

黑体辐射法测量电介质内部被超短激光脉冲加工后的温度

王承伟 赵全忠 钱静 黄媛媛 王关德 李阳博 柏锋 范文中 李虹瑾

Measuring the internal temperature of dielectrics machined by the ultrashort laser pulse through the black-body irradiation method

Wang Cheng-Wei Zhao Quan-Zhong Qian Jing Huang Yuan-Yuan Wang Guan-De Li Yang-Bo Bai Feng Fan Wen-Zhong Li Hong-Jin

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 65, 125201 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.125201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.125201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I12>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

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>

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>

低压下气流对激光沉积纳米硅晶化及尺寸的影响

Influence of gas flow on the size and crystal of silicon nanoparticle produced by laser deposition in low pressure

物理学报.2013, 62(2): 025204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.025204>

355 nm 纳秒紫外激光辐照下熔石英前后表面损伤的对比研究

Comparison of damage between front and rear surfaces under nanosecond 355nm laser irradiation on fused silica

物理学报.2011, 60(6): 065202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.065202>

黑体辐射法测量电介质内部被超短激光脉冲加工后的温度*

王承伟¹⁾²⁾³⁾ 赵全忠^{2)†} 钱静²⁾ 黄媛媛²⁾ 王关德²⁾ 李阳博²⁾ 柏锋²⁾
范文中²⁾ 李虹瑾²⁾

1)(同济大学物理科学与工程学院, 上海 200092)

2)(中国科学院上海光学精密机械研究所, 强场激光物理国家重点实验室, 上海 201800)

3)(中国科学院大学, 北京 100049)

(2016年3月16日收到; 2016年5月8日收到修改稿)

黑体辐射法可用于测量电介质内部被超短脉冲激光加工后, 电子和晶格的瞬时温度. 当一个超短激光脉冲通过物镜聚焦到石英玻璃内部时, 在焦点附近诱导出微结构. 微结构中热影响区的最大宽度为 $16\ \mu\text{m}$, 热影响区发出的黑体辐射谱通过物镜、带耦合透镜的光纤、光谱仪以及 ICCD 组装成的系统记录. 测试系统收集了电介质内部被单个激光脉冲辐照后, 热影响区发射的黑体辐射谱, 然后用 Planck 公式拟合黑体辐射谱, 得到电介质温度. 电介质被超短激光脉冲辐照后, 首先电介质中的价带电子通过强场电离和雪崩电离跃迁到导带, 高温高压的等离子体以冲击波的形式向外运动, 通过对流方式传递能量, 该过程发生在激光辐照石英后 21 ns 内. 21 ns 后冲击波转化为声波, 中心的气态石英通过热扩散方式影响周围的固态区域, 石英温度缓慢下降. 在时刻 t (单位 ns), 石英玻璃的温度为 $5333 \exp(-t/1289)$ K. 石英经过 $3.72\ \mu\text{s}$ 将冷却到室温, 因此重复频率在 269 kHz 以上的激光, 加工石英玻璃时具有热累积效应.

关键词: 黑体辐射, 超短激光, 电介质, 电子

PACS: 52.38.Mf, 52.50.Jm, 61.80.Ba, 78.47.D-

DOI: 10.7498/aps.65.125201

1 引言

由于透明电介质带隙宽, 线性吸收弱, 使超短脉冲激光能够传输到内部. 超短脉冲激光通过透镜聚焦后光强足够大, 焦点附近发生非线性吸收, 在电介质内部加工微光学、微流体等器件^[1]. 超短脉冲激光加工电介质, 涉及静电损伤机理和热损伤机理^[2]. 静电损伤机理通常指的是库仑爆炸, 而电介质内部, 电子被电离后, 剩余的带正电荷的电子受到周围原子的束缚, 库仑爆炸难以发生^[3]. 所以超短脉冲激光加工电介质内部, 由热损伤机理决定. 热损伤机理是指电子温度超过黏结温度, 电介质被

烧蚀^[4]; 晶格温度超过晶体的熔点或者玻璃的软化点, 电介质被加工^[5].

电介质被超短激光脉冲辐照时, 电介质中电子通过多光子吸收和逆韧致吸收从激光吸收能量^[6], 然后电子将能量通过热传导的方式传递给晶格^[7]. 激光、电子和晶格的相互作用时间短, 需要用瞬态光谱来测量, 已有的测量方法包括荧光法、电阻法、Langmuir 探针法、时间分辨的投影法、抽运探测法、激光诱导等离子体发射谱法以及黑体辐射法等. 荧光法适合表征超短脉冲激光的光强^[8]. 电阻法通过放置在空气中光丝两端的电极, 测量光丝中的电子的电流, 求出电子密度^[9]. Langmuir 探针法测量不同偏压下, 真空中金属的表面被脉冲激光辐照后

* 国家自然科学基金(批准号: 11374316)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zqz@siom.ac.cn

