

超快激光微加工表面瞬态温度的黑体辐射法测量

杨翊勃^{1,2}, 钱静¹, 于潇涵^{1,3}, 饶丹^{1,2}, 王关德¹, 赵全忠^{1*}¹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;²中国科学院大学材料与光电研究中心, 北京 100049;³同济大学物理科学与工程学院, 上海 200092

摘要 采用单脉冲飞秒激光辐照单晶硅片和铜板,在材料表面产生烧蚀,并激发黑体辐射光谱。利用 ICCD 在纳秒尺度对激光诱导等离子体的辐射光谱进行测量,使用最小二乘法将采集光谱与普朗克曲线进行拟合,并用有限差分热扩散模型对温度变化曲线进行拟合,证明了黑体辐射法测量飞秒激光加工材料表面激光诱导等离子体温度的有效性。采用单脉冲激光(中心波长 1030 nm,脉宽 184 fs,1 mJ 单脉冲能量)分别加工单晶硅片和铜板表面,测量了纳秒尺度时间分辨的激光诱导等离子体温度。对于单晶硅片和铜板,测量到以零时刻为中心的平均温度分别为 231000 K 和 226000 K,衰减弛豫时间分别为 4.41 ns 和 2.97 ns。

关键词 测量; 激光材料加工; 超快激光; 光谱学; 黑体辐射; 温度测量

中图分类号 O433 文献标志码 A

DOI: 10.3788/CJL230801

1 引言

超快激光微纳加工是目前激光先进制造领域的热点,已在消费电子、生物医疗、航空航天、信息技术、新能源、新材料等产业得到了广泛应用。超快激光微纳加工在近年来发展迅速,加工工艺包括钻孔、刻线、划槽、表面纹理化、表面改性、内部改性、焊接、修整、清洗等^[1-11]。在上述诸多应用中,需要兼顾加工质量与效率。加工效率的提高需要高重复频率的超快激光,而随着激光重复频率提高,热累积效应就变得很明显,会影响加工质量^[12-13]。可见,在保证加工效率的前提下,应避免热效应对加工质量的影响。因此,激光脉冲宽度及重复频率的选择至关重要。获得加工过程中的温度信息,可以指导激光脉冲宽度和重复频率的选择。因此,超快脉冲激光加工过程中瞬态温度的测量成为关乎加工质量与效率的关键科学与技术问题。

目前,超快激光加工过程的温度测量方法主要有朗缪尔探针法、玻尔兹曼谱线法、萨哈-玻尔兹曼谱线法、空间反卷积法等。这些测量方法各有优劣。朗缪尔探针法^[14-15]的工作原理为:利用偏压将材料表面被超快激光激发的等离子体羽流中的自由电子传导到朗缪尔探针处,然后通过检测到的电流与偏压之间的关系计算温度。这种测量温度的方法需要高真空条件,以确保激光激发产生的等离子体中电子的定向迁

移,同时要求测量材料是良好的导体。最早的玻尔兹曼谱线法^[16]通过测量同一元素相同电离度的粒子在两个不同能级跃迁的光谱峰强度的比值来测量等离子体中的电子温度。为了获得更精确的温度信息,人们将不同元素在不同能级跃迁形成的系列谱线与玻尔兹曼谱线图相结合^[17],提出了测量结果更为准确的玻尔兹曼谱线法。但是,采用该方法测量时所需的数据量大幅增加。萨哈-玻尔兹曼谱线法^[18-19]利用激发离子不同电离级的瞬态光谱对等离子体温度进行拟合,但拟合方法采用的是非线性拟合,必须进行复杂的迭代才能实现温度的测量。空间反卷积方法^[20]专注于使用阿贝尔反卷积来测量等离子体电子数密度和温度的空间分布。近些年出现了利用黑体辐射谱测量纳秒激光加工温度的研究工作^[21-22],这种方法具有环境依赖性小、系统稳定性高、操作简单等优势。但是目前基于这种方法进行飞秒激光加工温度测量的研究鲜有报道,这是因为飞秒激光的热效应较小,激光激发产生的黑体辐射谱的强度较低,难以捕捉。鉴于此,笔者课题组开展了一系列研究,旨在证明可以采用相同的黑体辐射法测量超快激光微加工表面的瞬态温度。

笔者的工作是在本研究团队前期工作——飞秒激光加工温度的黑体辐射法测量^[23-24]的基础上进行的。之前的工作认为,由于光谱中杂散信息的影响,黑体辐射法对于飞秒激光加工温度的测量仅局限于

收稿日期: 2023-05-06; 修回日期: 2023-05-23; 录用日期: 2023-05-24; 网络首发日期: 2023-06-04

基金项目: 国家自然科学基金(12174411)

通信作者: *zqz@siom.ac.cn

材料内部。因此,笔者对测量系统进行了改进:采用透镜在自由空间中对光谱进行采集,而没有使用会导致色散的光纤;添加了时间校准系统,以标定测量的时间零点。基于这些改进,笔者成功测量了超快激光加工单晶硅片表面和铜板表面时从光激发材料到之后数纳秒的温度,并研究了二者的温度变化规律,证实了黑体辐射法在测量超快激光微加工表面瞬态温度方面具有可行性。本工作为各类超快激光微加工的激光参数选择提供了重要参考。

2 实验过程

2.1 实验装置

超快激光微加工黑体辐射测量系统如图 1 所示(DDG:数字信号延迟发生器;ICCD:增强电荷耦合元件)。激光器(PHAROS-SP-10 W)的中心波长为 1030 nm,实验中采用单脉冲输出功能,单脉冲能量为 1 mJ。激光器的主要参数如表 1 所示。激光脉冲经二向色镜反射后由显微物镜(OLYMPUS, $\times 5$, 数值孔径 NA 为 0.15)聚焦到样品表面,聚焦光斑的直径为 $2.65 \mu\text{m}$ 。

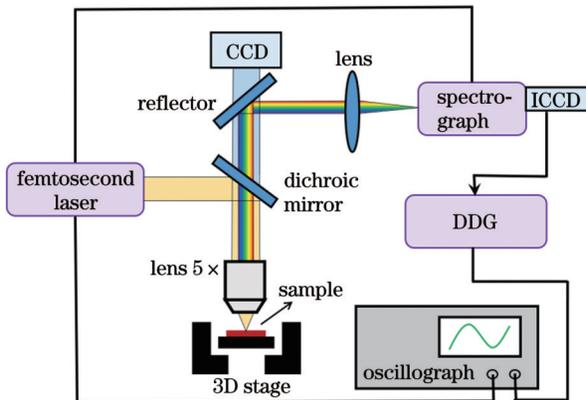


图 1 超快激光微加工黑体辐射测量装置图

Fig. 1 Experimental setup for blackbody radiation measurement of ultrafast laser micro-processing

