

气体压强对纳秒激光诱导空气等离子体特性的影响

刘家合 鲁佳哲 雷俊杰 高勋 林景全

Effect of ambient gas pressure on characteristics of air plasma induced by nanosecond laser

Liu Jia-He Lu Jia-Zhe Lei Jun-Jie Gao Xun Lin Jing-Quan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 057401 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20191540

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191540>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

纳秒激光诱导空气等离子体射频辐射特性研究

Characteristics of radio-frequency emission from nanosecond laser-induced breakdown plasma of air

物理学报. 2017, 66(18): 185201 <https://doi.org/10.7498/aps.66.185201>

纳秒脉冲激光诱导空气等离子体的近红外辐射特性

Near infrared characteristics of air plasma induced by nanosecond laser

物理学报. 2020, 69(2): 029502 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190753>

纳秒激光等离子体相互作用过程中激光强度对微波辐射影响的研究

Effect of laser intensity on microwave radiation generated in nanosecond laser-plasma interactions

物理学报. 2019, 68(12): 125201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190501>

激光诱导铝等离子体中原子和离子组分膨胀特性

Expansion characteristics of atom and ion component in laser-induced aluminum plasma

物理学报. 2018, 67(18): 185201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180595>

激光等离子体中高能电子各向异性压强的粒子模拟

Particle simulation study on anisotropic pressure of electrons in laser-produced plasma interaction

物理学报. 2017, 66(11): 115203 <https://doi.org/10.7498/aps.66.115203>

气体压强对纳秒激光 诱导空气等离子体特性的影响*

刘家合¹⁾ 鲁佳哲¹⁾ 雷俊杰²⁾ 高勋^{1)†} 林景全¹⁾

1) (长春理工大学理学院, 长春 130022)

2) (西安应用光学研究所, 西安 710065)

(2019 年 10 月 10 日收到; 2020 年 1 月 4 日收到修改稿)

环境气体的压强对激光诱导等离子体特性有重要影响. 基于发射光谱法开展了气体压强对纳秒激光诱导空气等离子体特性影响的研究, 探讨了气体压强对空气等离子体发射光谱强度、电子温度和电子密度的影响. 实验结果表明, 在 10—100 kPa 空气压强条件下, 空气等离子体发射光谱中的线状光谱和连续光谱依赖于气体压强变化, 且原子谱线和离子谱线强度随气体压强的变化有明显差别. 随着空气压强增大, 激光击穿作用区域的空气密度增加, 造成激光诱导击穿空气几率升高, 从而等离子体辐射光谱强度增大. 空气等离子体膨胀区域空气的约束作用, 增加了等离子体内粒子间的碰撞几率以及能量交换几率, 并且使离子-电子-原子的三体复合几率增加, 因此造成原子谱线 O I 777.2 nm 与 N I 821.6 nm 谱线强度随着气体压强增大而增大, 在 80 kPa 时谱线强度最高, 随后谱线强度缓慢降低. 而离子谱线 N II 500.5 nm 谱线强度在 40 kPa 时达到最大值, 气体压强大于 40 kPa 后, 谱线强度随压强增加而逐渐降低. 空气等离子体电子密度均随压强升高而增大, 在 80 kPa 后增长速度变缓. 等离子体电子温度在 30 kPa 时达到最大值, 气体压强大于 30 kPa 后, 等离子体电子温度逐渐降低. 研究结果可为不同海拔高度的激光诱导空气等离子体特性的研究提供重要实验基础, 为今后激光大气传输、大气组成分析提供重要的技术支持.

关键词: 纳秒激光, 气体压强, 空气等离子体, 三体复合

PACS: 74.62.Fj, 52.50.Jm

DOI: 10.7498/aps.69.20191540

1 引言

高峰值功率密度脉冲激光诱导击穿材料, 诱导产生高温等离子体并向外膨胀, 在膨胀过程中向外辐射紫外、可见、红外甚至射频波段的光谱. 目前激光诱导等离子体被广泛应用于紫外光刻光源产生^[1]、物质成分分析^[2]、白光雷达技术^[3]、太赫兹探测技术^[4]以及 X 射线天文探测技术^[5]等领域.

