



粒径对激光驱动颗粒溅射动力学特征的影响

周毛吉 李亚举 钱东斌 叶晓燕 林平 马新文

Influence of grain size on dynamic characterizations of laser-driven grain ejection

Zhou Mao-Ji Li Ya-Ju Qian Dong-Bin Ye Xiao-Yan Lin Ping Ma Xin-Wen

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 145203 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220243

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220243>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

单晶铁金属表面污染物的激光烧蚀机理

Laser ablation mechanism of contamination on surface of single crystal iron

物理学报. 2018, 67(23): 234401 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180999>

掺杂红外染料聚叠氮缩水甘油醚工质激光烧蚀推进性能优化探索

Optimization exploration of laser ablation propulsion performance of infrared dye doped glycidyl azide polymer

物理学报. 2018, 67(18): 187901 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180479>

激光烧蚀-吸收光谱测量铀同位素比实验研究

Measurement of uranium isotope ratio by laser ablation absorption spectroscopy

物理学报. 2021, 70(16): 163201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210193>

对利用动态光散射法测量颗粒粒径和液体黏度的改进

Improvement of dynamic light scattering method for measurement of particle diameter and liquid viscosity

物理学报. 2018, 67(16): 167801 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180271>

延性金属层裂强度对温度、晶粒尺寸和加载应变率的依赖特性及其物理建模

Dependence of spall strength on temperature, grain size and strain rate in pure ductile metals

物理学报. 2022, 71(3): 034601 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20210702>

考虑晶粒分布的多晶体材料超声散射统一理论

Ultrasonic scattering unified theory for polycrystal material with grain sizes distribution

物理学报. 2018, 67(23): 234301 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181751>

粒径对激光驱动颗粒溅射动力学特征的影响*

周毛吉¹⁾²⁾³⁾ 李亚举¹⁾²⁾³⁾ 钱东斌^{1)2)3)†} 叶晓燕^{4)‡}
林平¹⁾²⁾³⁾ 马新文¹⁾³⁾

1) (中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

2) (先进能源科学与技术广东省实验室, 惠州 516000)

3) (中国科学院大学, 北京 100049)

4) (兰州大学, 兰州 730000)

(2022年2月8日收到; 2022年3月23日收到修改稿)

激光脉冲辐照材料靶面产生的等离子体的演化过程会对靶面施加一脉冲式冲击压. 当被辐照的靶材为离散颗粒堆积物时, 激光冲击压在靶面能够驱动颗粒发生溅射现象. 本文选用中值直径分别为 84, 109, 184, 234 μm 且具有窄粒径分布的干燥石英砂堆积形成离散颗粒靶, 并采用波长为 1064 nm 的 Nd: YAG 纳秒激光脉冲与其相互作用产生的冲击压驱动石英颗粒发生溅射, 同时通过高速摄像机记录溅射过程, 研究了粒径对激光驱动颗粒溅射动力学特征的影响. 通过分析高速影像发现, 激光驱动的颗粒溅射在时间尺度上可以分为两个特征明显的过程, 即持续百微秒垂直于靶面方向的快速早期溅射过程和持续几十毫秒扇形颗粒帘结构的慢速后期溅射过程. 前者对应的颗粒出射动能呈现出了随粒径的增加而增大的趋势, 后者对应的沿径向扩张的帘底直径 D 随时间 t 的演化规律遵循点源模型描述: $D(t) = \alpha t^\beta$, 系数 α 的拟合值随粒径的增加而减小, 幂指数 β 的拟合值却呈现出了随粒径增加而增大的趋势. 通过细致考虑粒径依赖的颗粒在气流中的冲量耦合效率, 以及粒径依赖的激光与颗粒靶相互作用产生的等离子体特征, 对以上实验观察给予了合理的解释. 本研究加深了人们对激光驱动颗粒溅射机理的认识.

关键词: 激光烧蚀, 颗粒材料, 颗粒溅射, 颗粒粒径

PACS: 52.38.Mf, 45.70.-n, 47.80.Jk, 47.57.Gc

DOI: 10.7498/aps.71.20220243

1 引言

碰撞成坑过程广泛存在于自然界中, 其中, 月球和行星表面陨石撞击坑的形成是最为典型的例子. 在地面上开展碰撞成坑实验, 对于理解这些陨石坑的形成和演化具有重要的意义. 然而, 众所周知, 具体的碰撞成坑动力学过程敏感依赖于入侵物与靶体的材料特性, 这就导致了对成坑过程的完备

动力学描述变得极其复杂. 为了简化描述, 前人对核爆^[1]和炸药爆炸^[2-4], 以及高速物体撞击^[5]等大型实验结果进行分析汇总, 并借助相似性原理和量纲分析方法^[6]确定了影响成坑过程的主要参数, 量化了各参数之间的标度关系, 形成了当今公认的碰撞成坑标度理论^[7,8]. 需要注明的是, 早期的高能成坑实验的实施过程复杂、对实验场地的要求苛刻, 导致了此类大型实验具有很差的可操作性和重现性. 因此, 自 21 世纪初人们开始思考借助简易的

* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0402300)、国家自然科学基金 (批准号: 11974359) 和先进能源科学与技术广东省实验室建设经费资助的课题.

