搅拌的粒子显示出具有幂律指数 $\beta \approx 0.5$ 的亚扩散 MSD 行为，而与国际空间站的数据所示稍显亚扩散的行为 $\beta \approx 0.2$ 相比，在系统机械卡住或堵塞前仅在短时间内变为扩散。样品池在国际空间站上创造了低至 45% 的体积分数，并连续搅拌了长达 10 小时的

系统。当活塞正在压缩样本时，与 $\phi_g^{\text{gr}} > 60.3\% \pm 0.1$ 相比，在 $\phi_g^{\text{iss}} > 59.0\% \pm 0.1$ 的体积分数下观察到了玻璃态动力学，我们认为这是首次在微重力条件下通过实验展示出密集颗粒系统的玻璃态动力学证据。在重力的影响下，阻塞过渡出现在较高的体积分数处， $\phi_{\text{jam}}^{\text{gr}} = 61.1\% \pm 0.1$ ，相比在空间中， $\phi_{\text{jam}}^{\text{iss}} = 60.6\% \pm 0.1$ 。这表明我们可以在国际空间站上实现密度较低但与地面制备的较密状态同样机械稳定的状况。

致谢

此项工作得到了德国航空航天中心空间管理局的支持，资金由德国内政与气候行动部 (BMWK) 提供，并根据德国联邦议会的决定，在资助号 50WM1945(SoMaDy2) 下进行。感谢与 Philip Born 和 Matthias Schröter 的讨论。

* Matthias.Sperl@dlr.de

† Jan.Gabriel@dlr.de

- [1] B. Andreotti, Y. Forterre, and O. Pouliquen, *Granular media: between fluid and solid* (Cambridge University Press, 2013).
- [2] J. Duran, *Sands, powders, and grains: an introduction to the physics of granular materials* (Springer Science & Business Media, 2012).
- [3] J. Duran, *Sables, poudres et grains*, BOOK (Eyrolles, 1997).
- [4] H. Janssen, Versuche uber getreidedruck in silozellen, Z. ver. deut. Ing. **39**, 1045 (1895).
- [5] C. Windows-Yule, S. Mühlbauer, L. T. Cisneros, P. Nair, V. Marzulli, and T. Pöschel, Janssen effect in dynamic particulate systems, *Physical Review E* **100**, 022902 (2019).
- [6] C. K. Wentworth, A scale of grade and class terms for clastic sediments, *The journal of geology* **30**, 377 (1922).
- [7] A. D. Rosato and C. Windows-Yule, *Segregation in vibrated granular systems* (Academic Press, 2020).
- [8] E. Opsomer, F. Ludewig, and N. Vandewalle, Phase transitions in vibrated granular systems in microgravity, *Phys. Rev. E* **84**, 051306 (2011).
- [9] M. Hou, R. Liu, G. Zhai, Z. Sun, K. Lu, Y. Garrabos, and P. Evesque, Velocity distribution of vibration-driven

