

飞秒激光低压  $N_2$  等离子体特性的实验研究\*

刘小亮 孙少华 曹瑜 孙铭泽 刘情操 胡碧涛†

(兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000)

(2012年7月3日收到; 2012年8月23日收到修改稿)

在低于一个标准大气压的条件下对飞秒激光产生的  $N_2$  等离子体光谱进行了实验研究. 结果表明, 各种样品气压下的激光  $N_2$  等离子体光谱均表现为连续谱和线状谱的叠加. 随着样品气压的降低, 连续谱和原子谱线的强度经历了由缓慢增强发展为缓慢降低再到迅速降低的过程, 而正一价离子谱线强度呈现逐步增强的特征. 在气压低于 0.3 atm (1 atm = 101325 Pa) 时, 出现了正二价态的离子谱线. 给出了低压  $N_2$  等离子体对于飞秒激光传输和能量吸收的物理特性, 并初步讨论了低压等离子体通道特性. 这些结果有助于加深了解飞秒激光等离子体的特性和机理, 特别是给出了在实验上测量不同价态离子光谱的条件, 为今后的研究提供了有益的实验依据.

**关键词:** 飞秒激光, 气压, 等离子体光谱, 激光传输

**PACS:** 52.50.-b, 42.79.-e, 52.70.Kz

**DOI:** 10.7498/aps.62.045201

## 1 引言

激光器问世以来, 激光诱导等离子体技术 [1-3] 的研究就引起了人们极大的兴趣, 但这些早期的研究工作大多集中在气体等离子体的击穿机理、阈值特性 [4,5]、等离子体光谱时间演化特性、空间分布特性 [6-8] 以及利用激光等离子体光谱进行物质成分分析 [9,10], 等等. 由于受当时激光技术的限制, 激光的脉冲宽度仅仅覆盖了皮秒到纳秒或更长的时间范围. 如今, 随着啁啾脉冲放大技术的发展, 实验室内可以轻易地获得脉宽在飞秒量级、强度大于  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup> 的稳定的脉冲激光输出. 这使得飞秒激光与物质的相互作用的研究 [11] 成为新的热点.

由于航天器、高海拔以及高速气流等往往涉及的是低于一个标准大气压力的环境条件, 所以需要研究对低压条件下的激光等离子体特性. 据我们了解, Bindhu 等 [12] 利用纳秒激光研究了在低于一个大气压的条件下氩气等离子体对激光能量吸收和散射的物理特性; Glumac 和 Elliott [13] 也对低压条件下的纳秒激光空气等离子体温度、密度以及空间分布做了报道. 另外, 文献 [14-16] 对强飞秒激光聚焦在空气中所激发的等离子体的发射

光谱的特征和阈值进行了实验研究. 但对飞秒激光在低压条件下等离子体特性的报道并不多. 为了进一步加深了解飞秒激光等离子体的特性和机理, 我们利用飞秒激光激发产生  $N_2$  等离子体的方法, 实验研究了 0.1—0.85 atm (1 atm = 101325 Pa) 样品气压范围的  $N_2$  等离子体的光谱特征、等离子体通道特性以及飞秒激光在  $N_2$  等离子体中的能量传输和能量吸收特性.

## 2 实验装置

实验采用啁啾脉冲放大的掺钛蓝宝石飞秒激光系统, 该激光器系统主要技术指标如下: 激光脉宽 33 fs, 重复频率为 1 kHz, 中心波长为 810 nm, 最大单脉冲能量为 3.0 mJ. 为了研究低于一个大气压的条件下, 飞秒激光  $N_2$  等离子体光谱、等离子体通道特性及激光传输和能量吸收的特性, 我们设计了如图 1 所示的实验光路. 为了实时调控与监控样品气压, 我们使用了 BK7 光窗、相应的充排气以及气压测量仪组成的气体样品装置. 激光器产生的单脉冲能量为 2.25 mJ 的激光脉冲经透镜  $L_1$  ( $f = 60$  mm) 聚焦于该气体样品装置中, 样品装置中

\* 国家自然科学基金 (批准号: 91026021) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: hubt@lzu.edu.cn

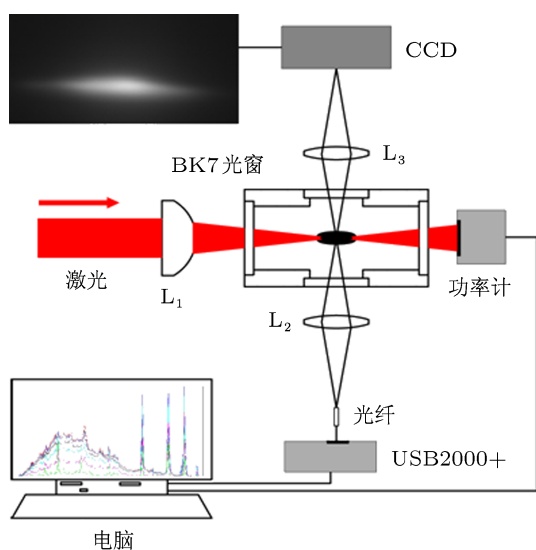


图1 实验光路示意图

的  $N_2$  在焦点处被击穿而形成等离子体. 在垂直于激光入射方向, 等离子体光谱信号被透镜  $L_2$  ( $f = 60$  mm, 物距和像距均为 120 mm) 收集到 OceanOptics USB2000+ 型半导体光谱仪 (探测范围为 340—1000 nm) 的光纤耦合探头上, 光谱仪同计算机相连, 计算机实时显示并记录光谱信号. 同