† 通信作者. E-mail: qiandb@impcas.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: yexy@lzu.edu.cn

小型实验平台开展模拟陨石坑形成过程的可能性. 首个聚焦到这方面的工作是 2003 年 Amanda 等^[9]采用低速小球撞击装在样品盒中的离散玻璃砂引起的低能碰撞颗粒成坑实验. 考虑到陨石撞击星球表面时, 由于陨石具有巨大的质量和极快的速度, 星球表面通常可被视作极不稳定的离散体系. 基于此, 碰撞成坑实验中采用离散颗粒靶代替具有高力学强度的固体靶, 能够实现在不影响标度关系的前提下大幅缩小碰撞能量和成坑尺度, 有望基于简易小型实验平台打开研究碰撞成坑的新局面. 的确, 经过近 20 年的发展, 低能碰撞引起的颗粒成坑方案逐步被证实, 在一定程度上可以胜任实验室模拟陨石坑形成和演化的任务, 并成为该研究领域的常规手段. 其中, 低速小球和液滴撞击离散颗粒靶面引起的颗粒成坑^[10–21]以及埋藏在离散颗粒靶面附近的微型炸药爆炸引起的颗粒成坑^[22,23]最为常见.

实验室研究颗粒成坑动力学所关注的主要物理现象是碰撞或爆炸引起的颗粒溅射, 关注的主要物理规律是颗粒溅射动力学特征随颗粒参数 (如粒径和颗粒堆积的体积分数) 的演化关系. 迄今, 已有诸多实验工作聚焦到了这些方面的探讨并得到了许多颇有价值的结论^[12,18,20,22,23]. 例如, Marston 等^[18]利用 100000 frames/s 的高速摄像机对小球撞击干燥砂子形成的颗粒溅射过程进行了系统性测量. 实验发现, 颗粒溅射产生的颗粒帘对应的平行于靶面方向的帘底直径 D 随时间 t 的演化规律遵循点源模型描述, 即 $D(t) = \alpha t^\beta$, 其中系数 α 和幂指数 β 为拟合参数. 改变砂子堆积的体积分数时, 对应参数 β 的拟合值会相应变化: 体积分数越高, β 值越大, 意味着颗粒帘扩张得越快. Pacheco-Vázquez 等^[22]利用 20000 frames/s 的高速摄像机对微型炸药在三维离散颗粒床表面爆炸引起的颗粒溅射过程进行了观测和记录, 发现颗粒溅射产生的颗粒帘底直径随时间的演化规律也遵循点源模型描述; 并发现采用不同质量炸药的情况下, 帘底直径与时间 t 之间存在着恒定的 0.3 标度率关系. Marston 和 Pacheco-Vázquez^[24]近期提出了一种简易的实验室颗粒成坑新手段, 即利用适当强度的激光脉冲辐照离散颗粒靶面产生等离子体, 等离子体的演化过程对靶面施加了一脉冲式冲击压, 进而驱动了颗粒溅射的发生. 他们的实验基于聚焦激光束的焦平面设置在颗粒床面的方式, 采用 100000 frames/s 的高速摄像机对激光辐照 31 μm

的玻璃砂引起的颗粒溅射过程进行记录, 系统探索了激光能量对激光脉冲结束后 200 μs 以后的颗粒溅射动力学特征的影响. 结果表明颗粒溅射产生的颗粒帘底直径随时间的演化规律同样遵循了点源模型描述, 并且参数 β 在拟合误差范围内独立于激光脉冲能量, 而 α 值以幂指数的形式依赖于激光脉冲能量. 然而, 自 Marston 等^[18]初步展示关于激光驱动颗粒溅射特征的实验结果以来, 激光驱动颗粒溅射的实验工作报告极少, 因此, 人们对这一新实验手段引起的颗粒溅射现象的了解仍极其有限, 尤其是对颗粒参数依赖的激光驱动颗粒溅射行为的了解, 目前仍是空白. 事实上, 在激光驱动颗粒溅射过程中冲击波扮演了重要的角色, 这一点完全不同于实验室已经开展的所有低能碰撞成坑过程, 而是十分类似于陨石坑的形成过程. 考虑到这一点, 设计实验尽可能了解激光驱动颗粒溅射过程的全貌以及对应的动力学特征中的颗粒参数效应, 可推进人们对这一实验室颗粒成坑新手段的深入认识.

