

# 激光诱导融石英释放微粒的传播研究

彭航, 卢礼华\*, 董喆

哈尔滨工业大学机电工程学院精密工程研究所, 黑龙江 哈尔滨 150001

**摘要** 研究了激光诱导微粒的三维空间传播规律。实验结果表明:光斑面积为  $0.8 \text{ mm}^2$ 、激光分光比为 25.4、能量平均值为 8 mJ 的单脉冲激光与融石英作用产生的微粒的直径为  $0.3 \sim 10.0 \text{ }\mu\text{m}$ ;这些微粒大多沿中性面喷出,散射角大,浓度呈上高下低的分布形式;微粒在水平面上的沉降占比沿纵向(入射光线反方向)和横向(垂直入射光线方向)单调递减,但在纵向 120 mm 和 360 mm 处出现了局部高峰。微粒的运动距离与其直径成反比,直径为  $0.3 \text{ }\mu\text{m}$  的微粒的最远出射距离不大于 622 mm。

**关键词** 激光光学; 激光诱导微粒; 融石英; 微粒传播; 污染物分布; 损伤

**中图分类号** TN249; TH16

**文献标识码** A

**doi:** 10.3788/CJL201946.0403001

## Propagation of Laser-Induced Particles From Fused Silica

Peng Ge, Lu Lihua\*, Dong Zhe

Center for Precision Engineering, School of Mechatronics Engineering, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150001, China

**Abstract** The propagation law of laser-induced particles in three-dimensional space is studied. The interaction of single pulse laser with fused silica can produce particles with diameter from  $0.3 \text{ }\mu\text{m}$  to  $10.0 \text{ }\mu\text{m}$  when the spot area is  $0.8 \text{ mm}^2$ , laser splitting ratio is 25.4 and average energy is 8 mJ. Most of these particles are sprayed along the neutral surface with a large scattering angle, while their concentrations are lessened from top to bottom. The proportion of particle sediments located at substrate is monotonically decreasing along the longitudinal (reverse direction of incident light) and horizontal (vertical to direction of incident light) direction except for a local growth occurring at 120 mm and 360 mm in longitudinal direction. The distances of movement of particles are inversely proportional to their diameters, and the particles with diameter of  $0.3 \text{ }\mu\text{m}$  can achieve the distance no more than 622 mm.

**Key words** laser optics; laser-induced particles; fused silica; particulate propagation; pollutant distribution; damage

**OCIS codes** 350.1820; 350.4990; 350.5500

## 1 引言

美国 NIF (National Ignition Facility)、法国 LMJ (Laser Mégajoule) 以及中国某激光聚变装置中存在大量光学元件<sup>[1-4]</sup>。当装置运行时,内部产生的高能短脉冲射线在通过透明光学元件时将会不可避免地留下光辐痕迹<sup>[5-7]</sup>。例如,当激光能量密度为  $8 \text{ J/cm}^2$  (低于损伤阈值)时,纯净的融石英元件出射表面在 5 次脉冲作用下便会出现圆形凹坑,且凹坑直径随脉冲次数的累加而增大<sup>[8]</sup>。Raman 等<sup>[5,9-13]</sup>

通过高速成像法得到了凹陷的演变过程,这一过程由能量沉淀(等离子体、电子、离子释放)、能量吸收(起始于初始加工过程导致的微纳结构缺陷)、前表面熔融蒸发、后表面机械断裂(更高热应力累积)、释放冲击波和相变等一系列复杂的光物理化学变化组成。其中,能量沉淀、熔融蒸发及机械断裂均伴随有微粒喷射。微粒喷射是一种常见现象,广泛存在于激光应用领域,主要包括微细加工、激光切割、激光薄膜沉淀等<sup>[8,14]</sup>。对于高能激光系统而言,微粒喷射是影响内部光学元件正常工作的重要原因<sup>[15-19]</sup>,

收稿日期: 2018-10-23; 修回日期: 2018-11-20; 录用日期: 2018-12-26

基金项目: 国家自然科学基金(51535003)