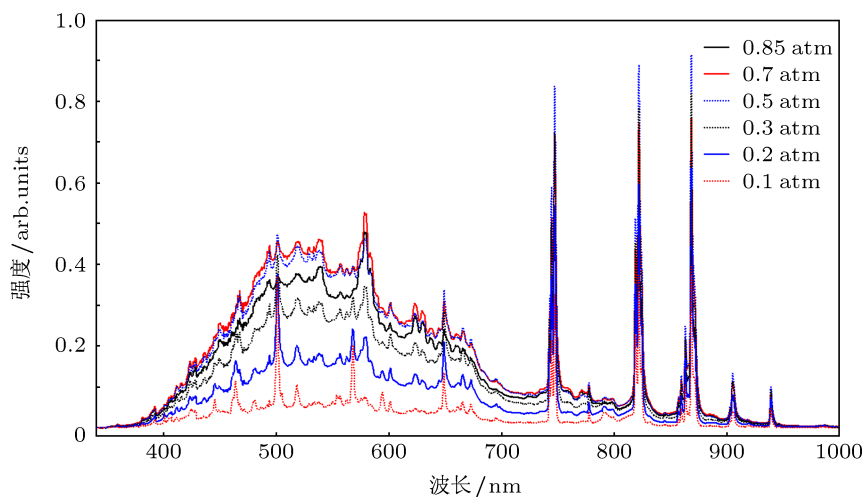
时, 我们利用与  $L_2$  规格相同的透镜  $L_3$  将等离子体细丝 1:1 成像到电荷耦合器件 (CCD) 的探测面上, 从而观察等离子体通道的空间分布特征. 在激光入射反方向, 功率计用于测量并记录激光脉冲经  $N_2$  等离子体吸收和散射之后的剩余能量, 对低压  $N_2$  等离子体激光传输和能量吸收的特性进行研究.

### 3 实验结果与分析

#### 3.1 激光等离子体光谱特征

实验中, 先对脉冲宽度为 33 fs, 单脉冲能量为 2.25 mJ 的脉冲激光在样品气压分别为 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 0.7 和 0.85 atm 条件下的等离子光谱进行了研究, 所得结果如图 2 所示. 从图 2 中可以看出, 在光谱仪探测范围内, 六种气压下的等离子体光谱均由连续谱本底和叠加于其上的诸多线状谱<sup>[17]</sup> 构成.

为了更清楚地看出各种气压下  $N_2$  等离子体光谱的特性, 我们对图 2 所示的光谱进行了拟合, 扣除等离子体线状谱之后, 经过适当的平滑, 得到了如图 3 所示的等离子体连续谱.

图2 激光  $N_2$  等离子体光谱

从图 3 中可以看出, 在六种样品气压下的  $N_2$  等离子体连续谱均由短波段 340—700 nm 和长波段 700—950 nm 两部分连续谱<sup>[17,18]</sup> 构成, 而且都具有一共同的特征: 短波段连续谱在强度上均明显地高于长波段连续谱. 由于短波段和长波段的连续谱产生机制不同, 前者主要来自韧致辐射, 而后者主要是来自复合辐射<sup>[17,19]</sup> 的贡献. 两种机制都是自由电子与离子发生碰撞的结果, 只是前者为自由

电子与离子碰撞发生自由 - 自由态跃迁而辐射电磁波的过程, 而后者则是自由电子与离子碰撞中被离子俘获变为束缚态的电子, 多余的能量以电磁辐射的形式释放出来的过程. 为了定量地研究两种机制下的连续谱随样品气压的变化特性, 我们将两种波段的连续谱以及全波段的连续谱的面积随气压的变化曲线示于图 4. 从图 4 中, 我们可以看出: 各种气压下的短波段连续谱面积占全波段光谱面积的

比值都在 0.8 以上, 从而得知激光  $N_2$  等离子体的连续谱主要来自韧致辐射, 复合辐射贡献很小. 由于短波段的连续谱占主导, 短波段以及全波段连续谱随样品气压的变化特性基本一致, 峰面积均在 0.7 atm 时达到峰值, 0.5—0.85 atm 范围内变化相对缓慢, 在低于 0.5 atm 的气压时, 光谱面积下降得非常迅速. 而来自于复合辐射的长波段连续谱的峰面积在 0.1—0.85 atm 范围内相对变化不大. 我们分析这些差异可能由以下三个方面的原因造成: 一方面, 韧致辐射与复合辐射的相对贡献与等离子体温度密切相关, 温度越高, 电子越不容易被离子俘获, 复合辐射的相对贡献就越小<sup>[17,19]</sup>, 在我们的实验情况下, 激光击穿的等离子体温度相对比较高, 所以