本文着重开展了激光驱动颗粒溅射动力学中粒径效应的实验研究. 该研究采用纳秒激光 (7 ns, 1064 nm, $1.7 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$) 辐照由中值直径分别为 84, 109, 184 和 234 μm 的干燥石英砂堆积形成的离散颗粒靶面, 诱导颗粒溅射现象的发生; 利用 300000 frames/s 的高速摄像机对激光驱动的颗粒溅射全过程进行记录. 高时间分辨的影像测量让我们观察到了在颗粒坑的主挖掘过程 (即扇形颗粒帘结构形成的过程) 开启之前存在一个垂直于靶面的快速颗粒溅射过程 (下文简称为早期颗粒溅射过程). 通过细致分析不同粒径下的早期溅射过程对应的最快溅射颗粒的位置和主挖掘过程对应的颗粒溅射过程 (下文简称为后期颗粒溅射过程) 产生的颗粒帘底直径随时间的演化规律, 发现了一些激光驱动颗粒溅射动力学中的粒径效应现象. 结合粒径依赖的颗粒靶的力学性能和粒径依赖的激光与颗粒靶相互作用产生的等离子体特征, 对实验观察到的粒径效应进行了详细讨论.

2 实验设备和程序

本实验通过筛分干燥的离散球状玻璃砂 (密度为 2.6 g/cm^3) 得到 4 种粒径分布的颗粒样品 (记为 S_n , $n=1, 2, 3, 4$). 采用扫描电镜 (SEM, FEI Nano450)

测量了筛分好的石英砂样品的颗粒形状和尺寸分布, 颗粒的中值直径和粒径分布用 d_{50} (d_{10} , d_{90}) 来表示, 分别为 84 (66, 108) μm , 109 (85, 135) μm , 184 (132, 244) μm , 234 (180, 296) μm . 图 1 是样品 S_2 和 S_4 的 SEM 图像, 表明实验中采用的石英砂样品具有近球形、粒径分布窄的特点. 将筛分好的颗粒样品缓慢倒入具有相同内径尺寸的立方体样品盒中 (70 mm \times 70 mm \times 20 mm) 直至填满, 在确保没有明显振动和压实的情况下采用刮板将颗粒靶面轻轻刮平. 称重装满前、后样品盒的质量, 分别记为 m_1 和 m_2 , 基于 $\varphi = \frac{(m_2 - m_1)/\rho}{V}$ 获得颗粒靶的体积分数分别为 0.56, 0.57, 0.58, 0.59. 公式中 φ 为体积分数, ρ 为石英砂颗粒的密度, V 是样品盒的容积. 可见, 在本工作限定的粒径范围内, 4 个离散颗粒靶对应的体积分数遵循了随粒径增加而增大的趋势.

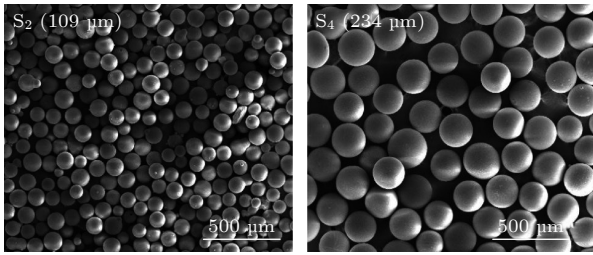


图 1 筛分的石英砂颗粒样品 S_2 和 S_4 的扫描电镜图像
Fig. 1. SEM images of the sieved glass beads taking S_2 and S_4 samples as examples.

激光传输光路、颗粒靶以及影像测量装置的空间放置如图 2 所示. 其中, 波长为 1064 nm 的激光束由脉冲宽度为 7 ns 的 Nd: YAG 激光器提供. 脉冲激光束首先通过光学衰减器实现对激光能量的调节, 然后通过反射镜和焦距为 80 mm 的石英透镜传输到颗粒靶面. 为避免聚焦的激光束在靶面上方击穿空气并尽可能地增加激光束辐照到颗粒床面的光斑尺寸, 激光束的焦平面设置在靶面以下 12 mm 处. 利用刀口法^[25]测得靶面处的光斑尺寸约为 600 μm . 实验中设定传输到靶面的激光脉冲能量为 60 mJ, 对应的激光功率密度为 $1.7 \times 10^9 \text{ W/cm}^2$. 高速摄像机 (Phantom V2012) 的拍摄帧率设置为 300000 frames/s (3.33 μs 的时间分辨率), 拍摄平面设置为垂直于靶面. 受到激光驱动成坑扰动的颗粒靶的宽度和深度范围只有毫米甚至亚毫米量级, 远小于容器尺寸, 因此, 容器边界对颗粒溅射动力学特征的影响可忽略不计^[26].