\* E-mail: lihual@hit.edu.cn

如:喷射产生的高能微粒与光学元件间发生非弹性碰撞后会对元件造成永久性损伤,碰撞结束后由于物理吸附作用会进一步降低元件的透光率等。尽管悬浮微粒及初期等离子体羽流的盾护作用能遮挡后续脉冲,减缓入射激光对元件表面的熔融作用<sup>[5,20-21]</sup>,但其引起的杂散光将最终会聚于下游元件(如装甲玻璃及相应夹持件)表面并诱发二次损伤<sup>[5,8,22]</sup>。

终端光学系统中的污染源有三种,即:初始污染源、内部污染源和外部污染源。其中由激光与物质相互作用产生的内部污染源是系统中最难清除并对负载能力影响最大的部分。因此有必要研究此类污染源在介质中的普遍运动规律,以便于从源头上阻断微粒在系统中的肆意传播。目前,与微粒运动相关的研究主要集中在:1)初始(时间跨度小于 $5\ \mu\text{s}$ ,距离为毫米数量级)特征的研究<sup>[5,12,23-24]</sup>,如 $355\ \text{nm}$ 波长激光与二氧化硅( $\text{SiO}_2$ )表面作用后生成的微粒的初始释放速度为 $2\sim 3\ \text{km/s}$ ,初始温度约为 $2300\ \text{K}$ ,初始损伤粒径在 $10\ \mu\text{m}$ 以内;2)结果导向(损伤)的研究,如Génin等<sup>[25]</sup>发现附着于光学元件前表面的 $\text{SiO}_2$ 颗粒会对元件后表面造成严重损伤;3)污染物损伤行为预测及与周围环境(如光源、介质、元件等)相互作用机理的研究,如Wong等<sup>[19,24,26]</sup>探究了发射微粒的形态学对光学元件造成损伤的机理等。以上实验研究均使用高速连拍装置,研究内容较少涉及完整的运动过程,尤其是微粒运动中后期的轨迹与最终的沉降规律。本研究之所以不采用高速摄像方法,除研究目的不同外,震荡波及等离子体的存在会阻碍不同直径微粒在中心区域的准确观测。此外,出射颗粒在空气中会受到多种力的共同作用,如附加质量推进力、巴塞特力、马格纳斯力、压力梯度力等,致使其运动复杂多变,难以在广视角内精确捕捉连续轨迹;当增加焦距捕捉更清晰的运动细节时,就会难以获得整体的运动规律,因此不适宜用高速摄像法探究出射微粒的整体运动规律。

为全面系统地分析污染物的传播和分布规律,本文建立了一套由高精度融石英采样板、光学显微镜、CCD采样相机和多通道粒子计数器等装置组成的实验系统,对受原始光源辐射更为强烈<sup>[25,27]</sup>的入射表面进行研究,得到了该表面上生成微粒的直径范围、垂直中性面上不同直径微粒的浓度分布、水平面上微粒的最终沉降规律,以及整个爆炸过程中微粒的最远运动距离,为今后实现光学元件表面动态洁净为目的的洁净设计提供了实验基础。