的电子电流, 计算出电子的温度和密度^[10]. Langmuir 探针法要求样品导电并接地, 与施加偏压的探测器一起, 控制等离子体羽辉中电子的运动, 因此 Langmuir 探针法适用于金属而非电介质. 时间分辨的投影法擅长观察电子等离子体的形貌^[11]. 抽运探测法适用于测量电介质表面及内部的电子, 分为反射和透射谱. 反射谱对浓度大于临界密度的电子等离子体才灵敏, 而透射谱对低密度电子也灵敏^[12]. 原因是透射谱除了与电子对激光的反射有关, 还受到电子通过逆韧致辐射吸收的影响. 抽运探测法擅长表征电介质内电子的密度, 但测不到电子的温度. 激光诱导等离子体发射谱法不仅测量了纳秒激光和飞秒激光脉冲在金属表面诱导的等离子体羽流的温度^[13], 而且测量出纳秒激光在位于真空中的电介质表面诱导的等离子体羽流的浓度和温度, 等离子体发射光谱中某一离子发射峰的半高宽, 代入 Stark 展宽公式得出电子浓度, 用 Boltzmann 公式拟合多个离子发射峰对应的能量, 得出电子温度^[14]. 不同波长的纳秒激光脉冲, 加工多种电介质内部后, 电子的温度可通过黑体辐射法测量^[15]. 双温模型中电子在温度梯度驱动下, 传热给晶格的表达式为 $C_i \partial T_i / \partial t = \gamma (T_e - T_i)$ ^[16], 式中 T_e 和 T_i 分别表示电子温度、晶格温度, C_i 和 γ 分别表示热容和电子与声子的耦合系数, 而电子与晶格耦合的时间 $\tau_i = C_i / \gamma$, τ_i 约为 100 ps^[16]. t 表示时刻, 超短脉冲激光传播到加工区域, 对应于时刻原点 $t = 0$. 忽略初始晶格温度, 当晶格温度低于电子温度时, 晶格温度 $T_i = T_e (\tau_H) t / \tau_i$ ^[16], 式中 $T_e (\tau_H)$ 表示电子在脉宽为 τ_H 的激光辐照结束时刻的温度. 但当晶格温度接近电子温度时, 温度梯度趋向于 0, 经过时间 τ_i , 晶格温度趋向于电子温度, 统称为电介质温度. 由于电子与晶格的耦合时间远小于增强型 CCD (intensified CCD, ICCD) 的门宽下限, 因此用 ICCD 表征被激光加工后的电介质温度时, 电子和晶格的温度相等^[15].

黑体辐射法尚未测量出超短脉冲激光辐照电介质内部后电子和晶格的温度. 电介质被飞秒辐照时, ICCD 观察到的不是黑体辐射谱, 而是二次谐波或者超连续谱^[17]. 当辐照到中心对称电介质的激光功率小于 Kerr 自聚焦阈值时, 电介质辐射出二次谐波. 因为中心对称电介质二阶非线性为 0, 不会通过合频产生二次谐波, 所以电介质发出的二次谐波是由等离子体产生的^[18]. 入射光在等

离子体中激发出二次谐波电流, 二次谐波电流发出二次谐波^[19]. 当激光功率大于 Kerr 自聚焦阈值时, 发生成丝现象, 光丝中等离子体密度低, 电介质在自相位调制、交叉相位调制作用下, 辐射出超连续谱^[17]. 除了二次谐波和超连续谱, 电介质被超短脉冲激光辐照时, 还会发出原子分子发射谱. 超短脉冲激光辐照到真空中的电介质表面, 离子发射峰强度远大于黑体辐射谱, 然后不断下降^[20], 最后观察到黑体辐射光谱^[21]. 由于上述干扰, 电介质内部被超短激光脉冲辐照时, 发出的黑体辐射谱, 尚未被观察到.

潜在的二次谐波、超连续谱和离子发射谱, 会干扰黑体辐射谱. 二次谐波和超连续谱仅在超短激光脉冲辐照到电介质内部时出现, 通过设置 ICCD 的延时消除. 空气的离子发射谱, 除了通过抽真空解决, 还可以将激光聚焦到电介质内部来避免, 本文采用后者. 电介质自身的离子发射谱, 与离子所处的环境密切相关. 真空下电介质表面被超短激光脉冲辐照后, 产生等离子体羽流并发出白光^[22]. 由于库仑爆炸, 等离子体羽流中离子以 10^6 cm/s 左右向外高速运动, 经过 0.1 μ s 到达 1 mm 处, 即观察窗口的位置^[21]. 离子继续向外运动, 经过 1 μ s 后, 远离探测窗口, ICCD 中观察不到尖锐的离子发射峰, 而观察到以 6×10^3 cm/s 左右低速运动的原子的无尖峰的黑体辐射谱. 激光在电介质内部产生的离子, 受到周围高浓度原子的限制, 难以扩散. 离子在电介质中发射谱的寿命远小于在真空中, 因为电介质内部的电子复合时间短. 这与纳秒激光脉冲辐照到电介质内部后 2 ns, ICCD 测到的光谱中只有黑体辐射谱, 没有离子发射谱一致^[17]. 据我们所知, 这是首次通过黑体辐射光谱, 直接测量到电介质内部被超短脉冲激光加工后的温度. 而且黑体辐射法测量了加工后不同时刻的电介质温度, 计算出了电介质的冷却时间以及热累积效应所需的重复频率.

2 实 验

电介质内部被单个超短激光脉冲加工. 石英玻璃化学性质稳定、透过率高、容易磨光、尺寸大以及价格低, 用于制备微光学、微流体、微机械等微结构^[23-25], 故本文选择石英玻璃作为被激光改性的电介质材料. 石英玻璃样品 (JGS1) 的上表面

调节到位于显微镜 (Nikon Eclipse ME600) 的焦平面后, 被精度为 $0.1 \mu\text{m}$ 的三维位移台 (Prior Stage II) 朝着显微镜物镜移动距离 $d = 600 \mu\text{m}$. 数值孔径为 0.30 的 10 倍物镜, 将超短脉冲激光聚焦到石英玻璃内部. 超短脉冲激光器 (Spectra Physics Spitfire) 水平偏振, 能够通过手动促发输出单个脉冲, 同时通过精度为 $1/3 \text{ ns}$ 的晶体管逻辑电路 (transistor-transistor logic, TTL) 输出同步信号, 如图 1 所示. 激光器与物镜间有孔径光阑, 当收集黑体辐射等光谱信号时, 孔径光阑打开, 超短激光脉冲辐照到样品中; 当收集环境的杂散光及 ICCD 自身的噪声时, 孔径光阑关闭, 激光脉冲未加工样品. 脉宽、物镜后的平均功率分别用自相关仪 (APE mini) 和功率计 (Coherent PM3) 测得为 $599 \pm 82 \text{ fs}$ 和 $240 \pm 1.3 \text{ mW}$. 因为激光重复频率为 1 kHz , 所以激光的单脉冲能量为 $240 \mu\text{J}$.