- granular gas in knudsen regime in microgravity, *Microgravity Science and Technology* **20**, 73 (2008).
- [10] W.-G. Wang, M.-Y. Hou, K. Chen, P.-D. Yu, and M. Sperl, Experimental and numerical study on energy dissipation in freely cooling granular gases under microgravity, *Chinese Physics B* **27**, 084501 (2018).
- [11] S. Pitikaris, P. Bartz, P. Yu, S. Cristoforetti, and M. Sperl, Granular cooling of ellipsoidal particles in microgravity, *npj Microgravity* **8**, 11 (2022).
- [12] P. Born, M. Braibanti, L. Cristofolini, S. Cohen-Addad, D. Durian, S. Egelhaaf, M. Escobedo-Sánchez, R. Höhler, T. Karapantsios, D. Langevin, *et al.*, Soft matter dynamics: A versatile microgravity platform to study dynamics in soft matter, *Review of Scientific Instruments* **92** (2021).
- [13] D. Weitz, J. Zhu, D. Durian, H. Gang, and D. Pine, Diffusing-wave spectroscopy: The technique and some applications, *Physica Scripta* **1993**, 610 (1993).
- [14] W. Brown, *Dynamic light scattering* (Clarendon Press, 1993) Chap. 16.
- [15] M. Kunzner, The dynamics in vibro-fluidized beds: A diffusing wave spectroscopy study, arXiv: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2503.00517> (2025).
- [16] V. Trappe, V. Prasad, L. Cipelletti, P. Segre, and D. A. Weitz, Jamming phase diagram for attractive particles, *Nature* **411**, 772 (2001).
- [17] A. J. Liu and S. R. Nagel, Jamming is not just cool any more, *Nature* **396**, 21 (1998).
- [18] L. Berthier and G. Biroli, Glasses and aging, a statistical mechanics perspective on. (2009).
- [19] J. A. Happel, Indigenous materials for lunar construction, *Applied Mechanics Reviews* (1993).
- [20] D. Cumberland and R. J. Crawford, *The packing of particles* (Elsevier Science Pub. Co. Inc., New York, NY, 1987).
- [21] V. Thiévenaz and A. Sauret, Pinch-off of viscoelastic particulate suspensions, *Phys. Rev. Fluids* **6**, L062301 (2021).
- [22] B. J. Berne and R. Pecora, *Dynamic light scattering: with applications to chemistry, biology, and physics* (Courier Corporation, 2000).
- [23] E. M. Furst and T. M. Squires, *Microrheology* (Oxford University Press, 2017).
- [24] F. Pabst, A. Helbling, J. Gabriel, P. Weigl, and T. Blochowicz, Dipole-dipole correlations and the debye process in the dielectric response of nonassociating glass forming liquids, *Phys. Rev. E* **102**, 010606 (2020).
- [25] T. Böhmer, F. Pabst, J. Gabriel, R. Zeißler, and T. Blochowicz, On the spectral shape of the structural relaxation in deeply supercooled liquids, arXiv preprint arXiv:2412.17014 (2024).
- [26] P. Born, N. Rothbart, M. Sperl, and H.-W. Hübers, Granular structure determined by terahertz scattering, *Europhysics Letters* **106**, 48006 (2014).
- [27] P. Born and K. Holldack, Analysis of granular packing structure by scattering of thz radiation, *Review of Scientific Instruments* **88**, 051802 (2017).
- [28] N. Menon and D. J. Durian, Diffusing-wave spectroscopy of dynamics in a three-dimensional granular flow, *Science* **275**, 1920 (1997).
- [29] N. Menon and D. J. Durian, Particle motions in a gas-fluidized bed of sand, *Physical Review Letters* **79**, 3407 (1997).
- [30] H. Hertz, Über die berührung fester elastischer körper, *Journal für die reine und angewandte Mathematik* **92**, 156 (1881).
- [31] K. L. Johnson, One hundred years of hertz contact, *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers* **196**, 363 (1982).
- [32] A. Mathey, M. L. Fur, P. Chasle, A. Amon, and J. Cras-sous, A device for studying elementary plasticity fluctuations in granular media, arXiv preprint arXiv:2403.09396 (2024).
- [33] G. Mie, Beiträge zur optik trüber medien, speziell kolloidaler metallösungen, *Annalen der physik* **330**, 377 (1908).
- [34] R. Ni, M. Cohen Stuart, and M. Dijkstra, Pushing the glass transition towards random close packing using self-propelled hard spheres, *Nature communications* **4**, 2704 (2013).
- [35] J. Xu, V. Viasnoff, and D. Wirtz, Compliance of actin filament networks measured by particle-tracking microrheology and diffusing wave spectroscopy, *Rheologica Acta* **37**, 387 (1998).
- [36] Z. Xing, A. Caciagli, T. Cao, I. Stoev, M. Zupkauskas, T. O' Neill, T. Wenzel, R. Lamboll, D. Liu, and E. Eiser, Microrheology of dna hydrogels, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **115**, 8137 (2018).
- [37] F. Cardinaux, L. Cipelletti, F. Scheffold, and P. Schurtenberger, Microrheology of giant-micelle solutions, *Europhysics Letters* **57**, 738 (2002).
- [38] S. Utermann, Friction and diffusive light transport in a granular medium (2012).