## 2 实验设置与安排

如图1(a)所示,本实验将光学系统常用融石英片(密度为 $2.33\ \text{g/cm}^3$ ,熔点为 $1410\ ^\circ\text{C}$ ,激光损伤阈值为 $80\ \text{J/cm}^2$ ,厚度为 $5\ \text{mm}$ )作为打靶目标,将其固定于支撑架上端(与实验台间的垂直间距为 $70\ \text{mm}$ )。距融石英片入射表面 $5\ \text{mm}$ 处放置一块 $400\ \text{mm}\times 80\ \text{mm}$ 的高抛光融石英采样板,以接收由激光轰击产生的损伤颗粒。实验使用YAG(yttrium aluminum garnet)激光器对目标进行单脉冲打靶,激光参数如下:三倍频激光,光斑面积为 $0.8\ \text{mm}^2$ ,激光分光比为 $25.4$ ,波长为 $351\ \text{nm}$ ,脉冲宽度为 $6\ \text{ns}$ (半峰全宽),能量平均值为 $8\ \text{mJ}$ (上下波动小于 $20\%$ ),高斯曲线波形。激光经由发生器、控制器、半透 $45^\circ$ 平面镜及聚光透镜后会聚于融石英片入射表面。实验前,需在清洁室内使用去离子水对融石英片和融石英采样板进行超声波清洗,以在最大程度上减小外界污染物的干扰。脉冲激光作用后静置 $30\ \text{min}$ ,使颗粒充分沉降在融石英采样板表面。取下采样板,采用日本Nikon公司的ECLIPSE LV100N型50倍偏光显微镜(能够检测直径为 $0.2\ \mu\text{m}$ 的微粒)观测融石英采样板,观测范围取融石英采样板的4个角(每个角的大小为 $20\ \text{mm}\times 20\ \text{mm}$ )区域及中间 $30\ \text{mm}\times 30\ \text{mm}$ 的区域。测量完毕后,将融石英采样板固定于CCD系统中进行扫描;开启光源,调整CCD相机的焦距及镜头位置对融石英采样板整个面域按照从左至右、从上至下的顺序进行拍照采样,并记录有关图像数据。最后用MATLAB软件对图像数据进行二值法处理,并保存统计结果。抽出融石英采样板,使用与实验前相同的方法清洗采样板,然后将其再次放置于CCD装置中进行检测,记录相关数据。以上操作记作一次实验。

更换新的融石英片(图1中的sample),并按照相同的固定方法使其底端距实验台表面 $70\ \text{mm}$ 。设置与第一次实验完全相同的脉冲参数进行打靶实验。激光作用后,使用美国贝克曼库尔特公司MET ONE 3400型粒子计数器对图2所示的9个位置进行顺序采样。其中第1行(1、2、3位置)与入射光线共线,其余各行向下(重力方向)依次相差 $10\ \text{mm}$ 。第1列(1、4、7位置)至第3列(3、6、9位置)分别距入射面 $22,72,222\ \text{mm}$ 。由于Demos等<sup>[12,21]</sup>在实验中测得融石英微粒的喷射过程持续了 $1\ \mu\text{s}$ 左右,因此顺序采样的初始时间设置应大于 $1\ \mu\text{s}$ 。为排除

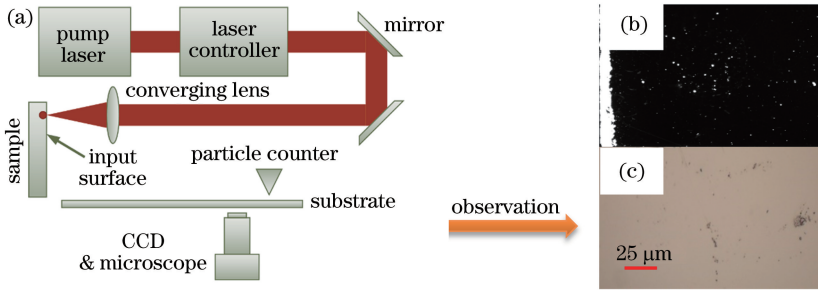


图 1 微粒空间分布的测量。(a)光路及采样原理示意图;(b)二值化后的 CCD 成像结果;(c)光学显微成像结果

Fig. 1 Measurement of spatial distribution of particles. (a) Schematic of laser path and sampling; (b) CCD imaging result after binarization; (c) optical microscopic imaging result

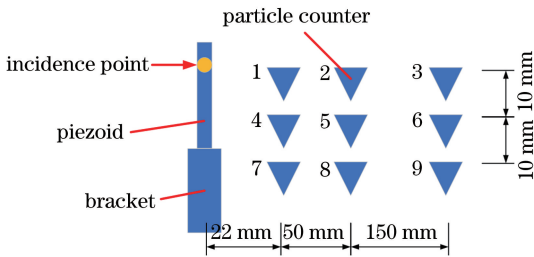


图 2 中性面上粒子计数器的布置

Fig. 2 Arrangement of particle counters on neutral surface  
 激光能量波动及入射点不同引起的计数偏差,分别对融石英片上 3 个不同的位置(相互间距大于 10 mm)进行打靶,每个位置打靶 3 次。为保证计数准确并消除悬浮微粒的干扰,每次打靶后使用风机过滤机组(FFU)装置对微粒喷射区进行清扫,并静置 30 min 后再进行下次打靶。对以上实验结果进行均值化处理并记作一次实验。

