

文章编号: 1001-3806(2016)02-0223-04

CO₂ 与 Nd:YAG 脉冲激光锡等离子体羽辉膨胀特性的研究

杨若琪¹, 王新兵^{1*}, 兰慧^{1,2}

(1. 华中科技大学 武汉光电国家实验室, 武汉 430074; 2. 华中科技大学 光学与电子信息学院, 武汉 430074)

摘要: 为了研究激光光源对极紫外(EUV)等离子体碎屑的影响,采用脉冲 Nd:YAG 激光与 CO₂ 激光激发 Sn 产生等离子体,基于直接成像法,研究了等离子体羽辉在低气压中的膨胀特性。通过确定等离子体边界,计算出各个角度的等离子体羽辉膨胀边界随时间的变化规律,以及运动动能随运动路径的变化规律。结果表明,气压为 10Pa 时,在相同激光能量密度($2.5 \times 10^6 \text{ mJ/cm}^2$)的条件下,CO₂ 脉冲激光作用锡靶产生 EUV 的等离子体动能小于 Nd:YAG 脉冲激光作用锡靶产生的等离子体动能;在减缓离子碎屑的研究中,CO₂ 脉冲激光作为 EUV 的产生光源要优于 Nd:YAG 脉冲激光。这一结果对研究激光等离子体的应用是有帮助的。

关键词: 激光技术; 等离子体羽辉; 直接成像法; 极紫外

中图分类号: O434

文献标志码: A

doi:10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2016.02.015

Study on expansion characteristics of tin plasma plume produced by CO₂ laser and Nd:YAG laser

YANG Ruoqi¹, WANG Xinbing¹, LAN Hui^{1,2}

(1. Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China;

2. School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

Abstract: In order to study effect of laser on extreme ultraviolet (EUV) plasma debris, CO₂ and Nd:YAG pulsed laser was used to produced Sn plasma. Based on direct imaging method, expansion characteristics of plasma plume at low pressure were studied. 2-D pictures of Sn plume were taken directly by intensified charge coupled device (ICCD) and plasma boundary was determined. The time-dependant variation of plasma plume expansion boundary at different angles and the variation of kinetic energy with the change of motion path were calculated. The results show that under the same laser energy density of $2.5 \times 10^6 \text{ mJ/cm}^2$ and the atmosphere pressure of 10Pa, EUV Sn plasma kinetic energy produced by Nd:YAG laser is greater than that produced by CO₂ laser. CO₂ laser is superior to Nd:YAG laser for decreasing plasma debris. This result is helpful for the application of laser plasma.

Key words: laser technique; plasma plume; direct imaging; extreme ultraviolet

引言

伴随科技的进步,电子信息产业迅猛发展,人们的生活已经进入到了电子化、智能化的时代。各种电子产品对半导体芯片集成度的要求越来越高,作为半导体工业中最关键的技术——光刻技术,已成为各国研究的重要课题。目前,光刻领域所使用的 193nm 光源浸没式光刻系统已经把光刻尺寸降至 14nm,而作为下一代最具潜力的中心波长为 13.5nm 的极紫外光刻(extreme ultraviolet lithography, EUVL)将有可能将光

刻尺寸降至 10nm 以下^[1]。

产生 EUV 光源的主要方案有激光等离子体 EUV 光源和气体放电 EUV 光源,这两个方案都能够满足 EUV 光刻光源的基本要求,具有发展成为 EUV 光刻光源的可能性^[2-3]。但是 EUVL 仍然有两个关键技术问题亟需解决^[4]:提高极紫外光源的转换效率以及减少等离子体碎屑的产量和能量。研究激光等离子体羽辉的膨胀动力学特性是理解和解决上述问题的主要途径。对于等离子羽辉膨胀的研究方法主要有:(1)直接成像法;(2)阴影法成像;(3)法拉第筒测离子能量。国际上,日本九州大学的研究小组利用双脉冲激光驱动 Xe 靶材^[5],采用直接成像法对激光脉冲延时 0ns 到 1000ns 的等离子体极紫外辐射区域羽辉进行了拍摄,并利用飞行时间技术(time-of-flight, TOF)测量了不同延时时间的粒子能量分布,发现延时时间为 200ns 时