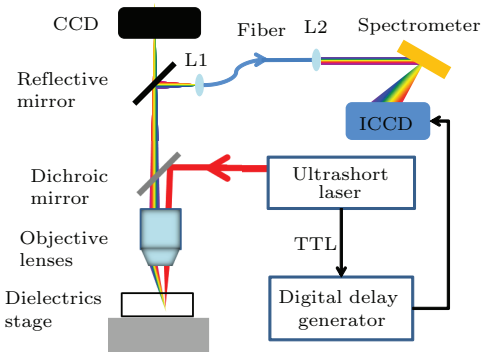


图 1 收集电介质被超短脉冲激光加工后, 发出的黑体辐射谱的装置示意图. L1 和 L2 表示透镜

Fig. 1. Illustration of the device for collecting blackbody emission from dielectrics after which was machined by ultrashort laser. L1 and L2 are lenses.

电介质内部被超短脉冲激光辐照后, 发出的黑体辐射谱, 用于表征电子及晶格温度. 物点处的电介质发出的黑体辐射, 经过物镜后, 被位于像点的透镜收集. 除了物镜, 任何收集效率足够的成像系统都可以用于测量黑体辐射谱, 比如抛物面镜或透镜 [18,20]. 黑体辐射传输到数值孔径为 0.22 的透镜 L1 (COL-UV-10) 后, 被耦合到数值孔径为 0.22 的光纤 (ocean optics) 中, 光纤输出的光, 以 25° 的角度发散, 经过数值孔径为 0.22 的透镜 L2 (COL-UV-10) 准直, 平行入射到光谱仪中, 如图 1 所示. 光纤的 SMA905 入口和出口用五轴位移台调节, 五轴位移台由精度为 $10 \mu\text{m}$ 的三维平移台和精度为 $0.69'$ 的二维旋转台组成. 光谱仪 (Shamrock 303i) 中光栅密度为 300 线/mm, 分辨率为 0.137 nm , 光

栅的闪耀波长为 500 nm , 效率为 80%, 随波长的增大线性减小, 在 800 nm 处光栅的效率下降到 50% [26], 因此光栅在波长 $\lambda \in [500 \text{ nm}, 800 \text{ nm}]$ 范围内的效率近似为 $E_{\text{gr}}(\%) = 130 - 0.1\lambda$. 黑体辐射谱被光谱仪分光后, 用 ICCD (iStar 334T) 记录, ICCD 中的探测器从室温冷却到 -25°C , 以降低热噪声. ICCD 的波长范围为 $280\text{--}810 \text{ nm}$, ICCD 探测器的量子效率随波长变化, 量子效率在 $470\text{--}610 \text{ nm}$ 范围内恒定为 40% [27], 相对误差 2.0%. 由于二向色镜仅在可见光波段中的一段高透, 因此 ICCD 的有效波长范围还受到二向色镜的影响, 二向色镜的透过谱用分光光度计 (JASCO V-570) 测量. 光谱仪和 ICCD 的控制软件 (andor solis for spectroscopy) 中的数字延时发生器 (digital delay generator, DDG), 接收到激光器输出的 TTL 信号后, 不仅能够调节延时, 即 ICCD 微通道板门打开的时刻, 而且能够设置最短为 2 ns 的门宽.

3 结果与讨论

3.1 超短激光脉冲在石英玻璃内部诱导的微结构形貌

单个超短激光脉冲在石英玻璃内部诱导出微结构. 腰斑半径 w 为 2.7 mm 的超短激光脉冲被焦距 f 为 20 mm 的 10 倍物镜聚焦, 激光波矢 k 的方向从左向右. 由于激光在空气和石英玻璃界面的折射, 光束中心和边缘的入射角分别为 0° 和 $\theta = \arctan(w/f) = 7.7^\circ$, 入射后的焦点分别位于 $nd = 872 \mu\text{m}$ 和 $nd[1 - \sin^2 \theta/n^2]^{0.5}/[1 - \sin^2 \theta]^{0.5} = 876 \mu\text{m}$, 其中中心波长 784 nm 处的线性折射率 n 为 1.4536 [28]. 因此界面球差引起的焦点差别仅有 $4 \mu\text{m}$, 可以忽略, 几何焦点离界面的距离为 $874 \mu\text{m}$. 根据图 2, 测量出加工区域的起点离空气-石英界面的距离为 $845 \mu\text{m}$, 微结构长度为 $104 \mu\text{m}$.

