



激光驱动的微弹道冲击

荆晓晖^{1,2}, 蔡松林¹, 吴先前³, 戴兰宏^{1,2}, 蒋敏强^{1,2*}

1. 中国科学院力学研究所, 非线性力学国家重点实验室, 北京 100190;
2. 中国科学院大学工程科学学院, 北京 100049;
3. 中国科学院力学研究所, 流固耦合系统力学重点实验室, 北京 100190

*联系人, E-mail: mqjiang@imech.ac.cn

收稿日期: 2023-07-20; 接受日期: 2023-09-11; 网络出版日期: 2024-04-29

国家自然科学基金(编号: 12125206, 11988102, 11972345)和中国科学院稳定支持基础研究领域青年团队计划(编号: YSBR-096)资助项目

摘要 微颗粒对材料的高速冲击与诸多重要应用领域密切相关, 比如航天器的微陨石撞击、雾霾颗粒对发动机叶片的冲击、冷喷涂技术等. 激光驱动颗粒冲击实验(Laser-Induced Particle Impact Test, LIPIT)于2010年被提出, 是一种新型动态加载技术, 能够对不同维度的多种材料进行微弹道冲击. 相较于其他的微弹道技术, LIPIT独特的优势在于能够对单个微颗粒进行有效操控, 进而实现各类材料(尤其是低维材料)的单颗粒微弹道高速冲击. 本文回顾了LIPIT的发展历程, 介绍了其系统构成及工作原理, 对基于LIPIT技术的不同维度靶材的微弹道冲击研究进行了评述, 主要内容包括: 基于弹道动力学分析的能量耗散评估、微弹道冲击下的能量耗散机制、微弹道冲击导致的动力学现象及其相关的物理规律(包括反弹规律、附着机制). 最后对发展现状和值得进一步研究的问题进行了简要总结.

关键词 LIPIT, 微弹道冲击, 反弹, 侵彻, 能量耗散机制

PACS: 41.75.Jv, 45.50.-j, 45.50.Tn, 62.20.-x, 62.25.+g

1 引言

高速冲击防护在国防与国民经济诸多领域中至关重要^[1,2]. 近年来, 一些微纳尺度的纤维、薄膜等低维材料显示出了优异的力学性能和独特的耗能特性^[3-5], 从而在抗冲击防护方面具有重要的应用价值. 然而, 如何有效地对这些微纳尺度材料进行高精度的冲击加载存在极大的技术挑战. 此外, 一些宏观尺度的关键部件也易受到微颗粒的高速撞击而导致功能或结构失效.

比如, 耗资近100亿美元建造的人类有史以来最强大的James Webb太空望远镜在2022年5月遭到约6次微陨石撞击, 导致望远镜产生了不可逆的测量误差. 因此, 对不同尺寸、不同维度的材料开展微颗粒高速冲击研究具有十分重要的工程应用价值. 微颗粒高速冲击作为冲击动力学与微(纳)尺度力学的交汇点, 也具有显著的科学意义.

作为一个较新的研究领域, 微颗粒高速冲击的历史并不悠久. 1960年, 美国休斯飞行器公司Maiman发

引用格式: 荆晓晖, 蔡松林, 吴先前, 等. 激光驱动的微弹道冲击. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2024, 54: 254608

Jing X H, Cai S L, Wu X Q, et al. Laser-induced micro-projectile impact (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2024, 54: 254608, doi: 10.1360/SSPMA-2023-0256

明了世界上第一台红宝石激光器^[6]. 激光由于可以在局部区域上传递大量能量, 因此非常适合驱动微颗粒实现高速发射. 20世纪80年代, 美国海军实验室研究了激光驱动飞片(Laser-Driven Flyer, LDF)技术^[7]. 作为LIPIT的前身, LDF的原理与LIPIT相似. 两者均利用了激光烧蚀产生高速膨胀的等离子体, 实现对弹体的加速. 利用LDF, 微米厚度飞片的发射速度可达每秒数千千米. 2010年, LIPIT技术被首次提出^[8,9], 利用LIPIT, 微米级颗粒发射速度可达每秒千米. 此后, LIPIT开始应用于纤维、薄膜、块体靶材的微弹道冲击研究, 材料涵盖聚合物^[10-12]、金属^[13,14]、纳米复合材料^[15]等. 目前, LIPIT技术已成为研究单颗粒微弹道冲击的有力工具. 美国麻省理工学院、莱斯大学、马萨诸塞大学和中国科学院力学研究所等单位均建立了LIPIT实验平台^[16], 为微尺度甚至纳尺度下的冲击动力学研究提供了有效的实验条件.

LIPIT虽然起步较晚, 但受到了广泛关注并迅速发展. 发射速度上限与弹道精度是LIPIT技术最为关键的两个参数. Veyssset等人^[17]和Xie等人^[18,19]通过对发射台和成像系统进行改进, 使LIPIT的发射速度上限与弹道精度相较于初代实现了较大提升. 最近, Reiser和Schuh^[20]通过改进发射台实现了冲击波对微颗粒的加速, 将微颗粒的撞击位置偏差控制在2 μm 以内, 显著提高了LIPIT的弹道精度. 尽管如此, 目前LIPIT技术还存在诸多问题, 比如高速发射导致颗粒变形显著以及完整性受损等, 亟需进一步发展.

本文将详细介绍LIPIT技术及基于LIPIT的微弹道冲击的相关研究, 评述其中存在的问题, 并简要总结该领域未来值得研究的科学问题或关键技术. 相关研究介绍将依据靶体维度展开, 依次为一维纤维、二维薄膜、三维块体的微弹道冲击研究. 本文将以材料的抗冲击性能及物理规律作为主线, 重点介绍纤维及薄膜在微弹道冲击下的抗冲击性能评估、薄膜的能量耗散机制、块体在微弹道冲击下的典型物理现象(例如反弹、附着)以及相关的物理规律、机制.

2 LIPIT技术

2.1 系统构成及工作原理

如图1所示, 传统LIPIT实验系统主要由激光器、发射台、靶体、高速相机和光源构成. 激光选用波长

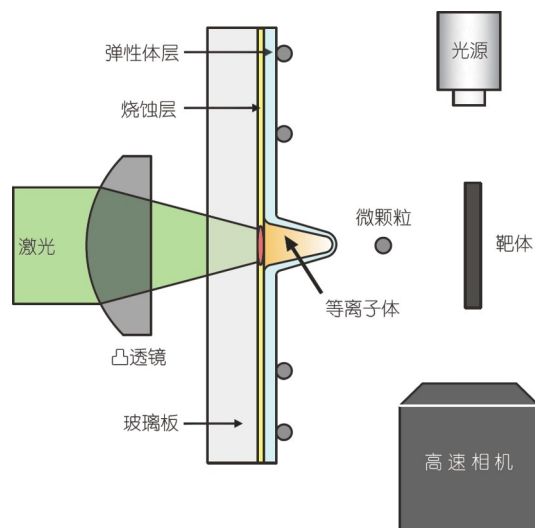


图1 (网络版彩图) LIPIT实验系统构成及原理的示意图

Figure 1 (Color online) Schematic diagram of the composition and principle of LIPIT experimental system.

为532 nm或1064 nm的纳秒脉冲激光. 发射台通常由玻璃板、烧蚀层、弹性体层构成. 玻璃板可选用K9玻璃, 厚度约为200 μm . 烧蚀层材料通常为金, 厚度为50–80 nm. 弹性体层材料通常为聚脲或聚二甲基硅氧烷, 厚度通常为20–80 μm . 弹性体层的设置需根据具体需求进行选择, 在颗粒冲击速度要求不高时($<1 \text{ km s}^{-1}$), 发射台通常包含弹性体层. 虽然其对颗粒加速有一定的阻碍作用, 但能够阻挡烧蚀产生的物质, 还能充当等离子体和颗粒之间的有效隔热层, 减小颗粒温度的变化. 当颗粒冲击速度要求很高时, 可以采用不含弹性体层的发射台, 此时烧蚀层通常选用较厚的金膜, 厚度为几百纳米^[17]. 由于缺少了弹性体层, 需要在发射台和靶体间增设阻挡装置, 避免烧蚀产物撞击到靶体. 颗粒发射速度要求较低时(通常为每秒数百米), 烧蚀层可以选用铝膜, 厚度为几十微米^[21,22]. 此时聚焦后的激光往往不能烧穿铝膜, 未烧穿的铝膜还起到了弹性体层的作用, 因此也不再设置弹性体层. 高速相机和光源用于拍摄颗粒的弹道动力学及其与靶的相互作用过程, 一般采用超高帧率相机和激光光源, 具备纳秒的时间分辨率.

LIPIT通过激光烧蚀产生的等离子体加速需要发射的颗粒. 根据颗粒质量调整脉冲激光的能量, LIPIT可以实现广泛的颗粒发射速度. 颗粒直径通常为几微

米到数十微米, 对于薄膜的微弹道冲击研究, 颗粒多选用硬度较高且密度较低的 SiO_2 颗粒; 对于块体的微弹道冲击研究, 颗粒材料根据靶材和研究内容确定. 实验前, 将颗粒散布在弹性体层上并调整颗粒入射角度. 颗粒入射角度的调节是通过调整靶体实现的. 靶体安装在光学位移台和转台组成的光学调整架上, 根据相机拍摄的画面调整靶体的位置及转角, 可以实现不同的颗粒入射角度. 实验时, 脉冲激光通过凸透镜聚焦在烧蚀层上, 烧蚀层熔化、气化、电离, 形成高温高压等离子体. 对于未设置弹性体层的LIPIT系统, 颗粒被高速膨胀的等离子体直接加速. 对于设置弹性体层的LIPIT系统, 等离子体快速膨胀过程中由于受到周围材料的限制, 压力迅速升高, 产生短脉冲高幅值冲击波^[23]. 在等离子体高速膨胀和冲击波的共同作用下, 弹性体层迅速变形并形成鼓包, 实现选定颗粒的高速发射.