复合辐射不占主要地位; 另一方面, 随样品气压的降低, 自由电子与离子发生碰撞的概率减小<sup>[20]</sup>, 而造成由韧致辐射和复合辐射产生连续谱强度的降低; 另外, 在样品气压为 0.7 atm 时连续谱的强度最大, 可视为各种辐射和吸收机制共同作用达到平衡的结果.

为了研究低压条件下激光  $N_2$  等离子体线状谱特性, 我们对图 2 所示的光谱进行拟合, 扣除等离子体连续谱本底后, 得到了如图 5 所示的等离子体线状谱. 另外, 我们已对图 5 所示的激光等离子体的大部分线状谱做了认证, 即给出了各条线状谱所对应的原子及相关离子中的跃迁能级对, 认证结果列于表 1.

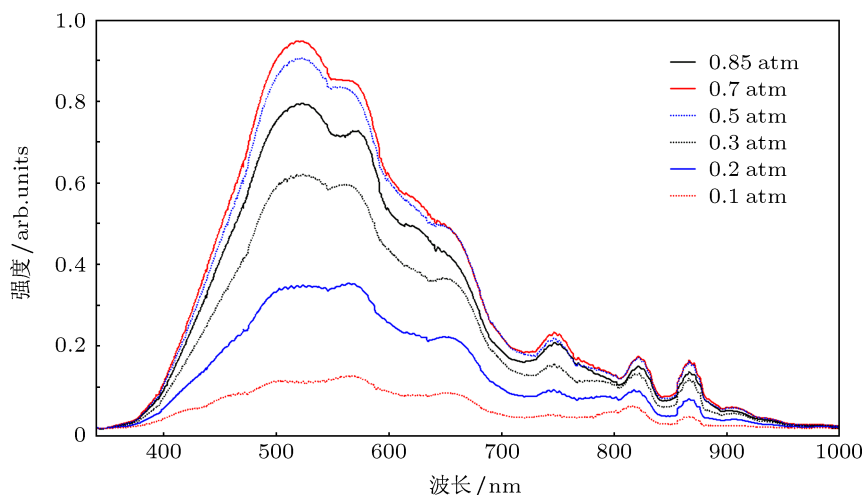


图 3 不同样品气压下的激光  $N_2$  等离子体连续谱

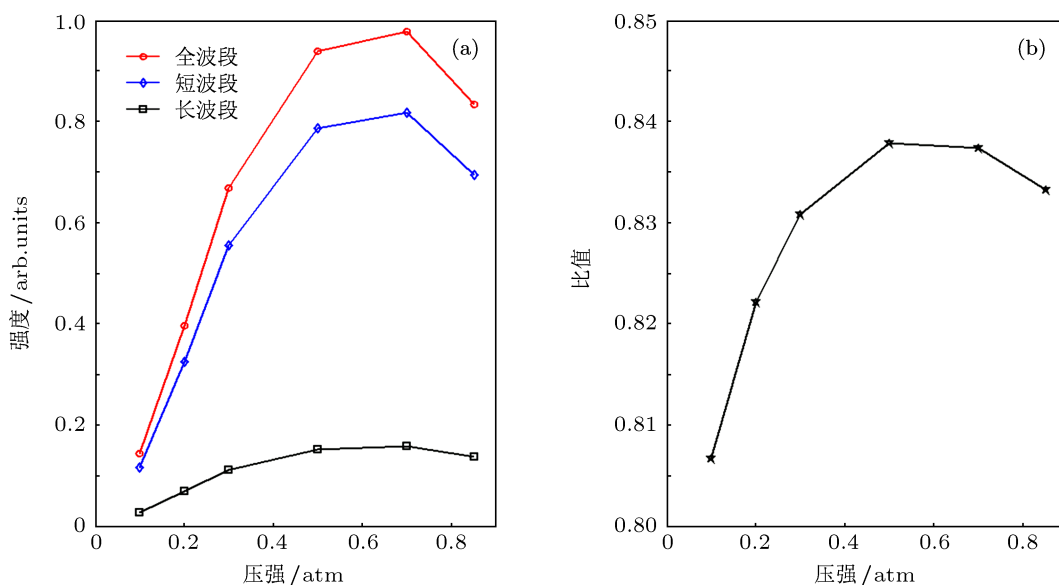


图 4 (a) 短波段、长波段和全波段连续谱面积随气压的变化曲线; (b) 不同气压下短波段连续谱面积与全波段连续谱面积的比值

表1 N<sub>2</sub> 等离子体光谱认证结果

种类	波长/nm	压强/atm	跃迁形式	参考文献
N <sup>++</sup>	399.8	0.1—0.3	2s <sup>2</sup> 4d—2s <sup>2</sup> 5f	
N <sup>++</sup>	400.3	0.1—0.3	2s <sup>2</sup> 4d—2s <sup>2</sup> 5f	
N <sup>+</sup>	404.3	0.1—0.5	2s2p <sup>3</sup> —2s <sup>2</sup> 2p3p	
N <sup>+</sup>	444.7	0.1—0.85	2s <sup>2</sup> 2p3p—2s <sup>2</sup> 2p3d	
N <sup>+</sup>	478.8	0.1—0.7	2s <sup>2</sup> 2p3p—2s <sup>2</sup> 2p3d	
N <sup>+</sup>	480.3	0.1—0.7	2s <sup>2</sup> 2p3p—2s <sup>2</sup> 2p3d	
N <sup>+</sup>	500.1	0.1—0.5	2s <sup>2</sup> 2p3p—2s <sup>2</sup> 2p3d	
N <sup>+</sup>	500.2	0.1—0.5	2s <sup>2</sup> 2p3s—2s <sup>2</sup> 2p3p	
N <sup>+</sup>	500.5	0.1—0.5	2s <sup>2</sup> 2p3p—2s <sup>2</sup> 2p3d	
N <sup>+</sup>	504.5	0.1—0.5	2s <sup>2</sup> 2p3s—2s <sup>2</sup> 2p3p	
N <sup>+</sup>	553.5	0.1—0.85	2s2p <sup>2</sup> ( <sup>4</sup> P)3s—2s2p <sup>2</sup> ( <sup>4</sup> P)3p	
N <sup>+</sup>	567.9	0.1—0.5	2s <sup>2</sup> 2p3s—2s <sup>2</sup> 2p3p	
N <sup>+</sup>	594.1	0.2—0.85	2s <sup>2</sup> 2p3p—2s <sup>2</sup> 2p3d	
N <sup>+</sup>	648.2	0.1—0.85	2s <sup>2</sup> 2p3s—2s <sup>2</sup> 2p3p	
N	577.2	0.2—0.85	2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3p—2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)7s	
N	600.8	0.1—0.85	2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3p—2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)4d	
N	665.6	0.1—0.85	2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3p—2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)5s	
N	672.2	0.1—0.85	2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3p—2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)4d	
N	742.3	0.1—0.85	2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3s—2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3p	
