

超短超强脉冲激光在空气中产生的 电离通道的寿命研究*

鲁 欣^{1)†} 奚婷婷¹⁾ 李英俊²⁾ 张 杰¹⁾

¹⁾中国科学院物理研究所光物理实验室,北京 100080)

²⁾中国矿业大学物理系,北京 100083)

(2003 年 11 月 13 日收到,2004 年 2 月 6 日收到修改稿)

对超短超强激光脉冲在大气中传播时形成的电离通道的寿命进行了理论研究.综合考虑了通道中自由电子,正离子,负离子的复合,自由电子和中性分子的吸附以及在后续激光作用下的退吸附过程.推导出了退吸附激光强度恒定时通道中带电离子密度的速率方程的解析解.计算结果表明,通过引入退吸附激光抑制电子和中性分子的吸附作用能够在微秒的时间尺度上将电子密度维持在 10^{12} — 10^{13} cm^{-3} 的水平,在相同的波长和平均功率下,短脉冲序列的退吸附效果要略好于连续激光.

关键词:等离子体通道,复合,吸附,退吸附,寿命

PACC:5240F,5150

1. 引 言

超强超短激光脉冲在大气和等离子体中的传输问题与激光雷达,激光天线,诱导闪电等实际应用密切相关,因此这方面的研究近年来备受人们关注^[1-7].一般介质对强激光的响应是非线性的,这主要体现在介质的折射率变得依赖于光强.与光强有关的折射率引起激光脉冲在时间和空间上的相位调制,脉冲的波前和波形发生畸变,从而产生自聚焦,光孤子等物理现象^[8].强激光在非线性介质中的自聚焦成丝现象早在上个世纪 60 年代就已经被人们所熟知.但是在十多年以来伴随着高强度飞秒激光的出现,激光的传播问题又被赋予了許多新的内容.如今,在实验室已可产生脉宽几十飞秒,单脉冲能量达到焦耳量级的激光脉冲.这种超短超强激光脉冲的峰值功率可以比自聚焦功率阈值高几个数量级,自聚焦后的光强会导致介质发生场致电离(例如多光子电离,隧道电离),同时由于脉冲持续时间非常短,不容易造成介质因雪崩电离而被击穿.因此飞秒强激光在非线性介质中传播时会发生一系列新的物

理现象,其中飞秒激光在大气中产生的稳定的电离通道的过程因应用潜力巨大而十分引人注目.自 1995 年以来,世界各地的实验室里已经用飞秒激光产生了长度从 1m 至数 km 不等的电离通道^[1-7],并且利用产生的电离通道在实验室内进行了模拟引雷实验^[6].同时,对飞秒激光在大气中的传播机理也进行了大量的理论研究^[9-12].

飞秒激光在空气中产生的电离通道的性质与激光脉冲的能量,脉宽,束宽,光束质量以及聚焦透镜的焦距等许多因素有关.通常飞秒激光经短焦距透镜聚焦后的成丝稳定性较差,传播距离短,光丝宽度窄,光丝内空气的电离度较高,有时甚至所有的分子都被电离.而飞秒激光经长焦距透镜聚焦后容易生长距离的稳定的成丝,形成具有较高电导率的电离通道.电离通道越长,通道内空气的电离度就越低,因为空气的电离会消耗激光的能量,而形成距离的电离通道要求很低的能量损耗.由于激光引雷,激光天线等实际应用均要求电离通道在形成后还能够维持一定的时间,因此人们对电离通道的时间演化过程也进行了一些理论和实验研究^[6,7].本文主要从描述通道中带电粒子密度随时间变化的速率方程

* 国家自然科学基金(批准号:10004015)和国家重点基础研究专项经费(批准号:G1999075200)资助的课题.

† E-mail: luxin@aphy.iphy.ac.cn, 电话: 010-82648014.

出发,通过解析和数值方法求解通道的速率方程,在较大的时间尺度(微秒量级)上研究了电离通道的寿命,分析了退吸附激光对通道寿命的影响,比较了连续激光和脉冲激光序列进行电子退吸附作用的特点.

2. 电离通道寿命的理论研究

飞秒激光在空气中产生的电离通道中的自由电子最初主要是由空气分子的多光子电离产生的,这个过程的持续时间非常短,相当于飞秒激光的脉冲宽度.在飞秒激光通过之后,电离通道是一个由自由电子、正离子、负离子和中性分子组成的系统,其中主要的物理过程包括自由电子和正离子的复合,正负离子的复合,自由电子吸附在中性分子上形成负离子.如果通道内有外加的静电场,那么自由电子被静电场加速而获得足够的动能时,会引起空气分子的碰撞电离.吸附了自由电子的空气分子在外加激光场的作用下或者在与其他粒子发生碰撞时会发生退吸附作用,释放出自由电子.碰撞引起退吸附的速率非常小,基本可以不考虑.基于以上原理,忽略流体力学过程,电离通道中的各种带电粒子的密度随时间的演化可用下列速率方程组描述^[6]:

$$\frac{dn_e}{dt} = \alpha n_e - \eta n_e - \beta_{ep} n_e n_p + \gamma_1 n_n, \quad (1a)$$

$$\frac{dn_p}{dt} = \alpha n_e - \beta_{ep} n_e n_p - \beta_{mp} n_n n_p, \quad (1b)$$