2.2 发展历程及存在的问题

2010年, LIPIT技术被Lee等人^[9]首次提出并开展了实验验证. 然而初代LIPIT的发射速度上限相较于同为激光驱动的LDF低得多. 为了实现更高的颗粒发射速度, 在实验方面, Veyssset等人^[17]改进了发射台. 他们取消了弹性体层并采用较厚的金层作为烧蚀层, 使颗粒被烧蚀产生的等离子体直接加速, 将直径为 $7.4\ \mu\text{m}$ 的 SiO_2 颗粒的发射速度提升到 $2950\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. 在理论方面, Gu等人^[21]通过相似分析、实验测量和数值模拟, 获得了较厚金属膜发射速度的几何标度律, 发现无量纲发射速度主要受无量纲质量、动量、压力和特征厚度的影响, 这一结果为优化LIPIT提供了参考. 尽管如此, 他们所得到的标度律是经验性的, 其背后的物理机制还需进一步探索. 目前LIPIT技术的发射速度上限主要受发射台和颗粒限定. 发射台方面, 激光吸收的光学饱和限制了颗粒发射速度达到阈值后进一步增加; 颗粒方面, 超高速下激光烧蚀的突然加速和快速加热可能会使颗粒熔化或破裂. 因此, 如何在保证颗粒完整的前提下进一步提高LIPIT发射速度上限仍待探索.

弹道精度是LIPIT的另一重要指标. 对于传统的LIPIT系统, 如果发射时颗粒未能处于鼓包的中心, 弹道将会发生很大的偏离. 因此, 精确定位颗粒成为提高弹道精度的重要途径之一. Xie等人^[18,19]通过在弹道方

向增设成像系统, 实现了颗粒在发射前的精确定位, 从而显著提高了LIPIT的弹道精度. 结果表明, 撞击位置偏差能够控制在 $2\ \mu\text{m}$ 内. 虽然弹道精度得到了提升, 但改进后实验系统的搭建与调试难度显著增加. 既然颗粒与鼓包中心的相对位置明显影响了弹道精度, 那是不是可以通过改进发射台来尽量避免这一问题呢? Reiser和Schuh^[20]对这一问题给出了答案, 他们用刚性玻璃代替弹性体层, 实现了弹道精度的显著提升. 结果表明, 对于直径为 $7.38\ \mu\text{m}$ 的 SiO_2 颗粒, 实际撞击位置与理想撞击位置的偏差可以控制在 $\pm 1.75\ \mu\text{m}$ 内. 弹道精度的提升得益于两点: (1) 由于改用刚性玻璃, 发射台和靶体的间隙得以从几百微米减小到几十微米, 有效减少了颗粒到达靶体的时间. 事实上, 由于目前的技术限制, 实际弹道与理想弹道总会有偏差. 因此颗粒运动时间的减少可以有效降低此偏差. (2) 改用刚性玻璃后, 颗粒在冲击波的作用下实现加速, 避免了颗粒与鼓包中心位置偏差引起的弹道精度问题. 尽管如此, 改用刚性玻璃后颗粒的加速过程更加剧烈, 颗粒更容易在到达靶体前发生损伤甚至破碎.

2.3 独特优势

高速微弹道冲击下的机制研究, 需要微米的空间分辨率和纳秒的时间分辨率, 这对发射系统提出了很高的要求. 常见的高速发射技术或系统包括: 落锤冲击或摆锤冲击、分离式Hopkinson压杆^[24,25]、单级或多级气炮^[26]、等离子体加速系统^[27]、激光驱动系统(包括LDF和LIPIT)、范德格拉夫加速器^[28], 本文总结如图2所示. 与其他技术相比, LIPIT能够实现的应变率、弹丸尺寸、冲击速度具有独特的优势(应变率 $10^5\text{--}10^9\ \text{s}^{-1}$ 、弹丸尺寸 $10^{-4}\text{--}10^{-6}\ \text{m}$ 、冲击速度 $1\text{--}10^3\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$), 允许在先前未充分探索的实验范围内进行研究. 与范德格拉夫加速器相比, LIPIT通过调节激光能量来调控弹丸速度, 不受弹丸导电性的影响. 与气炮等大型系统相比, LIPIT系统所占空间小且便于搭建, 系统的调试与操作更加便捷, 显著提高了实验效率. 同为激光驱动的LDF仍然存在许多挑战, 飞片的尺寸、平面度难以控制. 此外, 由于烧蚀可能造成飞片的损坏, 飞片的完整性也是需要关注的问题^[29,30]. 与LDF相比, LIPIT可以通过发射前的原位观测选择状况较好的弹丸进行发射, 弹丸完整性问题因弹性体层的设置得到了一定的解决. 可以看出, LIPIT技术是微弹道冲击研究的有力工具.

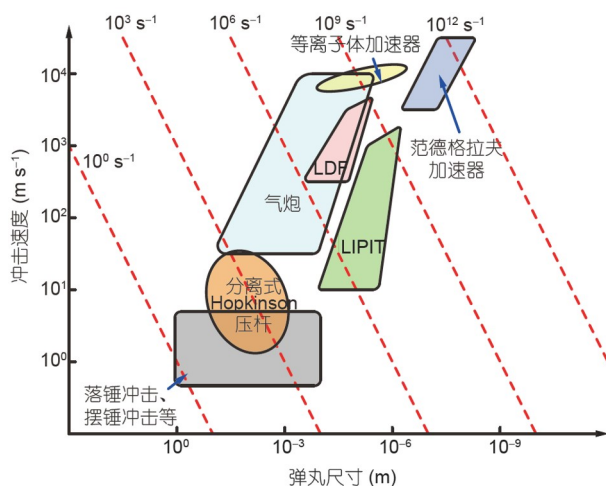


图 2 (网络版彩图)不同冲击测试技术的弹丸尺寸-发射速度-应变率范围示意图

Figure 2 (Color online) Schematic diagram of impactor size-velocity-strain rate ranges for different impact testing techniques.

3 纤维的微弹道冲击

纤维由于其优异的力学性能在抗冲击防护领域有着重要的应用。比如, 凯夫拉(Kevlar)纤维具备低密度、高强度、高韧性等优点, 已被应用于防弹衣、头盔、空天防护领域^[31]。碳纤维由于具备高强度、高模量、低密度等特点, 有望应用于太空电梯^[32]。在这些应用场景中, 纤维会受到强冲击载荷作用。通常, 高性能纤维作为复合材料的增强相, 在受到冲击时通过自身以及与基体的相互作用耗散能量。因此, 研究纤维单丝在高速冲击下的抗冲击性能与耗能机制对于抗冲击防护材料的设计具有重要意义。

由于颗粒和纤维的尺寸很小, 借助传统LIPIT技术很难实现颗粒与纤维的对心碰撞, 这对LIPIT的弹道精度提出了更高的要求。为了尽可能地减少颗粒在冲击纤维过程中的偏转, 冲击前纤维与颗粒的准确定位变得尤为重要。2019年, Xie等人^[18,19]基于传统LIPIT技术通过增设成像系统实现了颗粒与纤维的准确定位, 将弹道精度控制在 $2\ \mu\text{m}$ 以内, 首次将LIPIT用于微米级纤维的微弹道冲击。图3(a)所示为 SiO_2 颗粒($d = 29\ \mu\text{m}$)以 $532\ \text{m s}^{-1}$ 的速度撞击Kevlar纤维($d = 10\ \mu\text{m}$)的原位观测图像。从中可以看出, 该过程与无限长单丝受横向冲击的过程类似, 颗粒的速度逐渐衰减, 损失的动能转化为纤维的动能和应变能。为了定量表征纤维在微弹道冲击下的能量耗散, Xie等人^[18]基于弹道分析提出

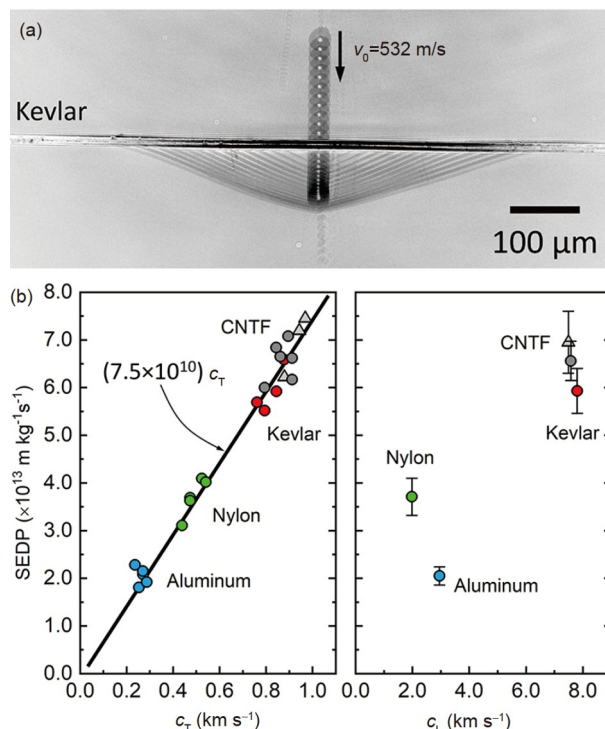


图 3 (网络版彩图)纤维在微弹道冲击下的原位观测结果及能量耗散。(a) SiO_2 颗粒以 $532\ \text{m s}^{-1}$ 的速度撞击Kevlar纤维的原位观测图像(帧间时间为 $25.14\ \text{ns}$)^[18];(b) SEDP与纤维弹性波速(左: 横波; 右: 纵波)的关系^[18]

Figure 3 (Color online) *In-situ* observation results and energy dissipation of fiber under micro-projectile impact. (a) *In-situ* observation of SiO_2 particle impact on Kevlar fiber at $532\ \text{m s}^{-1}$ (interframe time = $25.14\ \text{ns}$) [18]. (b) The relationship between SEDP and elastic wave velocity of fiber (left: transverse wave; right: longitudinal wave) [18]. Copyright©2019, American Chemical Society.