N	744.2	0.1—0.85	2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3s—2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3p	[16]
N	746.8	0.1—0.85	2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3s—2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3p	[15, 16]
N	818.8	0.1—0.85	2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3s—2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3p	[16]
N	821.6	0.1—0.85	2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3s—2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3p	[16]
N	824.3	0.1—0.85	2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3s—2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3p	
N	859.4	0.1—0.85	2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3s—2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3p	
N	862.9	0.1—0.85	2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3s—2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3p	
N	868.3	0.1—0.85	2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3s—2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3p	[15]
N	904.5	0.1—0.85	2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> D)3s—2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> D)3p	
N	904.9	0.1—0.85	2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> D)3s—2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>1</sup> D)3p	
N	939.2	0.1—0.85	2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3s—2s <sup>2</sup> 2p <sup>2</sup> ( <sup>3</sup> P)3p	

结合表 1, 从图 5 中可以看出, 所有样品气压下的激光 N<sub>2</sub> 等离子体线状谱均存在 N 原子谱线和正一价的 N 离子谱线. 同时, 随着样品气压的降低, 正一价的 N 离子谱线强度逐步增强, 而 N 原子谱线则呈现先增后减的变化特征, 在 0.5 atm 时达到最大值. 在实验中, 我们还发现当样品气压低于 0.30 atm 时, 会出现少量正二价的 N 离子谱线 N<sup>++</sup> (399.8 nm) 和 N<sup>++</sup> (400.3 nm). 另外, 从表 1 中还可以看出, 这些大量的离子谱线以及原子谱线的存在与文献 [15, 16] 所报道的结果有所不同. 文献 [15, 16] 中, 飞秒激光等离子体光谱特征表现为短波段

强烈的连续谱和长波段 (波长在 800 nm 附近) 强度相对较低的线状谱, 而没有出现波长在 500 nm 附近的大量正一价离子谱线. 我们认为这些差异是由于样品气压的不同造成的, 这是出于以下几个方面考虑: 首先, 在不同的样品气压下, 单个分子吸收激光能量而电离的途径和机制不同, 从而导致所产生的离子价态不同, 随着样品气压的降低, 激光激发 N<sub>2</sub> 电离的阈值增大 [5], 多光子电离机制占主导, 并且电离所需光子数目增加, 这样更容易产生高价离子; 其次, 在低气压下, 自由电子平均自由程的增大使得自由电子与高价离子发生碰撞猝灭的概率减

小, 故高价离子光谱更容易被观测到, 而在高气压下, 一方面  $N_2$  电离时能够吸收的光子数目的减少使得难以产生高价态的离子; 另一方面, 一价离子

以及少量高价态离子与电子发生碰撞猝灭概率的增大, 从而使得在高气压下激光  $N_2$  等离子体线状光谱更多地表征为原子谱线.