文献[8]及本课题组的大量实验证明:最大初动能微粒起源于光斑聚焦处。换言之,沿着中性面(垂直于水平面并与入射光线共面)与水平面交线处设置采样点能测得激光诱导融石英释放微粒的最远出射距离。初始采样点设置在距入射表面 22 mm 处,之后每隔 100 mm 设置一个采样点。最远运动距离的判定以某采样点无法收集到任何直径的微粒为准。为保证测量准确,将本次实验的粒子计数器采集口面与第一次实验所用的水平融石英采样板面重合(即距离实验台平面 5 mm),且面心位于交线。为使粒子计数器能充分接收到最远的沉降微粒,每次单脉冲激光作用后使用 FFU 装置对微粒喷射区进行清扫,静置 30 min 后再进行下一次打靶。实验时收集每个采样点的 3 次打靶数据,并统计不同直径微粒数量的平均值。以上操作记作一次实验。

### 3 实验结果与分析

图 1(c)、(b)分别为融石英采样板中间区域光

学显微成像和经二值化处理的 CCD 扫描图像,其中白点域为损伤微粒覆盖区。通过显微镜成像可知,区域内微粒的最大弦径约为 15 μm。综合光学显微图像、CCD 后处理图像(使用 Li 等<sup>[28]</sup>提出的 CCD 微粒直径的方法)及粒子计数器空间样本采样结果,得到激光与融石英片作用后的固体喷射微粒的直径为 0.3~10.0 μm,微粒粒径主要集中在分布于 0.3, 0.5, 1.0, 5.0, 10.0 μm。将整个融石英采样板(400 mm×80 mm)划分为 10×5 个小矩形区域(40 mm×16 mm),统计各个区域面积内白色像素的占比,然后减去二次超声波清洗后的采样板表面 CCD 图像中白色像素的占比,以消除部分熔融微粒落下后在采样板表面留下的灼烧凹坑和撞击凹坑对最终实验数据的影响。统计结果最终如下图 3 所示。

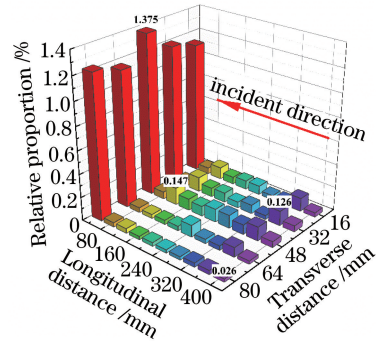


图 3 污染物相对占比

Fig. 3 Relative proportion of contaminants

如图 3 所示,从整体上看,微粒在水平面上的分布为发散域,沉降面积为 32000 mm<sup>2</sup>,远大于激光光斑的面积 0.8 mm<sup>2</sup>,表明爆炸点处的水平散射角大,喷射范围广。沉降分布呈中间高两边低的态势,这与微粒的初始相态和温度特性有关。激光诱导融石英表面爆炸过程通常分为 3 个阶段<sup>[29]</sup>:1)激光辐射区域能量积累致使表面固体受热熔融生成高温溅射液体(其温度和压强分别为 1 eV 和 10 GPa<sup>[24]</sup>),