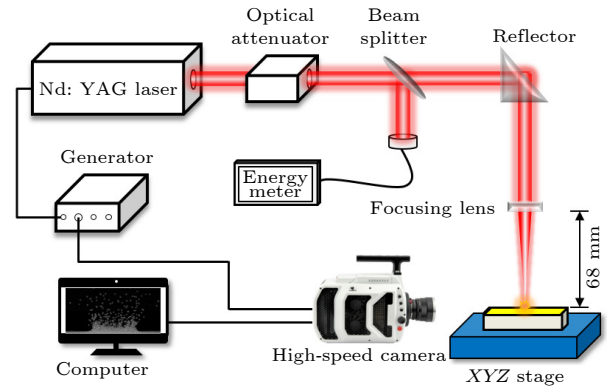


图 2 实验装置示意图
Fig. 2. Schematic of the experimental setup.

3 结果与讨论

3.1 激光冲击颗粒介质的时空演化过程

图 3 给出了最小粒径 (对应颗粒样品 S_1) 和最大粒径 (对应颗粒样品 S_4) 情况下拍摄到的激光驱动颗粒溅射的时空演化过程. 激光脉冲辐照颗粒靶面时, 被辐照到的颗粒因吸收激光能量发生烧蚀产生等离子体. 激光脉冲结束后, 产生的等离子体发生持续膨胀并以退激发光的形式开始冷却. 表征等离子体膨胀和冷却过程的主要现象是等离子体的空间分布随时间向靶面上方扩散, 与此同时, 退激发光的强度随着时间的演化逐渐降低 (见图 3(a) 和图 3(a') 以及图 3(b) 和图 3(b'), 黑白影像中发光羽的白度越高意味着等离子体的退激发光越强). 等离子的产生和膨胀过程会施加一脉冲式冲击压到颗粒靶面, 从而将能量传递给相互作用区附近的颗粒. 这些颗粒获得动能后, 与底层的颗粒相互碰撞, 部分颗粒迅速发生反弹, 引起了如图 3(b) 和图 3(b')、图 3(c) 和图 3(c') 以及图 3(d) 和图 3(d') 所示的垂直于靶面向上的颗粒溅射现象. 垂直于靶面向上溅射的颗粒应当对应着颗粒靶面的另一部分颗粒具有了垂直靶面向下的反冲动量. 当携带靶面向下速度的颗粒具有了使颗粒靶面发生屈服的能力时, 即开启了颗粒坑的主挖掘过程, 也对应了后续观察到的外形轮廓类似于扇形帘子结构的颗粒溅射现象 (见图 3(e) 和图 3(e') 与图 3(f) 和图 3(f')).

图 3 中的影像序列清晰地展示了 Marston 和 Pacheco-Vázquez^[24] 没有观察到的一个有趣的颗粒溅射动力学特征, 即激光驱动颗粒溅射全过程在时间尺度上可分为两个特征分明的溅射过程: 持续

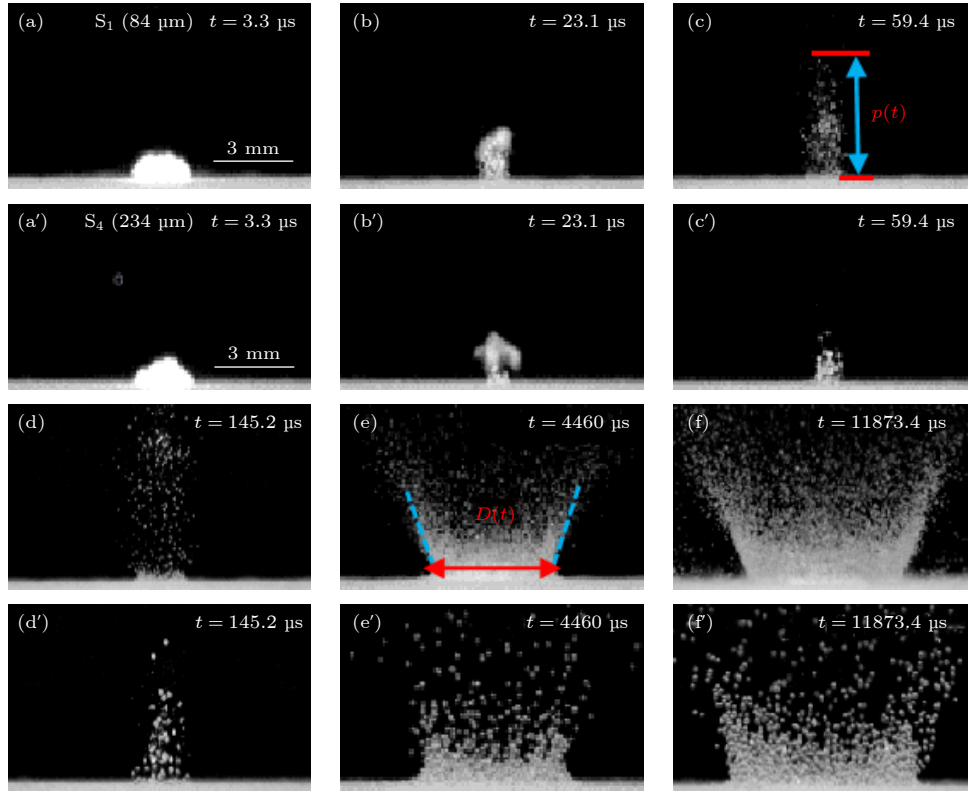


图 3 颗粒靶 S_1 (a)–(f) 和 S_4 (a')–(f') 对应的颗粒溅射时空影像. 图 (c) 中垂直于靶面的双箭头线段给出了早期颗粒溅射过程中最快颗粒位置的定义, 图 (e) 中平行于靶面的双箭头线段给出了对后期颗粒溅射过程中颗粒帘底直径的定义