由于激光诱导等离子体产生过程存在激光与

材料作用、激光与等离子体作用、等离子体羽与材料作用以及等离子体与环境气体作用等过程^[6], 因此, 激光诱导等离子体特性受到激光参数^[7]、材料特性^[8]及环境气体成分与气压^[9]等参数影响. Sallé等^[10]模拟火星的大气环境, 对土壤和黏土样品进行含量分析实验, 发现环境气体 CO₂ 的压强为 7 Torr (1 Torr = 133.3 Pa) 时, 光谱分析有最大的灵敏度.

Rezaei 和 Tavassoli^[11]以氦气作为环境气体, 发现随着 He 气压强的增大, 氦气密度对铝合金等

* 国家自然科学基金 (批准号: 61575030)、吉林省自然科学基金 (批准号: 20180101283JC)、吉林省教育厅项目 (批准号: JJKH20190539KJ) 和长春理工大学创新基金 (批准号: XJJLG-2017-10) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lasercust@163.com

离子体的发射光谱自吸收有重要影响, 存在的谱线自吸收现象随着氦气密度增大而加剧变化. Cowpe 等 [12] 使用 532 nm 激光, 对不同压强下 Si 等离子体性质进行探究, 发现其密度与环境气体压强存在非线性变化关系. Bashir 等 [13] 在开展 Nd:YAG 激光器诱导击穿 Cd 等离子体研究的过程中, 观察到等离子体光谱强度、等离子体电子温度与密度与环境气体压强具有依赖关系. Bindhu 等 [14] 开展了气体压强对纳秒激光诱导 Ar 气等离子体屏蔽效应影响的研究, 随着 Ar 气压强降低, 等离子体屏蔽效应逐渐减弱. Farid 等 [15] 分析发现飞秒激光诱导击穿 Cu 等离子体的谱线信倍比和信噪比与环境压强有关, 在 100 Torr 压强条件下谱线信倍比和信噪比最大. Liu 等 [16] 在不同压强下开展飞秒激光诱导击穿 Ti 等离子体的研究, 发现随着环境压强增加, 等离子体膨胀受到环境气体的约束作用明显. 刘小亮等 [17] 使用飞秒激光对不同压强下的 N_2 的光谱特性进行探究, 发现连续谱和原子谱线的强度经历了由缓慢增强到缓慢降低, 再到迅速降低的过程. 研究结果表明, 在环境气体条件下, 脉冲激光 (纳秒或飞秒) 诱导固体靶材产生的等离子体光谱强度、电子温度和电子密度均与气体压强有关, 得到了固体靶材等离子体光谱强度、电子温度和电子密度随环境压强变化的规律. 激光诱导固体靶材产生等离子体的过程中, 环境气体同时也会电离击穿产生等离子体, 但目前环境气体等离子体特性对压强的变化较少被研究.

大气层随地面高度的增加变得稀薄, 使得环境压强降低, 所以在不同海拔地区进行诱导等离子体特性的实验时, 环境气体产生的等离子体特性变化会对实验结果造成较大影响. 为了模拟不同海拔高度条件下激光诱导击穿空气等离子体特性实验, 通过光谱信息分析不同海拔条件下的空气密度信息, 本文在保持空气温度不变条件下, 改变真空腔室的压强参数, 开展压强对空气等离子体特性影响的探究, 分析不同环境压强下空气等离子体的性质, 给出环境压强变化后等离子体变化的规律.