表 1 激光器的主要参数

Table 1 Main parameters of the laser

Parameter	Content
Wavelength λ/nm	1030
Pulse duration τ_p/fs	184
Pulse energy /mJ	1
Beam diameter $W_{\text{FWHM}}/\text{mm}$	4.95
Trigger mode	Pulsed

单晶硅是一种比较活泼的非金属晶体,处于新材料发展的前沿,在半导体太阳能光伏发电、供热等领域发挥着重要作用^[25]。此外,铜具有优良的导热性和导电性,是电气、电子元件中最常用的材料^[26]。因此,选用单晶硅片和纯铜(纯度在 99% 以上)作为半导体和

金属的代表进行实验。样品加工前,先用乙醇擦拭其表面,以保持表面清洁。样品放置于可移动的三维平台上。

样品被单个超短激光脉冲辐照后,内部迅速升温,发出黑体辐射谱。黑体辐射谱透过物镜、二向色镜后被反射镜反射,最后被透镜($f=20 \text{ mm}$)聚焦耦合进入光谱仪(Shamrock SR-500i)的狭缝中。为了增强捕捉到的光信号以及实现 2 ns 的光阴极门宽控制,光谱仪配备了增强电荷耦合元件(ICCD, istar DH334T-18U-74)。ICCD 内置数字信号延迟发生器(DDG),其调节精度为 1 ns。最关键的部分是测量时间零点的校准。示波器(SIGLENT SDS-2202)的两个通道分别接收激光器触发信号和 ICCD 门控端信号,调节 DDG 设置的延迟参数,保证激光器的触发信号与 ICCD 门端信号同步。即:当一束激光作用于材料激发出光谱的瞬间,刚好能采集到黑体辐射谱的 DDG 的设定延迟值对应着时间零点。在本实验中的光路中,时间零点值对应的 DDG 值设为 7 ns。所以,为测量激光作用后 15 ns 时的黑体辐射谱,应设置 DDG 值为 22 ns。由于 DDG 存在着最低的 2 ns 门宽,因此本实验用门宽的中间时刻代表测量时刻。

2.2 加工过程

超快激光微加工黑体辐射瞬态光谱的采集如图 2 所示。采用闪耀波长为 300 nm、刻线密度为 300 line/mm 的光栅(SR5-GRT-0300-0300)进行光谱采集,因此一次 2 ns 门宽曝光仅可采集光谱宽度为 86 nm 的谱线。为了获得某个时刻的完整光谱,每个时刻需要采集 6 次。如图 2(a)所示,采集 τ_1 时刻的光谱时,首先调节 DDG 的值与 τ_1 相对应;然后设定第一个采集波段 $\Delta\lambda_1$ (300~386 nm),样品表面被单脉冲作用后就会出现损伤,在采集下一个光谱波段时,将样品移到新的区域,每个波段采集三次取平均值;然后依次采集 $\Delta\lambda_2$ (386~472 nm)、 $\Delta\lambda_3$ (472~558 nm)、 $\Delta\lambda_4$ (558~644 nm)、 $\Delta\lambda_5$ (644~730 nm)和 $\Delta\lambda_6$ (730~816 nm),最终形成 τ_1 时刻完整的 300~816 nm 的光谱。由于图 1 中的二向色镜的截止波长为 750 nm,所以得到的是 300~750 nm 的光谱。再次调节 DDG 的值与 τ_2 相对应,按照上述步骤,再依次采集 $\Delta\lambda_1$ 、 $\Delta\lambda_2$ 、 $\Delta\lambda_3$ 、 $\Delta\lambda_4$ 、 $\Delta\lambda_5$ 和 $\Delta\lambda_6$,形成 τ_2 时刻的完整光谱。最终可以实现时间分辨黑体辐射瞬态光谱的采集,如图 2(b)所示。在时间零点校准后, $\tau_1=0 \text{ ns}$ 。对于单晶硅,DDG 设置的延迟值须使 $\tau_{i+1}-\tau_i=1 \text{ ns}$;对于铜片,DDG 设置的延迟值须使 $\tau_{i+1}-\tau_i=2 \text{ ns}$ 。

3 分析与讨论

3.1 黑体辐射谱拟合

飞秒激光单脉冲作用于硅表面时采集的时间分辨光谱如图 3 所示。在激光作用后 1 ns 时刻,测量到了 1030 nm 激光反射的二次谐波,其中心波长位于

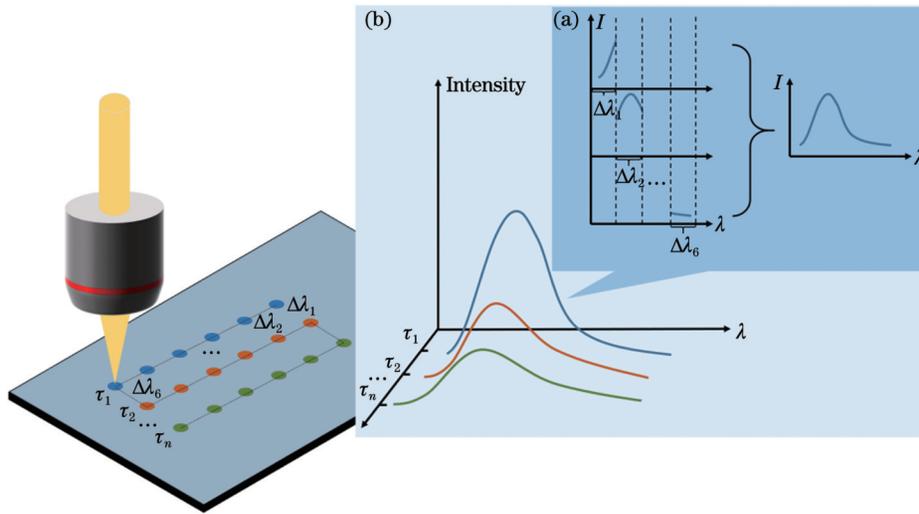


图 2 超快激光微加工黑体辐射瞬态光谱采集。(a) τ_1 时刻黑体辐射瞬态光谱采集;(b) τ_1 到 τ_n 时刻时间分辨黑体辐射瞬态光谱采集
Fig. 2 Blackbody radiation transient spectra collection of ultrafast laser micro-processing. (a) Blackbody radiation transient spectra collection at τ_1 ; (b) time-resolved blackbody radiation transient spectra collection from τ_1 to τ_n