基金项目:国家自然科学基金资助项目(11304235)

作者简介:杨若琪(1989-),女,硕士研究生,现从事激光等离子体及应用方面的研究。

* 通讯联系人。E-mail:xbwang@mail.hust.edu.cn

收稿日期:2015-01-30;收到修改稿日期:2015-04-02

能显著减少快离子的能量;美国普渡大学的 HUSSEIN 等人采用阴影成像法和白光干涉法研究了激光脉宽对空气等离子体产生和销蚀的影响^[6]。在国内,长春理工大学的 LIU 等人采用法拉第筒测量等离子体碎屑的动能,研究了双脉冲激光辐照锡靶减少粒子碎屑的能力^[7],结果表明,使用双脉冲激光能更好的减小粒子碎屑的动能,降低碎屑带来的影响;随后他们采用阴影成像法研究了 Nd:YAG 脉冲激光诱导铝靶在空气中的等离子体冲击波的演化特性^[8],重点研究了波长为 355ns 的 Nd:YAG 脉冲激光在不同聚焦位置与靶材作用的时间分辨的阴影图像^[9]。华中科技大学的 WU 等人基于阴影法测量了脉冲 CO₂ 激光 Sn 等离子体羽辉在缓冲气体中的膨胀特性^[10],得到了羽辉边界位置及其等离子体碎屑动能随延时的变化规律,并利用修正的阻力扩散模型拟合了实验数据。重庆邮电大学的 ZHANG 等人也采用增强型电荷耦合器件(intensified charge coupled device, ICCD)对等离子体进行快速成像^[11],根据图像的分层结构分析了等离子体的发射强度和温度分布。南京理工大学的 ZHANG 等人在 2009 年采用干涉法诊断由纳秒激光诱导产生的大气等离子体的电子密度^[12],其后采用光谱法直接用光谱仪检测和记录铝和铜的原子谱线,研究了实验参量对激光诱导铝合金产生等离子体光谱的影响^[13]。南京邮电大学学者基于光偏转的光纤传感器研究了脉冲激光烧蚀铝靶产生的等离子体及冲击波的初始发展过程,分析了等离子体传播速度随传输距离的关系^[14]。南京理工大学的 ZHOU 等人进行了激光等离子体闪光高速摄影法实验研究^[15],使用高速 CCD 对激光等离子体闪光进行拍摄,研究了不同激光能量下诱导空气击穿产生的等离子体特性。

作者分别使用脉冲 CO₂ 激光和 Nd:YAG 激光与锡靶作用产生等离子体,给出了两者形成的羽辉形状、不同角度时羽辉的动能改变趋势、动能随时间变化趋势的比较。探索在不同激光条件下,等离子体的羽辉膨胀特性。通过这些特性研究为极紫外光源转换效率的和离子体碎屑的减少提供理论支撑。

1 实验装置

实验装置如图 1 所示。CO₂ 脉冲激光和 Nd:YAG 脉冲激光分别经过真空室窗口射入安装在真空靶室内的聚焦透镜,CO₂ 脉冲激光聚焦透镜的焦距为 15cm, Nd:YAG 脉冲激光聚焦透镜的焦距为 10cm。激光脉冲以 45° 入射聚焦于靶材表面产生等离子体。靶材是厚度为 3mm、直径为 4cm 的圆形平板纯锡靶(质量分数大于 0.999),将之固定在步进电机的旋转靶架上,