几十纳秒后冷却形成高动能气溶胶颗粒,这是小直径微粒形成的主要阶段;2)直径处于中间大小(相对于激光能量而言,能量密度决定了微粒的最大直径)的微粒群以V型(文献[8]计算得出相关出射角为45°)或扇形从表面喷射,这对辐射范围起决定性作用;3)鳞片状低动能大直径微粒从表面溢出(速度约为10 m/s),如距融石英片表面纵向40 mm处,微粒所占百分比最大,中间位置采样点处微粒的占比高达1.375%,这正是由低动能、大直径微粒沉降所致。在纵向400 mm处,微粒的占比最小,最小值位于400 mm处的右下角,为0.026%,因此有理由推断:随着纵向距离远离入射表面,沉降物的占比会逐渐降低。值得注意的是,微粒在纵向120 mm及360 mm处存在相对高的峰值,分别为0.147%和0.126%,大于相邻两侧。首先分析纵向120 mm处的峰值,此位置距融石英片表面较近,但又不处于大直径微粒沉降区域(纵向40 mm区域),所以此位置为中等直径(1 μm左右)微粒的初始沉降区。当拥有较高动能的中等直径微粒通过此位置时,就会受到空气逆向回流力(因初始热膨胀气体冷却从而向高温表面回流的空气的逆向推动力)的作用,使微粒群最终沉降在此区域附近;另一种可能的原因是部分中等直径微粒带有一定电量的负电荷<sup>[30]</sup>,会更快地吸附于融石英采样板表面(与高动能、小直径微粒相比)。纵向360 mm处峰值的产生可能与中直径微粒因激光波长末端能量导致的再次加速有关。因此,从阻断污染物传播途径的角度看,应着重注意此类微粒。尽管纵向400 mm处污染物的占比极小,但可以确信污染物的最远传播距离不止400 mm。对于中间列,即横向48 mm,此现象尤为突出,这涉

及中性面上微粒的传播规律及微粒的最远运动距离,具体见以下讨论。

本研究使用图2所示的采样方案对中性面内微粒的浓度进行检测,实验采用的多通道粒子计数器能吸收采集口周围速度小于3 m/s的微粒。因激光与融石英表面作用时,出射微粒的动能随时间和距离的增加而单调递减,同时与脉冲波段到达融石英表面的先后顺序保持一致,即后期生成的微粒无法超越前期微粒而影响采样结果<sup>[12,21]</sup>。故,采样过程中计数器所得不同直径的微粒数据符合实际出射微粒的分布规律。

图4分别给出了直径为0.3 μm和10.0 μm微粒在中性面上的数量云图,其中坐标轴与图3相对应,横坐标为纵向距离,纵坐标为垂直距离。使用粒子计数器在9个采样点分别对直径为0.3,0.5,1.0,5.0,10.0 μm的微粒进行顺序采样,可以得到:出射微粒主要集中于采样点2处,竖直向下依次减少;微粒总数随微粒直径的增加而减少,如直径为0.3 μm的微粒的总数为10.0 μm微粒的8.66倍;在远离入射表面的采样点3处,小直径微粒的数量明显大于大直径微粒的数量,微粒数量随微粒直径的增加而单调递减;采样点7处微粒的数量大于采样点4处微粒的数量,但小于采样点1处微粒的数量。以上结果表明:激光致使融石英表面爆炸后主要产生了中小直径(小于5 μm)的悬浮气溶胶微粒;大直径微粒受重力影响显著,导致其在中性面上的浓度低,在远距离处的相对沉降占比(采样点9处的微粒数量除以采样点9、6、3处微粒数量的总和)高;爆炸微粒主要沿激光入射光线的反方向喷出;部分高动能微粒的出射角较大,且以小直径微粒居多。

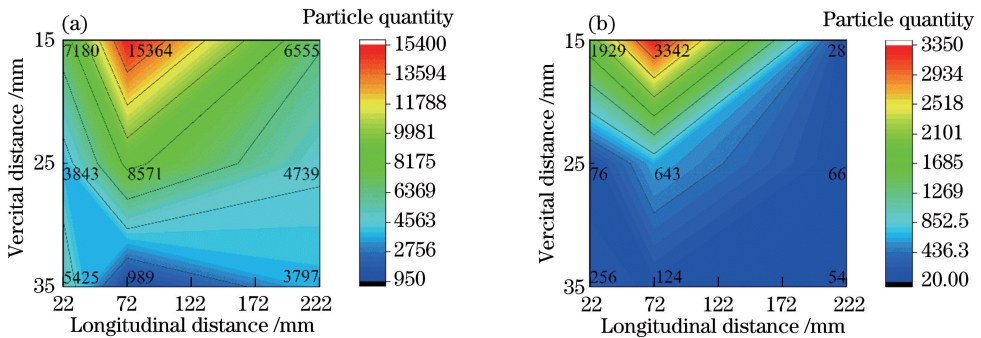


图4 中性面上的微粒数量分布云图。(a)直径为0.3 μm的微粒;(b)直径为10.0 μm的微粒

Fig. 4 Cloud charts of particles number in neutral surface. (a) Particles with diameter of 0.3 μm; (b) particles with diameter of 10.0 μm