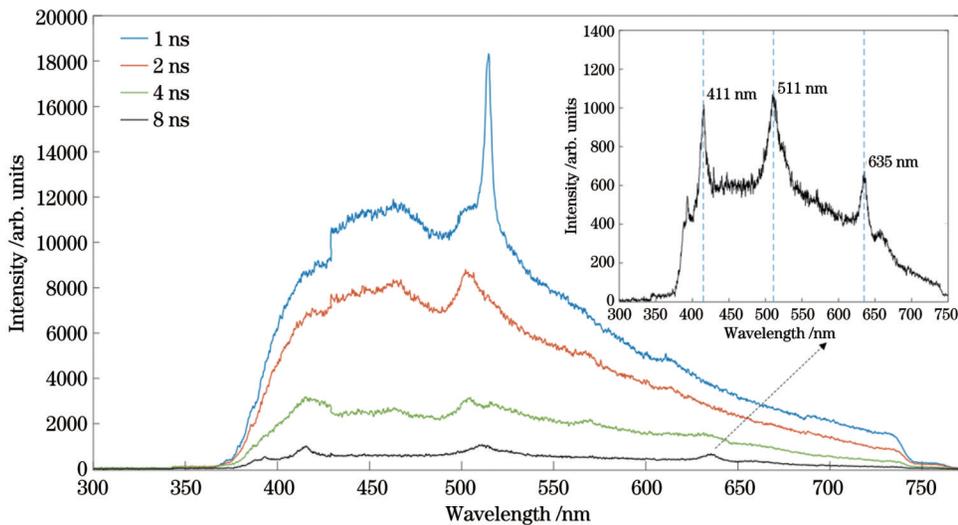


图 3 飞秒激光作用于硅片表面的黑体辐射谱的瞬态测量结果

Fig. 3 Transient measurement results of blackbody radiation spectra on the surface of silicon wafer induced by femtosecond laser

515 nm,其背景为黑体辐射谱;在 2 ns 时刻测量到了二次谐波的衰减,二次谐波峰值与黑体辐射谱峰值的相对值从 150% 降低到了 110%(以黑体辐射谱在 450 nm 处的取值作为参照,下同);在 4 ns 时刻测量的信号中出现了原子峰,黑体辐射谱的强度衰减到了 1 ns 时刻对应辐射强度的 19%;8 ns 时,黑体辐射谱进一步衰减,可以看到原子峰更加明显,三个原子峰的中心波长分别位于 411、511、635 nm 附近。谱线在 350 nm 附近出现了上升,这源于 ICCD 光阴极光电量子效率的显著增大;谱线在 750 nm 附近出现了陡降,这源于二向色镜在 750 nm 处的筛选结果。

飞秒激光单脉冲作用于铜表面时采集的时间分辨光谱如图 4 所示。光谱中同样包含着二次谐波、原子峰和黑体辐射谱。由于二次谐波强度过高,包含二次谐波的 0 ns 时刻和 2 ns 时刻的波形图没有呈现在图

中,这是由设置的增益较低(为了保护 ICCD)造成的。原子峰的中心波长分别位于 432、472、522、584、662 nm 附近。在这 5 个原子峰中,中心波长位于 522 nm 附近的主峰衰减较小,而从 6 ns 时刻到 22 ns 时刻,黑体辐射谱的强度衰减了 80%。

因为本实验需要增加对黑体辐射谱线的捕捉,所以光谱仪的狭缝设置得较大,这会对原子峰的测量造成一定影响。

本实验测量数据是 ICCD 的光电子计数结果,该结果并不是一个绝对的光强数值,所以对普朗克公式的拟合就是对普朗克线型的拟合。用 $C(\lambda)$ 表示测量谱线 $I_R(\lambda)$ 与实际发射谱线 $I_E(\lambda)$ 之间的关系,即

$$I_E(\lambda) = \frac{I_R(\lambda)}{C(\lambda)}, \quad (1)$$

其中实际发射谱线 $I_E(\lambda)$ 用黑体辐射谱的普朗克公式

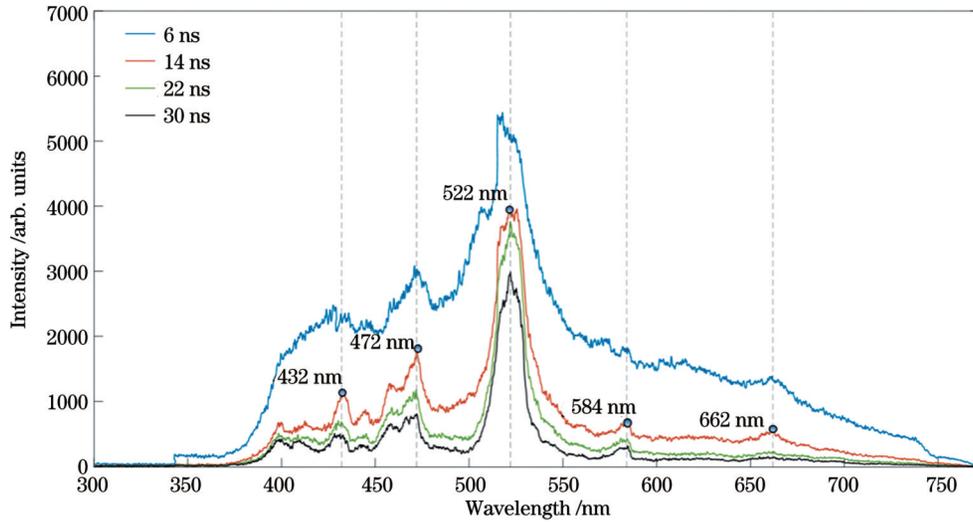


图 4 飞秒激光作用于铜板表面的黑体辐射谱的瞬态测量结果

Fig. 4 Transient measurement results of blackbody radiation spectra on the surface of copper plate induced by femtosecond laser

