

脉冲光纤激光修锐青铜金刚石砂轮 等离子体特性研究*

陈根余^{1)2)†} 邓辉²⁾ 徐建波²⁾ 李宗根²⁾ 张玲²⁾

1) (湖南大学, 汽车车身先进设计制造国家重点实验室, 长沙 410082)

2) (湖南大学激光研究所, 长沙 410082)

(2013年1月14日收到; 2013年4月3日收到修改稿)

采用光栅光谱仪对脉冲光纤激光修锐青铜金刚石砂轮过程中产生的等离子体空间分辨发射光谱进行了测量. 研究了 500—600 nm 波段范围内的等离子体空间发射光谱强度随激光平均功率和脉冲重复频率的变化情况. 结果表明: 等离子体辐射光谱强度在其径向膨胀方向上距离砂轮表面约 2.4 mm 处达到最大值. 在局部热力学平衡假设条件下, 根据等离子体中六条铜原子谱线的相对强度, 利用 Boltzmann 图法, 计算得到在不同激光功率和重复频率条件下的等离子体电子温度沿砂轮径向方向的分布规律. 实验结果表明: 在激光修锐青铜金刚石砂轮过程中, 距离砂轮表面约 3 mm 处等离子体电子温度出现峰值, 其温度最高可达 4380 K, 且等离子体电子温度随着激光参数和空间位置的变化呈现出不同的演变规律.

关键词: 脉冲光纤激光, 等离子体发射光谱, 激光修锐, 电子温度

PACS: 42.55.Wd, 42.79.-e, 94.20.Fg

DOI: 10.7498/aps.62.144204

1 引言

超硬磨料砂轮具有优良的磨削性能, 抗磨损能力强. 近年来, 高强度、高硬度特种材料在工业生产和科学技术中的使用日益广泛, 致使超硬磨料砂轮的应用也日益增加. 然而在加工这些材料的过程中, 超硬磨料砂轮, 特别是具有自由曲面的成型和薄片砂轮的修整 (包括整形和修锐) 问题显得日益突出, 这对现在主流的、基于力的传统机械修整方法提出了严峻的挑战. 脉冲激光修整超硬磨料砂轮作为一种非接触式、避开机械力直接作用的砂轮修整方法, 最初是由印度学者 Babu 和 Radhakrishnan^[1,2] 于 20 世纪 90 年代提出来的, 其实质是基于脉冲激光烧蚀的热力学机理, 是一种适用性广、修整精度高的先进加工技术, 具有巨大的发展潜力和广阔的应用前景, 使其成为当今世界各国学者研究的重要课题之一^[3-5]. 激光修锐是将聚

焦后的脉冲激光束垂直辐照于砂轮表面, 吸收激光能量后的砂轮表层金属结合剂材料首先出现升温、熔化及气化现象, 之后产生的高温蒸气等离子体继续吸收在其中传播的激光束能量, 形成的激光等离子体吸收波和金属蒸气流就像一个高速运转的活塞作用于砂轮表面的烧蚀区域, 在烧蚀凹坑的熔融金属表面产生强大的反冲压力, 使砂轮表层的金属结合剂材料以气液混合物形式高效、均匀地去除. 通过测量分析等离子体空间分辨发射光谱强度, 研究激光修锐青铜金刚石砂轮过程中产生的等离子体特性, 探索等离子体状态参数的空间演变规律, 有助于人们了解等离子体和等离子吸收波的形成、传输机理, 这对后续激光修锐青铜金刚石砂轮过程中一系列复杂的动力学机制 (如: 气体动力学, 等离子体吸收波, 结合剂材料去除机理等) 的理论研究和工艺参数的优化都具有重大指导意义.