假设激光与元件表面作用后能同时产生不同直径的微粒,微粒具有相同的初始速度、密度,且均为

球形,在水平方向仅受空气粘滞阻力的作用。根据球形微粒在空气中所受粘滞阻力的公式  $f = 6\pi\eta vR$

可以得到微粒瞬时加速度与速度之间的关系式( $\eta$ 为微粒与空气间的粘滞阻力系数, $v$ 为微粒的瞬时速度, $R$ 为微粒的半径),对其两边进行积分、化简最终得到微粒瞬时速度与位移的关系式为  $v = v_0 - [18\eta/(\rho D^2)]S$ ,其中: $v_0$ 为微粒的初速度, $\rho$ 为微粒的密度, $D$ 为微粒的直径, $S$ 为瞬时速度对应的距离。当  $v = 0$  时,  $S = \rho D^2 v_0 / (18\eta)$ ,由此可知,微粒直径的平方正比于其最终运动的距离。但纵观3次打靶的平均数据(个别位置点采样数据会出现偏差),如图5所示,微粒数量在相同位置处始终随着微粒直径的增大而减少,522 mm处微粒的数量由小到大依次为7、5、6、0、1,可知小直径微粒能运动更远的距离,与理论计算相反。造成上述现象的原因有多种,首先是不同直径的微粒离开入射表面的实际时间并不相同,小直径微粒先于大直径微粒发射,这是因为小直径微粒产生于表面高温弛豫阶段,而大直径微粒主要产生于对流换热停止后,融石英中心辐射区域外围的机械损伤阶段,两者的出射时间相差几微秒<sup>[12]</sup>。其次,小直径微粒在运动过程中会受到更强的二次加速作用。例如,假设吸收的热量全部转化为动能  $E_k$ ,由于小直径微粒具有更大的比表面积,单位质量能吸收更多的热量,通过公式  $v = \sqrt{2E_k/m}$  可知小直径微粒相比大直径微粒可获得更大的运动速度,其中  $m$  为带电微粒的质量。此外,部分大直径微粒在运动过程中会发生膨胀,若运动到较远距离后分解成为小直径微粒,则间接增加了该直径微粒的运动距离。由图5最后一个位置点可知,当纵向距离为622 mm时,粒子计数器收集不到任何直径的微粒,说明由爆炸产生的微粒(包括静置30 min后仍悬浮的气溶胶微粒)的极限运动距离均不超过622 mm,明显大于光学元件间的安全距离(通常为450 mm)<sup>[2]</sup>。

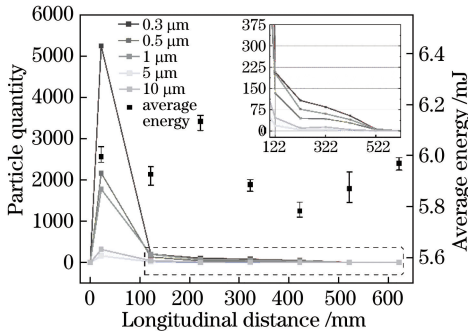


图5 不同直径污染物微粒数量与纵向运动距离间的关系  
Fig. 5 Relationship between number of pollutant particles with different diameters and longitudinal distances