表示为

$$I_E(\lambda) = \frac{8\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{A}{\exp\left(\frac{hc}{\lambda kT}\right) - 1}, \quad (2)$$

式中： h 为普朗克常数； c 为光速； T 为温度； λ 为波长； k 为玻尔兹曼常数； A 为相对常数。最小二乘法计算的系统误差可表示为

$$\frac{\Delta I_E(\lambda)}{I_E(\lambda)} = \sqrt{\left[\frac{\Delta I_R(\lambda)}{I_R(\lambda)}\right]^2 + \left[\frac{\Delta C(\lambda)}{C(\lambda)}\right]^2}, \quad (3)$$

$$\left[\frac{\Delta I_R(\lambda)}{I_R(\lambda)}\right]^2 \sim \frac{1}{\sqrt{n}}, \quad (4)$$

式中： $\Delta I_E(\lambda)$ 为发射谱线的相对误差； $\Delta I_R(\lambda)$ 为测量谱线的相对误差； $\Delta C(\lambda)$ 为相对值误差； n 为采样数。在总的采样数为 10^4 时，系统误差为 3%，这与后文拟合得到的标准误差相比要小很多。这说明对于此采样数，采用最小二乘法计算误差是合理的。

所以本文采用标准差来描述温度测量的相对误差，即

$$E_{\text{std}} = \sqrt{\frac{\sum_{\lambda} [I_R(\lambda) - I_E(\lambda)C(\lambda)]^2}{n}}, \quad (5)$$

式中： E_{std} 为 $I_R(\lambda)$ 的标准差。

由图 3 和图 4 可知二次谐波、原子峰前对黑体辐射信号产生了调制，因此在进行拟合时不得不避开一些波段。选择 550~700 nm 光谱范围进行线型拟合来获得温度信息。在 500~700 nm 光谱范围内，ICCD 的微通道板 (MCP) 的量子效率近似为常数，为最大量子效率 28%。光谱仪中衍射光栅的衍射效率曲线从 300 nm 处的闪耀开始的下降可视为线性下降过程，曲线经过了 500 nm 波长对应的 36% 的光栅衍射效率和 700 nm 波长对应的 19% 的光栅衍射效率，因此光

强的调制曲线可以表示为

$$\eta = \frac{0.19 - 0.36}{700 - 500} \lambda + 0.19 - 700 \times \frac{0.19 - 0.36}{700 - 500}, \quad (6)$$

式中： η 为光谱仪中的光栅在对应波长处的衍射效率。经过这两步调制之后，使用式 (2) 进行拟合，之后采用最小二乘法计算误差。

对于飞秒激光加工硅片表面产生的黑体辐射谱，笔者拟合了从激光激发开始到 13 ns 范围内的黑体辐射谱。采用前文所述的普朗克公式进行拟合，拟合的部分结果如图 5 所示。图 5(a) 显示 1 ns 时刻测得的温度为 1.8×10^5 K，图 5(b) 显示 3 ns 时刻测得的温度衰减到 1.5×10^5 K，图 5(c) 显示 4 ns 时刻测得的温度衰减到 8.9×10^4 K。从图 5(a) 到图 5(c) 的时间演化过程中，相对误差稳定在 12%~14% 之间，波动较小。图 5(d) 显示 9 ns 时刻测得的温度衰减到了 1.9×10^4 K，相对误差达到了 24.4%。这种误差主要来源于中心波长位于 635 nm 附近的原子峰。由此可见，原子峰的出现会降低普朗克公式对温度拟合的准确度。超过 13 ns 的光谱由于黑体辐射谱的衰减而具有非常低的信噪比，不能用于拟合。

对于飞秒激光加工铜板表面产生的黑体辐射谱，笔者拟合了从激光激发开始到 40 ns 范围内的黑体辐射谱。同样采用前文描述的普朗克公式进行拟合，拟合的部分结果如图 6 所示。图 6(a) 显示 4 ns 时刻测得的温度为 7.5×10^4 K，图 6(b) 显示 6 ns 时刻测得的温度衰减到了 2.2×10^4 K，4 ns 时刻和 6 ns 时刻的温度拟合误差分别为 8.0% 和 8.8%。图 6(c) 显示 16 ns 时刻测得的温度衰减到了 1.9×10^4 K，中心波长位于 584 nm 和 662 nm 附近的两个原子峰使得拟合相对误差上升到 17.0%。图 5(d) 显示 30 ns 时刻测得的温度为 2.0×10^4 K，中心波长位于 584 nm 附近的原子峰更加明显，拟合相对误差达到了 25.4%。这一误差使得 30 ns 时刻测得的温度相较于 16 ns 时刻测得的温度不再具