了一个衡量指标——比能量耗散功率(Specific Energy Dissipation Power, SEDP)。该指标反映了纤维在单位时间内的最大耗能, 其定义如下:

$$\text{SEDP} = \max \frac{dE_t^*}{dt}, \quad (1)$$

式中, E_t^* 表示能量耗散比, 反映了颗粒与纤维作用过程中所耗散的能量占总能量的比, 可由下式计算:

$$E_t^* = \frac{E_k(0) - E_k(t)}{E_k(0)\lambda}, \quad (2)$$

式中, $E_k(0)$ 表示颗粒的初始动能, $E_k(t)$ 表示 t 时刻颗粒的动能, λ 表示纤维的线密度。

纤维在微弹道冲击下的能量耗散与波的传播密切相关。微颗粒横向冲击纤维, 会在纤维中产生横波和纵波, 形成横波区域和纵波区域^[33], 微颗粒减少的动能

转化为纤维的应变能和横波区域纤维的动能. 对铝(Al)、尼龙(Nylon)、Kevlar、碳纳米管纤维(CNTF)的研究表明^[18], SEDP与纤维的纵波波速(C_L)并无关联, 而与横波波速(C_T)呈线性关系, 如图3(b)所示, 横波波速更高的纤维有着更高的比能量耗散功率. 这表明, 横波主控了纤维在微弹道冲击下的能量耗散. 最近, Luo等人^[34]的研究进一步表明, 这样的线性关系适用于多种纤维, 可能具有普适性. 虽然目前的研究已经建立了SEDP与 C_T 的关联, 但这种线性关系是否适用于不同的冲击条件, 颗粒直径和冲击速度将会对SEDP产生怎样的影响, 这些问题仍待深入研究.

4 薄膜的微弹道冲击

相较于纤维, 薄膜的微弹道冲击受到更多的关注. 一方面, 由于薄膜的微弹道冲击实验较为成熟且对弹道精度要求不高, 传统的LIPIT技术即可满足需求. 另一方面, 源于薄膜本身的优异性能, 薄膜通常具有极高的面内波速^[16], 可以将局部冲击动能在面内快速耗散, 提高结构的冲击防护能力. 薄膜厚度通常为几十纳米到几百纳米, 有望发展成更轻质的保护材料. 目前, 薄膜的微弹道冲击研究主要关注各类薄膜的抗冲击性能及能量耗散机制. 本节将重点介绍薄膜抗冲击性能评估指标——比穿透能(Specific Penetration Energy), 然后结合该指标介绍各类能量耗散机制及影响因素.

4.1 抗冲击性能评估指标

为了比较各种材料的抗冲击性能, 往往采用弹道极限或比穿透能作为普适性的衡量参数. 弹道极限是用于评估材料承受弹丸动态冲击而不发生破坏的一个关键参数, 表示材料在没有穿孔的情况下可以承受的最大冲击速度. 由于弹道极限难以准确测量, 常用 v_{50} 加以代替. v_{50} 是子弹侵彻被测样品贯穿概率为50%时的入射速度, 它已被广泛地用于评估抗冲击性能和材料的弹道极限^[35].

从能量角度出发, 通过弹道分析, 可以得到衡量薄膜抗冲击性能的另一指标——比穿透能. 下面以Al颗粒($d = 25 \mu\text{m}$)以 500 m s^{-1} 的速度穿透300 nm厚的 Ni_2Ta 非晶合金薄膜为例对该指标进行说明^[36]. 图4(a)显示了Al颗粒在穿透非晶合金纳米薄膜前后的速度衰减和相应的动能损失 ΔE_k :

$$\Delta E_k = \frac{1}{2} m_p (v_i^2 - v_r^2), \quad (3)$$

式中, m_p 表示颗粒的质量, v_i 和 v_r 分别表示颗粒穿透靶材前、后的速度. ΔE_k 由两部分构成: 穿透薄膜的动能损失 E_p 和空气阻力造成的动能损失 E_{air} . E_p 本征地反映了材料对高速颗粒穿透的抵抗能力. 由于薄膜厚度通常很薄, 弹性波在薄膜厚度方向传播产生的能量损失可以忽略不计, E_p 可被进一步表示为

$$E_p = \frac{1}{2} (\rho A_s h) v_i^2 + E_d, \quad (4)$$

式中, ρ 表示薄膜的密度, h 表示薄膜的厚度, A_s 表示颗粒与薄膜撞击区域的面积, $\frac{1}{2} (\rho A_s h) v_i^2$ 表示撞击区域内颗粒传递给薄膜的动能(即局域能量耗散), E_d 表示撞击区域外其他能量耗散机制所造成的动能损失(即离域能量耗散). 从式(4)可以看出, E_p 与薄膜密度、薄膜厚度、撞击区域面积密切相关. 为了比较不同材料、不同厚度薄膜在不同撞击条件下的抗冲击性能, 通常对 E_p 进行归一化, 得到薄膜在微弹道冲击下的比穿透能 E_p^* :

$$E_p^* = \frac{E_p}{\rho A_s h} = \frac{1}{2} v_i^2 + E_d^*, \quad (5)$$

式中, E_d^* 表示归一化的离域能量耗散. 式(5)表明, E_p^* 由两部分构成: 与材料属性无关的 $\frac{1}{2} v_i^2$ 和取决于材料的 E_d^* . E_p^* 反映了单位质量的颗粒投影区域薄膜所产生的能量耗散. 目前, E_p^* 已广泛用于表征薄膜在微弹道冲击下的抗冲击性能, 但该定义的比穿透能反映的是多种能量耗散机制的综合效应, 并不能与某一能量耗散机制直接进行定量关联.

为了探索各类材料能量耗散的物理机制, 目前的研究已对多壁碳纳米管(MWCNT)^[37]、聚偏氟乙烯-三氟乙烯(P(VDF-TrFE))^[38]、聚碳酸酯(PC)^[10]、聚苯乙烯(PS)^[11,12]、氧化石墨烯-丝蛋白纳米复合材料(GO-SF)^[15]、多层石墨烯(MLG)^[12,39]、聚甲基丙烯酸甲酯(PMMA)^[39]、 $\text{Ni}_{60}\text{Ta}_{40}$ 非晶合金^[22]、金^[39]等进行了LIPIT实验并测定了它们的比穿透能, 本文总结如图4(b)所示. 可以看出, 不同材料间的比穿透能差异很大, 但都高于 $E_p^* = 0.5 v_i^2$ 的下限, 大多数材料的比穿透能主要由离域能量耗散贡献. MWCNT薄膜具有最高的比穿透能,