石英玻璃中微结构的轴心区域被严重损伤, 而边缘区域被轻微改性. 图 2 (b) 中宽度最大值为 $3.8 \mu\text{m}$ 的轴心区域呈深色, 轴心区域宽度与束腰半径 $2\lambda f/(\pi w_1) = 3.7 \mu\text{m}$ [3] 非常接近, 轴心区域很可能是由超短激光脉冲在该区域激发的高温等离子体引起. 石英玻璃中先被等离子体引起的冲击波损伤, 再被径向速度相同的声波改性, 形成边沿为圆形的微结构 [11]. 边缘区域颜色浅, 受到冲击波挤压密度和折射率改变 [29], 因此可以用显微镜观察

到. 深色的轴心区域和浅色的边缘区域都属于热影响区^[30], 该区域的温度超过石英玻璃的软化点 1853 K^[31]. 热影响区的宽度最大值为 16 μm , 比轴心区域大 3.2 倍. 单脉冲能量和脉宽固定, 增加激光重复频率, 虽然激光脉冲在轴心区域内产生的等离子体密度和温度不变, 冲击波的效果基本不变, 但热影响区的宽度增加^[32]. 这是由于随着重复频率增大, 受热扩散控制的热累积效应更加显著, 边缘温度升高. 时间分辨的投影术发现热影响区不是在超短激光脉冲辐照时形成, 而是在脉冲辐照后几十纳秒形成^[11]. 为了测量到石英玻璃被超短激光脉冲辐照后的具体温度, 热影响区的黑体辐射谱被收集.

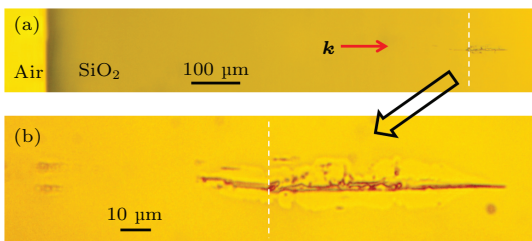


图 2 (网刊彩色) 石英玻璃被单个超短脉冲激光脉冲辐照后, 用不同放大倍数的物镜观察到的加工形貌 (a) 10 倍; (b) 50 倍. 图中的白色虚线指示了几何焦点的位置

Fig. 2. (color online) Processing morphology observed by objective lenses with different magnification in fused silica which was irradiated by one ultrashort laser pulse: (a) 10 times; (b) 50 times. The white dashed lines indicate the positions of geometrical focus.

3.2 石英玻璃被超短激光脉冲加工后的光谱

石英玻璃被超短脉冲激光辐照后, 除了发出黑体辐射光谱, 还有入射激光的反射谱. 用 DDG 调节延时为 0, 6 和 4000 ns, 相应的门宽分别为 6, 100 μs 和 100 μs , 记录不同时刻下的光谱. 分别测量石英玻璃被激光脉冲辐照和未被辐照时的光谱, 用辐照时的信号减去未被辐照时的噪声, 得到剔除噪声后的光谱如图 3. 时间段 0—6 ns 内的光谱如图 3 中蓝色长虚线所示, 该曲线上有一个中心波长在 784 nm 附近的峰, 来源于入射超短脉冲激光的反射. 784 nm 处, 光谱仪内闪耀光栅的效率和 ICCD 探测器的量子效率分别为 51.3% 和 6.7%^[26,27]. 由于脉冲宽度远小于 6 ns, 因此延时为 6 和 4000 ns 时, 光谱中没有激光的反射峰, 也消除了超连续谱和二次谐波. 时间段 4000 ns—104 μs

内的光谱信号接近为 0, 如图 3 中红色短虚线所示, 这可能是由于石英温度降低. ICCD 测得入射激光峰的积分为 6.58×10^4 counts·nm, 灵敏度高达 10 nW 的功率计 (Coherent OP-2VIS), 测得像点处的反射光占入射激光的比例为 1.65×10^{-6} , 因此样品处入射激光的积分强度为 1.6×10^{12} counts·nm. 石英内部的微结构长度 L 为 104 μm , 加工区域的电子浓度 ρ 超过阈值 10^{21} cm^{-3} ^[2], 逆韧致辐射系数 σ 为 $2.78 \times 10^{-22} \text{ m}^2$ ^[33], 因此激光经过加工区域的透过率 $T = \exp(-\sigma\rho L) \approx 0$ ^[34]. 反射率和透过率接近于 0, 入射激光几乎全部被石英吸收, 吸收的激光对应的积分强度近似为 1.6×10^{12} counts·nm.

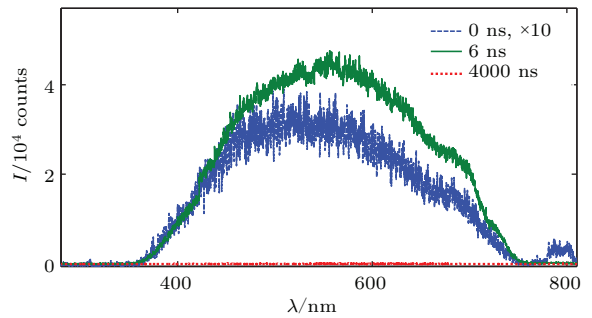


图 3 (网刊彩色) 不同延迟时间下石英的瞬态光谱 (0 ns 下的光谱乘以 10 以提高可见性)

Fig. 3. (color online) The instantaneous spectra of fused silica at different delay time. The spectra at the delay of 0 ns has been multiplied by a factor of 10 to enhance its visibility.