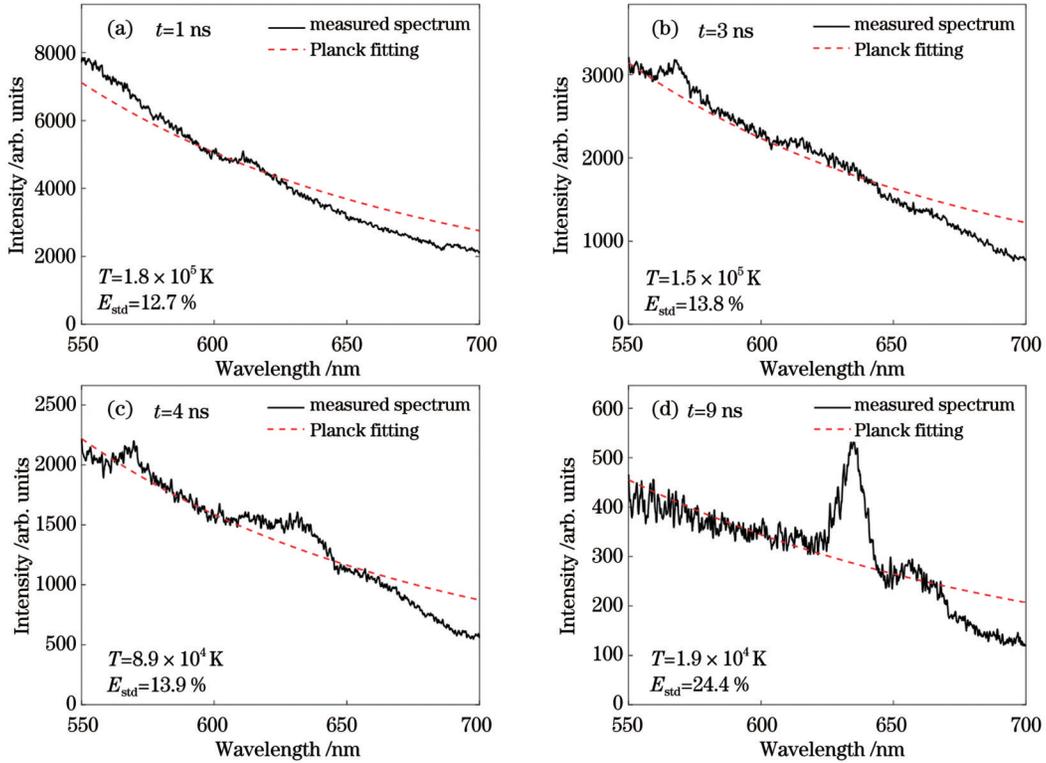


图 5 飞秒激光作用于硅片表面的黑体辐射谱的普朗克拟合。(a) 1 ns; (b) 3 ns; (c) 4 ns; (d) 9 ns

Fig. 5 Planck fitting of blackbody radiation spectra on the surface of silicon wafer induced by femtosecond laser. (a) 1 ns; (b) 3 ns; (c) 4 ns; (d) 9 ns

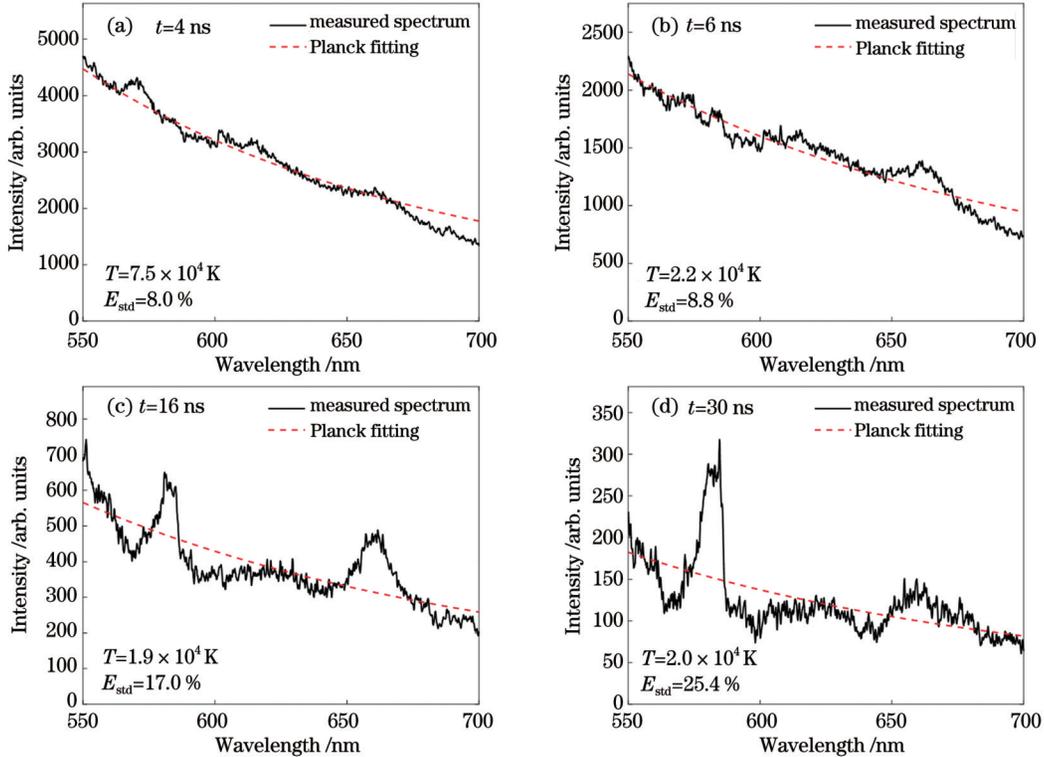


图 6 飞秒激光作用于铜板表面的黑体辐射谱的普朗克拟合。(a) 4 ns; (b) 6 ns; (c) 16 ns; (d) 30 ns

Fig. 6 Planck fitting of blackbody radiation spectra on the surface of copper plate induced by femtosecond laser. (a) 4 ns; (b) 6 ns; (c) 16 ns; (d) 30 ns

有明显的衰减,意味着此时刻拟合的相对误差较大,应当舍弃。

为了分析原子峰对拟合误差的具体影响,笔者绘

制了激光加工硅片表面激光诱导等离子体温度测量结果的相对误差随时间的变化,如图 7(a)所示。可以观察到,随着时间推移,测量的温度值的相对误差从 2 ns

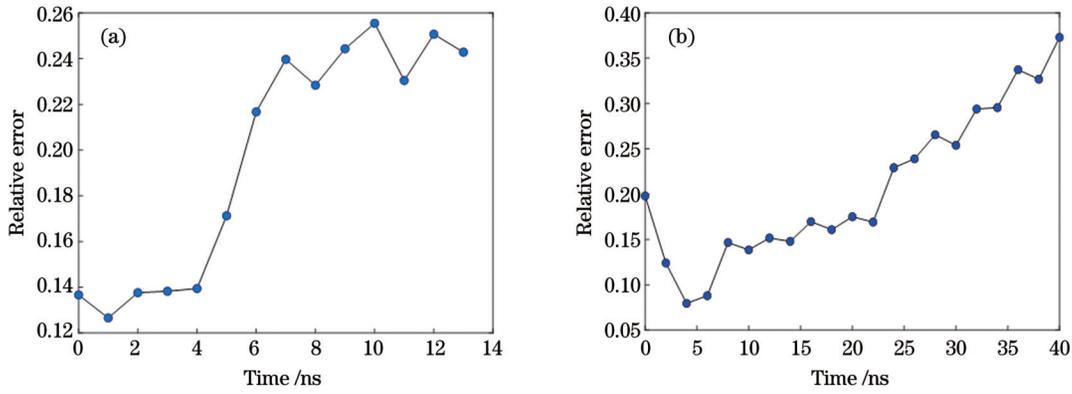


图 7 温度测量结果的相对误差随时间的变化。(a)硅片;(b)铜板

Fig. 7 Time-resolved relative error of temperature measurement. (a) Silicon wafer; (b) copper plate