本文采用配备有多通道光纤束的高分辨率光栅光谱仪, 利用凸透镜成像原理, 测量在不同工艺

* 国家科技重大专项 (批准号: 2012ZX04003101) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: hdgychen@163.com

参数条件下脉冲光纤激光修锐青铜金刚石砂轮产生的空间等离子体发射光谱强度, 并通过 Boltzmann 图法计算激光诱导的等离子体电子温度, 最后研究了等离子体电子温度随激光参数和空间位置的变化趋势, 总结其演变规律.

2 实验装置和原理

脉冲光纤激光修锐青铜金刚石砂轮产生的等离子体空间分辨发射光谱测量装置如图 1 所示. 实验在 MGS-250AH 型普通平面磨床上进行, 磨床主轴旋转速度为 240 r/min, 主轴轴向进给速度为 0.2 mm/s, 将型号为 100D*10T*5X*31.75H 的青铜金刚石砂轮固定在磨床主轴上, 青铜结合剂的化学成分见表 1. 激光器是德国 IPG 生产的紧凑型脉冲

掺镜光纤激光器, 其平均输出功率 P 为 5—48 W, 脉冲重复频率 f 为 50—150 kHz, 脉冲持续时间 τ 为 210 ns, 波长 λ 为 1.064 μm , 输出能量近似高斯分布. 激光束由单模光纤传导、耦合至带有标准隔离器的激光烧蚀头, 再经烧蚀头内部焦距为 180 mm 的双凸透镜聚焦后, 焦斑直径为 38 μm . 激光烧蚀头通过夹持器安装在 7STA01A 型电动平移台上, 实验中通过精密调节电动平移台的径向运动, 使得激光束焦斑位置刚好位于砂轮表面.

实验中辅助侧向吹气喷嘴的直径为 2 mm, 压缩空气的压力值为 0.6 MPa.

表 1 青铜结合剂材料化学成分

化学成分	Cu	Sn	Pb	Zn	P	其他
质量分数/%	≥ 95	2.5	1.5	0.7	0.1	≤ 0.2

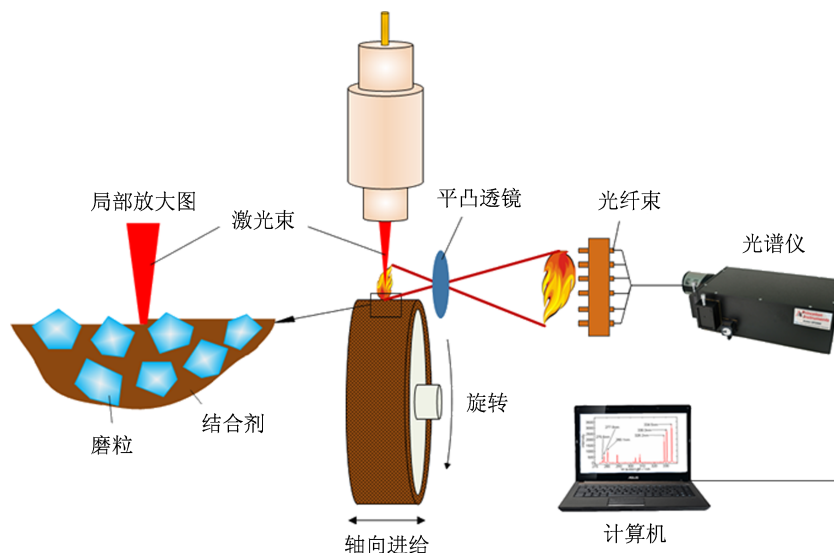


图 1 等离子体光谱信号测量装置示意图

光谱仪选用美国 Princeton Instruments 公司生产的 SpectraPro-2300i 型光栅光谱仪, 其配置的 CCD (charge coupled device) 采用 Princeton Instruments 公司生产的 1340 × 400 Pixis: 400F 高性能面阵 CCD 探测器, 1200 刻线/mm 的衍射光栅光谱测量中心波长为 300 nm, 单次测量宽度 65 nm, 光学分辨率 0.05 nm. 脉冲激光烧蚀产生的等离子体发射光谱信号由位于垂直砂轮轴向的石英玻璃平凸透镜 (直径 20 mm), 焦距 100 mm 按 1 : 5 放大成像 (图 1), 然后再通过沿等离子体径向膨胀方向上等间距布置 ($d_{\text{间距}} = 3 \text{ mm}$) 的多通道光纤束探头进行采集. 这是为了避免光纤探头被烧蚀熔融溅射物损坏, 更重要的是利用凸透镜成像原理, 精确定位光

纤束探头所对应检测的空间位置, 获取等离子体空间分辨发射光谱信号.

