

大气环境下飞秒激光对铝靶烧蚀过程的研究

康小卫 陈龙 陈洁 盛政明

Femtosecond laser ablation of an aluminum target in air

Kang Xiao-Wei Chen Long Chen Jie Sheng Zheng-Ming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 055204 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.055204

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.055204>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I5>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

表面绝缘铝平面丝阵 Z 箍缩实验研究

Experimental study of insulated aluminum planar wire array Z pinches

物理学报.2014, 63(5): 055201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.055201>

支持向量机算法在激光诱导击穿光谱技术塑料识别中的应用研究

Identification of plastics by laser-induced breakdown spectroscopy combined with support vector machine algorithm

物理学报.2013, 62(21): 215201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.215201>

激光烧蚀高纯 Zn 形成的微米金属球体对后续脉冲激光的耦合增强效应

Effect of laser-induced zinc micro-spheres on enhanced absorption of subsequent pulse laser

物理学报.2013, 62(16): 165202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.165202>

等离子体合成射流能量效率及工作特性研究

Energy efficiency and performance characteristics of plasma synthetic jet

物理学报.2013, 62(12): 125207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.125207>

透镜到靶材的距离对脉冲激光诱导等离子体的影响机理研究

The mechanism of effect of lens-to-sample distance on laser-induced plasma

物理学报.2013, 62(2): 025203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.025203>

大气环境下飞秒激光对铝靶烧蚀过程的研究*

康小卫 陈龙 陈洁 盛政明†

(上海交通大学物理与天文系, 激光等离子体实验室, 上海 200240)

(2015年9月14日收到; 2015年12月20日收到修改稿)

利用时间分辨的光阴影成像技术研究了在大气环境下飞秒激光烧蚀铝靶的动态过程. 在入射激光能量为 4 mJ, 激光光斑超过 1 mm 时, 激光烧蚀区表面物质以近似平面冲击波形式向外喷射; 在同样激光能量下、激光光斑较小时 (约 0.6 mm), 激光烧蚀区以近似半球形冲击波形式向外喷射. 当激光能量比较大时 (7 mJ), 发现空气的电离对于激光烧蚀靶材有着重要影响. 在光轴附近烧蚀产生的喷射物具有额外的柱状和半圆形的结构, 叠加在平面冲击波结构上.

关键词: 激光烧蚀, 平面冲击波, 半球形冲击波, 大气环境

PACS: 52.30.-q, 52.38.Mf, 43.28.+h

DOI: 10.7498/aps.65.055204

1 引言

随着超短、超强脉冲激光技术的迅速发展, 近十多年来, 人们在利用飞秒超短脉冲激光与各种形态的物质相互作用方面已经进行了广泛的研究^[1-6]. 超短脉冲激光不仅为强场物理、超快物理探测研究提供了不可或缺的研究手段, 同时在微纳加工、激光推进、激光引导闪电(激光引雷)、远距离遥感等方面有着重要的应用. 由于飞秒激光与固体相互作用时, 激光加热电子的特征时间为飞秒量级, 电子与晶格热传递的特征时间为皮秒量级, 相比于皮秒和纳秒激光, 飞秒激光与物质相互作用中等离子体态能快速产生、热传导可以忽略, 并且没有液态物质的产生^[7]. 因此, 飞秒激光在物质精密加工方面呈现出独特的优势, 从而引起了人们的关注.

尽管如此, 在飞秒强激光与固体靶相互作用时, 由于空气的存在而使其物理过程变得更加复杂. 一些研究表明, 空气的存在将降低物质的烧蚀率、降低烧蚀质量^[8,9]; 当激光达到一定强度能电离空气, 这时物质吸收热能的效率明显增加^[10,11].