Fig. 3. Temporal and spatial images of grain ejection corresponding to granular targets S_1 (a)–(f) and S_4 (a')–(f'). The definitions for the fastest grain position in the early-stage ejecting process and the ejecta curtain diameter corresponding to the later-stage ejecting process are shown in panel (c) and panel (e), respectively.

百微秒的早期颗粒溅射过程和持续几十毫秒的后期颗粒溅射过程. 这两个过程具有截然不同的溅射特征: 前者对应的溅射方向近似垂直于靶面, 溅射的颗粒数目占溅射总量的比例很小; 后者对应的溅射方向由挖掘瞬态坑的斜率控制, 颗粒溅射数目占据了溅射总量的主要部分, 对应了颗粒成坑的主挖掘过程. 比较最小粒径和最大粒径两个情况对应的时空演化可以发现, 激光驱动的颗粒溅射动力学特征明显依赖于粒径, 具体表现在给定时间下的两个粒径对应了不一样的颗粒溅射轮廓. 在定量分析该粒径效应之前, 在图 3 中定义了两个可表征颗粒溅射动力学特征参数: 一个是早期颗粒溅射过程中最快颗粒的位置 $p(t)$ (见图 3(c)); 另一个是后期颗粒溅射过程中颗粒帘的底部直径 $D(t)$ (见图 3(e)).

3.2 粒径依赖的早期颗粒溅射动力学特征

基于实验测量到的高分辨颗粒溅射时空演化影像和图 3(c) 中对最快颗粒的位置定义, 分析了 4 个不同粒径的颗粒靶对应的这一时期中的最快

颗粒的位置随时间的演化关系 $p(t)$, 结果如图 4(a) 所示. 4 个颗粒靶的 $p(t)$ 曲线呈现了很好的线性关系, 表明这些颗粒在从影像中能够分辨出来时已经具有了恒定的速度. 这是因为, 在如此短的时间内 (小于 200 μs) 重力加速度引起的颗粒速度变化 (10^{-3} m/s 量级) 远小于它们的溅射速度. 对实验测量到的 $p(t)$ 曲线进行线性拟合, 得到了随着粒径增加的颗粒靶对应的最快颗粒速度 v_g 分别为 75, 64, 46 和 37 m/s, 呈现出了粒径越大最快颗粒速度越小的趋势 (见图 4(b) 中的内插图). 靶面表层的颗粒获得溅射速度的途径应当归因于以下两个过程: 一个是激光等离子体的产生过程, 气化的靶面物质蒸发离开靶面时会传递给附近颗粒一定的冲量; 另一个是等离子体的膨胀过程, 产生的冲击波穿过靶面时会传递给附近颗粒一定的冲量. 因此, 早期颗粒溅射过程中的最快颗粒的动能 (或动量) 在一定程度上能够反映激光脉冲耦合到靶面用于驱动后期颗粒坑挖掘的有效能量. 因此, 图 4(b) 给出了粒径依赖的最快颗粒动能: $KE_g = 1/2 m_g v_g^2$,

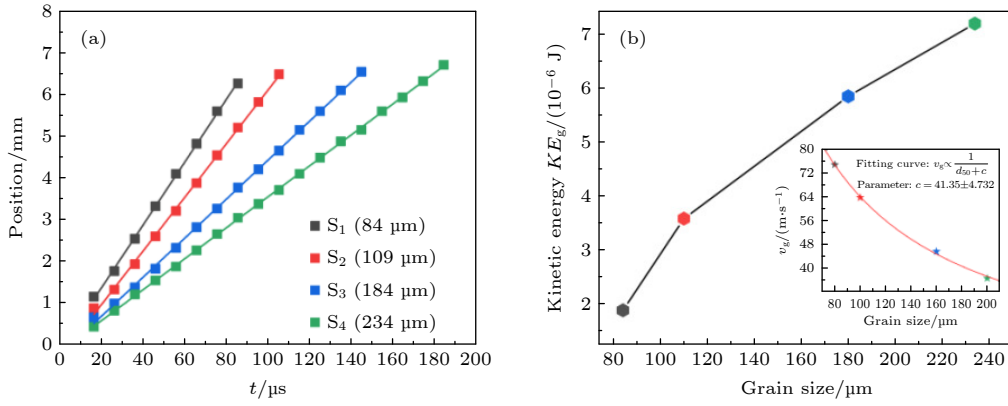


图 4 (a) 早期颗粒溅射过程中最快颗粒的位置随时间的依赖关系; (b) 最快颗粒的动能随粒径的依赖关系

Fig. 4. (a) Position of the fastest grain in the early-stage ejecting process as a function of time; (b) kinetic energy of the fastest particle as a function of grain size.