电子温度是表征等离子体特性的重要参数之一. 对于脉冲激光烧蚀形成的等离子体, 可以近似认为在每一个局部体积内是均匀且处于热力学平衡的, 即满足局部热力学平衡 (local thermal equilibrium, LTE) 条件 [6]. 在 LTE 体系中, 通常可以采用谱线相对强度法和 Boltzmann 图法计算等离子体电子温度, 但前者因只选取两条测量谱线计算温度, 由谱线强度测量和谱线跃迁概率值引起的温度测量误差较大, 而采用后者则能有效减小实验误差, 明显改善电子温度计算的准确性 [7,8], 故本文采用 Boltzmann 图法.

表 2 实验选用的铜原子谱线的光谱参数

波长/nm	跃迁	统计权重		跃迁概率/s ⁻¹	上能级激发能/cm ⁻¹
		g_i	g_k		
510.554	4p ² P _{3/2} → 3d ⁹ 4s ² D _{5/2}	6	4	2.0 × 10 ⁶	30784
515.324	4d ² D _{3/2} → 4p ² P _{1/2}	2	4	6.0 × 10 ⁷	49935
521.820	4d ² D _{5/2} → 4p ² P _{3/2}	4	6	7.5 × 10 ⁷	49942
529.252	4s5s ⁴ D _{7/2} → 4s4p ⁴ D _{7/2}	8	8	1.09 × 10 ⁷	62403
570.024	4p ² P _{3/2} → 3d ⁹ 4s ² D _{3/2}	4	4	2.4 × 10 ⁵	30784
578.213	4p ² P _{1/2} → 3d ⁹ 4s ² D _{3/2}	4	2	1.65 × 10 ⁶	30535

根据 Boltzmann 分布定律, 当受激原子或离子中处于高能态的电子从能级 $p \rightarrow q$ 跃迁时, 产生的辐射强度 I_{pq} 可表达为 [7]

$$I_{pq} = N_0 \frac{g_p}{g_0} \exp\left(-\frac{E_p}{kT_e}\right) A_{pq} h \nu_{pq}, \quad (1)$$

(1) 式中, N_0 是处于基态的粒子数, g_0, g_p 为基态和能级 p 的统计权重, E_p 为 p 能级的激发能, k 为 Boltzmann 常数, A_{pq} 为 Einstein 跃迁概率, h 为 Planck 常量, ν_{pq} 为 $p \rightarrow q$ 发射谱线的频率. 当用波长 λ_{pq} 代替频率 ν_{pq} , 并将 (1) 式取自然对数则得 [9,10]:

$$\ln\left(\frac{I_{pq}\lambda_{pq}}{g_p A_{pq}}\right) = -\frac{E_p}{kT_e} + \ln\left(\frac{hcN}{Z}\right), \quad (2)$$

(2) 式中, c 为光速, N 为原子总粒子数, Z 为原子配分函数. (2) 式表示 $\ln\frac{I_{pq}\lambda_{pq}}{g_p A_{pq}}$ 和 E_p 成线性关系, 根据测量的各谱线相对强度 I_{pq} , 以 E_p 为横坐标, $\ln\frac{I_{pq}\lambda_{pq}}{g_p A_{pq}}$ 值为纵坐标做图绘制直线, 所得直线的斜率为 $-\frac{1}{kT_e}$, 由此便可计算出等离子体电子温度 T_e . 本实验选用的六条铜原子谱线的波长分别为 510.554, 515.324, 521.820, 529.252, 570.024 和 578.213 nm, 其光谱参数见表 2 [11-13].