延时为 6 ns、门宽为 100 μs 内的光谱中有一个馒头状的黑体辐射峰, 如图 3 中绿色实线所示. 该光谱不像离子发射峰具有尖峰^[21], 这是由于超短脉冲激光电离产生的电子, 复合时间仅为 170 fs^[34]. 黑体辐射峰远强于蓝色的超短脉冲激光反射峰, 这是因为二向色镜在入射激光波长范围内具有很高的反射率, 透过二向色镜进入 ICCD 的入射激光相对较弱. ICCD 测得, 0—6 ns 的发射峰和 6 ns—100 μs 的黑体辐射峰的积分之和为 8.22×10^7 counts·nm, 而物镜的孔径角为 $2\alpha = 2\arcsin(0.30) = 34.9^\circ$, 立体角为 $2\pi(1 - \cos\alpha)$, 所以物镜的收集效率为 $(1 - \cos\alpha)/2 = 2.30\%$. 功率计测得物镜在 784 nm 处的透过率为 87%, 由于物镜的材料为石英, 因此物镜透过率在可见光、近红外波段内恒定, 近似为 87%. 考虑收集效率、物镜透过率、二向色镜透过率、闪耀光栅效率以及 ICCD 探测器的量子效率, 焦点附近发出的黑体辐射强度为 1.5×10^{10} counts·nm,

仅占石英吸收能量的 1.3%.

3.3 黑体辐射谱法测量电介质内部的温度

石英玻璃被单个超短激光脉冲加工后, 发出黑体辐射光谱. 黑体辐射先后经过物镜、二向色镜和反射镜, 再通过光纤进入光谱仪, 如图 1 所示. 反射镜是可插入式, 用于显微镜观察, 因此传播损耗在可见光范围内与波长无关. 光纤的材质也是石英, 透过率与 ICCD 探测器范围内的波长无关. 然而, 图 4 中二向色镜对各个波长的透过率不同, 可能影响黑体辐射光谱.

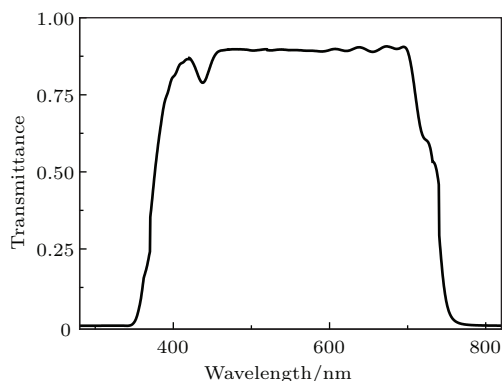


图 4 二向色镜在 ICCD 探测器波长范围内的透过率
Fig. 4. Transmittance of dichroic mirror in the wavelength range of ICCD detector.

如图 4 所示, 二向色镜的透过率在 470—610 nm 范围内的平均值为 90%, 相对误差为 0.23%. 由于 ICCD 探测器在 470—610 nm 的量子效率恒定, 因此二向色镜、物镜、反射镜和 ICCD 探测器波长范围的交集为 470—610 nm, 该范围为本文黑体辐射光谱的范围. 黑体辐射装置的误差由二向色镜和 ICCD 等引起, 系统误差等于各个元件的相对误差之和, 即 2.2%.

测量不同时刻下的黑体辐射光谱, 得到不同时刻下的电介质温度. 门宽固定为 6 ns, 延时组成 6 ns 为首项、78 ns 为末项的等差数列. 闪耀光栅在 470—610 nm 范围内各个波长的归一化反射率的倒数乘以 ICCD 测得的光谱, 得到黑体辐射光谱的相对强度. 门宽为 6 ns, 延时 18, 78 ns 时的黑体辐射光谱如图 5 中黑色圆点所示, 黑体辐射光谱等于样品被激光脉冲辐照时的信号, 减掉未被辐照时的噪声. 杂散光的噪声信号如图 5 中蓝色虚线所示, 噪声值为 609 ± 10 counts, 噪声远低于信号强度, 主要原因是 ICCD 的积分时间仅为

6 ns, 即使测试装置所在房间的日光灯未关闭, 收集到的杂散光强度也很弱. 由于门宽较小, 时间段 18—24 ns 和 78—84 ns 的黑体辐射分别等价于 21 和 81 ns 时的黑体辐射. 21 ns 下的平均黑体辐射强度为 2.7×10^4 counts, 明显高于 81 ns 下的平均强度 4.3×10^3 counts, 证明石英温度随着时间增加而下降. 81 ns 内, 黑体辐射的信号强度至少为噪声的 7.1 倍.

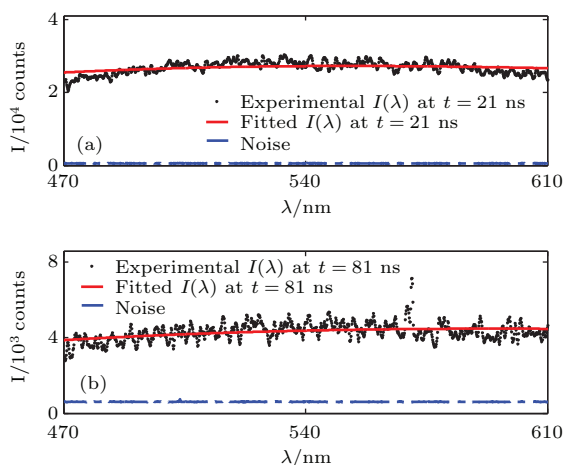


图 5 石英玻璃被单个超短激光脉冲加工后, 不同时刻下的黑体辐射光谱、拟合曲线及噪声 (a) 21 ns; (b) 81 ns
Fig. 5. The black-body emission spectra, fitting curves and noises of fused silica at different time after which was machined by one ultrashort laser pulse: (a) 21 ns; (b) 81 ns.