因此在大气环境中空气的离化对于物质的激光吸收和烧蚀有着重要影响. 为了认识这个过程, 需要发展和利用具有高时间分辨的光阴影成像技术, 对强激光烧蚀固体靶的超快动态过程进行研究, 以便能直观地得到烧蚀过程的动态物理图像. 文献^[12]利用时间分辨光阴影成像技术研究了在不同气压下飞秒激光烧蚀铝靶的动态过程, 发现了包括同心半圆形条纹的形成、稠密靶物质的喷射、冲击波和接触前端的出现等现象, 这与烧蚀过程周围大气的压强有密切的关系; 在 5 ns, 4×10^{-4} Pa 的真空低气压条件下, 光阴影图像呈现长矛状分叉的物质喷射形式, 而在 10^5 Pa 的大气条件下没有观察到这一现象. 在大气压条件下, 同样利用光阴影成像技术, 文献^[13]将靶材分别放置在激光(激光条件为 800 nm, 100 fs, 1 mJ) 焦点前后, 对比了激光烧蚀靶材的物理过程, 发现空气击穿、等离子体羽的膨胀等过程强烈地依赖激光焦点位置: 当焦点在靶表面之前时, 空气击穿主要是由多光子电离和逆韧致辐射造成的; 而当焦点在靶表面之后时, 由于光强较低, 空气击穿主要是由靶喷射的自由电子与空气的碰撞电离造成的. 但是对于被离化的空气等离子

* 国家自然科学基金(批准号: 11374210)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zmsheg@sjtu.edu.cn

体对靶材烧蚀的影响还不是很清楚. 在本文中, 我们采用更高能量 (4.0—7.0 mJ) 的飞秒激光直接电离空气, 并将靶放置在离激光焦点不同位置进行烧蚀实验, 并通过基于泵浦-探测的时间分辨光阴影成像技术得到其在空气被电离条件下靶材烧蚀的动态图像.

2 实验布局

本文的实验布局如图 1 所示. 采用了钛宝石飞秒激光器 (Coherent, Legend Elite DUO USP), 其中心波长 800 nm, 激光脉宽 50 fs, 重复频率调整为 10 Hz. 该激光输出的单脉冲能量可在 4.0—7.0 mJ 间进行调节. 光路中的机械快门是用于获取单个脉冲, 从而实现飞秒时间分辨光阴影成像的单发测量; 分束镜以 9 : 1 比例将主脉冲分为泵浦光和探测光. 探测光经过 BBO 晶体后倍频为 400 nm, 这有助于在实验上探测固体靶面附近更高密度区域的等离子体动态过程. 泵浦光经过透镜聚焦后垂直入射至铝靶表面, 烧蚀铝靶并激发超快过程^[1]; 探测光平行穿过铝靶表面, 其光强被铝靶表面喷射物所调制. 由于探测光光斑直径为厘米量级, 靶喷射物尺度为百微米量级, 因此探测光能覆盖所有喷射物的信息. 探针光透过滤波片滤去杂散光只允许 400 nm 的光通过, 经过成像系统后被 1024×1024 光学 CCD 相机 (Princeton Instruments PIXIS: 1024 B) 记录. 每次泵浦光烧蚀铝靶后, 移动铝靶到新的位置, 以实现实验的重复性. 通过调节泵浦光与探测光的光程差, 能得到不同延迟时刻的光阴影图像.

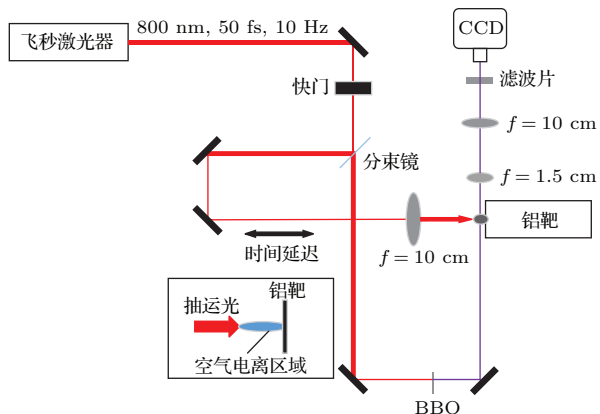


图 1 实验装置示意图, 其中左下角插图是激光与平面铝靶作用示意图

Fig. 1. Sketch plot of the experimental setup. Insert at lower left shows schematically the laser interaction with a planar aluminium target.

在之前本课题组用电子束为探针, 探测了 100 ps 时间尺度内由于靶面烧蚀和电子喷射产生的靶表面附近库仑场的时空结构^[14–16]. 在本实验中我们探测数个 ns 时间尺度的靶面密度轮廓, 可以反映靶面在经过激光烧蚀后的流体力学行为.