3 实验结果与讨论

在激光修锐青铜金刚石砂轮方法中, 聚焦激光束就如一把基于热效应的非接触式微型切削“刀具”, 用于去除砂轮表层局部微小区域的青铜结合剂材料, 在金刚石磨粒周围生成一定的容屑空间, 并使磨削刃突出在结合剂之外, 形成锋利的切削刃, 如图 1 中局部放大图所示. 激光平均功率和脉冲重复频率是激光烧蚀加工的两个关键参数, 其决定了脉冲激光与材料的作用机理, 激光修锐后的砂轮

地形地貌的优劣也在很大程度上取决于这二者的选择 [14].

本实验首先测量了当激光平均功率为 40 W, 脉冲重复频率为 50 kHz, 激光修锐青铜金刚石砂轮时产生的 500—600 nm 范围内的空间等离子体发射光谱, 其中, 波长在 505—535 nm 和 565—595 nm 范围内的空间等离子体发射光谱信号如图 2 所示. 可以发现, 等离子体发射光谱主要由线状谱和连续背景光谱组成. 线状谱是等离子体中的中性原子或离子由其高能级的激发态跃迁到较低能级时产生的受激辐射所发出的, 它的每一条谱线都是与某个特定的能级间跃迁相对应的; 而产生连续背景光谱的方式主要有韧致辐射、复合辐射、黑体辐射以及回旋辐射四种 [7,15]. 根据图 2 所示的等离子体光谱信号, 可以看到靠近于砂轮表面的等离子体辐射的光谱主要是铜原子线状谱, 同时也出现了较弱的连续背景光谱, 且线状谱叠加在连续背景光谱之上. 在砂轮径向方向上随着探测距离 D 的增大, 光纤探头测得的等离子体发射光谱的谱线形状基本相似, 但光谱信号强度, 特别是各铜原子谱线的辐射强度都经历了先增强后减弱的过程, 且均在距砂轮表面约 2.4 mm 处出现峰值. 当距离进一步增大至 6 mm 左右, 光纤探头只能检测到微弱的谱线信号, 这说明等离子体在砂轮径向的膨胀距离大约为 6 mm. 研究发现, 在其他的激光参数条件下, 等离子体发射光谱强度在空间上也都有与此类似的先增强后减弱的变化规律, 只是等离子体中各铜原子谱线的辐射强度的峰值位置在砂轮径向方向上将产生偏移, 其谱线宽度也略有变化, 同时等离子体羽辉的体积也将发生改变.

根据 (2) 式, 计算得到当前激光参数条件下的等离子体电子温度的空间分布情况, 如图 3 所示. 可以看到在砂轮径向方向上随着距离的增加, 等离

子体电子温度呈现出先增后减的变化过程, 其变化范围为 3930—4230 K, 峰值位置出现在距砂轮表面约 3 mm 处.