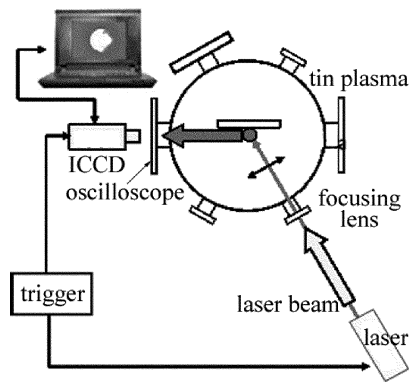


Fig. 1 Schematics of experimental setup

通过控制步进电机来旋转靶材以保证入射的脉冲激光不会作用于锡靶同一点,以减小凹坑对等离子体膨胀的影响。实验中采用的 CO₂ 脉冲激光能量为 800mJ, 脉冲半峰全宽为 75ns;Nd:YAG 脉冲激光能量为 130mJ, 脉冲半峰全宽为 11.6ns,其波形如图 2 所示。CO₂ 脉冲激光和 Nd:YAG 脉冲激光分别通过聚焦透镜后获得的最小焦斑直径为 200μm 和 80μm。真空室可通过机械泵和涡旋分子泵可以将气压控制在 10⁻⁴Pa ~ 10⁵Pa 范围变化。

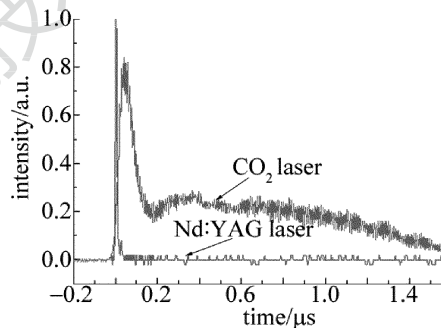


Fig. 2 Time-domain waveform of CO₂ laser and Nd:YAG laser

利用时间分辨型 ICCD 相机对羽辉进行直接成像,ICCD 相机的型号为 PI-MAX-1300,其最小曝光成像时间为 7ns,成像透镜为尼康镜头(焦距为 105mm, F/2.8D),用可编程时序发生器(programmable timing generator, PTG)控制 ICCD 电子快门、门宽以及触发信号和图像采集之间的时间延迟,得到等离子体羽辉的形状和空间轮廓随延迟时刻的演化过程,通过确定羽辉膨胀边界,分析计算得到等离子体边界的膨胀速度。使用 ICCD 相机拍摄真空腔内的靶材结构以进行尺寸标定。拍摄 CO₂ 脉冲激光产生的羽辉时,图片每个像素点为 1/18cm,拍摄 Nd:YAG 脉冲激光产生的羽辉时,图片每个像素点为 1/50cm。ICCD 的触发由 DG535 信号发生器提供,ICCD 拍摄的光强信号由 WINVIEW 软件对数据进行实时处理和显示。

2 实验结果及分析

激光烧灼 Sn 靶产生等离子体,由于等离子体内部

电子、粒子与原子间的相互碰撞形成的可见光波段的电磁辐射,称为等离子体羽辉。实验中,CO₂ 脉冲激光和 Nd:YAG 脉冲激光能量密度控制在 $2.5 \times 10^6 \text{ mJ/cm}^2$, CO₂ 脉冲激光的峰值半峰全宽为 75ns, Nd:YAG 脉冲激光峰值半峰全宽为 11.6ns,用抽气泵将真空靶室内气压抽为 10Pa,分别用 CO₂ 脉冲激光和 Nd:YAG 脉冲激光作用锡靶,ICCD 记录的离子体羽辉形状如图 3 所示,对 CO₂ 脉冲激光成像时 ICCD 初始延时设为 1.5μs,时间间隔为 15ns; Nd:YAG 脉冲激光采用了 50ns 的初始时间延时,时间间隔设为 7ns。为了便于数据处理,图中的零点时间依据 ICCD 拍摄到的激光与靶才初始作用产生等离子体的时间而设定。