石英玻璃内部的具体温度, 通过对黑体辐射曲线拟合得到. Amoruso 等^[35]用维恩公式, 即 $I\lambda^5$ 与 $1/\lambda$ 的对数成线性关系, 拟合了不同波长 λ 下黑体辐射的光强 I , 求出温度. 虽然维恩公式能够近似地拟合黑体辐射曲线, 但维恩公式只适用于短波长. 为了更准确地拟合黑体辐射曲线, Planck 公式被 Albert 等^[22]和 Carr 等^[18]采用. 本文采用的 Planck 公式如下:

$$I(\lambda) = \frac{I_0 2\pi h c^2}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{hc}{\lambda k_B T}\right) - 1 \right]}, \quad (1)$$

式中 h , c , k_B 分别表示 Planck 常数、真空光速和 Boltzmann 常数, 参数 I_0 表示黑体辐射采集系统的效率. 将 (1) 式输入到 Matlab 中, 通过非线性拟合方法拟合黑体辐射曲线, 如图 5 中实线所示. 时刻从 21 ns 增大到 81 ns, 黑体辐射谱与拟合曲线的相对误差从 5.1% 增大到 9.7%, 相对误差的来源之一是黑体辐射装置的系统误差, 原因之二是黑体辐射信号的强度随着时间增加而减小, 信噪比

下降. 根据 Stefan-Boltzmann 定律, 黑体辐射的能量与温度的四次方成正比, 因此 21 和 81 ns 下温度的相对误差分别为 1.3% 和 2.3%. 21 ns 的拟合温度 T 为 $5247 \text{ K} \pm 66 \text{ K}$, 到 81 ns 时刻温度下降到 $4882 \text{ K} \pm 114 \text{ K}$. 两个时刻下石英温度都超过软化点, 所以石英玻璃能够被超短激光脉冲加工.

石英玻璃被超短激光脉冲加热后, 通过辐射、对流和热扩散传热. 由于辐射发出的能量仅占石英吸收能量的 1.3%, 传热方式主要是对流和热扩散. 激光在电介质内部产生高温高压的等离子体, 初期以冲击波的形式, 沿着激光传播的反方向运动 [11], 电介质主要通过对流方式将能量传递给周围区域, 对应于图 6 中 9—21 ns 的时间段. 实验重复了 6 次, 均观察到黑体辐射强度从 9 到 15 ns 升高, 15 到 21 ns 迅速下降. 在冲击波作用下, 石英温度从 9 ns 时的 5739 K 升高到 15 ns 时的 5854 K, 然后跌到 5247 K. 随后冲击波转化为具有球形波前的声波 [11], 电介质主要以热扩散的方式影响周围区域, 对应于图 6 中 21—81 ns 缓慢下降的石英温度. 石英温度在 6—81 ns 内均超过石英的沸点 3220 K, 所以激光辐照的中心区域呈气态. 总之对流主要发生在激光辐照石英后 21 ns 内, 21 ns 后石英通过热扩散方式影响周围区域. 热扩散满足方程 [32]

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{r^2}{D} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (2)$$

式中 D 表示扩散系数, r 表示球坐标. 由于超短脉冲激光通过多光子电离等过程, 与电介质相互作用, 作用区域小, 甚至超过衍射极限 [36]. 把焦点附近的微结构近似为球形, 球心位置当做加工中心. 加工中心处的电介质受到激光辐照, 温度在极短的脉宽范围内升高, 中心处温度梯度最高, 是热扩散最显著的位置. 空间的温度梯度 $\partial T / \partial r$ 近似与中心处电介质的温度 T 成正比, (2) 式简化为 $\partial T / \partial t = -T / t_m$, 特征时间 t_m 由扩散系数和激光束腰半径决定. 因此加工中心区域的温度 T 可表示如下,

$$T = T_0 \exp \left(-\frac{t}{t_m} \right), \quad (3)$$

式中 T_0 表示初始时刻的温度.

电介质被超短激光脉冲加热后, 温度随时间的变化可以用黑体辐射法研究. 用 (3) 式拟合 21—81 ns 下的温度, 得到 T_0 和 t_m 分别为 5333 K 和 1289 ns. 不同时刻下的石英温度 $T(\text{K}) =$

$5333 \exp(-t/1289)$, 其中时刻 t 的单位为 ns. 室温下石英被一个超短激光脉冲升温后, 冷却到室温, 需要经过 3.72 μs . 如果下一个脉冲在此之前到达, 那么温度从室温以上的温度开始升高. 也就是说 269 kHz 以上重复频率的激光, 具有热累积效应. 这与文献 [37] 报道的, 0.5—2 MHz 重复频率内, 超短脉冲激光加工具有热累积效应一致. 两者的差别很可能是由于电介质种类的不同, 文献 [37] 中用的是硼硅酸盐玻璃而非石英玻璃.

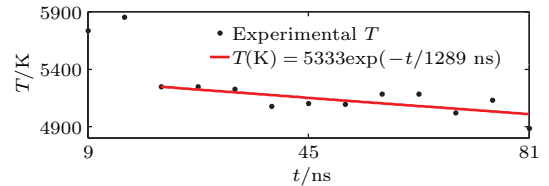


图 6 石英玻璃被单个超短脉冲激光辐照后, 石英的温度 T 与时刻 t 的关系

Fig. 6. The relation of the temperature of fused silica T and time t after the fused silica was irradiated by one ultrashort laser pulse.

