

飞秒激光激发空气电离的阈值研究^{*}

王晓雷[†] 张楠 赵友博 李智磊 翟宏琛 朱晓农

(南开大学现代光学研究所, 天津 300071)

(光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300071)

(2007 年 1 月 18 日收到, 2007 年 4 月 21 日收到修改稿)

报道在脉宽 50 fs—22 ps, 波长 800 nm 脉冲激光作用下的空气电离阈值的研究结果. 利用探测等离子体发光信号的方法, 实验测量了激发空气电离所需的阈值激光强度. 结果表明, 当激光脉冲宽度从 50 fs 增加到 22 ps 时, 阈值光强 I_{th} 从 8.7×10^{14} W/cm² 下降到 2.7×10^{13} W/cm²; I_{th} 经历了由迅速降低逐渐发展为缓慢降低的过程. 在 50 fs—1 ps 和 1 ps—22 ps 的脉宽区间, 分别利用基于多光子电离和多光子电离引发的碰撞电离的理论模型的计算结果和实验结果基本一致.

关键词: 飞秒激光, 阈值, 多光子电离, 碰撞电离

PACC: 5250, 4280W, 4265J

1. 引 言

强激光激发气体电离和击穿的过程是一个复杂的非线性过程. 在过去 40 多年的时间里, 许多科学工作者对此进行了大量的理论和实验研究^[1-6]. 击穿阈值, 一般被定义为在聚焦区域内出现可见的等离子体闪光时所需的最小激光强度^[7], 通过对它的研究可以加深对电离和击穿机理的深入了解, 这对激光大气传输、激光微加工等应用领域具有重要的参考价值. 以往关于空气电离阈值的研究工作包括了阈值与脉冲宽度、焦斑尺度、波长和气体压力等的依赖关系^[7-12]. 在这些研究中, 由于受当时激光技术的限制, 激光的脉冲宽度仅仅覆盖了 ps—ns 或更长的时间范围. 如今, 随着啁啾脉冲放大技术的发展, 实验室内已可轻易地获得脉宽在 100 fs 量级、强度大于 10^{13} W/cm² 的稳定的脉冲激光输出, 这使得飞秒激光与气体分子之间的相互作用的研究成了新的热点^[13-22]. 但是, 在飞秒激光作用下的空气电离阈值与脉宽的变化规律尚未见报道.

在气体被激发为等离子体过程中, 多光子电离和碰撞电离是两种最重要的电子产生机理. 多光子电离是一种非线性光学效应, 它强烈地依赖于激光

强度. 在通常环境下, 空气中碰撞电离发生的时间大概是 1 ps^[23], 因此当脉宽小于 1 ps 时, 电离区域的自由电子主要由多光子电离产生. 随着脉宽的增加, 多光子电离的作用逐渐减弱, 碰撞电离作用逐渐增强. 在此过程中, 多光子电离产生的电子成为“启动”碰撞电离的种子电子^[24-27].

本文采用探测等离子体发光信号的方法, 实验测量了 50 fs—22 ps 脉宽范围的空气电离阈值, 讨论了多光子电离和碰撞电离在此过程中的作用, 并将理论计算结果和实验结果相比较.

2. 实验装置

实验是在恒温、恒压(1.01325×10^5 Pa)及千级净化的实验室中完成的. 光源采用美国光谱物理公司的掺钛蓝宝石飞秒激光振荡源(Tsunami)和啁啾脉冲放大器(Spitfire Hp 50). 该系统可以输出最大单脉冲能量为 2 mJ、最窄脉冲宽度为 50 fs(半高全宽)的激光脉冲, 重复频率 1 kHz, 中心波长 800 nm. 我们通过调节放大器中压缩器的光栅间距来调节输出脉宽. 为了达到大范围的脉宽调节, 把压缩器中的一个直角反射镜安装在一个大行程的线性平移台上, 并由计算机控制, 通过控制平移台的位移来达到对输

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60377008, 60637020)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: wangxiaolei@mail.nankai.edu.cn

出脉宽的调节.小于 1 ps 的脉宽由单次自相关仪来测量,大于 1 ps 的脉宽可以根据移动位置与脉宽之间的线性关系计算得出^[28].在不改变放大器抽运电流的情况下,在压缩器前放置一个半波片,由于压缩器光栅的反射能力具有线偏振依赖特性,因此旋转半波片可调节输出激光的平均功率.