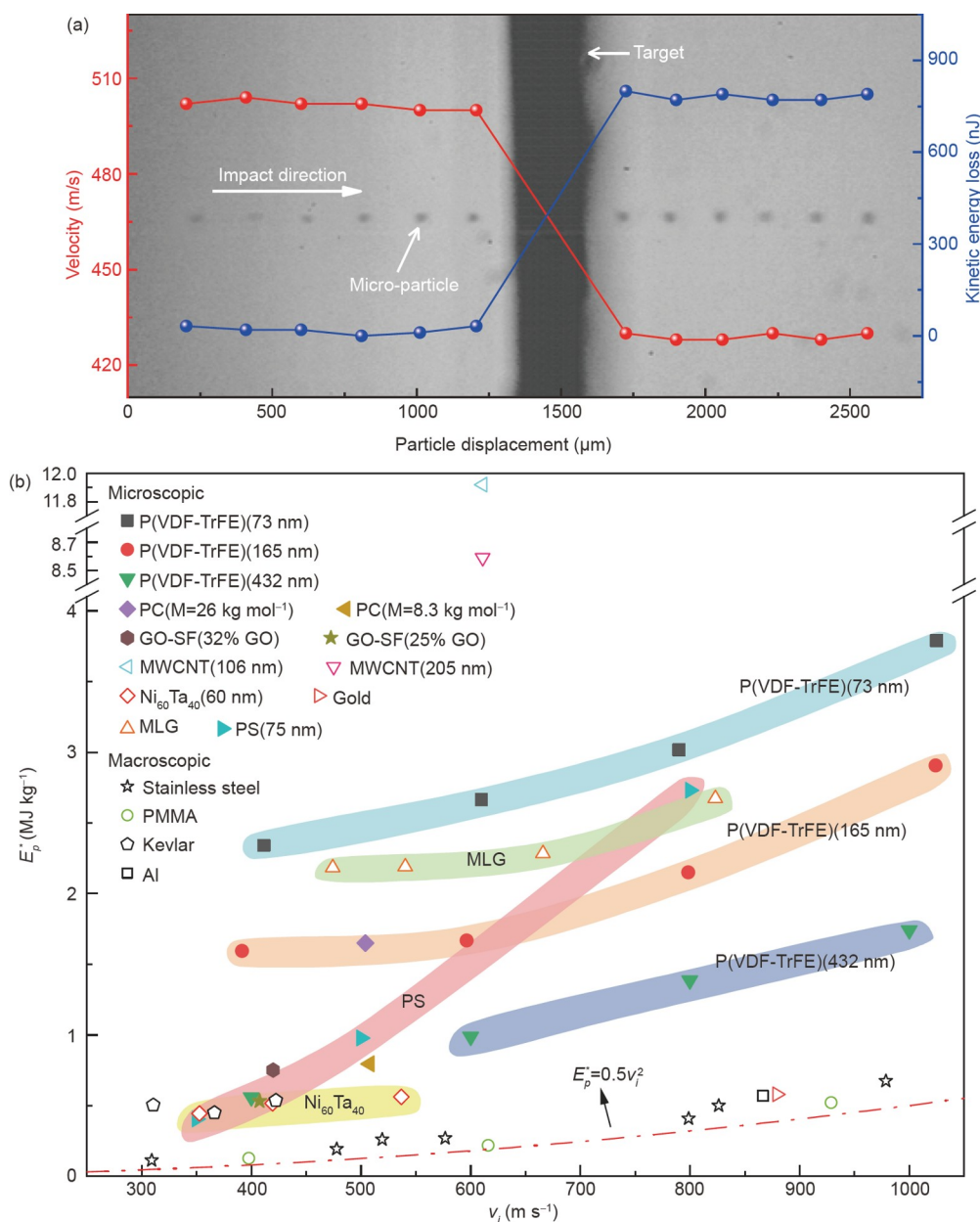


图 4 (网络版彩图)薄膜在微弹道冲击下的原位观测结果与能量耗散. (a) Al颗粒以 500 m s^{-1} 的速度穿透 Ni_2Ta 纳米膜的原位观测结果(图中展示了微颗粒的位置、动能、速度变化. 帧间时间为 200 ns)^[36]; (b) 不同薄膜在微弹道冲击下的比穿透能与冲击速度关系

Figure 4 (Color online) *In-situ* observation results and energy dissipation of films under micro-projectile impact. (a) *In-situ* observation of Al particles penetrating Ni_2Ta nanofilm at 500 m s^{-1} (the figure shows the changes in position, kinetic energy, and velocity of microparticle. Inter-frame time is 200 ns)^[36]. Copyright©2023, American Chemical Society. (b) The relationship between specific penetration energy and impact velocity of different films under micro-projectile impact.

距离 $E_p^* = 0.5v_i^2$ 最远. 聚合物薄膜和MLG薄膜比穿透能普遍较高, 60 nm 厚的 $\text{Ni}_{60}\text{Ta}_{40}$ 非晶合金薄膜的比穿透能与装甲级Kevlar材料相当. 从图中还可以看出, 对于同种材料来说, 薄膜厚度、相对分子质量、成分含

量等因素也会对材料的比穿透能产生较大影响.

4.2 能量耗散机制及影响因素

目前各类薄膜的LIPIT实验表明, MWCNT薄膜具

有最高的比穿透能, 由于MWCNT薄膜的强度和模量对温度不敏感, 材料不会热软化, 因此MWCNT薄膜优异的比穿透能源于其独特的能量耗散机制. Hyon等人^[37]发现, 颗粒表面和碳纳米管之间存在摩擦力, 耗散的能量用于拉直碳纳米管并使其发生滑动. 被拉伸的碳纳米管会在颗粒侧面和后面发生横向聚结, 产生直径更大且排列良好的新纤维, 这些新纤维的拉伸断裂造成了显著的能量耗散. Xiao等人^[40]利用粗粒化分子动力学模拟进一步研究了CNT薄膜的耗能机制, 发现交联密度增加时, CNT间的相互作用增强, CNT膜的能量耗散由弯曲主导耗能机制转变为拉伸-弯曲两个阶段耗能机制, 拉伸耗能可以大幅提升薄膜的比穿透能.

从图4(b)中可以看出, 真空中MLG薄膜的比穿透能仅次于MWCNT薄膜与超薄的P(VDF-TrFE)膜, 这与其优异的离域能量耗散密不可分. 石墨烯薄膜在颗粒冲击下会发生锥形变形并产生径向裂纹, 此外, 部分薄膜还会发生褶皱和折叠, MLG极高的面内波速以及多样的变形导致了其优异的比穿透能^[39]. MLG薄膜在快速变形期间会经历绝热温升, 但效应并不明显. 对于PS来说, 绝热温升的效应非常显著, 图4(b)中PS薄膜

的比穿透能随速度增加而快速增长也印证了这一点. 绝热温升会导致PS结构发生相变, 增强链的流动性^[41]. PS链间滑动产生的链缠结和摩擦力使PS薄膜表现出优异的抗冲击性能^[11]. 相较于75 nm厚的PS薄膜, 73 nm厚的P(VDF-TrFE)薄膜在相同的颗粒撞击速度下表现出更高的比穿透能, 这源于其多样的能量耗散机制. 除了显著的绝热温升和复杂的黏弹性、黏塑性变形, 范德华力进一步增强、增韧了P(VDF-TrFE)薄膜, 使其表现出优异的比穿透能^[38]. 不同于PS和P(VDF-TrFE)薄膜, PC的独特之处在于绝热温升对其高应变率下的力学行为没有显著贡献^[42]. 进一步的研究表明, PC薄膜通过形成大量褶皱来耗散冲击能量^[10].

不同于聚合物薄膜, 金属薄膜一般不能发生较大的变形. 对于高熔点的金属薄膜来说, 绝热温升通常不会引起薄膜的熔化, 因此金属薄膜的能量耗散机制预计会有很大的不同. 本文作者团队^[22]首次实现了纳米级非晶合金薄膜的微弹道冲击穿透. 如图5所示为薄膜厚度和颗粒冲击速度变化时非晶合金纳米薄膜的穿孔形貌^[36]. 可以看出, 非晶合金纳米薄膜可以通过剪切带的形核与发展实现能量耗散的去局域化. 当薄膜厚度改变时, 还会出现韧脆转变现象. 这与前面几

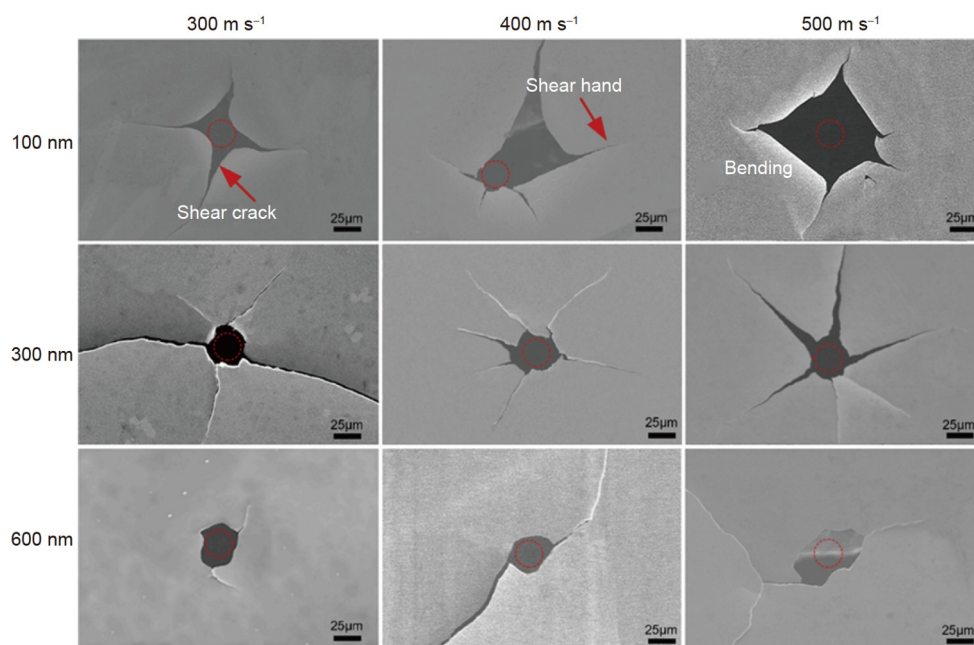


图 5 (网络版彩图)不同厚度和颗粒冲击速度下非晶合金纳米薄膜的穿孔形貌^[36]

Figure 5 (Color online) Perforation morphology of metallic glass nanofilms with different thicknesses and under different impact velocities ^[36]. Copyright©2023, American Chemical Society.

种材料的能量耗散机制均不相同. 剪切转变作为非晶合金中的基本事件可以在纳米尺度发生, 在高应变率载荷下, 剪切转变的局部自组装形成剪切带, 进一步发展形成裂纹导致薄膜开裂^[43], 这种独特的能量耗散机制导致了非晶合金纳米薄膜较高的比穿透能. 目前, 对于各类薄膜的能量耗散机制已有一定的研究, 不同能量耗散机制的定量分析与比较仍待开展.