3 实验结果与分析

3.1 较低激光能量下的铝靶烧蚀

首先, 我们考察激光输出单脉冲能量在 4.4 mJ 条件下, 将靶放在空气被电离区域的不同位置得到的激光烧蚀靶材的光阴影图像. 图 2 (a) 给出了空气等离子体自发光的光强分布, 可见在位置 1, 2, 3 处的激光光强是依次增强的, 即位置 3 处于激光聚集位置相应的激光光斑最小. 将铝靶分别放在位置 1, 2, 3 处进行激光烧蚀, 图 2 (b)—(e) 给出了铝靶被烧蚀的光阴影图像. 从这些图像中可以观察到: 对于靶依次处在 1, 2, 3 位置时, 产生的铝的喷射物在靶表面的横向尺度依次减小. 在位置 1 激光光斑比较大, 图 2 (b) 和图 2 (c) 给出的相应的激光烧蚀尺度也比较大, 并且呈现近似平面的层状喷射结构. 在位置 2 和 3, 铝的喷射物呈现半球形结构, 并且在激光焦点位置 3 处产生的球形结构曲率更大.

为了更仔细地研究铝靶表面烧蚀过程, 我们定量研究了在不同聚焦光斑大小下铝靶被烧蚀的光阴影图像. 在图 3 (a)—(c) 给出了靶表面对应光斑大小 (半高全宽) 分别为 1.2, 0.9, 0.6 mm 条件下在 5 ns 的阴影图. 取泵浦光能量的 25% 到达靶面 (其他被空气损耗)^[17], 它们对应的激光功率密度分别约 1.9×10^{12} , 3.5×10^{12} , 7.8×10^{12} W/cm². 铝靶表面的光斑尺度是通过衰减泵浦光光强, 利用刀边法来测量. 当光斑大的时候 ((a) 处), 喷射物在靶表面的横向尺度最大; 当光斑较小的时候 ((c) 处), 喷射物的横向尺度最小. 这个结果与图 2 的实验结果实际上是一致的. 因此, 烧蚀产生的喷射物在靶表面的尺度与靶面处光斑大小有关. 图 2 (b)、图 2 (c) 和图 3 (a) 中出现的层状喷射物, 我们认为它是由激光直接照射造成的物质喷射. 作为估算, 我们以图 3 (a) 为例, 取泵浦光能量的 25% 到达靶面 (其他被空气损耗), 对应的激光能量密度约 97.3 mJ/cm², 超过了铝的烧蚀阈值^[18] 34 mJ/cm².

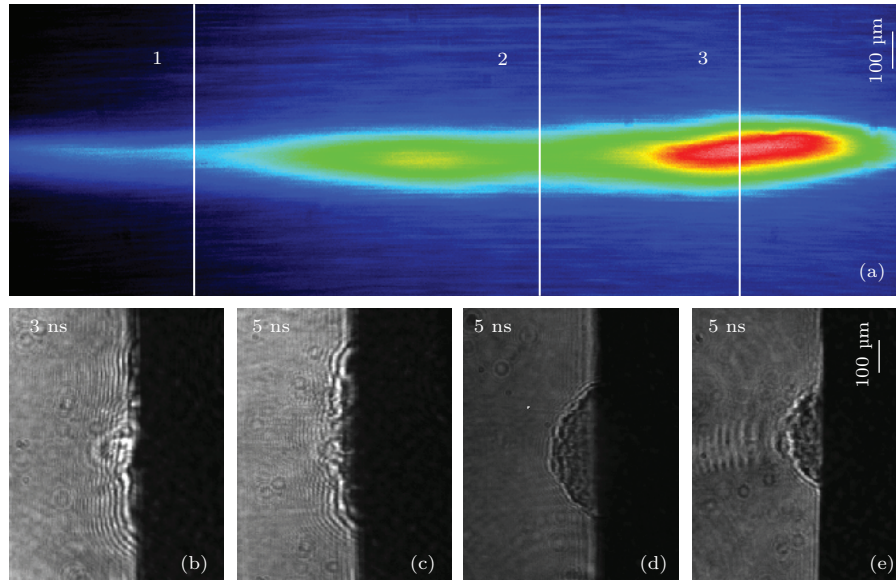


图2 (a) 空气等离子体自发光的光强分布, 其中竖线 1, 2, 3 表示铝靶分别放置在这三个位置; (b) 与 (c) 分别表示在 3 ns, 5 ns 延迟下, 铝靶放置在空气等离子体区域中 1 处时喷射物的光阴影图像; (d) 与 (e) 分别表示在 5 ns 延迟下, 靶位置在 2, 3 处的光阴影图像