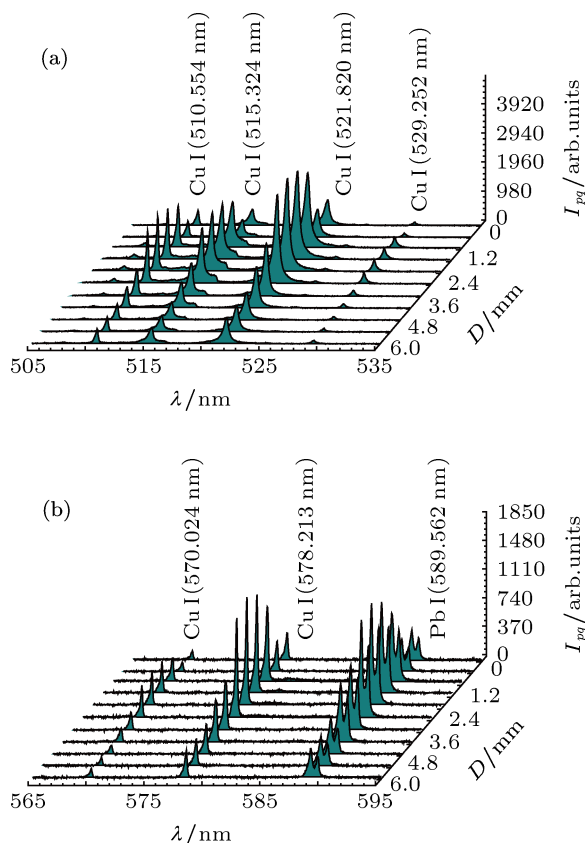


图2 等离子体空间分辨发射光谱 (a) 505—535 nm 波段范围内的发射光谱; (b) 565—595 nm 波段范围内的发射光谱

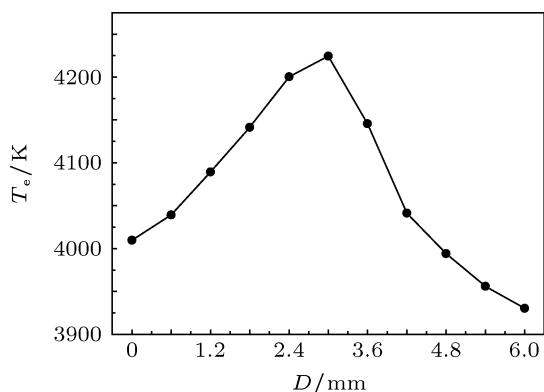


图3 等离子体电子温度的空间分布

在第一阶段的研究基础之上, 实验接着测量了当脉冲重复频率为 50 kHz 时, 在不同激光平均功率条件下, 距砂轮表面约 2.4 mm 处等离子体中铜原子谱线的发射光谱, 所用的激光功率分别为 20, 25, 30, 35, 40 和 45 W, 结果如图 4 所示, 可以看到等离子体中铜原子谱线的信号强度随激光功率的增大

而逐渐增强. 根据 (2) 式, 进一步计算得出等离子体电子温度在 4000—4380 K 范围内变化, 由计算结果拟合获得的等离子体电子温度和激光功率之间的函数关系近似为

$$T_e = 5.7 \exp\left(\frac{P}{10.4}\right) + 3956.4, \quad (3)$$

其中, P 的变化范围为 20—45 W. 这一函数式关系表明了等离子体电子温度随激光平均功率的增大呈指数规律增长 (图 5).