2 实验装置

压强对纳秒激光诱导空气等离子体特性研究的实验装置如图 1 所示, 主要由纳秒脉冲激光器、能量衰减系统、真空系统、光谱采集与处理系统组

成. 诱导击穿空气产生等离子体的纳秒激光器为 Nd:YAG 激光器 (Power 8000, 美国 Continuum), 输出波长为 1064 nm, 重复频率为 10 Hz, 最大输出激光脉冲能量为 1 J, 脉冲宽度为 8 ns. 激光光束经由 1/2 波片和格兰棱镜组成的能量衰减系统进入真空腔室, 真空腔室为直径 600 mm、高度 500 mm 的圆柱形不锈钢腔体, 通过机械泵 (Agilent) 改变腔室内空气气体压强, 由气压计 (成都正华, ZDY-I 型压阻规真空计) 对腔室压强进行实时监测. 激光光束在真空腔室内部经过石英平凸透镜 L1 ($\Phi = 25.8$ mm, $f = 75$ mm) 聚焦诱导击穿空气产生等离子体, 空气等离子体光谱经由石英透镜 L2 ($\Phi = 50.8$ mm, $f = 100$ mm) 聚焦耦合到配有 ICCD 探测器 (Andor DH334 T) 的中阶梯光谱仪 (MECHELL 5000, Andor) 的光纤探头 (纤芯直径 200 μ m) 上进行探测, 光谱仪的光谱分辨率为 0.1 nm. 其光谱波长精度为 0.05 nm, 光谱分辨本领为 $\lambda/\lambda_0 \sim 5000$.

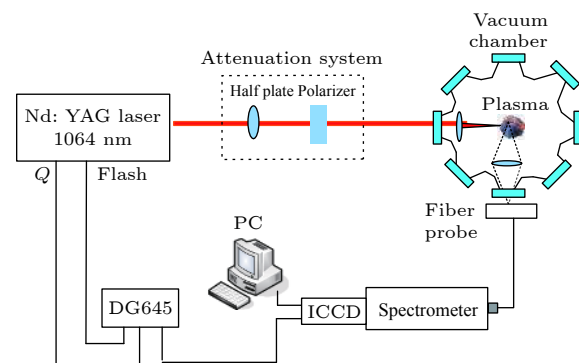


图 1 压强对纳秒激光诱导空气等离子体特性影响的实验装置

Fig. 1. Experiment setup for the air pressure influence on the characteristics of air plasma induced by ns pulsed laser.

为了保证光谱仪触发时间和等离子体产生时间达到同步, 实验中采用数字延时触发器 (Stanford DG535/645) 同步触发激光器和 ICCD. 为了得到高信倍比的空气等离子体发射光谱, 选取 ICCD 的门宽为 5 μ s, 通过示波器 (TDS7254B, 美国泰克) 与光电二极管调节延时, 使得 ICCD 相对于脉冲激光的延迟时间为 0. 为了降低光谱探测的随机误差, 取光谱收集累计脉冲个数为 20 并累加平均处理, 在同样实验条件下进行 20 次. 实验中激光脉冲能量为 100 mJ, 实验环境温度为 22—24 $^{\circ}$ C, 相对湿度为 20%—30%.

3 实验结果与分析

当真空腔室空气压强为 100 kPa, 延时为 150 ns 时, 激光诱导击穿空气等离子体发射光谱如图 2 所示. 空气等离子体发射光谱由连续光谱和线状光谱叠加组成. 连续光谱主要由韧致辐射和复合辐射过程产生^[18], 线状光谱主要为空气中 N 及 O 的中性原子辐射谱线^[19]. 由于实验所用空气含有水蒸气, 所以谱线中存在 H- α 线. 实验中用到的 Andor MECHSELL 5000 光谱仪为中阶梯体光栅光谱仪, 体光栅结构存在余弦效应, 400—700 nm 的连续光谱出现分立的余弦波状, 但对线状光谱强度和谱峰形状无影响. 为了更好地对光谱信息进行探究, 根据 NIST 原子光谱数据库 (National Institute of Standards and Technology Atomic Spectra Database) 对图 2 中的激光诱导空气等离子体光谱进行光谱指认, 如表 1 所示, 发现 N 和 O 的一价离子谱线分布在短波段 350—700 nm, N 和 O 的原子谱线分布在长波段 700—900 nm.

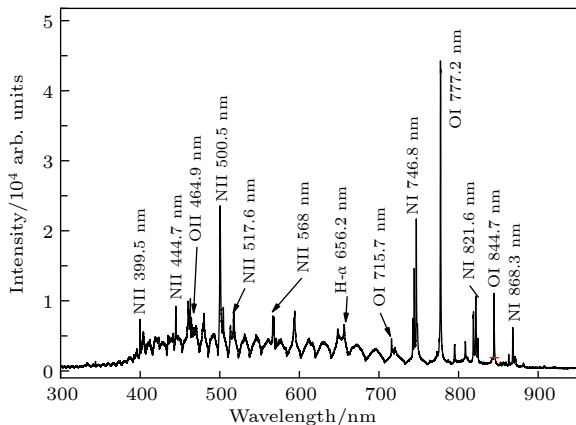


图 2 激光诱导空气等离子体的发射光谱 (空气压强为 100 kPa)

Fig. 2. The optical emission spectroscopy of the air plasma (air pressure of 100 kPa).