实验光路如图 1 所示.飞秒激光器输出的 1 kHz 脉冲激光经过 10 倍物镜 (NA = 0.25) 聚焦后,激发待测的空气电离信号.在反射镜 M 的后面,用 800 nm 滤光片和聚焦透镜 L_1 将空气等离子体发出的闪光信号收集到光电倍增管的探测面上,再经锁到放大器后由计算机采集.在实验过程中,在某一个脉冲宽度下,当不断调节激发光的强度,探测到的等离子体闪光信号的强弱会随之改变;当闪光信号刚刚出现时,此时对应的激光强度即定义为阈值强度.改变脉冲宽度,重复上述做法,便可测得不同脉冲宽度下的电离阈值.

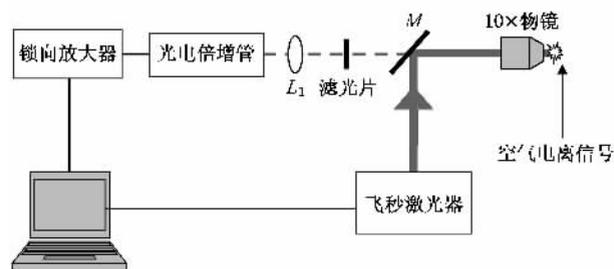


图 1 探测飞秒脉冲激光激发空气电离的阈值的实验装置示意图 (其中 M 为 800 nm 高反镜, Filter 为 800 nm 的滤光片)

3. 实验结果和理论分析计算

在脉宽 50 fs—22 ps 的范围内,空气电离阈值强度随脉宽的变化曲线如图 2 所示.其中,实验数据用 (\square) 表示,数据的误差范围为 20%.从图中可见,随着脉冲宽度的不断增加,电离阈值强度 I_{th} 不断下降,从 50 fs 的 8.7×10^{14} W/cm² 下降为 22 ps 的 2.7×10^{13} W/cm².在几百飞秒时, I_{th} 随脉宽的变化很敏感,它随着脉宽的增加迅速下降, I_{th} 正比于 $\sim \tau^{-1}$; 此后,当脉宽大于 1 ps 时, I_{th} 下降的速度减慢, I_{th} 正比于 $\sim \tau^{-0.5}$.在通常环境中,空气中碰撞电离发生的时间大概是 1 ps^[23],因此当脉宽小于 1 ps 时,碰撞电离来不及发生,电离主要由多光子电离引起.当脉宽大于 1 ps,碰撞电离开始发生,并随脉宽的增加逐渐占据主导地位,最终成为电离的主要机理;在此期间,

多光子电离产生了碰撞电离所需的初始电子.从图 2 的实验结果来看,对于多光子电离和由多光子电离引发的碰撞电离相比,前者需要的阈值 I_{th} 高于后者.

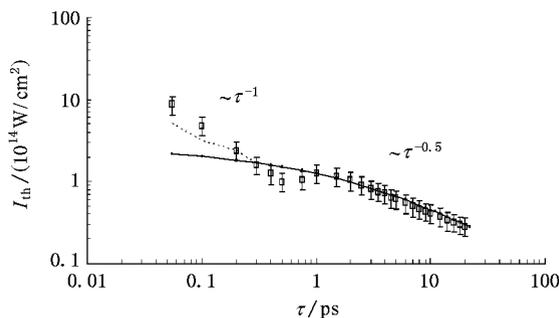


图 2 脉宽 50 fs—22 ps、波长 800 nm 的激光作用下的空气电离阈值光强随脉宽的变化曲线 (\square 表示实验测量数据, — 表示电子密度达到 10^{16} 时对应的电离阈值的理论计算结果, - - - 表示电子密度大于 10^{16} 的理论计算结果)

若忽略电子损失,空气电离过程中的电子密度速率方程可以写成^[29—33]

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{NA}{k^{3/2}} I^k(t) + n_e \nu. \quad (1)$$

(1) 式右侧的第一项表示多光子电离过程.其中,光强 $I(t)$ 的单位是 W/cm². k 表示多光子电离需要的光子数,其值为 $E_{io}/h\nu + 1$,对于波长 800 nm 的激光,氧气和氮气的 k 分别为 8 和 11. N 为中性原子密度,在一个大气压下, N 约为 2.7×10^{19} . A 是多光子吸收系数,它可以表达为^[6]

$$A = \frac{\sigma^k}{\nu^{k-1} (k-1) (h\nu)^k}, \quad (2)$$

其中 σ 表示电离截面,其值约为 10^{-18} cm².