Fig. 2. (a) Light intensity distribution of air plasma emission, the vertical lines 1, 2, and 3 represent the three locations of the aluminum target; (b) and (c) represent shadowgraphs of the same aluminum target location at position 1 at 3 ns and 5 ns time delays after laser irradiation, respectively; (d) and (e) represent respectively the shadowgraphs of the aluminum target at locations 2 and 3 at the same 5 ns time delay after laser irradiation.

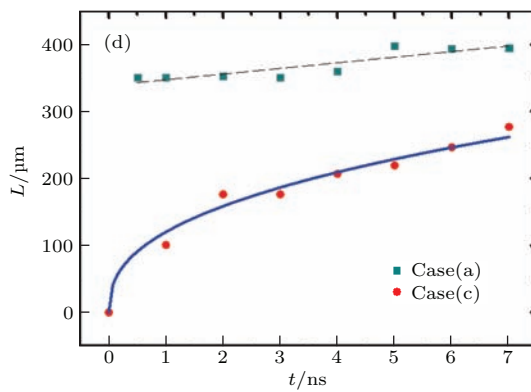
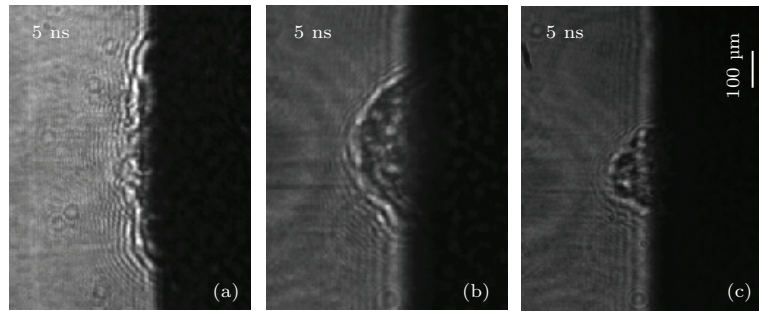


图3 在不同激光聚焦下的另一组实验结果 (a), (b), (c) 在 5 ns 延迟下, 铝靶放置在空气等离子体区域三个不同位置的光阴影图像, 分别对应图 2(a) 中的 1, 2, 3 三个位置; (d) 不同延迟下, 对应 (a) 和 (c) 的靶面方向上喷射物的长度变化, 其中方块代表 (a) 情况下的实验测量值, 圆点代表 (c) 情况下的实验测量值, 实线为根据 Sedov 理论的拟合曲线

Fig. 3. Another set of the experimental results obtained at different laser spot sizes: (a), (b), (c) Respectively represent shadowgraphs of the target corresponding to the locations 1, 2, and 3 in Fig. 1. (a) at 5 ns delay after laser irradiation; corresponding to (a) and (b), (d) represents the length of ejection material parallel to target surface; (d) filled squares represent experimental results corresponding to (a), and filled circle represent experimental results corresponding to (c); the solid line represents a fitting curve based upon Sedov's blast wave theory.

在图 3(d) 中, 通过改变探针光延迟时间, 我们分别统计了对应铝靶表面激光光斑尺度为 1.2 mm ((a) 情况) 和 0.6 mm ((c) 情况) 条件下, 喷射物在靶表面的横向尺度随时间的变化. 可以看到: 在处于 (a) 位置的情况下, 喷射物的横向尺度基本不变, 喷射物是以一种“平面爆炸波”的形式喷射; 在处于 (c) 位置的情况下, 喷射物的横向尺度从 1—7 ns 逐渐变大, 喷射物是以一种“半球形爆炸波”的形式喷射, 这与其他实验结果类似 [3,12,13]. 这种形式的喷射可以近似看成“点爆炸问题”, 可以用 Sedov 的爆炸波理论来描述冲击波的阵面 R 的迹线方程 [3]. 根据 Sedov 的爆炸波理论, 对于半球形冲击波, 冲击波的半径 R 与时间 t 的关系可以表示为 [19]