在延时 150 ns 时, 10—100 kPa 空气压强条件下的空气等离子体发射光谱如图 3 所示. 由图 3 可知, 空气等离子体发射光谱中的连续谱与线状谱均随气体压强的变化而变化. 随着空气压强增大, 空气等离子体发射光谱中的连续光谱强度明显增大, 在 70 kPa 条件时达到最高, 当气体压强大于 70 kPa 后, 连续光谱强度随着气压的升高而逐渐降低. 空气等离子体发射光谱中的线状光谱强度随

压强变化出现两部分变化: 400—700 nm 的线状光谱强度在气体压强 10—40 kPa 逐渐增加, 当气体压强大于 40 kPa 后, 光谱强度逐渐降低; 700—900 nm 的线状光谱强度在气体压强 10—70 kPa 逐渐增加, 当气体压强大于 70 kPa 后, 光谱谱线强度变化不明显.

表 1 激光大气等离子体主要线状谱线的归属情况
Table 1. Identification of the observed emission lines of N and O.

谱线种类	谱线位置/nm	跃迁形式
N ⁺	399.5	3p(¹ D) → 3s(¹ P ^o)
N ⁺	444.7	3d(³ D ^o) → 3p(³ D)
O ⁺	464.9	3p(⁴ D ^o) → 3s(⁴ P)
N ⁺	500.5	3p(³ S) → 3s(³ P ^o)
N ⁺	517.6	3d(⁵ D) → 3p(⁵ P ^o)
N ⁺	568.0	3p(³ D) → 3s(³ P ^o)
O	715.7	3p(¹ D ²) → 3s(¹ D ^o ₂)
O	777.2	3p(⁵ P) → 3s(⁵ S ^o)
N	821.6	3p(⁴ P ^o) → 3s(⁴ P)
O	844.7	3p(³ P) → 3s(³ S ^o)
N	868.3	3p(⁴ D ^o) → 3s(⁴ P)

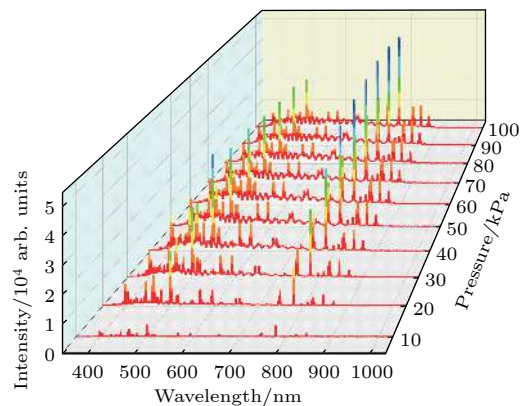


图 3 不同空气压强条件下的空气等离子体发射光谱

Fig. 3. The optical emission spectroscopy of the air plasma at different air pressure.

空气等离子体发射光谱中的线状光谱由原子光谱和离子光谱组成, 从中选出离子谱线 N II 500.5 nm 和原子谱线 O I 777.2 nm, N I 746.8 nm, 其谱线强度随气体压强的变化曲线如图 4 所示. 由图 4 可知, 原子谱线和离子谱线强度随气体压强的变化有明显差别. 原子谱线 O I 777.2 nm 与 N I 746.8 nm 谱线强度随着气体压强增大而增大, 在 80 kPa 时谱线强度最高, 随后谱线强度缓慢降低.

而 N II 500.5 nm 为离子谱线, 谱线强度在 40 kPa 时达到最大值, 当气体压强大于 40 kPa 后, 谱线强度随压强增大而逐渐降低. 激光诱导空气等离子体辐射光谱随环境压强的变化不同于激光诱导固体靶材等离子体特性^[10]. 环境压强较低时, 真空腔室内气体分子及原子的密度较小, 导致激光横截面上与脉冲激光作用的粒子数量较少, 从而导致空气等离子体发射光谱强度变小. 当环境压强增大时, 空气中分子原子和离子的密度随之增大, 空气等离子体发射光谱强度增大.