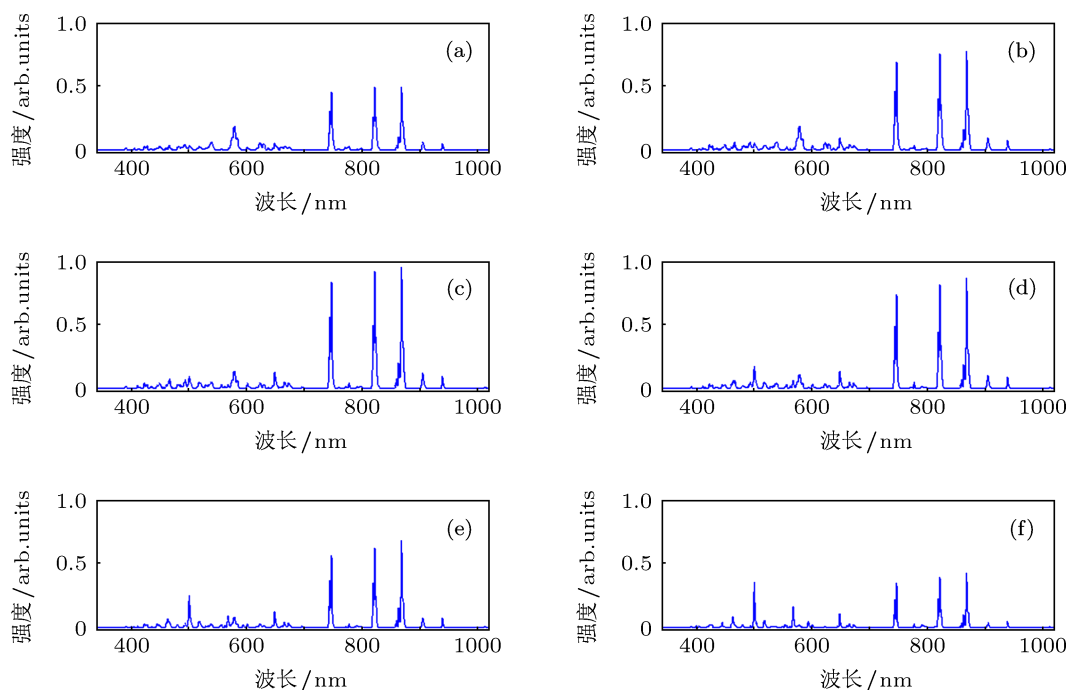


图5 不同气压下  $N_2$  等离子体线状谱 (a) 0.85 atm; (b) 0.7 atm; (c) 0.5 atm; (d) 0.3 atm; (e) 0.2 atm; (f) 0.1 atm

### 3.2 激光传输和能量吸收特性

图6给出了  $N_2$  等离子体对飞秒激光能量传输以及能量吸收特性随样品气压的变化曲线. 其中, 不同气压下等离子体吸收和散射的能量 ( $E_{\text{abs+sca}}$ ) 与激光能量 ( $E_{\text{laser}}$ ) 的比值示于图6(a)中. 从图6(a)中可以看出, 在0.1—0.85 atm的样品气压下, 等离子体散射和吸收的能量与激光能量的比值均低于23%, 最高值出现在0.7 atm样品气压下的22.7%. 这一结果与文献[13]报道的结果不同. 文献[13]报道的是单脉冲能量为180 mJ、脉宽为7 ns、波长为532 nm的Nd:YAG的脉冲激光在样品气压为0.75 atm时, 等离子体散射和吸收的能量约占激光能量的79%. 我们认为这种差异是由于所用不同激光脉冲造成的. 一方面, 由于脉冲宽度的不同使得气体被激发为等离子体的机制不同, 当脉宽为飞秒量级时, 多光子电离是最主要的电子产生机制. 而随着脉宽的增加, 多光子电离的作用逐渐减弱, 多光子电离产生的自由电子成为“启动”电子, 通

过逆韧致辐射进一步吸收光子以获得足够的能量与气体分子发生碰撞, 从而发生碰撞电离. 在这一过程中, 可以看出相对于飞秒激光, 气体分子对于纳秒激光有着更高的吸收效率<sup>[4]</sup>. 另一方面, 文献[13]中的单脉冲能量为180 mJ, 远高于我们实验中所用的2.25 mJ的单脉冲能量. 已有研究指出, 由于自聚焦和自散焦两种机制的作用, 在相同气压下, 等离子体对脉冲激光能量的散射和吸收随单脉冲能量的增大而增强<sup>[12]</sup>.