- [39] M. Sperl, Nearly logarithmic decay in the colloidal hard-sphere system, *Phys. Rev. E* **71**, 060401 (2005).
- [40] M. Sperl, W. T. Kranz, and A. Zippelius, Single-particle dynamics in dense granular fluids under driving, *EPL* **98**, 28001 (2012).
- [41] P. Charbonneau, J. Kurchan, G. Parisi, P. Urbani, and F. Zamponi, Glass and jamming transitions: From exact results to finite-dimensional descriptions, *Annual Review of Condensed Matter Physics* **8**, 265 (2017).
- [42] C. Coulais, R. Candelier, O. Dauchot, A. Yu, K. Dong, R. Yang, and S. Luding, The Glass and Jamming transitions in dense granular matter, *Powders and Grains 2013* **1542**, 25 (2013).
- [43] R. Behringer, Jamming in granular materials, *Comptes Rendus Physique* **16** (2015).
- [44] L. E. Silbert, D. Ertas, G. S. Grest, T. C. Halsey, and D. Levine, Analogies between granular jamming and the liquid-glass transition, *Phys. Rev. E* **65**, 051307 (2002).
- [45] A. Coniglio and M. Nicodemi, The jamming transition of granular media, *Journal of Physics Condensed Matter* **12** (2000).
- [46] C. P. Goodrich, A. J. Liu, and J. P. Sethna, Scaling theory for the jamming transition, arXiv preprint arXiv:1510.03469 (2015).
- [47] M. Schröter, A local view on the role of friction and shape, in *EPJ Web of Conferences*, Vol. 140 (EDP Sciences, 2017) p. 01008.
- [48] O. D' Angelo, A. Horb, A. Cowley, M. Sperl, and W. T. Kranz, Granular piston-probing in microgravity: powder compression, from densification to jamming, *npj Microgravity* **8**, 48 (2022).
- [49] M. Schröter, S. Nägle, C. Radin, and H. L. Swinney, Phase transition in a static granular system, *Europhysics Letters* **78**, 44004 (2007).
- [50] S. Mandal, M. Nicolas, and O. Pouliquen, Insights into the rheology of cohesive granular media, *Proceedings of the National Academy of Sciences* **117**, 8366 (2020), <https://www.pnas.org/doi/pdf/10.1073/pnas.1921778117>.
- [51] L. Papadopoulos, M. Porter, K. Daniels, and D. Bassett, Network analysis of particles and grains, *Journal of Complex Networks* **6** (2017).

@column@grid

附录：建模搅拌过程

我们假设测量的强度相关函数 $g_{2,m}$ 是一个卷积，用 C 加权，在振荡 $O(t)$ 和强度相关函数 $g_2(t)$ 之间，以及纯粹的 $g_2(t)$ 相关函数。

$$g_{2,m} = g_2(t)(CO(t) + (1 - C)) \quad (3)$$

振荡 $O(t)$ 由搅拌给出

$$O(t) = \frac{1}{T} \int_0^T \exp(-\kappa^2 A^2 P(\omega(t+t')) - P(\omega t'))^2 dt' \quad (4)$$

周期矩形搅拌函数 $P(t)$ 的相关性通过图 5 中所示的轮廓进行建模，该轮廓是通过施加电压轮廓进行测量获得的。我们测量了 $g_2(t)$ 并假设场相关函数 $g_1(t)$

为了构建 $g_1(t)$ ，我们使用一个模型函数来描述 MSD 的幂律行为，包括弹道、次扩散和扩散行为。

$$\langle \Delta r^2 \rangle = \frac{h^2}{(\frac{\tau}{t})^2 + (\frac{\tau}{t})^\beta} + 6Dt + 6D\tau \left(e^{-\frac{t}{\tau}} - 1 \right) \quad (5)$$

具有弹道时间常数 τ ，扩散系数 D ，局域化长度 h 和幂律指数 β （如图 5 所示）另见 [15]。

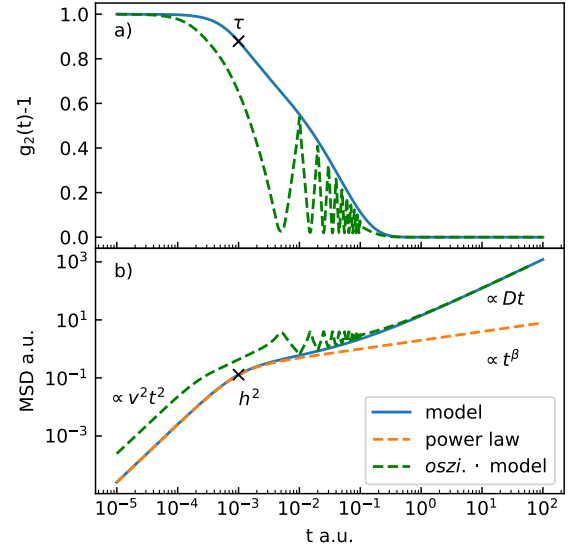


图 5. a) 相关函数和 b) 模型函数在文本描述的扰动振荡（绿色）和无扰动振荡（蓝色）情况下的均方位移的示意图。