不同材料比穿透能的差异主要由能量耗散机制的差异引起, 对于同一材料来说, 其比穿透能还受多种因素的影响, 比如相对分子质量^[10]、缠结密度^[12]、薄膜厚度^[38]、是否分层^[44]等. 这些因素通过改变局域、离域响应的具体形式, 或者改变局域、离域响应的强烈程度来影响薄膜的抗冲击性能. 相对分子质量通过影响塑性变形大小从而影响薄膜的比穿透能. Chan等人^[10]对PC薄膜的研究发现, 相对分子质量高的PC薄膜在颗粒冲击后出现了更多的褶皱变形区且更容易发生应变硬化, 因此其比穿透能更高. 与相对分子质量的影响类似, 较高的缠结密度可以延迟碰撞区域脆性断裂的发生, 更大的塑性变形增加了能量耗散^[12].

厚度作为薄膜的重要参数, 对其抗冲击性能有重要的影响. 从图4(b)可以看出, 不同厚度的相同材料薄膜比穿透能差异很大, 厚膜的比穿透能比薄膜低得多. 薄膜厚度对 E_p^* 的影响机制是多样的, 通常与材料种类密切相关. 在定性方面, 对于非晶合金薄膜, 厚度变化时产生的韧脆转变现象源于剪切带形核和扩展的竞争^[36]. 对于P(VDF-TrFE)薄膜, 厚膜内具有大量随机分布的大尺寸结晶畴和更高的结晶度, 这限制了聚合物链的移动并降低了厚膜的延展性, 因此厚膜在更低的应变下即发生失效^[38]. 对于MLG和PMMA复合膜, 厚膜更容易因撞击产生的应力波发生类似剥落的破坏^[45]. 在定量方面, Zhu等人^[46]量化了比穿透能与薄膜厚度的关系, 发现 E_p^* 与 $h^{-0.5}$ 成正比. 本文作者团队首次探索了非晶合金纳米薄膜能量耗散的尺寸效应, 推导了非晶合金薄膜抗冲击性能的几何标度律^[36]. 如图6所示, 标度律表明无量纲比穿透能取决于两个重要参数: 损伤数、颗粒直径与薄膜厚度比(d/h). 这一标度律为制备具有优异抗冲击性能的非晶合金薄膜提供了指导. 然而, 目前的几何标度律是基于MD模拟和量纲分析结果建立的, 在 d/h 较大时预测结果与实验数据偏离很大. 此外, 在量纲分析中用静态强度取代动态强度

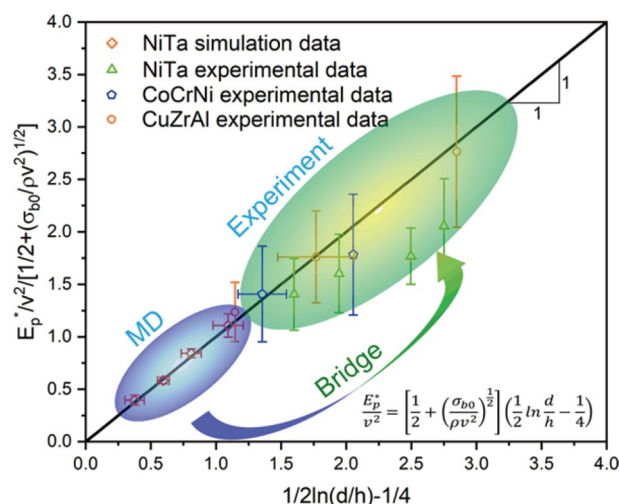


图6 (网络版彩图)非晶合金纳米薄膜能量耗散的几何标度律^[36]

Figure 6 (Color online) Geometric scaling law of energy dissipation in metallic glass nanofilms [36]. Copyright©2023, American Chemical Society.

时并没有将应变率作为独立的参量, 因此该结果的适用性仍需进一步验证.

5 块体的微弹道冲击

比穿透能已成为衡量薄膜能量耗散的重要指标, 但这一指标对块体并不适用, 这源于块体在微弹道冲击下能量耗散的复杂性. 通常, 高速撞击下微颗粒不会穿透块体靶材. 此外, 金属微颗粒撞击金属靶时往往会发生较大的塑性变形, 该塑性变形产生的能量耗散不可忽略. 因此, 定量表征不同靶材的抗冲击性能较为困难. 目前, 块体的微弹道冲击研究主要关注各类动力学现象且更多关注金属颗粒冲击金属靶体. 本节将重点介绍金属颗粒冲击金属靶体时的颗粒反弹与附着现象, 并简要介绍聚合物靶体的超弹性变形现象.

5.1 反弹幂律与靶体变形状态

激光驱动颗粒撞击金属靶体, 在撞击速度较小时颗粒会发生反弹. 图7(a)为直径28 μm 的 SiO_2 颗粒以160 m s^{-1} 的速度撞击非晶合金块体的原位观测结果, 颗粒以113 m s^{-1} 的速度反弹并保持球形, 未观测到颗粒和靶体显著的塑性变形. 利用颗粒的冲击速度 v_i 和反弹速度 v_r , 可以求得反弹过程的关键参数——恢复系数 e , 其定义如下式所示:

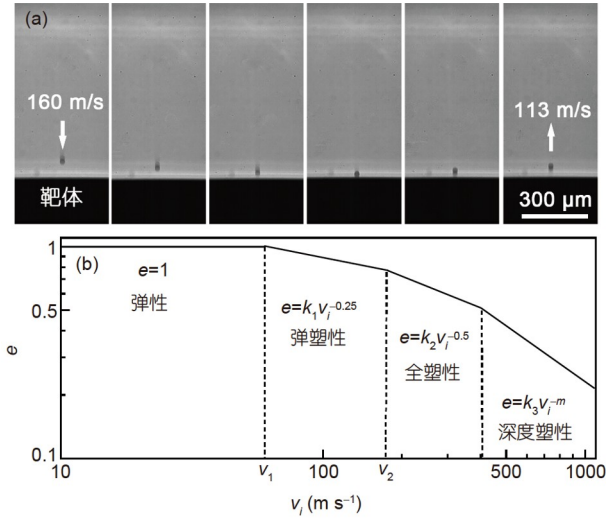


图 7 块体在微弹道冲击下的原位观测结果及 $e-v_i$ 示意图. (a) SiO_2 颗粒以 160 m s^{-1} 的速度撞击非晶合金块体的原位观测图像(帧间时间为 200 ns , 标尺一致); (b) 块体靶在微弹道冲击下的 $e-v_i$ 示意图

Figure 7 *In-situ* observation and $e-v_i$ schematic diagram of bulk target under micro-projectile impact. (a) *In-situ* observation of SiO_2 particles impacting bulk amorphous alloy at 160 m s^{-1} (The inter-frame time is 200 ns , and the scale is consistent); (b) $e-v_i$ schematic diagram of micro-projectile impact on bulk target.

$$e = \frac{v_r}{v_i}, \quad (6)$$

恢复系数一定程度上反映了靶体的能量耗散与抗冲击性能, 通常与颗粒冲击速度密切相关. 根据恢复系数与颗粒冲击速度的关系, 如图 7(b) 所示, 可以将反弹划分为四类, 分别对应了靶体的四个变形阶段: 弹性变形、弹塑性变形、全塑性变形、深度塑性变形^[47].

当颗粒冲击速度很低时, 靶体和颗粒均发生弹性变形, 恢复系数等于 1. 当颗粒冲击速度超过屈服速度 v_1 (即靶体发生屈服时对应的速度) 后, 靶体处于弹塑性变形状态. 此时恢复系数与颗粒冲击速度满足幂律关系: $e = k_1 v_i^{-0.25}$, 式中 k_1 表示与材料相关的系数. 在该阶段, 基于 Hertz 理论^[48], Johnson^[48] 和 Thornton^[49] 分别推导了恢复系数的理论解, 然而他们的模型均假设曲率半径在加载期间为常数. 事实上, 由于颗粒与靶体的塑性变形, 接触面的轮廓会发生改变, 导致曲率半径的变化. 后来, Li 等人^[50] 通过假定曲率半径与塑性位移的关系, 成功解决了这一问题. 随着冲击速度的继续增加, 摩擦和塑性耗散的影响越来越显著和复杂, 靶体进入全塑性变形状态^[51]. 在该阶段恢复系数与颗

粒冲击速度满足: $e = k_2 v_i^{-0.5}$, 式中 k_2 表示与材料相关的系数. 由于该阶段颗粒冲击速度较高, 靶体耗能机制较复杂, 恢复系数与颗粒冲击速度的具体关系主要通过数值模拟导出^[47,51], 并通过实验进行验证^[52-54]. 当颗粒速度进一步增加时, 靶体由全塑性变形状态转变为深度塑性变形状态. 在该阶段, 需要考虑塑性功转化的热、颗粒和靶体的热传递以及与温度相关的材料特性, 恢复系数与冲击速度的关系更加复杂: $e = k_3 v_i^{-m}$, 式中 k_3 , m 均表示与材料相关的系数. 对于不同的颗粒-靶体系统, m 的值往往不同, 通常都大于 0.5 ^[47].