其中 m_g 为单个颗粒的质量. 结果表明, 尽管最快颗粒速度与粒径具有负相关的关系, 最快颗粒动能却呈现出了大粒径对应大动能的实验现象.

以上实验现象表明了激光脉冲向大粒径颗粒堆积而成的靶面传递动能的效率更高, 其结果可以在气体动力学的框架下给予合理解释. 激光烧蚀颗粒靶面产生的等离子体向四周膨胀时, 如同高速流动的气流给靶面颗粒施加了一个冲击力, 可表示为 $F = 1/2C\rho SV_r^2$, 其中 C 为“等离子体气流”的阻力系数; ρ 为“等离子体气流”的密度; S 为颗粒的横截面积, 正比于 d_{50}^2 ; V_r 为“等离子体气流”的速度. 因为当前的实验采用了恒定的激光脉冲能量, 我们假定不同粒径对应的颗粒靶产生的等离子体状态相同, 则 C, ρ, V_r 均可认为恒定; 靶面静止的颗粒在受到冲击时获得的动量 $m_g v_g \propto F \propto d_{50}^2$. 对于一个给定的颗粒 [$m_g \propto d_{50}^3$], 颗粒溅射速度 v_g 随颗粒直径 d_{50} 的变化关系就可表述为 $v_g \propto 1/d_{50}$. 因此, 很好地解释了实验中观察到的粒径越大能量耦合越容易的结论 (见图 4(b) 内插图中用 $v_g \propto 1/(d_{50} + c)$ 对实验数据的拟合, 此拟合方程考虑了冲击力与颗粒相互作用的有效横截面积).

3.3 粒径依赖的后期颗粒溅射动力学特征

当激光脉冲过后约 150—200 μs (依赖于粒径), 被激光冲击压驱动起来的没有发生反弹的颗粒开启了颗粒坑的主挖掘过程, 伴随后期的颗粒溅射过程. 进一步分析 4 个不同粒径的颗粒靶对应的后期颗粒溅射形成的颗粒帘底直径随时间的演化关系 $D(t)$, 如图 5 所示. 考虑到颗粒帘底部的扩张

速率是描述激光驱动颗粒成坑的重要参数, 通过对 $D(t)$ 进行求导, 也计算了不同粒径相应的颗粒帘扩张速度并呈现在了图 5 内的插图中. 引言中已提到, Marston 和 Pacheco-Vázquez^[24] 利用激光焦平面设置在 31 μm 的玻璃砂表面的实验安排, 系统开展了激光脉冲能量依赖的颗粒溅射实验, 并发现了 $D(t)$ 关系遵循点源模型的描述. 跟随他们的工作^[24], 本实验测量到的 $D(t)$ 关系也采用 $D(t) = at^\beta$ 这一具体形式进行了拟合, 拟合结果如图 5 所示. 可以清晰地看出, 实验测量到的 4 个颗粒靶的 $D(t)$ 关系均可以较好地用地源模型来描述. 并且当激光脉冲过后 1500 μs 后颗粒帘中的颗粒溅射速度立即降

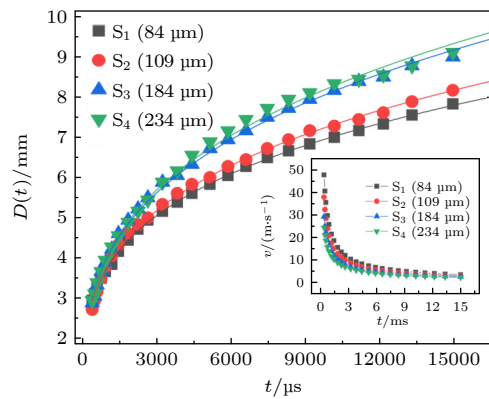


图 5 不同粒径的颗粒靶对应的后期颗粒溅射过程形成的颗粒帘底直径随时间的演化. 实线对应了采用点源模型方程 $D(t) = at^\beta$ 拟合的结果. 插图展示了颗粒帘扩张速率随时间的演化

Fig. 5. Ejecta curtain diameter corresponding to the later-stage ejecting process as a function of time. The solid lines show the fitting results with the point source model. The inset exhibits the speed of expanding ejecta curtain with time.

到 10 m/s 以下 (见图 5 内的插图), 可见颗粒坑主挖掘过程对应的颗粒溅射相对于早期的垂直于靶面方向的颗粒溅射是一个缓慢的过程.