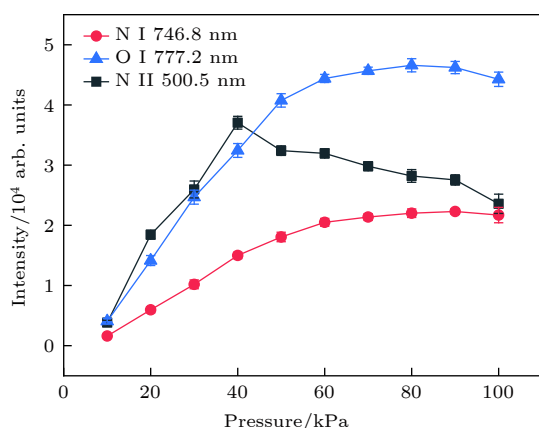
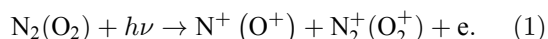


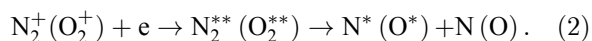
图 4 等离子体发射光谱强度随压强的变化 (O I 777.2 nm, N I 746.8 nm 和 N II 500.5 nm)

Fig. 4. The air plasma spectral intensity evolution with air pressure (O I 777.2 nm, N I 746.8 nm, and N II 500.5 nm).

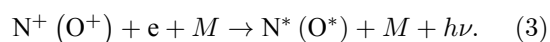
由于激光诱导击穿空气的初始阶段, 空气中不存在雪崩电离所需的自由电子, N_2 分子或者 O_2 分子在激光光子作用下, 产生分子和原子离子以及自由电子:



随着自由电子数量增加, 雪崩电离出现, 使电子与离子间发生碰撞猝灭:



在 N^* , O^* 的生成过程中, 存在一个分子里德伯态 (即 N_2^{*+} 或 O_2^{*+}) 的快速中间过程. 等离子体膨胀过程中, 离子、电子和原子存在三体复合过程^[15], 使等离子体中的原子数密度增大, 同时离子数密度降低,



随着环境压强的增大, 空气密度增大, 激光诱导空气等离子体发射光谱强度随之增大. 在环境压强增大的同时, 空气等离子体受环境气体的约束作

用逐渐增强, 进而降低了等离子体内粒子间的自由程, 使离子-电子-原子的三体复合几率增加, 降低了 N 离子和 O 离子数密度, 而 N 原子和 O 原子数密度增加. 当气体压强大于 40 kPa 后, 随着压强的增大, N 离子光谱强度下降, N 原子光谱谱线强度增加.

等离子体电子温度与电子密度是研究等离子体性质的两个重要参数^[20]. 考虑空气等离子体满足局部热平衡 (local thermodynamic equilibrium, LTE) 条件, 等离子体电子密度与谱线展宽有关, 激光诱导空气等离子体光谱的展宽是由 Stark 展宽、多普勒展宽和仪器展宽多种加宽机制造成的. 实验中光谱仪的狭缝宽度为 30 μm , 对应的仪器展宽为 0.01 nm. 等离子体电子密度 N_e ^[21] 满足

$$\Delta\lambda_{1/2} = 2\omega \frac{N_e}{10^{16}} \text{ \AA}, \quad (4)$$

式中, $\Delta\lambda_{1/2}$ 为谱线展宽, ω 为 Stark 展宽系数. 选取 O I 844.6 nm 谱线计算等离子体电子密度, 将谱线进行 Lorentz 拟合, 求得拟合曲线的半高全宽, 其谱线 Stark 展宽为扣除掉多普勒展宽和仪器展宽之后的值. 结合当前等离子体电子温度区间, 得到 ω 的数值为 0.01443 nm^[22], 等离子体电子密度随压强的变化如图 5 所示.