目前, 已有部分研究利用 LIPIT 探索了靶体由全塑性变形到深度塑性变形的转变. 主要观点为该转变源于高速下的新能量耗散机制. 可能的机制包括: 材料溅射造成动能损失^[54]、颗粒和靶体之间形成瞬态附着^[54]、颗粒反弹时旋转带有角动能^[53]、撞击颗粒的部分动能直接流向靶体用于靶体的熔化^[55]. 然而, 由于溅射的材料往往以碎片云形式出现, 其平均速度难以准确测算. 此外, 材料溅射程度很小时附着区域并不明显. 因此当前的各种分析仍然存在较大的误差. 由于高速碰撞现象的复杂性, 目前对于靶体全塑性变形和深度塑性变形的研究仍以模拟和实验为主, 还无法在理论上推导完备的 $e-v_i$ 关系.

如前所述, 不同靶体的微弹道冲击存在一定的共性, 即高速冲击下恢复系数与颗粒冲击速度满足幂律关系. 不同点在于, 幂律系数与靶材种类密切相关, 这在物理上源于靶体塑性变形的差异. 对于常见的金属靶体(如 Cu, Fe, Al 等)来说, 微颗粒冲击通常会在靶体上形成较为光滑的撞击坑^[53,56], 很少观察到剪切带. 非晶合金由于其独特的变形机制, 在高应力或高应变率条件下, 极易形成局部化剪切带^[57]. 最近, 本文作者利用 LIPIT 对 Vitreloy 1 非晶合金及其晶化样品进行了微弹道冲击实验. 图 8 所示为直径 $29 \mu\text{m}$ SiO_2 颗粒以约 580 m s^{-1} 的速度撞击 Vitreloy 1 块体后的弹坑形貌, 可以看出, 铸态和晶态靶体的撞击坑内均产生大量剪切带且剪切带相互交割. 不同的是, 铸态靶体的撞击坑半径更大且坑外出现少量剪切带, 部分坑外的剪切带已经发生交割, 这表明块体非晶合金已经出现显著的离域能量耗散. 这种独特的离域能量耗散来源于非晶合金应变率相关的结构动力学^[58,59].

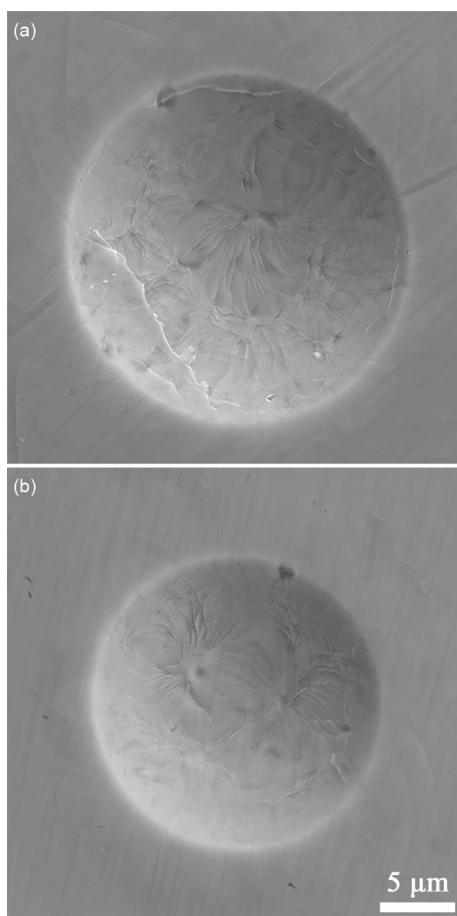


图 8 SiO_2 颗粒撞击 Vitreloy 1 块体后的弹坑形貌. (a) 靶体为铸态块体, $v_i = 582 \text{ m s}^{-1}$; (b) 靶体为晶态块体, $v_i = 585 \text{ m s}^{-1}$
Figure 8 The crater morphology of SiO_2 particles impacting on bulk Vitreloy 1 target. (a) The target is as-cast, $v_i = 582 \text{ m s}^{-1}$; (b) the target is crystalline, $v_i = 585 \text{ m s}^{-1}$.

不同于常见的金属靶体, 一些聚合物靶体可以发生大变形, 在微颗粒高速冲击下可以表现出独特的超弹性变形现象^[60,61]. 聚氨酯(PUU)的LIPIT实验发现^[60]: 高速颗粒完全穿透到靶体中然后反弹, 撞击后的靶体未出现损伤. 进一步研究表明, 不同组分含量的PUU都未表现出明显的塑性变形^[61], 说明超弹性变形在该材料体系可能具有普遍性. 这一变形产生的原因是多方面的, 在应变率约 10^8 s^{-1} 时, PUU的组分可能会发生变形诱导的玻璃化转变, 从而导致PUU在冲击下的整体超弹性响应. 无独有偶, 聚脲中也发现高速冲击下的玻璃化转变^[62]. 此外, 高速冲击时的绝热温升也可能发挥作用. 除了热软化和玻璃态转变, 分子间氢键在动态硬化和强化中起着关键作用, 因此分子间氢键

促进的自愈合也可能是PUU超弹性变形的原因之一^[60]. 目前, 块体的微弹道冲击主要关注金属和聚合物靶体, 部分新材料已显示出良好的抗冲击性能^[63,64], 但相关理论研究还相对滞后.

5.2 颗粒附着现象及机制

当金属微颗粒冲击速度超过临界速度(即颗粒沉积于靶体的最小速度)后, 颗粒不再反弹, 而是附着在靶体上^[65]. 附着变形的模式主要为三类: 扁平、共同变形和穿透^[52]. 在扁平变形时, 颗粒发生较大的塑性变形, 变得严重扁平且边缘发生显著撕裂. 在共同变形时, 颗粒和靶体发生程度相似的塑性变形. 颗粒的形状近似为扁球体, 恢复系数与冲击速度的关系存在显著的全塑性段. 在穿透变形时, 靶体发生较大的塑性变形. 颗粒没有明显变形, 形状接近球体, 恢复系数与冲击速度的关系存在显著的深度塑性段. 为了判断不同颗粒-靶体系统的变形模式, Hassani等人^[52]从损伤数出发, 给出了一个基于材料特性的指标——冲击模式比 R :

$$R = \frac{(\rho C_0^2 Y_d)_p}{(\rho C_0^2 Y_d)_s}, \quad (7)$$

式中, Y_d 表示材料的动态屈服强度, C_0 表示冲击波的波速, 下标 p 表示颗粒, s 表示靶体. 当 $R \approx 1$ 时, 预计会发生共同变形, 较大和较小的 R 值分别对应了穿透和扁平模式. R 给出了变形模式量化的参考标准, 然而, 具体的 R 值取决于给定的金属颗粒-靶体系统. 最近, Dong等人^[66]的研究发现, 这一参数同样适用于非金属颗粒-金属靶体系统.

颗粒由反弹到附着的转变机制在冷喷涂领域中早有研究, 目前已有众多机制被提出, 包括绝热剪切不稳定性^[67]、氧化层破裂^[68]、局部熔化^[69]、扩散^[70]、界面非晶化^[71]. 绝热剪切不稳定性是冷喷涂文献中主张的附着机制, 该理论认为撞击时的绝热剪切不稳定性导致材料的溅射, 材料溅射通过在颗粒-靶体界面处产生的大应变导致黏结, 实现颗粒附着于靶体. 然而类似的材料溅射现象在液滴冲击^[72]、聚能射流^[73]和爆炸焊接等领域中通常被视作压力驱动现象. 基于LIPIT和数值模拟的结果表明, 实现附着所需的大界面应变不一定需要绝热剪切不稳定性来触发, 颗粒撞击靶体时的溅射是由于强压力波与颗粒膨胀边缘相互作用而形

成的^[74]。此外, 靶体变形达到阈值对于颗粒的附着至关重要^[75]。这从动力学角度提供了颗粒附着机制的新观点。

除了溅射现象, 高速颗粒在撞击靶体时的绝热温升会导致靶体局部界面的熔化^[76]。从焊接到增材制造中的选区激光熔化, 熔化长期以来一直被用于连接金属材料。从这个角度出发, 局部熔化可以为高速金属微粒附着于靶体提供有利条件。然而, Hassani-Gangaraj等人^[77]对Al颗粒撞击Zn和Sn靶体的LIPIT实验表明, 靶体的局部熔化不利于附着, 原因在于靶体熔化后再凝固的时间太长, 比颗粒停留在靶体上的时间长几个数量级, 因此低强度液体界面很容易被快速反弹的颗粒冲破, 这从热力学角度为微颗粒撞击附着机制提供了新的观点。虽然这些新观点经受住了部分质疑^[78,79], 但仍待更多工作的进一步验证。目前一个完备且普适的附着理论仍待发展, 利用LIPIT对附着机理进行研究将会是一种高效便捷的途径。

6 总结与展望

本文介绍了LIPIT技术的发展历程、系统构成和工作原理, 对纤维、薄膜在微弹道冲击下的能量耗散进行了详细总结, 对块体在微弹道冲击下的典型物理现象、物理规律进行了概述, 主要结论有以下几点。

(1) 通过弹道动力学分析, 可以量化不同维度靶材

的能量耗散, 评估不同材料的抗冲击性能。对于一维纤维、二维薄膜、三维块体靶材, 分别采用比能量耗散功率、比穿透能、恢复系数反映其能量耗散能力。

(2) 靶材的能量耗散与材料种类和几何维度密切相关。对于一维纤维, 能量耗散与横波波速成正比。对于二维薄膜, 主要的能量耗散机制包括: 通过极高的面内波速、剪切带实现能量快速离域, 黏弹性、黏塑性变形, 显著的绝热温升, 分子间作用力耗能。对于三维块体, 能量耗散主要来源于靶体的塑性变形、绝热温升相变等机制。