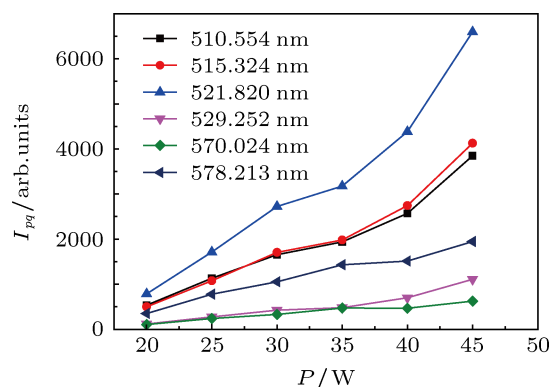


图4 等离子体发射光谱强度随激光功率的变化

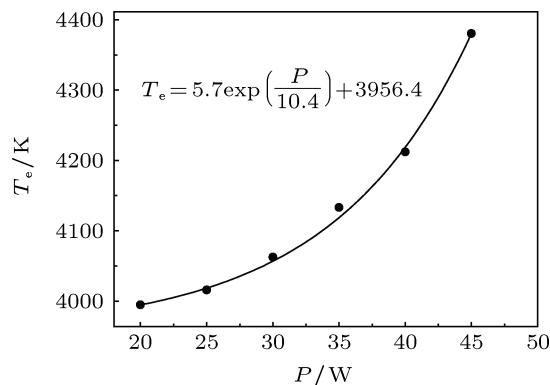


图5 等离子体温度随激光平均功率的变化

光纤激光修锐青铜金刚石砂轮时产生的弱电离等离子体主要是通过逆韧致 (inverse bremsstrahlung, IB) 吸收机制, 对在其中传播的激光束进行有效吸收, 也就是处于离子库仑场中的自由电子吸收激光能量, 因加速运动或改变运动方向, 从而把激光能量转移给原子或离子, 使等离子体加热升温、电离度增大. 等离子体对激光束的逆韧致吸收系数 α_{IB} 可以近似简化为^[16]

$$\alpha_{IB} = 0.0177Z(Z+1)^2 c^{-2} N^2 \lambda^2 T_e^a, \quad (4)$$

(4) 式中, Z 为平均电离电荷数, λ 为入射激光波长, 常数 a 随温度增大, 在 $-3/2$ 至 $1/2$ 之间变动, α_{IB}

的单位为 cm^{-1} . 从上式可以明显看到, 在一定的激光平均功率范围内, 等离子体对激光能量的吸收系数随温度的上升呈幂函数规律增加, 其电离度和电子温度进一步增大, 形成的高温等离子体云将对砂轮表层材料进行“二次加热”, 导致金刚石磨粒表面的石墨层和其根部的微裂纹等物理缺陷层增厚, 同时覆盖于砂轮表面的金属熔融重凝物也将增多, 这对激光修锐后的砂轮地形地貌和磨削性能将产生极其恶劣的影响.

实验进一步研究了在不同脉冲重复频率条件下, 距砂轮表面约 2.4 mm 处激光修锐产生的等离子体中铜原子谱线的发射光谱, 所用的激光平均功率为 45 W, 脉冲频率分别为 50, 70, 90, 110, 130 和 150 kHz, 结果如图 6 所示.

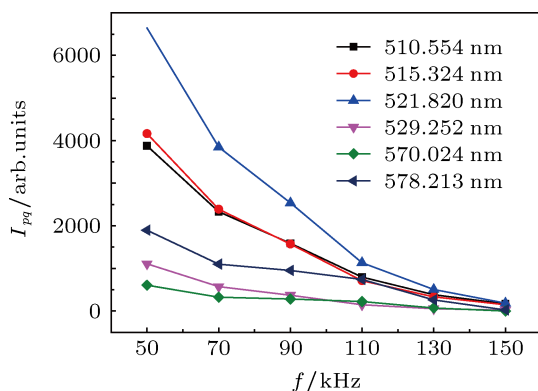


图 6 等离子体发射光谱强度随脉冲重复频率的变化

从图 6 可知等离子体中铜原子谱线的信号强度随激光频率的增大而迅速减弱. 根据 (2) 式, 计算发现等离子体电子温度的变化范围在 2386—4380 K 之间 (图 7), 拟合得到的近似函数关系式为

$$T_e = -98.6 \exp\left(\frac{f}{47.3}\right) + 4732.4, \quad (5)$$

式中, f 的变化范围为 50—150 kHz, 上式表明等离子体电子温度随脉冲重复频率的增大近似呈指数形式衰减, 这与等离子体电子温度随激光平均功率的变化规律类似, 但比较两函数关系式可以发现 (3) 式中自变量的系数约是 (5) 式中的 4.5 倍, 根据指数函数的性质可知, T_e 随 P 的变化速率要比其随 f 的变化率大, 也就是说激光平均功率是影响激光修锐青铜金刚石砂轮过程中等离子体电子温度的最主要的因素.

等离子体电子温度值是在假定等离子体处于局部热力学平衡的条件下计算得到的, 因此本实验最后很有必要对该假设条件的可行性进行了验证.