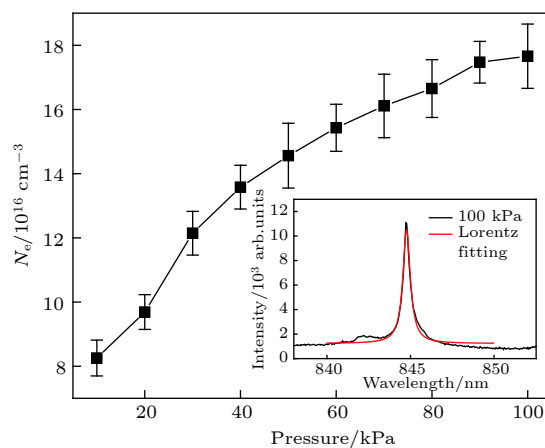


图 5 空气等离子体电子密度随压强变化曲线 (插入图为 100 kPa O I 844.6 nm 谱线拟合)

Fig. 5. The air plasma density evolutions with air pressure (100 kPa O I 844.6 nm spectral line fitting).

由图 5 可知, 空气等离子体电子密度随着环境压强的增大而增大. 随着环境压强增大, 周围空气对空气等离子体的约束作用加强, 因此等离子体的膨胀区域变小, 使激光等离子体内粒子数密度增大, 粒子间自由程变短, 粒子间的碰撞几率以及能

量交换几率增加,使等离子体内能增加,同时等离子体内电子密度增大.所以随着环境压强的升高,等离子体的电子密度增大.但是压强升高到 80 kPa 后,离子-电子-原子的三体复合几率增加,使得等离子体内电子数量减少,因此,空气等离子体的电子密度在 80 kPa 后增长速度变缓.

依据求出的等离子体密度,选取 O II 444.8 nm 和 O I 844.6 nm 两条谱线(其谱线信息如表 2 所示),采用 Saha 方程计算得到等离子体电子温度 [23]:

$$N_e = 2 \times \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{h^3} \cdot \frac{I_{\text{atom}}}{I_{\text{ion}}} \cdot \left(\frac{gA}{\lambda}\right)_{\text{ion}} \left(\frac{\lambda}{gA}\right)_{\text{atom}} \times \exp[-(V + E_{\text{ion}} - E_{\text{atom}})/(kT)], \quad (5)$$

式中 I_{atom} , I_{ion} , λ , A 和 g 分别为原子谱线强度、离子谱线强度、谱线波长、谱线的跃迁几率和统计权重; k 为玻尔兹曼常数; T 为等离子体电子温度; E_{ion} 和 E_{atom} 表示原子谱线和离子谱线对应跃迁的上能级激发能; V 代表原子的电离能. 在每个压强条件下,根据计算出的电子密度 N_e ,利用 Saha 方程进行反演,计算空气等离子体电子温度随压强变化如图 6 所示.

表 2 氧原子谱线光谱信息

Table 2. Oxygen atomic line spectral information.

Wavelength/nm	E_m/eV	E_n/eV	A_{ki}/s^{-1}	g_k
O II 444.8	31.15	28.36	2.52×10^6	6
O I 844.6	10.99	9.52	3.22×10^7	3

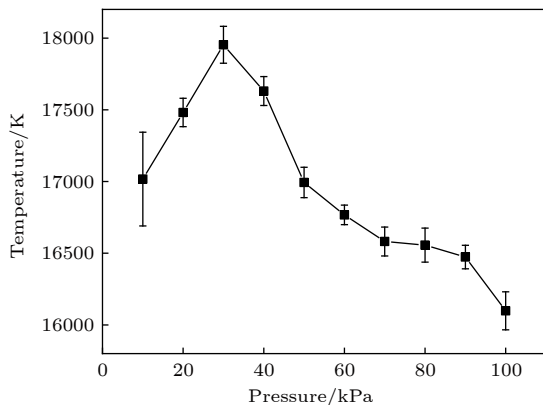


图 6 空气等离子体电子温度随压强变化曲线

Fig. 6. The air plasma temperature evolutions with air pressure.