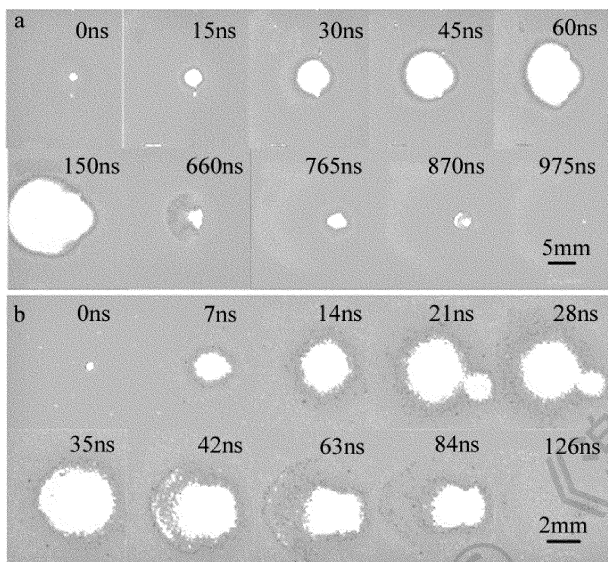


Fig. 3 Sn plasma plume images recorded by ICCD

a—Sn plasma plume produced by CO₂ laser b—Sn plasma plume produced by Nd:YAG laser

由等离子体羽辉随时间变化的原始图可以看到,等离子体羽辉中心是白色,外围一圈深色,最外围颜色又变浅。不同的色差代表了光强的不同,中心部分是高温快速电子的韧致辐射区;外围部分主要是电子与粒子的碰撞传能激发、电子和粒子的复合激发以及韧致辐射;最外围主要是电子与真空腔中的气体粒子的碰撞传能激发。以图 3b 为例分析等离子体随延时的演化过程。由于使用的脉冲 Nd:YAG 激光半峰全宽仅为 11.6ns,与锡靶作用的时间极短,因此,等离子体的等温膨胀过程也十分短。使用 ICCD 拍摄羽辉膨胀过程为膨胀的第 2 个过程——绝热膨胀过程。脉冲激光作用结束后,等离子体将内部的热能转换为动能继续向外膨胀,这可由图 3b 可以看到,即等离子体羽辉边界距离随时间的增大而不断增加。若是在真空条件下,处在绝热膨胀阶段的等离子体边缘粒子加速度会快速地下降,速度则缓慢增加直至匀速。实验中,由于

真空腔内存在稀薄的空气,羽辉在持续的向外膨胀过程中,边界粒子与腔内的气体分子会发生碰撞,导致粒子速度与运动动能随时间增大而减小,膨胀边界最终会到达一个最大值点,羽辉能量减小至 ICCD 无法分辨的强度从而消失,这就是等离子体羽辉膨胀到消逝的全过程。

羽辉向外作用扩张时受到腔内稀薄空气的阻碍会形成一圈清晰的边界,通过确定羽辉膨胀边界,可分析计算得到等离子体边界的膨胀速度。CO₂ 脉冲激光和 Nd:YAG 脉冲激光产生的羽辉形状相似。但是,从图 3 中的时间间隔可以看到,CO₂ 脉冲激光产生的羽辉比 Nd:YAG 脉冲激光产生的羽辉变化缓慢一些,这是由于 CO₂ 脉冲激光的脉宽比 Nd:YAG 脉冲激光的脉宽要大,与靶材的作用时间要长于 Nd:YAG 脉冲激光。通过对羽辉边界进行处理分析,可以理论计算出等离子体膨胀速度和离子动能。影响等离子体羽辉动能的主要因素是与外界气体粒子相互作用的碰撞截面,粒子动能可以用下式计算^[16]:

$$K = (m/2)(dx/dt)^2 \quad (1)$$

式中, K 为粒子动能, x 为运动距离, m 为粒子质量, t 为时间。由图 3 的原始实验数据判断出羽辉边界,可以得到如图 4 所示各个角度的羽辉边界随时间的演化图。通过图 4 可看出,羽辉不是一个各向同性的球体,而是以法线方向外突起的椭球体,不同的方向角的粒子动能是不一样的,法线方向的动能最大。根据(1)式计算得到图 5 所示的 CO₂ 脉冲激光和 Nd:YAG 脉冲激光产生等离子体沿靶材法线方向的粒子动能随运动距离的变化曲线,以及图 6 所示的激光等离子体羽辉沿靶面法线方向的粒子动能随运动路径的变化曲线。