时刻的 13% 上升到 12 ns 时刻的 25%。与前文对 4 ns 时刻和 9 ns 时刻测量结果相对误差变化的分析一样,这种误差的上升来源于随着时间推移相对强度逐渐增大的原子峰,所以温度测量的精度随着时间推移而下降。激光加工铜板表面激光诱导等离子体温度测量结果的相对误差随时间的变化如图 7(b)所示。测量的温度值的相对误差在 2 ns 时刻为 13%,而在 40 ns 时刻上升到 37%,此相对误差值大于 12 ns 时刻激光加工硅片表面激光诱导等离子体温度测量结果的相对误差。

3.2 温度演化分析

为了认识飞秒激光热效应带来的热弛豫全过程,将有限差分热扩散模型应用于超快激光作用于材料产生的能量在材料中传递的分析中。有限差分热扩散模型基于热传导方程,通过空间和时间上的离散化来计算热量在物体内部的传递和分布情况。在有限差分热扩散模型中,将空间和时间离散化为一组离散点,然后使用差分公式计算相邻离散点之间的温度差异和热量传递速率。热扩散公式^[27]表示为

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) = \frac{r^2}{D} \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (7)$$

式中: T 是关于径向距离 r 和时间 t 的函数,表示中心对称的热扩散距离 r 上的点在 t 时刻的温度; D 为热扩散

系数,其国际量纲为 m^2/s 。可以认为焦点附近的温度梯度 $\frac{\partial T}{\partial r}$ 近似与焦点处材料的温度 T 成正比,即 $\frac{\partial T}{\partial r} \propto -T$ 。

基于此对式(7)进行简化得到

$$\frac{\partial}{\partial r} (-r^2 T) = \frac{r^2}{D} \frac{\partial T}{\partial t} \Rightarrow T(t) = T_0 \exp\left(-\frac{t}{t_{1/e}}\right), \quad (8)$$

式中: $t_{1/e}$ 是被引入的具有定义效果的新参数,其国际量纲为 s ,结合最后推演出的温度场的指数衰减模式可知 $t_{1/e}$ 代表温度 T 衰减到 $1/e$ 的弛豫时间,也被称为特征时间; T_0 表示以零时刻为中心的平均温度。

平均温度 T_0 并不代表整个物理过程中激光与物质相互作用的零时刻的温度。激光与物质的相互作用经历了激光激发电子、电子与晶格发生能量耦合、晶格温度上升发生烧蚀并激发激光诱导等离子体^[28]等过程。这个过程对于常见金属来说在 ps 量级就能完成。在这个阶段,不能用单一温度对粒子系统进行简单描述。

通过有限差分热扩散模型得到了飞秒激光单脉冲(脉宽为 184 fs,中心波长为 1030 nm,单脉冲能量为 1 mJ)作用于硅片表面的黑体辐射谱表征的温度趋势拟合结果,如图 8(a)所示。根据图 3 和图 5 中黑体辐射信号强度的衰减特征可以得出,测量的黑体辐射谱强度下降导致了信噪比下降,所以拟合过程包含了从

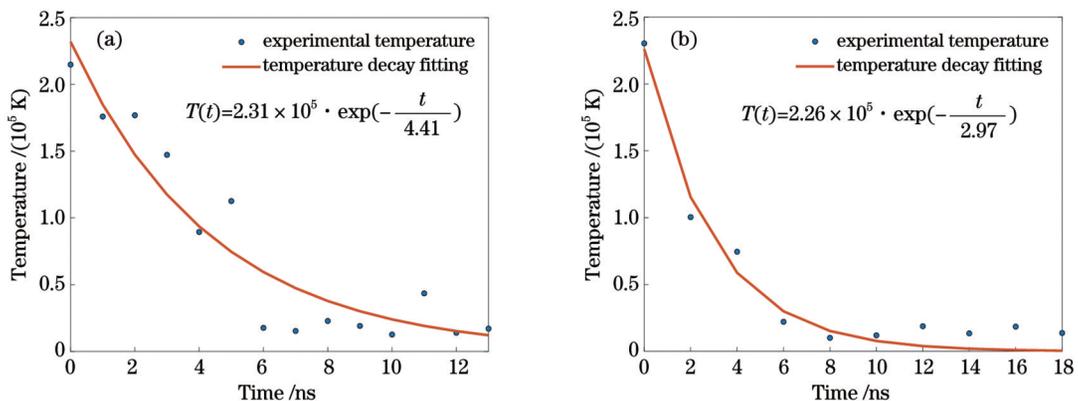


图 8 温度衰减的有限差分热扩散拟合。(a)硅片;(b)铜板

Fig. 8 Fitting of temperature decay using finite difference method for heat diffusion. (a) Silicon wafer; (b) copper plate

0 ns 时刻到 13 ns 时刻的温度测量结果。测量得到的激光诱导等离子体的以零时刻为中心的平均温度为 $T_0=2.31 \times 10^5$ K, 衰减弛豫时间为 $t_{1/e}=4.41$ ns。

在相同的激光参数下, 飞秒激光单脉冲作用于铜板表面的黑体辐射谱表征的温度趋势拟合结果如图 8(b) 所示。根据图 7(b) 所示的对测量温度的相对误差分析, 笔者选择只拟合 0 ns 时刻到 18 ns 时刻的温度测量结果, 以确保所测量温度的有效性。测量得到的激光诱导等离子体的以零时刻为中心的平均温度为 $T_0=2.26 \times 10^5$ K, 衰减弛豫时间为 $t_{1/e}=2.97$ ns。在相同的激光参数下, 铜板温度衰减的弛豫时间明显短于硅片, 这与金属相比半导体有更高的热导率相符。

4 结 论

笔者测量了中心波长为 1030 nm、脉冲宽度为 184 fs、脉冲能量为 1 mJ 的单脉冲激光加工硅片和铜板表面所激发的光谱中的黑体辐射谱, 利用黑体辐射谱测量了从激光激发到激发后 13 ns 内硅片表面以 1 ns 为间隔的每一时刻的温度, 以及从激光激发到激发后 40 ns 内铜板表面以 2 ns 为间隔的每一时刻的温度。温度测量值的变化趋势符合有限差分热扩散模型, 并测得在该模型描述下的单晶硅片和铜板表面激光诱导等离子体温度分别为 231000 K 和 226000 K, 温度衰减到初始值 1/e 的弛豫时间分别为 4.41 ns 和 2.97 ns。本文证实了黑体辐射法测量材料表面飞秒脉冲加工温度的可行性。