此外, 为了定量地研究低压下飞秒激光等离子体的能量吸收特性, 我们将图2所示的各气压下的整个光谱面积 ( $S_{\text{nor}}$ ) 与等离子体散射和吸收的激光能量 ( $E_{\text{abs+sca}}$ ) 的比值随气压的变化曲线示于图6(b)中. 从图6(b)可以看到, 在0.5 atm的气压下, 激光能量转化为等离子体信号的效率最高, 而在气压低于0.5 atm时, 能量转化效率迅速下降, 这表明了在低压端激光能量的损失更多的是由于等离子体散射造成的.

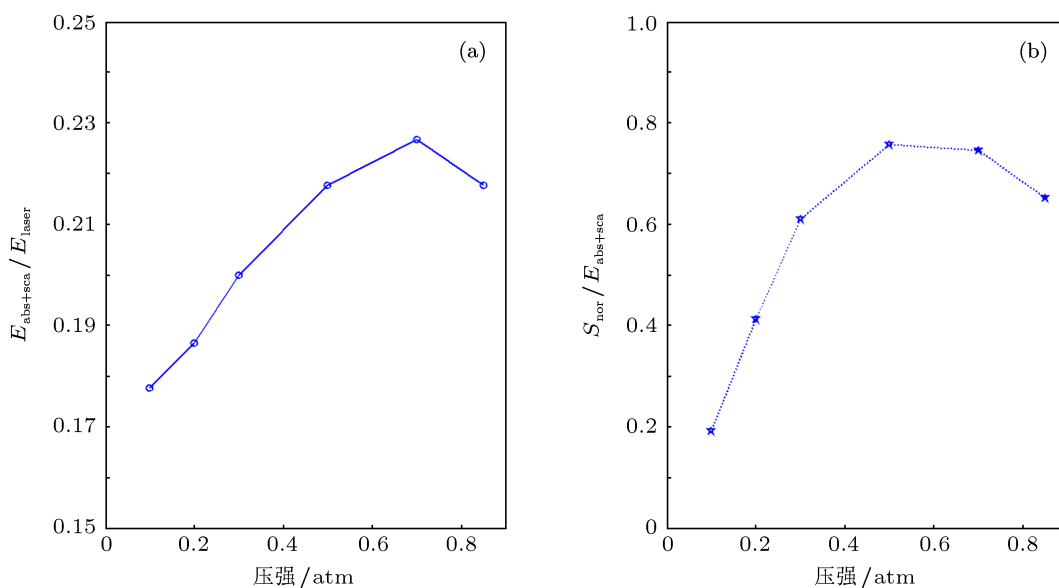


图6 (a) 不同样品气压下  $\text{N}_2$  等离子体吸收和散射的能量 ( $E_{\text{abs+sca}}$ ) 与入射脉冲激光能量 ( $E_{\text{laser}}$ ) 的比值; (b) 整个光谱面积 ( $S_{\text{nor}}$ ) 与等离子体散射和吸收的能量 ( $E_{\text{abs+sca}}$ ) 的比值随气压的变化关系

### 3.3 激光等离子体通道特性

图7给出了 CCD 曝光门时为 8 ms 所拍摄的不同样品气压下的飞秒激光  $\text{N}_2$  等离子体荧光图像。由图7可知, 在我们的实验条件下, 飞秒激光  $\text{N}_2$  等离子体通道在空间上均表现为单丝结构, 其长度和宽度分别在 2000—2800  $\mu\text{m}$  和 350—650  $\mu\text{m}$  的范

围内。当样品气压低于 0.7 atm 时, 细丝的长度和宽度均随着样品气压的降低而增大。同时, 还可以看出, 当样品气压降低时, 等离子体细丝核心向聚焦透镜几何焦点移动。正如图7(f)所示, 在样品气压为 0.1 atm 时, 等离子体细丝核心与几何焦点近似重合, 这与文献 [12] 所报道低压条件下等离子体细丝限制在聚焦透镜几何中心的结果一致。