(3) 随颗粒冲击速度的增加, 金属靶变形状态呈现弹性变形-弹塑性变形-全塑性变形-深度塑性变形的转变, 导致不同的颗粒反弹规律。当冲击速度超过某一临界速度后, 颗粒由反弹转变为附着, 附着变形存在多种形式, 可结合冲击模式比进行分析。

虽然LIPIT已广泛用于聚合物、纳米复合材料、金属等靶材的微弹道冲击研究, 但作为一种新兴的实验技术, 其发展历史也不过十几年。基于LIPIT的研究仍有很多亟待解决的问题, 本文列举部分如下: (1) 更高发射速度与弹道精度的微尺度LIPIT技术; (2) 纳米尺度LIPIT技术; (3) 基于能量耗散调控的高性能抗冲击防护材料设计; (4) 靶体的变形状态转变模型及颗粒附着机制; (5) 新型材料的微弹道冲击; (6) 微弹道冲击下靶材能量耗散的维度效应; (7) 微颗粒对撞过程的动力学行为与损伤失效机制。

参考文献

- 1 Pepi M, Squillacioti R, Pfledderer L, et al. Solid particle erosion testing of helicopter rotor blade materials. *J Fail Anal Preven*, 2012, 12: 96–108
- 2 Moridi A, Hassani-Gangaraj S M, Guagliano M, et al. Cold spray coating: Review of material systems and future perspectives. *Surf Eng*, 2014, 30: 369–395
- 3 Huang X, Ling Z, Liu Z D, et al. Amorphous alloy reinforced Whipple shield structure. *Int J Impact Eng*, 2012, 42: 1–10
- 4 Hofmann D C, Hamill L, Christiansen E, et al. Hypervelocity impact testing of a metallic glass-stuffed Whipple shield. *Adv Eng Mater*, 2015, 17: 1313–1322
- 5 Li Y, Fan H, Gao X L. Ballistic helmets: Recent advances in materials, protection mechanisms, performance, and head injury mitigation. *Compos Part B-Eng*, 2022, 238: 109890
- 6 Maiman T H. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 1960, 187: 493–494
- 7 Obenschain S P, Lehmberg R H, Ripin B H. Beam nonuniformity effects on laser ablatively accelerated targets. *Appl Phys Lett*, 1980, 37: 903–906
- 8 Veyssset D, Lee J H, Hassani M, et al. High-velocity micro-projectile impact testing. *Appl Phys Rev*, 2021, 8: 011319
- 9 Lee J H, Veyssset D, Singer J P, et al. High strain rate deformation of layered nanocomposites. *Nat Commun*, 2012, 3: 1164
- 10 Chan E P, Xie W, Orski S V, et al. Entanglement density-dependent energy absorption of polycarbonate films via supersonic fracture. *ACS*

- [Macro Lett](#), 2019, 8: 806–811
- 11 Hyon J, Lawal O, Fried O, et al. Extreme energy absorption in glassy polymer thin films by supersonic micro-projectile impact. [Mater Today](#), 2018, 21: 817–824
- 12 Xie W, Lee J H. Dynamics of entangled networks in ultrafast perforation of polystyrene nanomembranes. [Macromolecules](#), 2020, 53: 1701–1705
- 13 Imbriglio S I, Hassani-Gangaraj M, Veyssat D, et al. Adhesion strength of titanium particles to alumina substrates: A combined cold spray and LIPIT study. [Surf Coatings Tech](#), 2019, 361: 403–412
- 14 Tiamiyu A A, Pang E L, Chen X, et al. Nanotwinning-assisted dynamic recrystallization at high strains and strain rates. [Nat Mater](#), 2022, 21: 786–794
- 15 Xie W, Tadeipalli S, Park S H, et al. Extreme mechanical behavior of nacre-mimetic graphene-oxide and silk nanocomposites. [Nano Lett](#), 2018, 18: 987–993
- 16 Wu X Q, Huang C G. Laser driven explosion and shock wave: A review (in Chinese). *High Power Laser Particle Beams*, 2022, 34: 011003 [吴先前, 黄晨光. 强激光驱动爆炸与冲击效应. *强激光与粒子束*, 2022, 34: 011003]
- 17 Veyssat D, Sun Y, Kooi S E, et al. Laser-driven high-velocity microparticle launcher in atmosphere and under vacuum. [Int J Impact Eng](#), 2020, 137: 103465
- 18 Xie W T, Zhang R Y, Headrick R J, et al. Dynamic strengthening of carbon nanotube fibers under extreme mechanical impulses. [Nano Lett](#), 2019, 19: 3519–3526
- 19 Xie W T. Extreme Dynamics of Nanomaterials under High-rate Mechanical Stimuli. Dissertation for Doctoral Degree. Amherst: University of Massachusetts, 2019
- 20 Reiser A, Schuh C A. Microparticle impact testing at high precision, higher temperatures, and with lithographically patterned projectiles. [Small Methods](#), 2022, 7: 2201028
- 21 Gu Z P, Cheng Y J, Xiao K L, et al. Geometrical scaling law for laser-induced micro-projectile impact testing. [Int J Mech Sci](#), 2022, 223: 107289
- 22 Dong J L, Song X, Wang Z J, et al. Impact resistance of single-layer metallic glass nanofilms to high-velocity micro-particle penetration. [Extreme Mech Lett](#), 2021, 44: 101258
- 23 Song X, Wu X Q, Xiao K L, et al. Nanosecond laser ablation of a metallic glass in water: A high time-resolved imaging study. [Philos Mag](#), 2020, 100: 2708–2720
- 24 Hopkinson B. A method of measuring the pressure produced in the detonation of high explosives or by the impact of bullets. *Proc R Soc Lond A*, 1914, 213: 437–456
- 25 Chen J H, Chen Y, Jiang M Q, et al. Dynamic shear punch behavior of tungsten fiber reinforced Zr-based bulk metallic glass matrix composites. [Int J Impact Eng](#), 2015, 79: 22–31
- 26 Ding G, Li C, Zaccane A, et al. Ultrafast extreme rejuvenation of metallic glasses by shock compression. [Sci Adv](#), 2019, 5: 7
- 27 Marshall J. Performance of a hydromagnetic plasma gun. [Phys Fluids](#), 1960, 3: 134–135
- 28 Amsel G, Nadai J P, D'Artemare E, et al. Microanalysis by the direct observation of nuclear reactions using a 2 MeV Van de Graaff. [Nucl Instruments Methods](#), 1971, 92: 481–498
- 29 Watson S, Field J E. Integrity of thin, laser-driven flyer plates. [J Appl Phys](#), 2000, 88: 3859–3864
- 30 Paisley D L, Luo S N, Greenfield S R, et al. Laser-launched flyer plate and confined laser ablation for shock wave loading: Validation and applications. [Rev Sci Instrum](#), 2008, 79: 8
- 31 Lee B L, Walsh T F, Won S T, et al. Penetration failure mechanisms of armor-grade fiber composites under impact. [J Composite Mater](#), 2016, 35: 1605–1633
- 32 Edwards B C. Design and deployment of a space elevator. [Acta Astronaut](#), 2000, 47: 735–744
- 33 Smith J C, Mccrackin F L, Schiefer H F. Stress-strain relationships in yarns subjected to rapid impact loading. Part V: Wave propagation in long textile yarns impacted transversely. [J Res Natl Bur Stan](#), 1958, 60: 517–534
- 34 Luo J, Wen Y, Jia X, et al. Fabricating strong and tough aramid fibers by small addition of carbon nanotubes. [Nat Commun](#), 2023, 14: 3019
- 35 Johnson T H, Freeman L, Hester J, et al. A comparison of ballistic resistance testing techniques in the department of defense. [IEEE Access](#), 2014, 2: 1442–1455
- 36 Cheng Y, Dong J, Li F, et al. Scaling law for impact resistance of amorphous alloys connecting atomistic molecular dynamics with macroscale experiments. [ACS Appl Mater Interfaces](#), 2023, 15: 13449–13459