## 4 结 论

激光与物质作用是一系列复杂的物理化学过程,激光诱导释放物是终端光学系统中造成相邻元件损伤的主要原因。本课题组对污染物微粒从产生到静止间的整个过程进行了研究,定量分析了激光诱导融石英释放微粒的水平面分布占比、中性面浓度分布以及最远运动距离,得到如下运动规律:激光与融石英前表面作用产生直径小于10.0 μm的微粒群,多数微粒沿垂直靶面方向射出;体积大、动能低的微粒(5.0 μm、10.0 μm大直径微粒)沉降在纵向40 mm处位置;体积较大、动能较高的微粒(1 μm中直径微粒)喷射后以簇、团的形式沿入射激光反向运动,但整体运动距离较近,小于222 mm;相比之下,高动能小直径微粒(小于1 μm)的运动距离更远,0.3 μm直径个体的纵向运动距离甚至能达到522 mm,且喷射后主要以雾状形式悬浮于空中;水平面上的横向污染物沉淀量以中间高、两边低的方式累积,纵向污染物沉淀量随纵向距离的增加逐渐降低,但在120 mm和360 mm处出现了局部高峰,这与微粒自身的性质及起爆初始周围环境有关。结合以上现象可推断:水平面上污染物的最终沉降量主要与大直径微粒有关;最远出射距离主要与小直径微粒有关;激光与融石英作用后的空气中主要悬浮中、小直径的微粒。后续将对阻断中、小直径微粒抛射及竖直方向上大、中微粒的清扫展开具体研究,对基于以上传播规律的微粒采用不同的洁净手段进行在线分类清除,以维持光学元件表面的洁净度,提高打靶次数。

## 参 考 文 献

- [1] Haynam C A, Wegner P J, Auerbach J M, *et al.* National ignition facility laser performance status[J]. Applied Optics, 2007, 46(16): 3276-3303.
- [2] Yu H W, Jing F, Wei X F, *et al.* Status of prototype of SG-III high-power solid-state laser[J]. Proceedings of SPIE, 2009, 7131: 713112.
- [3] Fleuret N, Cavailler C, Bourgade J L. The laser Mégajoule (LMJ) project dedicated to inertial confinement fusion: development and construction status[J]. Fusion Engineering and Design, 2005, 74(1/2/3/4): 147-154.
- [4] Tian Y T, Wu R, Yang Y. Optical damage inspection based on local signal enhancement[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(11): 1104001.