然而, 笔者在本实验研究过程中发现, 超快激光加工表面瞬态温度测量仍然有很多问题需要解决。接下来, 笔者将针对以下三方面进行改进与优化:

1) 黑体辐射光谱中存在的二次谐波、原子峰等其他成分对谱线拟合的干扰。本文方法目前局限于对高纯度单质的测量, 以降低原子峰数目, 从而获得更完整的黑体辐射谱段。如何去除这种干扰从而使此方法具有更大的应用空间需要进一步研究。

2) 本工作的全过程都暴露在空气中进行, 对材料表面的加工处在材料与空气介质的界面上, 空气会对加工造成一定影响。后续拟将材料置于真空环境中进行加工, 以便更好地呈现加工实验结果。

3) 黑体辐射法测得的温度描述的具体对象是普朗克公式中的温度项, 即激光诱导等离子体的光子温度, 为了证实等离子体中的电子、离子等粒子的温度与光子温度达到平衡, 需要更多的理论研究作为补充。

参 考 文 献

- [1] Chichkov B N, Momma C, Nolte S, et al. Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids[J]. Applied Physics A, 1996, 63(2): 109-115.
- [2] Krishnan A, Knapczyk M, de Peralta L G, et al. Reconfigurable direct space-to-time pulse-shaper based on arrayed waveguide grating multiplexers and digital micromirrors[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2005, 17(9): 1959-1961.
- [3] 王宇, 夏博, 万露露, 等. 飞秒激光辅助化学刻蚀透明材料微孔加工研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(19): 1900009. Wang Y, Xia B, Wan L L, et al. Study on femtosecond laser assisted chemical etching of transparent materials[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(19): 1900009.
- [4] Passinger S, Saifullah M S M, Reinhardt C, et al. Direct 3D patterning of TiO₂ using femtosecond laser pulses[J]. Advanced Materials, 2007, 19(9): 1218-1221.
- [5] 吕可鑫, 韩雪松. 超快激光抛光硬脆光学材料工艺数值模拟研究[J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(5): 0532001. Lü K X, Han X S. Research on numerical simulation of ultrafast laser polishing brittle optical materials[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(5): 0532001.
- [6] Zorba V, Stratakis E, Barberoglou M, et al. Biomimetic artificial surfaces quantitatively reproduce the water repellency of a lotus leaf[J]. Advanced Materials, 2008, 20(21): 4049-4054.
- [7] 于潇涵, 亓东锋, 周文举, 等. 超快激光制备硫系玻璃表面周期性纳米结构[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(15): 1516019. Yu X H, Qi D F, Zhou W J, et al. Preparation of periodic nanostructures on chalcogenide glass surface by ultrafast laser[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(15): 1516019.
- [8] Nayak B K, Iyengar V V, Gupta M C. Efficient light trapping in silicon solar cells by ultrafast-laser-induced self-assembled micro/nano structures[J]. Progress in Photovoltaics: Research and Applications, 2011, 19(6): 631-639.
- [9] 于森, 黄婷, 肖荣诗. 长焦距绿光飞秒激光玻璃焊接[J]. 中国激光, 2020, 47(9): 0902005. Yu M, Huang T, Xiao R S. Long focal length green femtosecond laser welding of glass[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47(9): 0902005.
- [10] Aly S M, Ahmed G H, Shaheen B S, et al. Molecular-structure control of ultrafast electron injection at cationic porphyrin-CdTe quantum dot interfaces[J]. The Journal of Physical Chemistry Letters, 2015, 6(5): 791-795.
- [11] 王文豪, 季凌飞. 二维振镜超快激光高精加工球面等角螺旋槽研究[J]. 中国激光, 2021, 48(14): 1402016. Wang W H, Ji L F. High-precision machining of spherical equiangular spiral groove using two-dimensional galvanometer ultrafast laser system[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(14): 1402016.
- [12] Zhou S H, Shen H. Study on deformations of gold film induced by ultrafast laser at GHz burst mode[J]. Journal of Manufacturing Processes, 2022, 84: 469-480.
- [13] 陈根余, 朱智超, 殷超, 等. 单晶金刚石飞秒激光加工的烧蚀阈值实验[J]. 中国激光, 2019, 46(4): 0402001. Chen G Y, Zhu Z C, Yin J, et al. Experiment on ablation threshold of single crystal diamond produced by femtosecond laser processing[J]. Chinese Journal of Lasers, 2019, 46(4): 0402001.
- [14] Toftmann B, Schou J, Hansen T N, et al. Angular distribution of electron temperature and density in a laser-ablation plume[J]. Physical Review Letters, 2000, 84(17): 3998-4001.
- [15] 孙秦, 田雷超, 武耀星, 等. 朗缪尔探针诊断脉冲激光锡等离子体特性[J]. 激光技术, 2021, 45(1): 109-114. Sun Q, Tian L C, Wu Y X, et al. Research on the characteristics of laser produced tin plasma by using Langmuir probe[J]. Laser Technology, 2021, 45(1): 109-114.
- [16] Simeonsson J B, Miziolek A W. Time-resolved emission studies of ArF-laser-produced microplasmas[J]. Applied Optics, 1993, 32(6): 939-947.
- [17] Shaikh N M, Hafeez S, Baig M A. Comparison of zinc and cadmium plasma parameters produced by laser-ablation[J]. Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy, 2007, 62(12): 1311-1320.
- [18] 孙晨薇, 步扬, 王远航, 等. 激光诱导等离子体光谱空间分布特性[J]. 光学学报, 2021, 41(21): 2130001.