由图 6 可知,空气等离子体电子温度随着环境压强的增大发生明显变化.当压强为 30 kPa 时,空气等离子体电子温度达到最大值;在气体压强大

于 30 kPa 后,等离子体电子温度随压强的增大逐渐降低.等离子体温度变化趋势与空气等离子体离子谱变化趋势相同,随着压强的升高,离子-电子-原子的三体复合几率增加,使得等离子体内离子与电子数量减少,中性原子数量增加,等离子体电子温度随之降低.

4 结 论

开展了环境压强对激光诱导空气等离子体特性(不同于激光诱导固体靶材等离子体光谱特性)影响的研究.研究发现,空气等离子体发射光谱中的线状光谱和连续光谱依赖于环境压强变化,且原子谱线和离子谱线强度随气体压强的变化有明显差别.随着空气压强增大,激光击穿作用区域的空气密度增加,造成激光诱导击穿空气几率升高,从而等离子体辐射光谱强度增大.在空气等离子体膨胀区域空气的约束作用下,等离子体内粒子间的碰撞几率以及能量交换几率增加,并且使离子-电子-原子的三体复合几率增加,因此造成原子谱线 O I 777.2 nm 与 N I 821.6 nm 谱线强度随着气体压强增大而增大,在 80 kPa 时谱线强度最高,随后谱线强度缓慢降低.离子谱线 N II 500.5 nm 谱线强度在 40 kPa 时达到最大值,当气体压强大于 40 kPa 后,谱线强度随压强增大而逐渐降低,并且空气等离子体电子密度随压强升高而增大,在 80 kPa 后增长速度变缓.等离子体电子温度在 30 kPa 时达到最大值,气体压强大于 30 kPa 后,等离子体电子温度逐渐降低.对环境压强对激光诱导空气等离子体特性影响的探究,为外太空激光诱导击穿光谱分析、航空飞行中高空成分探测、减小环境气体光谱的影响提供了实验依据与理论支持.

参考文献

- [1] Liu L, O'Sullivan G, O'Reilly F, Long E, Wang X, Dunne P 2017 *Opt. Express* **25** 9974
- [2] Pandhija S, Rai N K, Rai A K, Thakur S N 2010 *Appl. Phys. B* **98** 231
- [3] Zhang L W, Lin C, Xin L, Gao J Y 2008 *High Power Laser and Particle Beams* **20** 1603 (in Chinese) [张立文, 林晨, 辛立, 高军毅 2008 强激光与粒子束 **20** 1603]
- [4] Roskos H G, Thomson M D, Kreß M, Löffler A T 2007 *Laser & Photonics Rev.* **1** 349
- [5] Giacconi R 2003 *Rev. Mod. Phys.* **75** 995
- [6] Ran P X, Hou H M, Luo S N 2017 *J. Anal. At. Spectrom.* **32**

2254

- [7] Matsumoto A, Ohba H, Toshimitsu M, Akaoka K, Ruas A, Sakka T, Wakaida I 2018 *Spectrochim. Acta. B* **142** 37
- [8] Hou H M, Yang B, Mao X L, Zorba V, Ran P X, Russo R E 2018 *Opt. Express* **26** 13425
- [9] Skrodzki P J, Shah N P, Taylor N, Hartig K C, LaHaye N L, Brumfield B E, Jovanovic I, Phillips M C, Harilal S S 2016 *Spectrochim. Acta. B* **125** 112
- [10] Sallé B, Cremers D A, Maurice S, Wiens R C 2005 *Spectrochim. Acta. B* **60** 479
- [11] Rezaei F, Tavassoli S H 2015 *Appl. Phys. B* **120** 563
- [12] Cowpe J S, Pilkington R D, Astin J S, Hill A E 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 165202
- [13] Bashir S, Farid N, Mahmood K, Rafique M S 2012 *Appl. Phys. A* **107** 203
- [14] Bindhu C V, Harilal S S, Tillack M S, Najmabadi F, Gaeris A C 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 7402
- [15] Farid N, Harilal S S, Ding H, Hassanein A 2013 *Appl. Phys. Lett.* **103** 191112
- [16] Liu D, Chen C S, Gao X, Lin J Q, Man B Y, Sun Y N, Li F F 2016 *Eur. Phys. J. D* **70** 245
- [17] Liu X L, Sun S H, Cao Y, Sun M Z, Liu Q C, Hu B T 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 045201 (in Chinese) [刘小亮, 孙少华, 曹瑜, 孙铭泽, 刘情操, 胡碧涛 2013 物理学报 **62** 045201]
- [18] Nordstrom R J 1995 *Appl. Spectrosc.* **49** 1490
- [19] Lin Z X, Li X Y, Cheng X W, Li F Q, Gong S S 2003 *Spectrosc. Spect. Anal.* **23** 421 (in Chinese) [林兆祥, 李银, 程学武, 李发泉, 龚顺生 2003 光谱学与光谱分析 **23** 421]
- [20] Glumac N, Elliott G 2007 *Opt. Laser. Eng.* **45** 27
- [21] Griem H R 1997 *Principles of Plasma Spectroscopy* (Cambridge: Cambridge University Press) p906
- [22] Griem H R 1974 *Spectral Line Broadening by Plasmas* (New York: Academic Press) p335
- [23] Qiu D R 2001 *Atomic Spectroscopy* (Shanghai: Fudan University Press) pp37–38 (in Chinese) [邱德仁 2001 原子光谱分析 (上海: 复旦大学出版社) 第37—38页]