田玉婷, 邬融, 杨野. 基于局域信号增强的光学元件

- 损伤检测[J]. 中国激光, 2018, 45(11): 1104001.
- [5] Raman R N, Negres R A, Demos S G. Kinetics of ejected particles during breakdown in fused silica by nanosecond laser pulses[J]. Applied Physics Letters, 2011, 98(5): 051901.
- [6] Wegner P J, Auerbach J M, Biesiada T A, *et al.* NIF final optics system: frequency conversion and beam conditioning[J]. Proceedings of SPIE, 2004, 5341: 180-189.
- [7] Tan B, Huang M, Zhu Q B, *et al.* Method on elements automatic identification of spectral peaks in laser-induced breakdown spectroscopy[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(8): 0811002.  
檀兵, 黄敏, 朱启兵, 等. 激光诱导击穿光谱谱峰元素自动识别方法研究[J]. 中国激光, 2018, 45(8): 0811002.
- [8] Bude J, Carr C W, Miller P E, *et al.* Particle damage sources for fused silica optics and their mitigation on high energy laser systems[J]. Optics Express, 2017, 25(10): 11414.
- [9] Demos S, Staggs M, Minoshima K, *et al.* Characterization of laser induced damage sites in optical components[J]. Optics Express, 2002, 10(25): 1444-1450.
- [10] Norton M A, Donohue E E, Feit M D, *et al.* Growth of laser damage in SiO<sub>2</sub> under multiple wavelength irradiation[J]. Proceedings of SPIE, 2006, 5991: 599108.
- [11] Norton M A, Hrubesh L W, Wu Z L, *et al.* Growth of laser-initiated damage in fused silica at 351 nm[J]. Proceedings of SPIE, 2001, 4347: 468-469.
- [12] Demos S G, Negres R A, Raman R N, *et al.* Material response during nanosecond laser induced breakdown inside of the exit surface of fused silica[J]. Laser & Photonics Reviews, 2013, 7(3): 444-452.
- [13] Feit M D, Rubenchik A M, Faux D R, *et al.* Modeling of laser damage initiated by surface contamination[J]. Proceedings of SPIE, 1996, 2966: 417-425.
- [14] Raman R N, Elhadj S, Negres R A, *et al.* Characterization of ejected fused silica particles following surface breakdown with nanosecond pulses[J]. Optics Express, 2012, 20(25): 27708-27724.
- [15] Papernov S, Schmid A W. Correlations between embedded single gold nanoparticles in SiO<sub>2</sub> thin film and nanoscale crater formation induced by pulsed-laser radiation[J]. Journal of Applied Physics, 2002, 92(10): 5720-5728.
- [16] Bercegol H, Bonneau F, Bouchut P, *et al.* Laser ablation of fused silica induced by gold nanoparticles: comparison of simulations and experiments at  $\lambda = 351$  nm[J]. Proceedings of SPIE, 2002, 4760: 1055-1067.
- [17] Matthews M J, Feigenbaum E, Demos S G, *et al.* Laser-matter coupling mechanisms governing particulate-induced damage on optical surfaces[J]. Proceedings of SPIE, 2016, 10014: 1001402.
- [18] Shen N, Bude J D, Carr C W. Model laser damage precursors for high quality optical materials[J]. Optics Express, 2014, 22(3): 3393.
- [19] Demos S G, Negres R A, Raman R N, *et al.* Morphology of ejected debris from laser super-heated fused silica following exit surface laser-induced damage[J]. Proceedings of SPIE, 2015, 9632: 96320S.
- [20] Ancona A, Döring S, Jauregui C, *et al.* Femtosecond and picosecond laser drilling of metals at high repetition rates and average powers[J]. Optics Letters, 2009, 34(21): 3304.
- [21] Demos S G, Negres R A, Raman R N, *et al.* Relaxation dynamics of nanosecond laser superheated material in dielectrics[J]. Optica, 2015, 2(8): 765-772.
- [22] Peng Z T. Research on on-line detection technology of laser damage for optical components of high-power laser complex optical components[D]. Mianyang: China Academy of Engineering Physics, 2011.  
彭志涛. 强激光复杂光机组件光学元件激光损伤在线检测技术研究[D]. 绵阳: 中国工程物理研究院, 2011.
- [23] Amoroso S, Bruzzese R, Spinelli N, *et al.* Generation of silicon nanoparticles via femtosecond laser ablation in vacuum[J]. Applied Physics Letters, 2004, 84(22): 4502-4504.
- [24] Demos S G, Negres R A. Morphology of ejected particles and impact sites on intercepting substrates following exit-surface laser damage with nanosecond pulses in silica[J]. Optical Engineering, 2017, 56(1): 011016.
- [25] Génin F Y, Feit M D, Kozlowski M R, *et al.* Rear-surface laser damage on 355-nm silica optics owing to Fresnel diffraction on front-surface contamination particles[J]. Applied Optics, 2000, 39(21): 3654.
- [26] Wong J, Ferreira J L, Lindsey E F, *et al.* Morphology and microstructure in fused silica induced by high fluence ultraviolet  $3\omega$  (355 nm) laser pulses[J]. Journal of Non-Crystalline Solids, 2006, 352(3): 255-272.
- [27] Genin F Y, Sheehan L M, Yoshiyama J M, *et al.* Statistical study of UV-laser-induced failure of fused silica[J]. Proceedings of SPIE, 1998, 3244: 155-

- 164.
- [28] Li Y H, Zhao Y, Li X M, *et al.* *In situ* measurement of the particle size distribution of the fragmentation product of laser-shock-melted aluminum using in-line picosecond holography [J]. *AIP Advances*, 2016, 6(2): 025208.
- [29] Shen C, Cheng X G, Xu Z J, *et al.* Observation of particle ejection behavior following laser-induced breakdown on the rear surface of a sodium chloride optical window [J]. *Optical Engineering*, 2017, 56(1): 011009.
- [30] Demos S G, Carr C W, Cross D A. Mechanisms of surface contamination in fused silica by means of laser-induced electrostatic effects [J]. *Optics Letters*, 2017, 42(13): 2643-2646.
- [31] Suk H, Hur M S, Jang H, *et al.* Review of basic physics of laser-accelerated charged-particle beams [C]. *AIP Conference Proceedings*, 2006: 165-169.