$$R = \varepsilon_0(2.35E_0/\rho_0)^{1/5}t^{2/5},$$

其中 ε_0 为比例系数, E_0 为驱动冲击波的能量, ρ_0 为未受扰动的空气密度. 在拟合曲线中令 ε_0 为 1, ρ_0 为 1.29 kg/m³, 则用于驱动冲击波的能量 E_0 为 0.432 mJ, 对应的激光吸收能量为 10%. 与平面爆炸波对比, 此时光斑小、能量密度大, 因而产生的等离子体密度和温度高, 以致向各处的膨胀速度大, 造成了“半球形爆炸波”. 相反, 在处于 (a) 位置情

况时, 光斑大, 能量密度小, 产生的等离子体密度和温度都低很多, 膨胀速度小很多. 所具有的冲击波能量也不足以支撑球面爆炸波, 因而它以“平面爆炸波”形式喷射.

3.2 较高激光能量下的铝靶烧蚀

为了更深入地理解图 2 和图 3 中出现的层状喷射物, 我们将铝靶放在能产生层状喷射物的位置附近, 将激光单脉冲能量提高至约 7 mJ (激光脉宽保持在 50 fs), 得到不同延时下的光阴影图像. 利用同样的实验布局, 图 4 给出了激光烧蚀铝靶的时间分辨光阴影图像, 对应的激光光斑约 1.2 mm, 激光功率密度约为 3.1×10^{12} W/cm². 为了更清楚地展示实验结果, 我们进行了图像处理: 利用 Winview 软件将“激光泵浦时得到的图像”减去“激光未泵浦时得到的图像”得到不同延时的差分图像. 这些图像具有三个比较明显的特征: 第一, 在 1 ns 左右, 铝靶表面的喷射物出现圆柱状突起物 (图 4 中用 A 表示); 第二, 在 4 ns 左右, 在之前形成的圆柱状突起物 A 后面, 出现了半圆型冲击波 (图 4 中用 B 表示). B 结构后面的亮弧结构为后续的瞬间喷射; 第三,

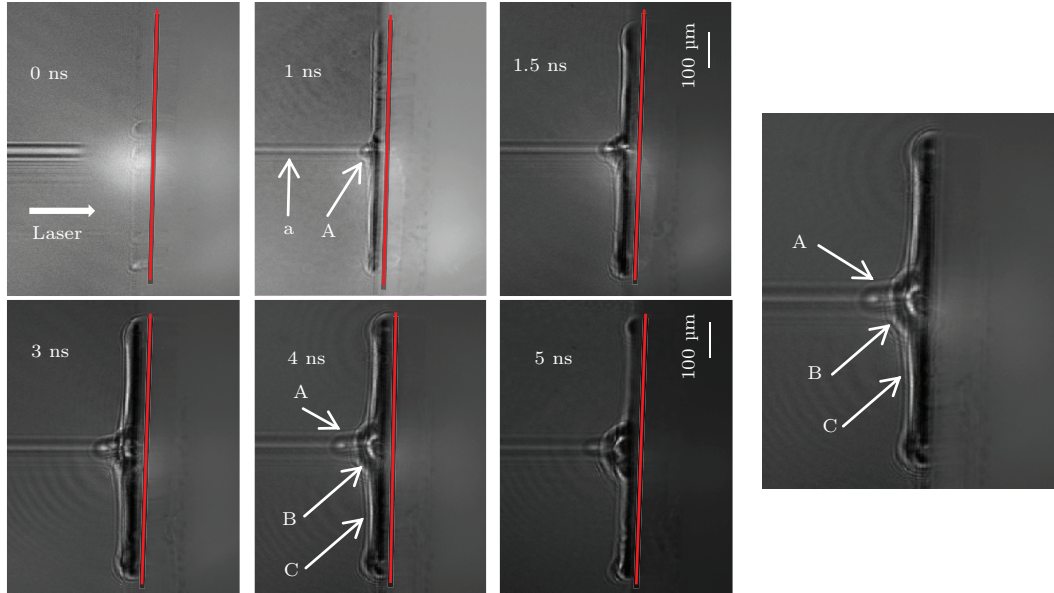


图 4 (网刊彩色) 单脉冲约 7 mJ, 50 fs 的激光烧蚀铝靶的时间分辨的光阴影图. 图中红色线条表示铝靶表面初始位置 (靶位置处光斑约 1.2 mm 左右), 激光从左入射, a 表示空气电离的等离子体通道; A, B, C 对应铝靶经激光加热后膨胀形成的一些特征; 右图为对应 4 ns 时刻的局部放大图