(1) 式右侧第二项表示碰撞电离过程,碰撞概率 ν 为

$$\nu = N \left[377 \frac{q}{\omega^2} \left(\frac{\nu_m}{N} \right)^2 \right] I(t), \quad (3)$$

其中 q 是跟气体种类有关的常数,数量级为 10^{21} cm⁻¹ s⁻¹ V⁻². ω 为激光角频率, ν_m 为电子动量转移频率.

假设激光脉冲为三角脉冲,则光强 $I(t)$ 可表达为

$$I(t) = I_0 t/\tau, \quad 0 \leq t \leq \tau, \\ = I_0 (2 - t/\tau), \quad \tau \leq t \leq 2\tau.$$

在通常环境中,空气中的碰撞电离发生的时间约为 1 ps^[23],因此当 $\tau < 1$ ps 时,可考虑电离仅由多光子电离产生,则在脉冲结束时的电子密度可以

写成

$$n_e(2\tau) = \frac{2I_0^k \beta \tau}{k+1}, \quad (4)$$

其中 $\beta = NA/k^{3/2}$.

当 $\tau > 1$ ps 时, 电离由碰撞电离完成, 而多光子电离提供“开启”碰撞电离的种子电子. 在这种情况下, 当脉冲结束时的电子密度可以写成

$$n_e(2\tau) = n_0 \exp \frac{I_0 \gamma \tau}{2}, \quad (5)$$

其中 $n_0 = \frac{I_0^k \beta \tau}{k+1}$, 它表示在前半个脉冲过程中, 由多光子电离产生的种子电子, 而

$$\gamma = N \left[377 \frac{q}{\omega^2} \left(\frac{\nu_m}{N} \right)^2 \right].$$

根据方程(4)和(5), 便可以计算出电子密度达到某一数量时所需要的激光强度. 当 n_e 取约 10^{16} 时, 计算的结果在图2中用实线表示. 和实验结果相比, 在长脉宽下, 两者具有很好的一致性. 在 $\tau < 300$ fs 时, 实验测得的阈值明显高于理论计算的结果. 根据文献[27]的分析, 在脉宽约为 200 fs 时, 随着脉宽的减小, 阈值附近的等离子体的温度不断降低, 等离

子体发射的闪光信号的强度也不断减弱. 因此当用同一标准的闪光信号来标志阈值时, 在脉宽小于 200 fs 时的等离子体对应的电子密度实际在不断升高. 为此, 在脉宽 200 fs, 100 fs 和 50 fs 时, 分别取电子密度为 10^{17} , 10^{18} 和 10^{19} 来计算 I_{th} , 其结果在图2中用虚线表示, 可见, 理论计算结果和实验结果符合得较好.

4. 结 论

实验和理论研究了在飞秒激光作用下的空气电离的阈值强度与激光脉宽的变化规律. 结果表明, 随着脉宽从 50 fs 增加至 22 ps, 阈值强度不断下降, I_{th} 从正比于 $\sim \tau^{-0.1}$ 发展成正比于 $\sim \tau^{-0.5}$. 基于多光子电离和由多光子电离提供种子电子的碰撞电离的理论分析计算的结果和实验结果符合得较好.

作者感谢加拿大 Laval 大学 Chin S. L. 教授和南开大学现代光学研究所的杨建军副教授、刘伟伟教授给予的有益探讨.