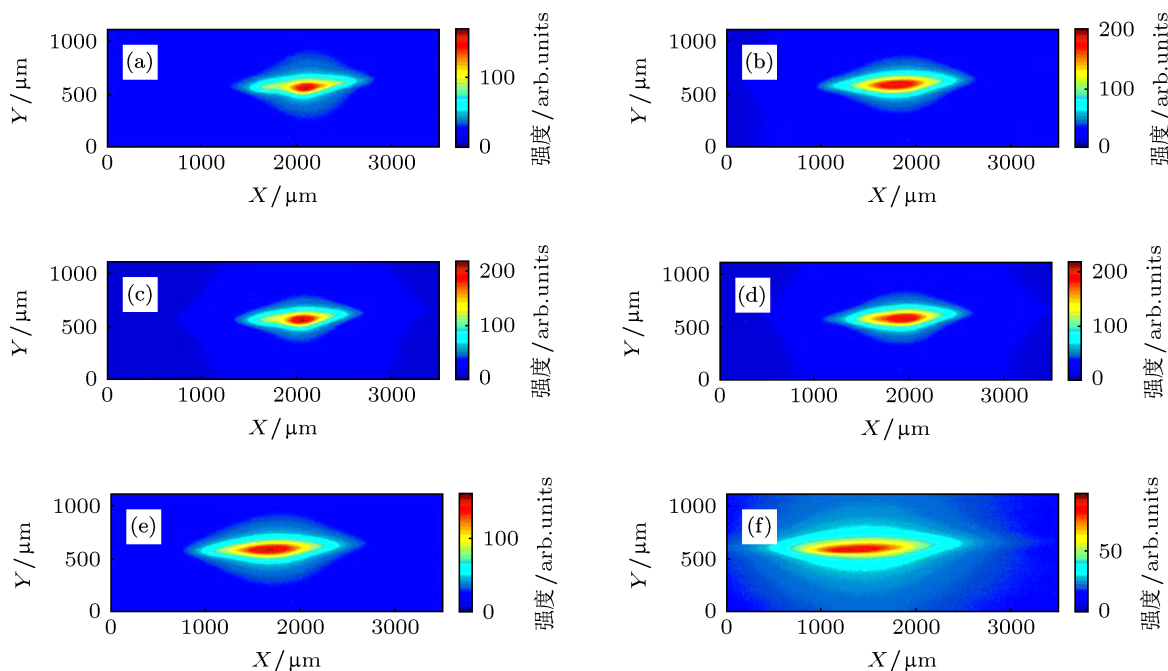


图7 不同气压下  $\text{N}_2$  等离子体通道图像 ( $X$  轴正方向为靠近聚焦透镜方向, 透镜几何焦点位于  $X$  轴 1400  $\mu\text{m}$  处) (a) 0.85 atm; (b) 0.7 atm; (c) 0.5 atm; (d) 0.3 atm; (e) 0.2 atm; (f) 0.1 atm

另外,从图7中还可看出,等离子体细丝核心均具有最高的光辐射强度.为此,我们将图7所示的等离子细丝的最高光辐射强度随气压的变化曲线示于图8.不难发现,其变化趋势与图6(b)所示的激光能量转化为等离子体光谱信号强度的效率变化趋势一致.因此,我们得出结论:飞秒激光等离子体的核心才是吸收激光能量的主要部分.这充分证明了多光子电离是飞秒激光击穿气体产生等离子体的主要机制.同时,这也很好地解释了飞秒激光等离子体的能量吸收效率并没有随等离子体的体积增大而增大的矛盾.

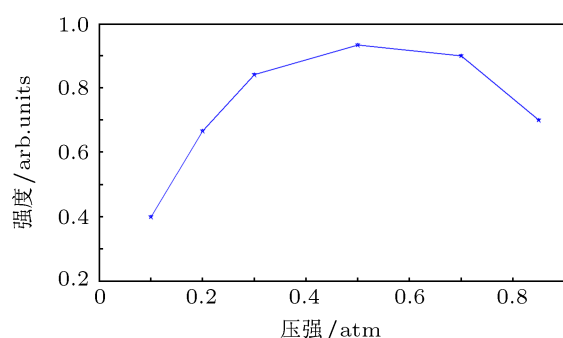


图8 等离子细丝的最高光辐射强度随气压的变化

## 4 结论

本文实验研究了在低于一个标准大气压的条件下,超强飞秒激光激发  $N_2$  等离子体的光谱、空间分布特征以及激光在等离子体中的传输和能量

吸收特性.实验得到的主要结论如下:1)在低于一个大气压的样品气压下,激光脉冲宽度为 33 fs,单脉冲能量为 2.25 mJ 的激光脉冲产生的  $N_2$  等离子体光谱的主要特征均表现为连续谱本底和分立线状谱的叠加;2)随样品气压的降低,由韧致辐射和复合辐射产生的连续谱强度在 0.5—0.85 atm 范围内变化相对缓慢,在低于 0.5 atm 的气压下,光谱面积迅速下降,同时,在较高的样品气压下,线状谱表现为强烈的 N 原子光谱,而在低气压时, N 原子光谱的强度下降得非常迅速,而正一价 N 离子光谱的强度有所增强,甚至出现了正二价的离子光谱;3)对于飞秒激光,在各种样品气压下等离子体对激光能量的吸收和散射效率都不高,通过对比等离子体光谱面积,在气压低于 0.5 atm 时,等离子体对激光能量的吸收效率更低,激光能量的损失更多的是由于等离子体的散射造成的;4)在我们的实验条件下,飞秒激光等离子体通道均为单丝结构,其空间分布特征主要表现为细丝的体积随气压的降低而增大;光辐射强度与能量吸收率随样品气压的变化趋势一致,随气压的降低,均经历了缓慢增加发展为迅速降低的过程.上述结果是飞秒激光  $N_2$  等离子体特性在改变样品气压的条件下得到的,也是飞秒激光与气体相互作用在不同的气压下具有不同的电离机制、能量传递途径和吸收效率的体现.这些结果为深入了解飞秒激光等离子体的特性和机理提供了新的线索,也为实验上有针对性地观测不同价态的离子光谱提供了可靠的实验依据.