4 结 论

黑体辐射法可用于测量电介质内部被超短脉冲激光加工后的电子和晶格的瞬时温度. 当一个单脉冲能量为 240 μJ 、脉宽为 599 fs 的激光脉冲通过 10 倍物镜聚焦到石英玻璃内部 874 μm 时, 在焦点附近诱导出宽度为 16 μm 、长度为 104 μm 的微结构, 微结构轴心区域被严重损伤, 而边缘区域被轻微改性. 黑体辐射谱通过物镜、带耦合透镜的光纤、光谱仪以及 ICCD 组装成的系统记录. 当激光到达石英玻璃内部时, 设置延时为 0 ns, 该系统测量到了入射激光的反射峰. 为了消除反射峰、二次谐波、超连续谱等干扰因素, 延时设置为 6 ns 及以上, 而且加工区域限制在电介质内部. 测试系统收集到了电介质内部被单个激光脉冲辐照后 9—81 ns, 高温的微结构区域发出的黑体辐射谱. 利用 Planck 公式拟合黑体辐射谱, 得到电介质温度. 电介质被超短激光脉冲辐照后, 首先电介质中的价带电子通过强场电离和雪崩电离跃迁到导带, 等离子体高温高压, 以冲击波的形式向外运动, 冲击波通过对流方式传递能量, 该过程发生在激光脉冲加工石英后 21 ns 内. 21 ns 后冲击波转化为声波, 中心的气态石英通过热扩散方式影响周围的固体区域, 石英温度缓慢下降. 在时刻 t (单位 ns), 石英玻璃的温度

为 $5333 \exp(-t/1289)$ K. 石英经过 $3.72 \mu\text{s}$ 将冷却到室温, 因此重复频率在 269 kHz 以上的激光, 加工石英玻璃时具有热累积效应.

感谢中国科学院上海光学精密机械研究所的刘建胜研究员借给作者光谱仪和 ICCD, 感谢林华博士关于固定光纤 SMA 905 接口的建议.

参考文献

- [1] Sugioka K, Cheng Y 2013 (Boca Raton: CRC Press) p6
- [2] Balling P, Schou J 2013 *Rep. Prog. Phys.* **76** 036502
- [3] Wang C W, Zhao Q Z, Zhang Y, Wang G D, Qian J, Bao Z J, Li Y B, Bai F, Fan W Z 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 205204 (in Chinese) [王承伟, 赵全忠, 张扬, 王美德, 钱静, 鲍宗杰, 李阳博, 柏锋, 范文中 2015 物理学报 **64** 205204]
- [4] Chimier B, Uteza O, Sanner N, Sentis M, Itina T, Lassonde P, Legare F, Vidal F, Kieffer J C 2011 *Phys. Rev. B* **84** 1
- [5] Jiang L, Tsai H L 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 093101
- [6] Wang C, Zhao Q, Qian J, Li Y, Wang G, Zhang Y, Pan H, Bao Z, Bai F, Fan W 2015 *Proc. SPIE* **9532** Shanghai, May 17, 2015 p953200
- [7] Chichkov B N, Momma C, Nolte S, Alvensleben F V, Tunnermann A 1996 *Appl. Phys. A* **63** 109
- [8] Liu J, Schroeder H, Chin S L, Li R, Yu W, Xu Z 2005 *Phys. Rev. A* **72** 1
- [9] Ji Z G 2010 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [季忠刚 2010 博士学位论文 (北京: 中国科学院)]
- [10] Toftmann B, Schou J, Hansen T T, Lunney J G 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 3998
- [11] Tran K A, Grigorov Y V, Nguyen V H, Rehman Z U, Le N T, Janulewicz K A 2015 *Proc. SPIE* **9532** Shanghai, May 17, 2015 p953205
- [12] Puerto D, Siegel J, Gawelda W, Galvan-Sosa M, Ehrentraut L, Bonse J, Solis J 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 1065
- [13] Nakimana A, Tao H Y, Hao Z Q, Sun C K, Xun G, Lin J Q 2013 *Chin. Phys. B* **22** 14209
- [14] Chen M, Li S, Cui Q Q, Liu X D 2013 *Chin. Phys. B* **22** 106101
- [15] Carr C W, Radousky H B, Rubenchik A M, Feit M D, Demos S G 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 087401
- [16] Momma C, Nolte S, Chichkov B N, Alvensleben F V, Tunnermann A 1997 *Appl. Surf. Sci.* **109** 15
- [17] Carr C W, Feit M D, Rubenchik A M, Mange P D, Kucheyev S O, Shirk M D, Radousky H B, Demos S G 2005 *Opt. Lett.* **30** 661
- [18] Carr C W, Feit M D, Rubenchik A M, Demange P P, Kucheyev S O, Shirk M D, Radousky H B, Demos S G 2005 *Proc. SPIE* **5647** 494
- [19] Linde D V D 1994 *Laser Interactions with Atoms, Solids and Plasmas* (New York: Plenum Press) p207
- [20] Sanz M, Castillejo M, Amoroso S, Ausanio G, Bruzzese R, Wang X 2010 *Appl. Phys. A* **101** 639
- [21] Amoroso S, Bruzzese R, Spinelli N, Velotta R, Vitiello M, Wang X, Ausanio G, Iannotti V, Lanotte L 2004 *Appl. Phys. Lett.* **84** 4502
- [22] Albert O, Roger S, Glinec Y, Loulergue J C, Etchepare J, Boulmer-Leborgne C, Perrière J, Millon E 2003 *Appl. Phys. A* **76** 319
- [23] Zhao Q Z, Qiu J R 2005 *Physics* **34** 660 (in Chinese) [赵全忠, 邱建荣 2005 物理 **34** 660]
- [24] Luo F F, Song J, Hu X, Sun H Y, Lin G, Pan H H, Cheng Y, Liu L, Qiu J R, Zhao Q Z, Xu Z Z 2011 *Opt. Lett.* **36** 2125
- [25] He F, Cheng Y 2007 *Chin. J. Lasers* **34** 595 (in Chinese) [何飞, 程亚 2007 中国激光 **34** 595]
- [26] Andor, http://www.andor.com/pdfs/specifications/Andor_Shamrock_303_Specifications.pdf [2016-4-10]
- [27] Andor, http://www.andor.com/pdfs/specifications/Andor_iStar_334_Specifications.pdf [2016-4-10]
- [28] Malitson I H 1965 *J. Opt. Soc. Am.* **55** 1205
- [29] Shimotsuma Y, Hirao K, Kazansky P G, Qiu J 2005 *Jpn. J. Appl. Phys.* **44** 4735
- [30] Wu S, Wu D, Xu J, Hanada Y, Suganuma R, Wang H, Makimura T, Sugioka K, Midorikawa K 2012 *Opt. Express* **20** 28893
- [31] Pan J L 1994 *Glass Technology* (Beijing: China Light Industry Press) p81 (in Chinese) [潘金龙 1994 玻璃工艺学 (北京: 中国轻工业出版社) 第 81 页]
- [32] Eaton S M, Zhang H B, Herman P R, Yoshino F 2005 *Opt. Express* **13** 4708
- [33] Tzortzakos S, Sudrie L, Franco M, Prade B, Mysyrowicz A, Couairon A, Bergé L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 213902
- [34] Sun Q, Jiang H, Liu Y, Wu Z, Yang H, Gong Q 2005 *Opt. Lett.* **30** 320
- [35] Amoroso S, Ausanio G, Bruzzese R, Vitiello M, Wang X 2005 *Phys. Rev. B* **7** 1
- [36] Liao Y, Zeng B, Qiao L, Liu L, Sugioka K, Cheng Y 2014 *Appl. Phys. A* **114** 223
- [37] Eaton S M, Zhang H, Ng M L, Li J, Chen W J, Ho S, Herman P R 2008 *Opt. Express* **16** 9443