- [1] Meyerand, R G, Haught A F 1963 *Phys. Rev. Lett.* **11** 401
- [2] Meyerand, R G, Haught A F 1964 *Phys. Rev. Lett.* **13** 7
- [3] Agostini, Barjot G, Mainfray G et al 1970 *IEEE J. Quantum Electron.* **12** 782
- [4] Kroll N, Watson K M 1972 *Phys. Rev. A* **5** 1883
- [5] Smith D C, Fowler M C 1973 *Appl. Phys. Lett.* **22** 500
- [6] Morgan C G 1975 *Rep. Prog. Phys.* **38** 621
- [7] Smith D C 1971 *Appl. Phys. Lett.* **19** 405
- [8] Gili D H, Dougal A A 1965 *Phys. Rev. Lett.* **15** 84
- [9] Canavan G H, Proctor W, Nielson P et al 1972 *IEEE J. Quantum Electron.* **8** 564
- [10] Brown R T, Smith D C 1973 *Appl. Phys. Lett.* **22** 245
- [11] Stryland E W, Soileau M J, Smirl A L et al 1981 *Phys. Rev. B* **23** 2144
- [12] Williams W E, Soileau M J, Van Stryland E W 1983 *Appl. Phys. Lett.* **43** 352
- [13] Larochele, Talebpour, Chin S L 1998 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **31** 1201
- [14] Brodeur A, Chin S L 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 4406
- [15] Aközbeke N, Bowden C M, Talebpour A, Chin S L 2000 *Phys. Rev. E* **61** 4540
- [16] Yang H, Zhang J, Yu W et al 2001 *Phys. Rev. E* **65** 016406
- [17] Li Y T, Zhang J, Chen L M 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 204 (in Chinese)[李玉同、张杰、陈黎明等 2001 物理学报 **50** 204]
- [18] Yang H, Zhang J 2002 *Phys. Rev. E* **66** 016406
- [19] Li S H, Wang C, Liu J S et al 2003 *Chinese Physics* **12** 1229
- [20] Sprangle P, Penano J R, Hafizi B 2002 *Phys. Rev. E* **66** 046418
- [21] Berge L, Skupin S, Lederer F et al 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 225002
- [22] Mlejnek M, Kolesik M, Moloney J V et al 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 2938
- [23] Kasparian J, Sauerbrey R, Chin S L 2000 *Appl. Phys. B* **71** 877
- [24] Kennedy P K 1995 *IEEE* **31** 2241
- [25] Kennedy P K, Boppert S, Hammer D et al 1995 *IEEE* **31** 2250
- [26] Joachim N, Alfred V 1999 *IEEE* **35** 1156
- [27] Hammer D, Thomas R, Noojin G et al 1996 *IEEE* **32** 670
- [28] Yang J J, Sun Y L, Ruan S C, Wang S C 1998 *Acta Opt. Sin.* **18** 457 (in Chinese)[杨建军、孙艳玲、阮双琛、王水才 1998 光学学报 **18** 457]
- [29] Han X Y, Yang X L 2005 *High Power Laser and Particle Beams* **17** 1655 (in Chinese)[韩晓玉、杨小丽 2005 强激光与粒子束 **17** 1655]
- [30] Ireland C L M, Morgan C G 1973 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **6** 720
- [31] Gamal Y D, Harith M A 1981 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **14** 2209
- [32] Morgan F, Evans L R, Morgan C G 1971 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **4** 225
- [33] Sircar A, Dwivedi R K, Thareja R K 1996 *Appl. Phys. B* **63** 623

Determination of air ionization threshold with femtosecond laser pulses^{*}

Wang Xiao-Lei[†] Zhang Nan Zhao You-Bo Li Zhi-Lei Zhai Hong-Chen Zhu Xiao-Nong

(*Institute of Modern Optics , Nankai University , Tianjin 300071 , China*)

(*Key Laboratory of Optoelectronic Information Science & Technology , MEC , Tianjin 300071 , China*)

(Received 18 January 2007 ; revised manuscript received 21 April 2007)

Abstract

The intensity thresholds of air ionization induced by 800 nm ultrashort laser pulses are investigated for laser pulse durations from 50 fs to 22 ps. The intensity threshold was determined by measuring the fluorescence energy of the stimulated air ionization plasma. It is shown that as the pulse duration increases from 50 fs to 22 ps, the threshold intensity of air ionization decreases from 8.7×10^{14} to 2.7×10^{13} W/cm² and undergoes the transition from rapid decrease to slow decrease. For pulse duration shorter than 1 ps, the theoretical calculation was done based on the multiphoton ionization and for pulse duration longer than 1 ps, the calculation was done based on the impact ionization initiated by the multiphoton ionization. For both above cases the calculated results are in good agreement with the experiment.

Keywords : femtosecond laser pulse , threshold , multiphoton ionization , impact ionization

PACC : 5250 , 4280W , 4265J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China(Grant Nos. 60377008 , 60637020).

[†] E-mail : wangxiaolei@mail.nankai.edu.cn