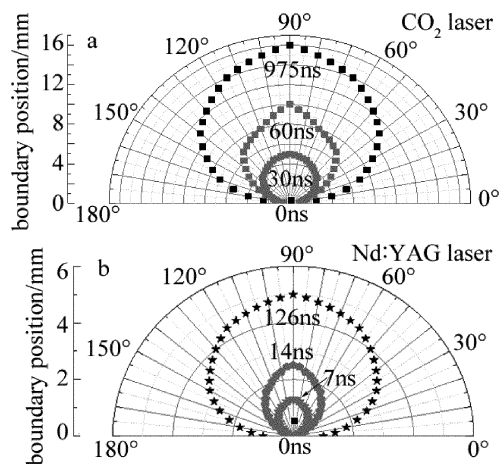


Fig. 4 All angles of plasma boundary position

a—plasma produced by CO₂ laser b—plasma produced by Nd:YAG laser

实验结果表明,在相同激光能量密度条件下, Nd:YAG 脉冲激光产生的羽辉尺寸和运动路径小于 CO₂ 脉冲激光产生的羽辉尺寸和运动路径,但是,

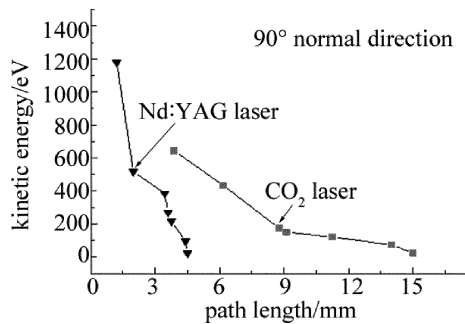


Fig. 5 Kinetic energy of plasma produced by CO₂ laser and Nd:YAG laser changing with path length

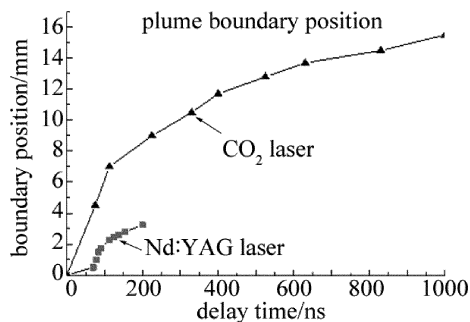


Fig. 6 Relationship between Sn plasma plume boundary produced by CO₂ laser and Nd:YAG laser and delay time

Nd:YAG 脉冲激光产生的粒子动能要大于 CO₂ 产生的粒子动能。图 5 和图 6 中分别给出了两种激光产生的羽辉在垂直靶面方向时粒子动能随路径变化的比较以及路径随延时变化的比较。CO₂ 脉冲激光聚焦光斑本身大于 Nd:YAG 脉冲激光的聚焦光斑,当聚焦后的激光作用于锡靶,脉冲激光烧蚀尺寸会随着光斑的增大而增大,产生的羽辉也会相应增大。但是,Nd:YAG 激光的脉宽要比 CO₂ 脉冲激光小得多,因此与靶材接触时的功率密度要大于 CO₂ 脉冲激光,使得产生的等离子体动能要大于 CO₂ 产生的等离子体动能。通过对羽辉边界分析处理,可以得到粒子运动动能与时间的变化关系,这些结果为碎片减缓提供了参考。

3 结 论

研究激光等离子体羽辉的膨胀特性对于理解离子碎屑的产生以及抑制粒子碎屑具有重要意义。实验激光能量密度保持在 $2.5 \times 10^6 \text{ mJ/cm}^2$ 时,CO₂ 脉冲激光作用锡靶产生的等离子体羽辉在延时 1.650 μs 时达到膨胀速度最大值,对应的粒子动能可达到 700 eV。其后,羽辉经过了一个消散过程,直到 2.475 μs 时羽辉接近消逝,边界膨胀可达最大路径,距离为 16 mm。Nd:YAG 脉冲激光作用锡靶产生的羽辉在延时 85 ns 时达到了最大粒子动能 1500 eV,在 176 ns 时羽辉边界到达最大路径,距离为 5 mm。尽管 Nd:YAG 脉冲激光产生的羽辉尺寸小于 CO₂ 脉冲激光产生的羽辉,但是