Measuring the internal temperature of dielectrics machined by the ultrashort laser pulse through the black-body irradiation method*

Wang Cheng-Wei¹⁾²⁾³⁾ Zhao Quan-Zhong^{2)†} Qian Jing²⁾ Huang Yuan-Yuan²⁾
 Wang Guan-De²⁾ Li Yang-Bo²⁾ Bai Feng²⁾ Fan Wen-Zhong²⁾ Li Hong-Jin²⁾

1) (School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

2) (State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

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

(Received 16 March 2016; revised manuscript received 8 May 2016)

Abstract

Black-body irradiation method can be utilized for measuring the instantaneous temperatures of electrons and lattice in dielectric machined by the ultrashort laser. One ultrashort laser pulse, of which the pulse energy and pulse duration are 240 μJ and 599 fs respectively, is focused into the fused silica by objective lenses with a magnification of 10 times. The focal point is at the position of 874 μm . The microstructure induced by laser near the focal point is 16 μm wide and 104 μm long. The central region of the microstructure is heavily damaged, and the marginal region is slightly modified. The black-body irradiation spectra are recorded by the system that is composed of objective lenses, a fiber with two lenses, a spectrometer and an intensified charge coupled device (ICCD). Furthermore, other imaging elements can also be used as alternative to objective lenses, for measuring black-body spectra. The image point, which is conjunctive with the machined region due to the imaging effect of the objective lenses, is coupled into the fiber by one lens. Another lens collimates the diverging light beam from the fiber. The collimated light is incident into the spectrometer and dispersed on the ICCD. Because the minimum gate width of ICCD is much larger than the coupled time of electron and lattice, the temperature of electron equals that of lattice when they are characterized by the black-body irradiation method. The temperatures of the electrons and the lattice are regarded as the temperature of dielectric. When the system acquires the reflection peak of incident ultrashort laser, the delay is set to be 0 ns, and the central wavelength of the peak is 784 nm. Therefore, to eliminate the reflection peak, the second harmonic and supercontinuum spectra, the delay for black-body irradiation acquirement is set to be above 6 ns and the machined region should be confined inside the dielectric. The system collects the black-body spectra emitted by the heat-affected zone in fused silica 9–81 ns after the fused silica has been irradiated by single ultrashort laser pulse. And then the spectra are fitted by the Planck formula to obtain the temperature of dielectric. After the dielectric is processed by the ultrashort laser pulse, the valence electrons of the dielectric transit to the conduction band via strong field ionization and avalanche ionization. The plasma with high temperature and pressure moves outward in the form of shockwave. The shockwave transfers energy by convection after fused silica has been machined by laser pulse. Due to inverse Bremsstrahlung effect during the avalanche ionization, nearly all the incident laser energy is absorbed by the fused silica. The irradiated energy is only 1.3% of the absorbed

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11374316).

† Corresponding author. E-mail: zqz@siom.ac.cn

energy, so the ways of heat transfer are mainly convection and heat diffusion. 21 ns later the shock wave turns into acoustic wave, so central gaseous fused silica affects the surrounding region through heat diffusion and the temperature of fused silica decreases slowly. The temperature of fused silica is $5333 \exp(-t/1289)$ K at time t (unit: ns). The temperature drops down to room temperature 3.72 μ s after the fused silica has been irradiated by one ultrashort laser pulse. If another laser pulse arrives at fused silica before 3.72 μ s, the temperature rises on the basis of the previous laser pulse. In other words, the heat accumulation effect cannot be ignored if the repetition rate of ultrashort laser is more than 269 kHz.

Keywords: black-body irradiation, ultrashort laser, dielectrics, electrons

PACS: 52.38.Mf, 52.50.Jm, 61.80.Ba, 78.47.D-

DOI: [10.7498/aps.65.125201](https://doi.org/10.7498/aps.65.125201)