Fig. 4. (color online) Time-resolved shadowgraphs of ejection material after an aluminium target is ablated by a 50 fs, ~7 mJ laser pulse, where the laser pulse is incident from left to right. Red line represents target surface locations (laser spot size is ~1.2 mm at this location), a is the plasma channel in air, A, B, and C represent some characteristics of ejection material due to thermal expansion after laser ablation. The right figure is a closeup of the shadowgraph at 4 ns time delay.

横向尺寸很大的层状物出现在 1 ns 以后(图 4 中用 C 表示), 并保持数个纳秒. 这个层状物与图 2(b), 图 2(c) 和图 3(a) 中出现的层状喷射物一样.

此前我们已经得出结论, 认为层状物 C 是激光直接照射造成的物质喷射, 激光强度 10^{15} W/cm² 以下, 飞秒激光与固体物质相互作用的机理主要是碰撞吸收(即逆韧致吸收)^[20]. 为了进一步说明这个结论的合理性, 我们来分析图 4 中空气等离子体通道的宽度与层状物 C 的尺度相差巨大的原因. 在时间延迟 1 ns 时的光阴影图像中, 等离子体通道的宽度约为 41.4 μ m、层状物 C 尺度为 711 μ m. 而对于 800 nm, 50 fs 激光空气的电离阈值^[21] 约为 40 J/cm²; 而铝的烧蚀阈值^[18] 约为 34 mJ/cm². 正是由于空气与铝的电离阈值相差巨大才导致等离子体通道与层状物 C 尺度相差巨大. 另一方面, 在下面的分析中可以看出, 喷射结构 A 和 B 的出现与空气电离有密切关系.

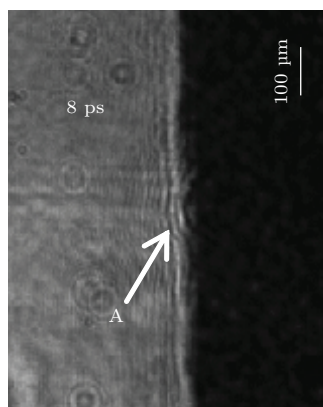


图 5 经过单脉冲约 4.4 mJ, 脉宽 50 fs 的激光烧蚀铝靶后, 在 8 ps 时间延迟时形成的光阴影图像

Fig. 5. Shadowgraph of an aluminum target at 8 ps time delay after ablated by a 50 fs, ~4.4 mJ laser pulse.

飞秒激光烧蚀金属过程中上述各种现象与能量吸收和传输的时间尺度密切相关. 各种物理机理所对应的时间尺度中, 电子的激发发生在激光作用的飞秒量级; 物质的熔化发生在电子能量传输给晶格结构, 这是在皮秒量级; 而熔化的固体靶表面物质去除, 即烧蚀发生在纳秒量级^[22]. 为了探究圆柱状突起物 A 所出现的时间, 我们利用同样的实验装置, 但是单脉冲能量约为 4.4 mJ (光斑约 1.2 mm), 得到了皮秒量级的时间延迟下的铝靶被烧蚀的光阴影图像, 如图 5 所示. 由此可见, 在几个皮秒时间就开始出现圆柱状突起物 A. 因此, 圆柱状突起物 A 是铝等离子体喷射的早期, 属于晶格结构熔化

之后. 由于空气被电离, 空气等离子体温度很高, 与靶表面进行热交换, 因而有可能降低了靶的等离子体产生的阈值, 所以可以解释早期铝等离子体的喷射只出现在空气被击穿区域接触到的靶表面的位置.