通常用于判定局部热力学平衡的标准为^[17]

$$N_e \geq 1.6 \times 10^{12} T_e^{1/2} \Delta E^3, \quad (6)$$

式中, ΔE 为实验中所选原子谱线的最大上下能级差. 以激光平均功率为 45 W, 脉冲重复频率为 50 kHz 的实验条件为例, 其电子温度最大值约为 4380 K, 所选谱线中最大的上下能级差^[18] 为 2.428 eV, 根据 (6) 式计算得到式子右边的最大值为 $1.516 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 而实际上根据所用铜原子谱线计算得到的等离子体电子数密度的值约为 $2.327 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, 显然后者至少要比前者大一个数量级. 因此, 在本实验条件下, 脉冲光纤激光修锐青铜金刚石砂轮过程中产生的等离子体满足局部热力学平衡的评判条件, 也就是说采用局部热力学平衡假设条件是合理有效的.

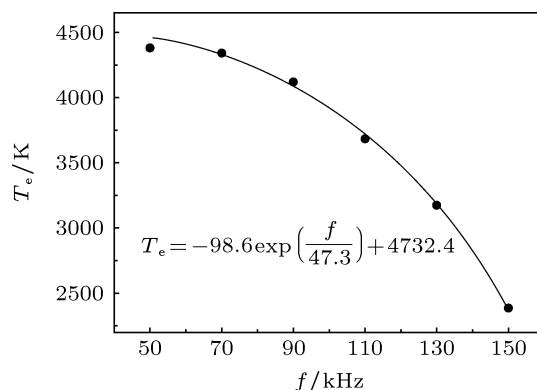


图 7 等离子体温度随脉冲重复频率的变化

4 结论

本文采用光栅光谱仪对脉冲激光修锐青铜金刚石砂轮过程中产生的 500—600 nm 波段范围内的等离子体空间分辨发射光谱进行了测量, 实验结果表明等离子体羽辉的径向膨胀距离大约为 6 mm. 在这个范围内, 其辐射光谱主要由铜原子谱线和较弱的连续背景光谱组成, 且强度值均随距离的增加经历先增后减的过程, 在距砂轮表面 2.4 mm 附近出现最大值. 根据测量的六条铜原子谱线的相对强度, 计算得到等离子体电子温度的径向分布情况, 发现其峰值位置出现在距砂轮表面约 3 mm 处. 实验进一步研究距砂轮表面约 2.4 mm 处等离子体中铜原子谱线的辐射强度随激光平均功率和脉冲重复频率的变化规律, 通过计算发现等离子体电子温度随激光平均功率和脉冲重复频率的增加, 分别在 4000—4380 K 和 4380—2386 K 范围内以不同的指

数函数规律变化, 并发现激光平均功率是影响等离子体电子温度最主要的因素. 实验最后对局部热力学平衡条件进行了验证, 计算结果表明, 在本实验

条件下采用该假设条件计算等离子体电子温度值是切实可行的.