尽管实验测量到的 4 个颗粒靶对应的 $D(t)$ 关系均可以很好地用点源模型 $D(t) = \alpha t^\beta$ 来模拟, 但是具体的系数 α 与幂指数 β 的拟合值均呈现出了明显的粒径效应. Marston 等^[18]采用 $D(t) = \alpha t^\beta$ 方程拟合实验测量到的不同体积分数下的小球碰撞产生的颗粒帘底直径随时间的演化数据, 发现 β 值与体积分数呈现正相关关系, 意味着随着体积分数的增大, 小球碰撞驱动的在平行于靶面方向的挖掘速度会变得更慢. 他们将这一实验现象解释如下: 当体积分数小时, 颗粒靶中的空气阻力和毛细管桥对挖掘过程产生了较大的阻力, 对应了更大的非挖掘过程的能量耗散, 因此降低了挖掘速度和效率^[18,20]. 图 6(a) 给出了本实验拟合得到的幂指数 β 值随粒径的变化关系, 呈现了 β 值随粒径增加逐渐增加的趋势. 考虑到本实验使用的 4 个颗粒靶遵循了较大粒径对应了较大体积分数的规律, 这就暗示着该实验现象与 Marston 等^[18]报道的实验结果一致, 应当可以归因于相同的物理本质. 此外, 图 6(b) 呈现了拟合得到的系数 α 值随粒径的变化关系, 即 α 值随着粒径的增加单调递减. 事实上, 在点源模型中, 系数 α 是一个与爆炸能量存在正相关的值. 在这里, 当细致考虑激光驱动颗粒溅射的物理机理时, 实验测量到的粒径依赖 α 的这一行为是不难理解的. 激光与颗粒靶面相互作用产生等离子体相当于制备了“爆炸源”, “爆炸源”将能量传递给颗粒靶面开启了颗粒坑的挖掘. 本工作采用了相同的激光脉冲能量辐照具有不同粒径的颗粒靶面, 基于实验测量确定的 α 值随粒径增加而

降低应当可以归因于激光辐照小粒径颗粒靶面时对应的烧蚀效率高^[27–29]. 高烧蚀效率意味着会产生更高温、高密度的等离子体, 也即制备了具有更高能量的“爆炸源”.

4 结 论

本文选用 4 个不同粒径 (中值直径分别为 84, 109, 184 和 234 μm) 的干燥石英砂样品堆积而成的离散颗粒靶, 开展了粒径依赖的激光驱动颗粒溅射动力学特征研究. 主要实验结果可归纳为以下三点: 1) 发现了激光驱动的颗粒溅射过程在时间尺度上可以清晰地分为持续百微秒的早期快速颗粒溅射过程和持续几十毫秒的后期慢速颗粒溅射过程; 2) 早期快颗粒溅射过程中的颗粒出射动能呈现出了明显的粒径效应; 3) 后期慢颗粒溅射过程产生的颗粒帘的帘底直径随时间的演化规律遵循点源模型描述, 但具体的动力学特征参数也呈现出了明显的粒径效应. 结合粒径依赖的颗粒在气流中的冲量耦合效率, 以及粒径依赖的激光与颗粒靶相互作用产生的等离子体特征, 对以上的实验观察给出了合理解释.

参考文献

- [1] Sedov L I 1946 *Appl. Math. Mech.* **10** 241
- [2] Schmidt R M, Housen K R 1987 *Int. J. Impact Eng.* **5** 543
- [3] Holsapple K A, Schmidt R M 1979 *Lunar Planet Sci.* **10** 2757
- [4] Holsapple K A 1980 *Lunar Planet Sci.* **11** 2379
- [5] Gault D E, Wedekind J A 1977 *Experimental Hypervelocity Impact into Quartz Sand-II, Effects of Gravitational Acceleration* (New York: Impact & Explosion Cratering Planetary & Terrestrial Implications Proceedings of the Symposium on Planetary Cratering Mechanics) p1231
- [6] Sedov L I 1959 *Similarity and Dimensional Methods in Mechanics* (4th Ed.) (New York: Academic Press) p377
- [7] Holsapple K A, Schmidt R M 1987 *J. Geophys. Res.* **92** 6350
- [8] Holsapple K A 1993 *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* **21** 333
- [9] Amanda M, Walsh, Kristi E, Holloway, Piotr Habdas, John R, de Bruyn 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 104301
- [10] Uehara J S, Ambroso M A, Ojha R P 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 194301
- [11] Katsuragi H, Durian D J 2007 *Nat. Phys.* **3** 420
- [12] Pacheco-Vazquez F, Ruiz-Suarez J C 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 218001
- [13] Ciamarra M P, Lara A H, Lee A T, Goldman D I, Vishik I, Swinney H L 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 194301
- [14] Lohse D, Bergmann R, Mikkelsen R, et al. 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 198003
- [15] Nordstrom K N, Lim E, Harrington M, Losert W 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 228002
- [16] Clark A H, Kondic L, Behringer R P 2012 *Phys. Rev. Lett.*