圆柱状突起物 A 是铝等离子体喷射, 产生在皮秒量级, 是铝靶的第一次喷射. 图 4 中的半圆形冲击波 B 与层状物 C 的产生都是出现在纳秒量级, 因此是在铝靶吸收能量、晶格熔化之后产生的热膨胀, 是铝靶的第二次喷射. 从图 4 中看到, 2 ns 以后冲击波 B 膨胀速度明显比层状物 C 快, 因此膨胀速度在冲击波 B 处与层状物 C 处有个突变. 对于上述现象, 这里给出两个可能的解释: 1) 由于 B 的喷射是在 A 后面, A 的膨胀可能导致 B 之前的气体密度低(压强就低), 导致铝靶的喷射物更容易喷出来, 形成类似冲击波的结构; 2) 相比于真空情况, 靶表面能与被电离的空气等离子体发生能量传递, 靶材能获得更多的能量^[10,11]. 被电离的空气等离子体通过等离子体再辐射、热传导等方式将能量耦合至靶材上. 在文献^[10, 11]中模拟了 1.5 mJ, 65 fs, 800 nm 的激光电离靶表面的空气. 在初期, 被电离的空气等离子体温度的数量级可达约 10^5 K, 与靶表面形成很陡的温度梯度, 使得在皮秒量级的时间内空气等离子体与靶表面有很显著的热传导现象发生. 而我们所用激光为 7 mJ, 50 fs, 800 nm, 在空气等离子体产生初期其温度也应可以达到约 10^5 K 数量级. 因此相比于 C 处, B 处耦合了更多的能量, 使得在第二次喷射时 B 处的膨胀速度大于 C 处.

4 总 结

我们利用泵浦-探测光阴影成像技术获得了在大气环境下飞秒激光烧蚀铝靶的动态物理图像. 通过调整铝靶在空气被电离区域的位置和在不同光斑大小处的实验, 给出了铝靶被烧蚀后在纳秒时间尺度产生不同喷射结构的现象, 发现了物质喷射形式有“半球形爆炸波”和“平面爆炸波”两种. 在聚焦光斑比较大时, 物质喷射呈现“平面爆炸波”形式; 而在聚焦光斑比较小时, 主要呈现“半球形爆炸波”形式. 在激光能量比较大时, 由于在光轴附近存在很强空气电离, 我们发现这种电离与激光烧蚀呈现一定的耦合效应. 这体现在两个方面: 相比于真空情况, 靶表面能与被电离的空气等离子体

发生能量传递,靶材能获得更多的能量及更高的温度,该过程发生在皮秒时间尺度;光轴附近的物质喷射以及电离空气膨胀,导致该区域的密度和压强下降.由此导致两个新现象:1)在大结构的“平面爆炸波”或者“半球形爆炸波”出现前,在皮秒时间尺度由于晶格熔化导致了朝向电离空气的柱状喷射;2)在纳秒时间尺度,在光轴附近出现小的比“平面爆炸波”更快的半圆形喷射结构,叠加在平面冲击波结构上.