- Sun C W, Bu Y, Wang Y H, et al. Spatial characteristics of spectral intensity of laser induced plasma[J]. *Acta Optica Sinica*, 2021, 41(21): 2130001.
- [19] 谷艳红, 赵南京, 马明俊, 等. 基于元素粒子比的土壤重金属元素快速分析方法研究[J]. *中国激光*, 2015, 42(11): 1115002.
- Gu Y H, Zhao N J, Ma M J, et al. Study on rapid analysis method of heavy metal elements in soil based on element-particle ratio[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2015, 42(11): 1115002.
- [20] Aguilera J A, Aragón C, Bengoechea J. Spatial characterization of laser-induced plasmas by deconvolution of spatially resolved spectra [J]. *Applied Optics*, 2003, 42(30): 5938-5946.
- [21] Carr C W, Radousky H B, Rubenchik A M, et al. Localized dynamics during laser-induced damage in optical materials[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92(8): 087401.
- [22] Skočić M, Dojić D, Bukvić S. Metallic surface temperature at the very beginning of the laser-induced breakdown obtained from black-body radiation[J]. *Physical Review E*, 2022, 105(4): 045211.
- [23] 王承伟, 赵全忠, 钱静, 等. 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[J]. *物理学报*, 2016, 65(12): 125201.
- Wang C W, Zhao Q Z, Qian J, et al. Measuring the internal temperature of dielectrics machined by the ultrashort laser pulse through the black-body irradiation method[J]. *Acta Physica Sinica*, 2016, 65(12): 125201.
- [24] Qian J, Wang C W, Huang Y Y, et al. Ultrashort pulsed laser induced heating-nanoscale measurement of the internal temperature of dielectrics using black-body radiation[J]. *Applied Optics*, 2016, 55(29): 8347-8351.
- [25] Franta B, Sher M J, Lin Y T, et al. Femtosecond laser hyperdoping and micro/nanotexturing of silicon for photovoltaics [J]. *Proceedings of SPIE*, 2012, 8243: 82431D.
- [26] Han S, Hong S, Ham J, et al. Fast plasmonic laser nanowelding for a Cu-nanowire percolation network for flexible transparent conductors and stretchable electronics[J]. *Advanced Materials*, 2014, 26(33): 5808-5814.
- [27] Eaton S M, Zhang H B, Herman P R, et al. Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate[J]. *Optics Express*, 2005, 13(12): 4708-4716.
- [28] Rethfeld B, Sokolowski-Tinten K, von der Linde D, et al. Timescales in the response of materials to femtosecond laser excitation[J]. *Applied Physics A*, 2004, 79(4): 767-769.

Transient Temperature Measurement of Ultrafast Laser Surface Micro-Processing via Blackbody Radiation Method

Yang Hongbo^{1,2}, Qian Jing¹, Yu Xiaohan^{1,3}, Rao Dan^{1,2}, Wang Guande¹, Zhao Quanzhong^{1*}

¹State Key Laboratory of High Field Laser Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China;

²Center of Materials Science and Optoelectronics Engineering, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

³School of Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China

Abstract

Objective Ultrafast laser micro-processing finds application in various industries such as consumer electronics, biomedicine, aerospace, information technology, energy, and novel materials. Therefore, accurately detecting temperature information during ultrafast laser micro-processing is crucial for optimizing the laser pulse width and repetition rate to ensure precise process guidance. Several temperature measurement methods have been proposed, including those based on the Langmuir probe volt-ampere curve, Boltzmann spectrum, Saha-Boltzmann spectrum, and spatial deconvolution. However, each of these methods exhibits certain limitations. This study aims to verify the effectiveness of using laser-induced blackbody radiation to measure temperature during ultrafast laser micro-processing. Furthermore, this method is applied to analyze the surface temperature of silicon wafers and copper plates induced by single-pulse laser irradiation on a nanosecond time scale.

Methods Silicon wafers and copper plates, representing semiconductors and metals, respectively, were chosen for transient temperature measurement during ultrafast laser surface micro-processing by blackbody radiation. An experimental setup was devised to measure the blackbody radiation spectrum generated by laser machining on a nanosecond scale, comprising a time calibration system to ensure zero measurement time. A special sequence of single-pulse processing was designed to sequentially present the spectral results, forming rows corresponding to the processing steps, while the time-resolved spectrum was arranged in a processing column. The spectra were acquired using an intensified charge-coupled device, and a comprehensive analysis of the spectral information was performed. The measured spectra were fitted to a Planck curve using the least-squares method. A finite difference method for heat diffusion was employed to model the temperature decay. Two parameters, the average temperature at 0 ns and the relaxation time, were used to quantitatively describe the process.

Results and Discussions A time-resolved spectrum excited by femtosecond laser irradiation on the surface of a silicon wafer is examined and specifically presented at intervals of 1 ns, 2 ns, 4 ns, and 8 ns (Fig. 3). Similarly, the spectrum on the copper plate surface is observed at 6 ns, 14 ns, 22 ns, and 30 ns (Fig. 4). The laser-induced plasma emits spectra encompassing three distinct components: second harmonic generation, excited atomic spectrum, and blackbody radiation spectrum. Planck fitting of the femtosecond laser-excited blackbody radiation is performed from 0 ns to 13 ns at 1 ns intervals to measure the temperature of the silicon wafer (Fig. 5), while the range is extended for copper plate from 0 ns to 40 ns at 2 ns intervals (Fig. 6). The temperature measured on the surface of the silicon wafer exhibits a relative error, which increases from 13% at 2 ns to 25% at 12 ns [Fig. 7(a)].

Similarly, the relative error in temperature measured on the surface of the copper plate increases from 13% at 2 ns to 37% at 40 ns [Fig. 7(b)]. The temperature trend follows the exponential decay predicted by the finite difference method for heat diffusion. The fitted exponential curves reveal average temperatures of 231000 K and 226000 K centered around time zero with relaxation times of 4.41 ns and 2.97 ns for silicon and copper, respectively (Fig. 8).

Conclusions The temperature of the laser-induced plasma on the surface of the silicon wafer is measured at 1 ns, ranging from laser excitation to 13 ns, while for the copper plate, measurements are taken at 2 ns intervals, spanning from laser excitation to 40 ns. These temperature measurements are conducted using the blackbody radiation spectrum. The finite difference method for heat diffusion accurately predicts the observed temperature decay. The average temperatures of silicon wafer and copper plate centered around time zero are 231000 K and 226000 K, accompanied by relaxation time of 4.41 ns and 2.97 ns, respectively. These findings validate the applicability of using blackbody radiation to ascertain the material temperatures during femtosecond-pulse laser processing. Nevertheless, further advancements are required in several areas, including the universal applicability of this method to materials containing complex components, the implementation of a vacuum environment for enhanced processing, and the theoretical verification of temperature equilibrium within the plasma particle system.

Key words measurement; laser material processing; ultrafast laser; spectroscopy; blackbody radiation; temperature measurement