Effect of ambient gas pressure on characteristics of air plasma induced by nanosecond laser^{*}

Liu Jia-He¹⁾ Lu Jia-Zhe¹⁾ Lei Jun-Jie²⁾ Gao Xun^{1)†} Lin Jing-Quan¹⁾

1) (*School of Science, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China*)

2) (*Xi'an Institute of Applied Optics, Xi'an 710065, China*)

(Received 10 October 2019; revised manuscript received 4 January 2020)

Abstract

The ambient gas pressure has an important influence on the laser induced plasma characteristics. The effects of gas pressure on the characteristics of air plasma induced by nanosecond laser are studied by using the optical emission spectroscopy, and the relationship between the gas pressure and the spectral intensity, and between electron temperature and electron density of air plasma are discussed. The air gas pressure in chamber is continuously changed in a range from 10 to 100 kPa by using a mechanical pump and measured by using a barometer. The ns laser energy in experiment is fixed at 100 mJ in the whole experiment. The digital delay trigger (Stanford DG535/645) is used to trigger the laser and ICCD synchronously, and the delay and gate time of ICCD are set to be 0 and 5 μ s, respectively. The experimental results show that air plasma emission spectrum consists of the line and continuous spectrum, and the spectral intensity of air plasma emission spectrum is dependent on gas pressure in a range from 10 to 100 kPa, and the evolution of atomic spectrum intensity with gas pressure is different from that of ion spectrum intensity. The air density in the region of laser breakdown increases with air pressure increasing, which leads the breakdown probability of air gas to increase, thus resulting in the air plasma spectral intensity increasing. Under the confinement action of the ambient air gas in the expanding region of air plasma, the collision probability and energy exchange probability among particles in the air plasma are both increased, and the trisomic recombination probability of ion-electron-atom is also increased. As a result, the atomic spectral intensity of O I 777.2 nm and N I 821.6 nm both increase with the air gas pressure increasing, and the spectral intensity is highest at 80 kPa, and then slowly decreases. But the spectral intensity of N II 500.5 nm reaches its maximum value at 40 kPa, and decreases as the pressure becomes greater than 40 kPa. The electron density of the air plasma increases with the air pressure increasing, and the growth rate becomes slow after 80 kPa. The electron temperature of the air plasma reaches a maximum value at 30 kPa. The plasma electron temperature gradually decreases as the pressure becomes greater than 30 kPa. The research results can provide an important experimental basis for studying the laser-induced air plasma characteristics at different altitudes, and also give important technical support for laser atmospheric transmission and atmospheric composition analysis in the future.

Keywords: nanosecond laser, pressure, air plasma, three-body recombination

PACS: 74.62.Fj, 52.50.Jm

DOI: 10.7498/aps.69.20191540

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61575030), the Natural Science Foundation of Jilin Province, China (Grant No. 20180101283JC), the Department of Education of Jilin Province, China (Grant No. JJKH20190539KJ), and the Funds from Changchun University of Science and Technology, China (Grant No. XJJLG-2017-10).

[†] Corresponding author. E-mail: lasercust@163.com