参考文献

- [1] Yuan S, Chin S L, Zeng H P 2015 *Chin. Phys. B* **24** 014208
- [2] Wang F, Jiang H B, Gong Q H 2014 *Chin. Phys. B* **23** 014201
- [3] Zhang N, Zhu X N, Yang J, Wang X, Wang M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 167602
- [4] Nakimana A, Tao H Y, Hao Z Q, Sun C K, Gao X, Lin J Q 2013 *Chin. Phys. B* **22** 014209
- [5] Du X, He X, Liu Y Q, Wang Y H, Yang Y Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 034210
- [6] Guo J H, Ji Y, Hu Y, Ding X Y, Liu X W, Hu H F, Wang X L, Zhai H C 2011 *Chin. Phys. B* **20** 044204
- [7] Chichkov B N, Momma C, Nolte S, Alvensleben F V, Tunnermann A 1996 *Appl. Phys. A* **63** 109
- [8] Kononenko T V, Konov V I, Garnov S V, Danielius R 1999 *Quantum Electron* **29** 724
- [9] Dausinger F, Hugel H, Konov V 2003 *Proc. SPIE* **5147** 106
- [10] Bulgakova N M, Zhukov V P, Vorobyev A Y, Guo C L 2008 *Appl. Phys. A* **92** 883
- [11] Vorobyev A Y, Guo C L 2006 *Opt. Express* **14** 13113
- [12] Wu Z H, Zhang N, Wang M W, Zhu X N 2011 *Chin. Opt. Lett.* **9** 093201
- [13] Hu W Q, Shin Y C, Galen K 2011 *Phys. Plasmas* **18** 093302
- [14] Liang W X, Zhu P F, Wang X, Nie S H, Zhang Z C, Cao J M, Sheng Z M, Zhang J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 5539 (in Chinese) [梁文锡, 朱鹏飞, 王瑄, 聂守华, 张忠超, 曹建明, 盛政明, 张杰 2009 物理学报 **58** 5539]
- [15] Zhu P F, Zhang Z, Chen L, Zheng J, Li R, Wang W, Li J, Wang X, Cao J M, Qian Q, Sheng Z M, Zhang J 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 211501
- [16] Zhu P F, Cao J M, Zhu Y, Geck J, Hidaka Y, Pjerov S, Ritschel T, Berger H, Shen Y, Tobey R, Hill J P, Wang X J 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 231914
- [17] Bulgakova N M, Panchenko A N, Zhukov V P, Kudryashov S I, Pereira A, Marine W, Mocek T, Bulgakov A V 2014 *Microma Chinese* **5** 1344
- [18] Guo C, Rodriguez G, Lobad A, Taylor A J 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4493
- [19] Wu Z H, Zhu X N, Zhang N 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 053113
- [20] Price D F, More R M, Walling R S, Guethlein G, Shepherd R L, Stewart R E, White W E 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 252
- [21] Wang X L, Zhang N, Zhao Y B, Li Z L, Zhai H C, Zhu X N 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 354 (in Chinese) [王晓雷, 张楠, 赵友博, 李智磊, 翟宏琛, 朱晓农 2008 物理学报 **57** 354]
- [22] Hu H F 2011 *Ph. D. Dissertation* (Tianjing: Nankai University) (in Chinese) [胡浩丰 2011 博士论文 (天津: 南开大学)]

Femtosecond laser ablation of an aluminum target in air*

Kang Xiao-Wei Chen Long Chen Jie Sheng Zheng-Ming[†]

(Laboratory for Laser Plasmas, Department of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China)

(Received 14 September 2015; revised manuscript received 20 December 2015)

Abstract

The dynamics of laser ablation of solid target with ultrashort intense laser pulses is not only fundamentally interesting, but also relevant to a few important applications such as microfabrication, laser propulsion, laser induced breakdown spectroscopy, etc. By use of time-resolved pump-probe shadowgraphic imaging technology, we study the dynamic process of laser ablation of a planar aluminum target in air. The incident laser pulses are from a Ti: sapphire femtosecond laser amplifier system with a duration of 50 fs, central wavelength of 800 nm, pulse energy varying between 4 mJ and 7 mJ. Time-resolved shadowgraphs of material ejection from the aluminum target are recorded at the time delay up to a few nanoseconds after laser irradiation. By changing the distance between the target and the focal point of the incident laser, we obtain the shadowgraphs of the target ejection under different laser spot sizes. When the laser spot size is relatively large say, over 1 mm, the irradiated target surface is ablated in the form of a planar shock. However, when the laser spot size is relatively small, the ejection appears in the form of a hemispherical blast wave. It is found that the hemispherical blast wave well conforms to the Sedov's blast wave theory. When the laser energy is relatively large, it is found that ionization of air has a great effect on laser ablation. Additional small ejections appear as columnar and hemispherical structures near the laser axis, which are superimposed on the large planar shock. These can be attributed to the following processes. Firstly, as the ionization of air occurs near the laser axis, effective heat transfer from air plasma to the aluminium target leads to enhanced target temperature. This leads to the formation of a columnar structure on a picosecond time scale. Secondly, the columnar ejection and air plasma expansion near the laser axis result in the decrease of air density and pressure, which leads to the formation of the hemispherical structure on a nanosecond time scale.

Keywords: laser ablation, planar shock wave, hemispherical shock wave, air environment

PACS: 52.30.-q, 52.38.Mf, 43.28.+h

DOI: [10.7498/aps.65.055204](https://doi.org/10.7498/aps.65.055204)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11374210).

[†] Corresponding author. E-mail: zmsheng@sjtu.edu.cn