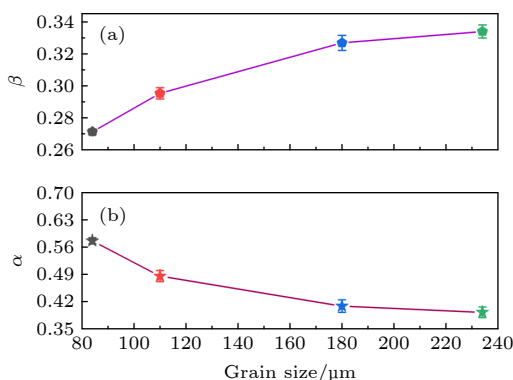


图 6 不同粒径下的拟合参数 β 值和 α 值

Fig. 6. Fitting parameters β and α at different grain sizes.

- 109 238302
- [17] Satoru Y, Koji W, Norihisa O, Takafumi M 2006 *Icarus* **183** 215
- [18] Marston J O, Li E Q, Thoroddsen S T 2012 *J. Fluid Mech.* **704** 5
- [19] Boudet J F, Amarouchene Y, Kellay H 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 158001
- [20] Deboeuf S, Gondret P, Rabaud M 2009 *Phys. Rev. E* **79** 041306
- [21] Benusiglio A, Quéré D, Clanet C 2014 *J. Fluid Mech.* **752** 123
- [22] Pacheco-Vázquez F, Tacumá A, Marston J O 2017 *Phys. Rev. E* **96** 032904
- [23] Gao M, Liu X, Vanin L P, Sun T P, Cheng X 2018 *AICHE J.* **10** 16063
- [24] Marston J O, Pacheco-Vázquez F 2019 *Phys. Rev. E* **99** 030901
- [25] Bilger H R, Habib T 1985 *Appl. Opt.* **24** 686
- [26] Goldman D I, Umbahnawar P 2008 *Phys. Rev. E* **77** 021308
- [27] Li X L, Li Y J, Li S T, et al. 2021 *Phys. Rev. Appl.* **16** 024017
- [28] Li Y J, Li X L, Li S T, Zhou M J, Qian D B, Chen L W, Yang J, Zhang S F, Ma X W 2021 *J. Anal. Atom. Spectrom.* **36** 1969
- [29] Yu L Y, Lu J D, Chen W, Wu G, Shen K, Feng W 2005 *Plasma Sci. Technol.* **7** 3041

Influence of grain size on dynamic characterizations of laser-driven grain ejection*

Zhou Mao-Ji ¹⁾²⁾³⁾ Li Ya-Ju ¹⁾²⁾³⁾ Qian Dong-Bin ^{1)2)3)†} Ye Xiao-Yan ^{4)‡}
 Lin Ping ¹⁾²⁾³⁾ Ma Xin-Wen ¹⁾³⁾

1) (*Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*)

2) (*Advanced Energy Science and Technology, Guangdong Laboratory, Huizhou 516000, China*)

3) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

4) (*Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*)

(Received 8 February 2022; revised manuscript received 23 March 2022)

Abstract

When intense laser pulse irradiates a target surface, the energetic processes of generation and expansion of laser-induced plasma will affect a localized pressure impulse around the irradiation zone. As a result, pulsed laser ablating granular target can drive a physical phenomenon of grain ejection. In this work, taking dry glass beads with different grain sizes as an example of granular targets and using high-speed video camera, we experimentally investigate the grain-size dependent dynamics of grain ejection driven by nanosecond laser pulses. The measured video sequences clearly exhibit that the laser-driven grain ejection process can be separated into two regimes: early-stage fast ejecting process and later-stage slow ejecting process. We find that there exists an obvious grain size effect on the kinetic energy of grains in the early-stage ejecting process. In addition, the temporal evolution of transient ejection of a certain diameter $D(t)$ corresponding to the later-stage ejecting process obeys the well-known “point source” law, $D(t) = \alpha t^\beta$, where both parameters α and β depend on grain size. The observations mentioned above can be reasonably explained by considering the grain size dependent efficiency of impulse coupling between grain and plasma flow and plasma features generated by interaction of laser pulse with granular targets. These experimental results improve the understanding of the mechanism of laser-driven grain ejection.

Keywords: laser ablation, granular material, grain ejection, grain size

PACS: 52.38.Mf, 45.70.-n, 47.80.Jk, 47.57.Gc

DOI: 10.7498/aps.71.20220243

* Supported by the National Key R&D Program, China (Grant No. 2017YFA0402300), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11974359), and the Advanced Energy Science and Technology of Guangdong Laboratory, China.

† Corresponding author. E-mail: qiandb@impcas.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: yexy@lzu.edu.cn