- [1] Babu N R, Radhakrishnan V 1989 *J. Manuf. Sci. E-T. Asme.* **111** 244
- [2] Babu N R, Radhakrishnan V 1989 *J. Manuf. Sci. E-T. Asme.* **111** 253
- [3] Dold C, Transchel R, Rabiey M, Langenstein P, Jacger C, Pude F, Kuster F, Wegener K 2011 *Cirp Ann-Manuf. Techn.* **60** 363
- [4] Chen G Y, Mei L F, Zhang B, Yu C R, Shun K J 2010 *Opt. Laser Eng.* **48** 295
- [5] Rabiey M, Walter C, Kuster F, Stirnimann J, Pude F, Wegener K 2012 *Stroj. Vestn.-J. Mech. E* **58** 462
- [6] Noll R 2012 *Laser-Induced Breakdown Spectroscopy Fundamentals and Applications* (1st Ed.) (New York: Springer-Verlag) p170
- [7] Xin R X 2011 *Plasma Emission Spectrum Analysis* (2nd Ed.) (Beijing: Chemical Industry Press) p18 (in Chinese) [辛仁轩 2011 等离子体发射光谱分析 (第 2 版) (北京: 化学工业出版社) 第 18 页]
- [8] Shaikh N M, Hafeez S, Rashid B, Mahmood S, Baig M A 2006 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **39** 1384
- [9] Liu Y H, Chen M, Liu X D, Cui Q Q, Zhao M W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 025203 (in Chinese) [刘月华, 陈明, 刘向东, 崔清强, 赵明文 2013 物理学报 **62** 025203]
- [10] Drogoff B L, Margot J, Chaker M, Sabsabi M, Barthelemy O, Johnston T W, Laville S, Vidal F, Kaenel V 2001 *Spectrochim. Acta B* **56** 987
- [11] Shaikh N M, Hafeez S, Kalyar M A, Ali R, Baig M A 2008 *J. Appl. Phys.* **104** 103108
- [12] NIST Atomic Spectra Database, <http://physics.nist.gov>
- [13] Liu S B, Liu Y S, He R, Chen T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5382 (in Chinese) [刘世炳, 刘院省, 何润, 陈涛 2010 物理学报 **59** 5382]
- [14] Walter C, Rabiey M, Warhanek M, Warhanek M, Jochum N 2012 *Cirp Ann-Manuf. Techn.* **61** 363
- [15] Gao X, Song X W, Guo K M, Tao H Y, Lin J Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 025203 (in Chinese) [高勋, 宋晓伟, 郭凯敏, 陶海岩, 林景全 2011 物理学报 **60** 025203]
- [16] Sun C W 2002 *Laser Radiation Effect* (1st Ed.) (Beijing: National Defence Industry Press) p93 (in Chinese) [孙承纬 2002 激光辐照效应 (第 1 版) (北京: 国防工业出版社) 第 93 页]
- [17] Milan M, Laserna J J 2001 *Spectrochim. Acta Part B* **56** 275
- [18] Zhou X T, Li Y, Wang J D, Huang Z H 2001 *IEEE T. Plasma Sci.* **29** 360

Plasma characterization studies of laser dressing for bronze-bonded diamond wheel by a pulsed fiber laser*

Chen Gen-Yu^{1)2)†} Deng Hui²⁾ Xu Jian-Bo²⁾ Li Zong-Gen²⁾ Zhang Ling²⁾

1) (State Key Laboratory of Advanced Design and Manufacturing for Vehicle Body, Hunan University, Changsha 410082, China)

2) (Laser Research Institute, Hunan University, Changsha 410082, China)

(Received 14 January 2013; revised manuscript received 3 April 2013)

Abstract

In this paper, we present the optical emission studies of the spatial evolution of plasma during pulsed fiber laser dressing of bronze-bonded diamond grinding wheel and especially investigate the plasma light emission, which is measured through a high sensible optical spectrometer. Space-resolved spectra in a wavelength range of 500–600 nm are measured at different laser average powers and pulse repetition frequencies, and the intensity of spectral lines achieves a maximum intensity at about 2.4 mm away from the surface of the grinding wheel. The electron temperature is determined by employing the Boltzmann plot method under the assumption of local thermodynamic equilibrium using six Cu (I) lines, and the highest electronic temperature is calculated to be 4380 K at about 3 mm away from the surface of wheel. Finally the effect of the laser parameters on the electron temperature of the plasma is studied, and the results show that there are different variation laws in the electron temperature of the plasma with laser average power and pulse repetition frequency.

Keywords: pulsed fiber laser, plasma emission spectroscopy, laser dressing, electron temperature

PACS: 42.55.Wd, 42.79.–e, 94.20.Fg

DOI: 10.7498/aps.62.144204

* Project supported by the National Science and Technology Major Project of the Ministry of Science and Technology of China (Grant No. 2012ZX04003101).

† Corresponding author. E-mail: hdgychen@163.com