- 37 Hyon J, Lawal O, Thevamaran R, et al. Extreme energy dissipation via material evolution in carbon nanotube mats. *Adv Sci*, 2021, 8: 2003142
- 38 Cai J, Thevamaran R. Superior energy dissipation by ultrathin semicrystalline polymer films under supersonic microprojectile impacts. *Nano Lett*, 2020, 20: 5632–5638
- 39 Lee J H, Loya P E, Lou J, et al. Dynamic mechanical behavior of multilayer graphene via supersonic projectile penetration. *Science*, 2014, 346: 1092–1096
- 40 Xiao K, Lei X, Chen Y, et al. Extraordinary impact resistance of carbon nanotube film with crosslinks under micro-ballistic impact. *Carbon*, 2021, 175: 478–489
- 41 Bowman A L, Chan E P, Lawrimore W B, et al. Supersonic impact response of polymer thin films via large-scale atomistic simulations. *Nano Lett*, 2021, 21: 5991–5997
- 42 Kendall M J, Siviour C R. Experimentally simulating high-rate behaviour: Rate and temperature effects in polycarbonate and PMMA. *Phil Trans R Soc A*, 2014, 372: 20130202
- 43 Zeng F, Jiang M Q, Dai L H. Dilatancy induced ductile-brittle transition of shear band in metallic glasses. *Proc R Soc A*, 2018, 474: 20170836
- 44 Xie W, Lee J H. Intrinsic dynamics and toughening mechanism of multilayer graphene upon microbullet impact. *ACS Appl Nano Mater*, 2020, 3: 9185–9191
- 45 Chiang C C, Breslin J, Weeks S, et al. Dynamic mechanical behaviors of nacre-inspired graphene-polymer nanocomposites depending on internal nanostructures. *Extreme Mech Lett*, 2021, 49: 101451
- 46 Zhu Y, Giuntoli A, Hansoge N, et al. Scaling for the inverse thickness dependence of specific penetration energy in polymer thin film impact tests. *J Mech Phys Solids*, 2022, 161: 104808
- 47 Yildirim B, Yang H K, Gouldstone A, et al. Rebound mechanics of micrometre-scale, spherical particles in high-velocity impacts. *Proc Math Phys Eng Sci*, 2017, 473: 20160936
- 48 Johnson K L. *Contact Mechanics*. Cambridge: Cambridge University Press, 1985
- 49 Thornton C. Coefficient of restitution for collinear collisions of elastic-perfectly plastic spheres. *J Appl Mech*, 1997, 64: 383–386
- 50 Li L Y, Wu C Y, Thornton C. A theoretical model for the contact of elastoplastic bodies. *Proc Inst Mech Engineers Part C-J Mech Eng Sci*, 2002, 216: 421–431
- 51 Wu C, Li L, Thornton C. Rebound behaviour of spheres for plastic impacts. *Int J Impact Eng*, 2003, 28: 929–946
- 52 Hassani M, Veysset D, Sun Y, et al. Microparticle impact-bonding modes for mismatched metals: From co-deformation to splatting and penetration. *Acta Mater*, 2020, 199: 480–494
- 53 Sun Y, Veysset D, Nelson K A, et al. *In situ* observations of jetting in the divergent rebound regime for high-velocity metallic microparticle impact. *Appl Phys Lett*, 2020, 117: 134105
- 54 Sun Y, Veysset D, Nelson K A, et al. The transition from rebound to bonding in high-velocity metallic microparticle impacts: Jetting-associated power-law divergence. *J Appl Mech*, 2020, 87: 091002
- 55 Lienhard J, Veysset D, Nelson K A, et al. Melting and ejecta produced by high velocity microparticle impacts of steel on tin. *J Appl Mech*, 2021, 88: 111005
- 56 Hassani M, Veysset D, Nelson K A, et al. Material hardness at strain rates beyond 10^6 s^{-1} via high velocity microparticle impact indentation. *Scripta Mater*, 2020, 177: 198–202
- 57 Jiang M Q, Dai L H. On the origin of shear banding instability in metallic glasses. *J Mech Phys Solids*, 2009, 57: 1267–1292
- 58 Jiang M Q, Wilde G, Dai L H. Origin of stress overshoot in amorphous solids. *Mech Mater*, 2015, 81: 72–83
- 59 Jiang M Q, Dai L H. Mechanics of amorphous solids (in Chinese). *Chin Sci Bull*, 2022, 67: 2578–2593 [蒋敏强, 戴兰宏. 非晶态固体力学. 科学通报, 2022, 67: 2578–2593]
- 60 Veysset D, Hsieh A J, Kooi S, et al. Dynamics of supersonic microparticle impact on elastomers revealed by real-time multi-frame imaging. *Sci Rep*, 2016, 6: 25577
- 61 Veysset D, Hsieh A J, Kooi S E, et al. Molecular influence in high-strain-rate microparticle impact response of poly(urethane urea) elastomers. *Polymer*, 2017, 123: 30–38
- 62 Bogoslovov R B, Roland C M, Gamache R M. Impact-induced glass transition in elastomeric coatings. *Appl Phys Lett*, 2007, 90: 221910
- 63 Zhang C, Godbole A, Michal G, et al. High shock resistance and self-healing ability of graphene/nanotwinned Cu nanolayered composites. *J Alloys Compd*, 2021, 860: 158435

- 64 Zou S, Theriault D, Gosselin F P. Spiderweb-inspired, transparent, impact-absorbing composite. *Cell Rep Phys Sci*, 2020, 1: 100240
- 65 Chaban I, Sun Y, Veyssset D, et al. The effect of substrate temperature on the critical velocity in microparticle impact bonding. *Appl Phys Lett*, 2021, 119: 011903
- 66 Dong J L, Li F C, Wu X Q, et al. Insights into protective performance of CoCrNi medium entropy alloy coating subjected to supersonic micro-ballistic impact. *Int J Impact Eng*, 2023, 180: 104714
- 67 Grujicic M, Zhao C L, DeRosset W S, et al. Adiabatic shear instability based mechanism for particles/substrate bonding in the cold-gas dynamic-spray process. *Mater Des*, 2004, 25: 681–688
- 68 Li W Y, Li C J, Liao H. Significant influence of particle surface oxidation on deposition efficiency, interface microstructure and adhesive strength of cold-sprayed copper coatings. *Appl Surf Sci*, 2010, 256: 4953–4958
- 69 Li W Y, Zhang C, Guo X, et al. Study on impact fusion at particle interfaces and its effect on coating microstructure in cold spraying. *Appl Surf Sci*, 2007, 254: 517–526
- 70 Guetta S, Berger M H, Borit F, et al. Influence of particle velocity on adhesion of cold-sprayed splats. *J Therm Spray Tech*, 2009, 18: 331–342
- 71 Ko K H, Choi J O, Lee H. The interfacial restructuring to amorphous: A new adhesion mechanism of cold-sprayed coatings. *Mater Lett*, 2016, 175: 13–15
- 72 Rein M. Phenomena of liquid drop impact on solid and liquid surfaces. *Fluid Dyn Res*, 1993, 12: 61–93
- 73 Murr L E, Niou C S, Sanchez J C, et al. Comparison of beginning and ending microstructures in metal shaped charges as a means to explore mechanisms for plastic deformation at high rates. *J Mater Sci*, 1995, 30: 2747–2758
- 74 Hassani-Gangaraj M, Veyssset D, Champagne V K, et al. Adiabatic shear instability is not necessary for adhesion in cold spray. *Acta Mater*, 2018, 158: 430–439
- 75 Razavipour M, Jodoin B. Material model for predicting dynamic response of copper and nickel at very high strain rates under cold spray conditions. *J Therm Spray Tech*, 2021, 30: 324–343
- 76 Hassani-Gangaraj M, Veyssset D, Nelson K A, et al. Melt-driven erosion in microparticle impact. *Nat Commun*, 2018, 9: 5077
- 77 Hassani-Gangaraj M, Veyssset D, Nelson K A, et al. Melting can hinder impact-induced adhesion. *Phys Rev Lett*, 2017, 119: 175701
- 78 Assadi H, Gärtner F, Klassen T, et al. Comment on “Adiabatic shear instability is not necessary for adhesion in cold spray”. *Scripta Mater*, 2019, 162: 512–514
- 79 Hassani-Gangaraj M, Veyssset D, Champagne V K, et al. Response to Comment on “Adiabatic shear instability is not necessary for adhesion in cold spray”. *Scripta Mater*, 2019, 162: 515–519

Laser-induced micro-projectile impact

JING XiaoHui^{1,2}, CAI SongLin¹, WU XianQian³, DAI LanHong^{1,2} & JIANG MinQiang^{1,2*}

¹ The State Key Laboratory of Nonlinear Mechanics, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

² School of Engineering Science, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

³ Key Laboratory for Mechanics in Fluid Solid Coupling Systems, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

*Corresponding author (email: mqjiang@imech.ac.cn)

The high-velocity micro-projectile impact is closely related to many important fields, such as micrometeorite impact on spacecraft, dust impact on engine blades, and cold spray. The laser-induced particle impact test (LIPIT) was proposed in 2010 as a new dynamic loading technique. Compared with other micro-projectile techniques, the unique advantage of LIPIT is its ability to effectively manipulate individual microparticle. A single micro-projectile impact on various targets (especially low-dimensional materials) can be performed using the LIPIT technique. LIPIT has been widely used for studying micro-projectile impact on polymers, nanocomposites, metals, and other materials. In this paper, the development history of LIPIT is briefly reviewed, and the work principle and setup of LIPIT are described in detail. Moreover, the impact of the micro-projectile on various targets is summarized, including the characterization of impact resistance based on the micro-ballistic analysis, the energy dissipation mechanism, the dynamic phenomena (rebound and adhesion), and the physical mechanism (power law of rebound and mechanism of adhesion). This review concludes with a summary of the main aspects that deserve further investigation. The included aspects are as follows: (1) microscale LIPIT technique with higher velocity and ballistic accuracy, (2) LIPIT technique down to nanoscale, (3) energy-dissipation-driven design of high-performance impact-resistant materials, (4) transition mechanism of target deformation and particle adhesion, (5) micro-projectile impact on newly developed materials, (6) target dimensional effect of energy dissipation under micro-projectile impact, and (7) dynamic behavior and damage mechanism of microparticle collisions.

LIPIT, micro-projectile impact, rebound, penetration, energy dissipation mechanism

PACS: 41.75.Jv, 45.50.-j, 45.50.Tn, 62.20.-x, 62.25.+g

doi: [10.1360/SSPMA-2023-0256](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2023-0256)