- [1] Meyand R G, Hanght A F 1963 *Phys. Rev. Lett.* **11** 401
- [2] Brown R T, Smith D C 1973 *Appl. Phys. Lett.* **22** 245
- [3] Miziolek A, Palleschi V, Schechter I 2006 *Laser-induced Breakdown Spectroscopy* (New York: Cambridge University) p171
- [4] Turcu I C E, Gower M C, Huntington P 1996 *Opt. Commun.* **134** 66
- [5] Phuoc T X 2000 *Opt. Commun.* **175** 419
- [6] Yalcin S, Crosley D R, Smith G P, Faris G W 1999 *Appl. Phys. B* **68** 121
- [7] Hahn D W 1998 *Phys. Rev. Lett.* **72** 2960
- [8] Stancu G D, Kaddouri F, Lacoste D A, Laux C O 2010 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43** 124002
- [9] Sattmann R, Monch I, Krause H, Noll R, Couris S, Hatziaepostolou A, Mavromanklakis A, Fotakis C, Larrauri E, Miguel R 1998 *Appl. Spectrosc.* **52** 456
- [10] Rusak D A, Castle B C, Smith B W 1997 *Crit. Rev. Anal. Chem.* **27** 257
- [11] Liu Z Y, Ding P J, Shi Y C, Lu X, Sun S H, Liu X L, Liu Q C, Ding B W, Hu B T 2012 *Opt. Express* **20** 8837
- [12] Bindhu C V, Harilal S S, Tillack M S, Najmabadi F, Gaeris A C 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 7402
- [13] Glumac N, Elliott G 2007 *Opt. Laser Eng.* **45** 7
- [14] Wang X L, Zhang N, Zhao Y B, Li Z L, Zhai H C, Zhu X N 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 354 (in Chinese) [王晓雷, 张楠, 赵友博, 李智磊, 翟宏琛, 朱晓农 2008 物理学报 **57** 354]
- [15] Zhu Z Q, Wang X L 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 085205 (in Chinese) [朱竹青, 王晓雷 2011 物理学报 **60** 085205]
- [16] Guo K M, Gao X, Hao Z Q, Lu Y, Sun C K, Lin J Q 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 075212 (in Chinese) [郭凯敏, 高勋, 郝作强, 鲁毅, 孙长凯, 林景全 2012 物理学报 **61** 075212]
- [17] Li X Y, Lin Z X, Liu Y Y, Chen Y Q, Gong S S 2004 *Acta Opt. Sin.* **24** 1051 (in Chinese) [李小银, 林兆祥, 刘煜炎, 陈扬钺, 龚顺生 2004 光学学报 **24** 1051]
- [18] Lin Z X, Wu J Q, Gong S S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5892 (in Chinese) [林兆祥, 吴金泉, 龚顺生 2006 物理学报 **55** 5892]
- [19] Dyachkov L G, Golubev O A, Kobzev G A, Vargin A N 1978 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* **20** 175
- [20] Armstrong R A, Lucht R A, Rawlins W T 1983 *Appl. Opt.* **22** 1573

# Experimental study on the behaviors of femtosecond-laser-induced low-pressure N<sub>2</sub> plasma\*

Liu Xiao-Liang Sun Shao-Hua Cao Yu Sun Ming-Ze Liu Qing-Cao Hu Bi-Tao<sup>†</sup>

(School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

(Received 3 July 2012; revised manuscript received 23 August 2012)

## Abstract

The spectra of N<sub>2</sub> plasma induced by a femtosecond pulsed laser are studied experimentally at sub-atmospheric pressure. The results show that the spectra of laser-induced plasmas for all sample pressures are composed of continuous spectra and line spectra. As the sample pressure is reduced the intensities of continuous spectra undergo the transition from slow increase to rapid decrease; on the other hand, the intensities of N<sup>+</sup> spectra increase significantly with the decrease of pressure. The spectra of N<sup>++</sup> species are observed when the pressure is lower than 0.3 atm. The behaviors of the femtosecond laser propagation and energy absorption in N<sub>2</sub> plasma at sub-atmospheric pressure are also given and the feature of the laser-induced plasma channel is briefly discussed. These results are helpful for better understanding the laser-induced plasma characteristics, especially provide the clue to the experimental measurement conditions for different charged species, which is useful for the future corresponding experimental research.

**Keywords:** femtosecond laser pulses, pressure, plasma spectra, laser propagation

**PACS:** 52.50.-b, 42.79.-e, 52.70.Kz

**DOI:** 10.7498/aps.62.045201

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 91026021).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: hubt@lzu.edu.cn