其产生的离子动能要大于 CO₂ 脉冲激光产生的离子动能。粒子动能的增大,会加大粒子碎屑对收集镜面的损害,在相同激光能量密度下,使用 CO₂ 脉冲激光作用 Sn 产生 EUV 相对使用 Nd:YAG 脉冲激光能更好地减小粒子碎屑造成的影响。

参 考 文 献

- [1] WAGNER C, HARNEA N. EUV lithography gets extreme[J]. Nature Photonics, 2010, 4(1): 24-26.
- [2] CHEN Y L, LI S N, WANG Q. Extreme ultraviolet source of microlithography based on laser induced plasma and discharge induced plasma[J]. Laser Technology, 2004, 28(6): 561-564 (in Chinese).
- [3] DOU Y P, SUN C K, LIN J Q. Laser-produced plasma light source for extreme ultraviolet lithography[J]. Chinese Optics, 2013, 6(1): 20-33 (in Chinese).
- [4] TOMIE T. Tin laser-produced plasma as the light source for extreme ultraviolet lithography high-volume manufacturing[J]. Micro/Nanolithography, 2012, 11(2): 021109.
- [5] KOMORI H, UENO Y, HOSHINO H, et al. EUV radiation characteristics of a CO₂ laser produced Xe plasma[J]. Applied Physics, 2006, B83(2): 213-218.
- [6] HUSSEIN A E, DIWAKAR P K, HARILA S S, et al. The role of laser wavelength on plasma generation and expansion of ablation plumes in air[J]. Journal of Applied Physics, 2013, 113(14): 143305.
- [7] LIU C Z, DOU Y P, HAO Z Q. Research on the dynamics of ion debris from Sn plasma by use of dual laser pulses[J]. Spectroscopy and Spectral Analysis, 2015, 35(1): 44-47 (in Chinese).
- [8] LIU Z H. The research on expansion dynamic process of nanosecond laser plasma use shadow mapping[D]. Changchun: Changchun University of Science and Technology, 2012: 29-40 (in Chinese).
- [9] LIN J Q, LIU Z H, LIU T H, et al. Shadowgraph investigation of plasma shock wave evolution from Al target under 355nm laser ablation[J]. Chinese Physics, 2014, B23(8): 408-414.
- [10] WU T, WANG X B, TAN R. Research on pulsed CO₂ laser produced Sn plasma plume expansion properties by shadowgraph technique[J]. Chinese Journal of Lasers, 2013, 40(1): 36-40 (in Chinese).
- [11] ZHENG P C, LIU H D, WANG J M, et al. Study on time evolution process of laser-induced aluminum alloy plasma[J]. Chinese Journal of Lasers, 2014, 41(10): 254-260 (in Chinese).
- [12] ZHANG H, CHAO L J, NI X W. Experimental diagnosis of electron density of laser induced air plasma by interferometry[J]. Acta Physica Sinica, 2008, 58(6): 4034-4040 (in Chinese).
- [13] ZHU D H, NI X W, CHEN J P. Effect of experimental parameters on elemental analysis of aluminum alloy by laser-induced breakdown spectroscopy[J]. Spectroscopy and Spectral Analysis, 2011, 31(2): 319-322 (in Chinese).
- [14] HUANG Q J. Study on the properties of plasma plume produced by pulsed laser ablation of metal Cu[J]. Laser and Infrared, 2014, 36(10): 931-933 (in Chinese).
- [15] ZHOU J, FENG W L, LIU Y, et al. Laser-induced plasma by high speed photography[J]. Journal of Applied Optics, 2011, 32(5): 1027-1032 (in Chinese).
- [16] BLEINER D, LIPPERT T. Stopping power of a buffer gas for laser plasma debris mitigation[J]. Journal of Applied Physics, 2009, 106(12): 123301.