$$\frac{dn_n}{dt} = \eta n_e - \beta_{mp} n_n n_p - \gamma_1 n_n, \quad (1c)$$

其中 n_e 是电子密度, n_p 是正离子密度, n_n 是负离子密度. α 是和外加静电场有关的碰撞电离速率系数. η 是电子和氧分子的吸附速率系数, β_{ep} 、 β_{mp} 分别是电子与正离子、正离子与负离子的复合系数, β_{ep} 、 β_{mp} 的值近似相等, γ_1 是负离子在外加激光场作用下释放出电子的退吸附速率系数. α 、 η 、 β 和 γ_1 这些参数与外加静电场强度、空气密度、温度和退吸附激光强度有关,具体表达式可参考文献 [6]. 在没有外加静电场,空气压强为 10^5 Pa,在室温的条件下, $\alpha = 0$, $\eta = 6.2 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\beta_{ep} = \beta_{mp} = \beta = 2.2 \times 10^{-13} \text{ m}^3/\text{s}$. 在退吸附激光波长一定的条件下,退吸附速率系数 γ_1 与激光光强成正比,假设退吸附激光波长为 532 nm,要使得 $\gamma_1 = \eta = 6.2 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$,所需激光强度为 $1.8 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$.

在通道形成初期,方程 (1) 的初始条件为: $n_e(0) = n_p(0) = n_{e0}$, $n_n(0) = 0$, 其中 n_{e0} 是通道的初始电子密度. 不同参数的激光脉冲在大气中产生的电离通道的初始电子密度一般在 $10^{14} \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 的范围内^[5,11]. 在没有外加静电场时, $\alpha = 0$, 根据电荷守恒原理 $n_e + n_n = n_p$, 方程 (1b) 可简化为

$$\frac{dn_p}{dt} = -\beta n_p^2,$$

由此可求得正离子的密度随时间变化的表达式

$$n_p(t) = \frac{n_{e0}}{1 + \beta n_{e0} t}, \quad (2)$$

将 (2) 式代入方程 (1a), 并且将 n_n 替换为 $n_p - n_e$, 则可以得到描述电子密度随时间的变化过程的常微分方程

$$\frac{dn_e}{dt} = -\left(\eta + \gamma_1 + \frac{\beta n_{e0}}{1 + \beta n_{e0} t}\right) n_e + \frac{\gamma_1 n_{e0}}{1 + \beta n_{e0} t}, \quad (3)$$

假设退吸附激光的强度为常量,则 γ_1 为常数,方程 (3) 具有如下简单形式的解析解:

$$n_e(t) = \frac{n_{e0}(\gamma_1 + \eta e^{-(\eta + \gamma_1)t})}{(\eta + \gamma_1)(1 + \beta n_{e0} t)}, \quad (4)$$

$$n_n(t) = n_p(t) - n_e(t) = \frac{n_{e0}\eta(1 - e^{-(\eta + \gamma_1)t})}{(\eta + \gamma_1)(1 + \beta n_{e0} t)}, \quad (5)$$

从 (2) 式可以看出,通道中正离子的密度与电子的吸附和退吸附作用无关. 当不存在退吸附激光,即 $\gamma_1 = 0$ 时,电子密度随时间变化的表达式为

$$n_e(t) = \frac{n_{e0} e^{-\eta t}}{1 + \beta n_{e0} t}. \quad (6)$$

图 1 展示了在没有退吸附激光作用时,不同初始电子密度 ($10^{14} \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 不等) 的电离通道的复合过程. 通道演化初期,在吸附作用的弛豫时间以内,即 $t < 1/\eta = 16 \text{ ns}$ 时,电子和正离子的自由复合起主要作用,由于复合速率正比于电子密度和正离子密度的乘积,因此通道中的电子密度越高,电子和正离子复合得越快. 从图 1 中可以看到,仅用 2 ns 的时间,初始密度为 10^{18} 、 10^{17} 和 10^{16} cm^{-3} 的电离通道的电子密度已经处于同一数量级. 几十纳秒之后,无论初始密度有多高,通道中的电子密度差别已不大. 由此可见,提高电离通道的初始电子密度并不能有效延长电离通道的寿命. 在通道演化后期, $t \gg 1/\eta$ 时,电子和中性分子的吸附作用开始占主导地位,更多的自由电子被吸附在中性分子上面,而不是和正离子复合,这时的电子密度随时间近似呈指数下降,

并且将很快衰减至接近消失. 假如在这个时刻向通道再入射一束激光, 那么吸附在中性分子上的电子就会被重新释放出来成为自由电子, 从而使通道的电导率得以提高.

通道的电子密度在 50ns 附近衰减至 10^{12} cm^{-3} , 而在引入退吸附激光, 并且使退吸附速率和吸附速率相等时, 通道内的电子密度能够在 $1\mu\text{s}$ 的时间内维持在 10^{12} cm^{-3} 以上.

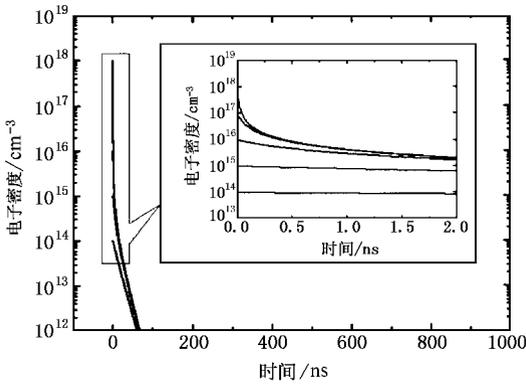


图 1 无退吸附激光作用时, 初始电子密度为 10^{18} , 10^{17} , 10^{16} , 10^{15} 和 10^{14} cm^{-3} 的电离通道中的电子密度随时间的变化

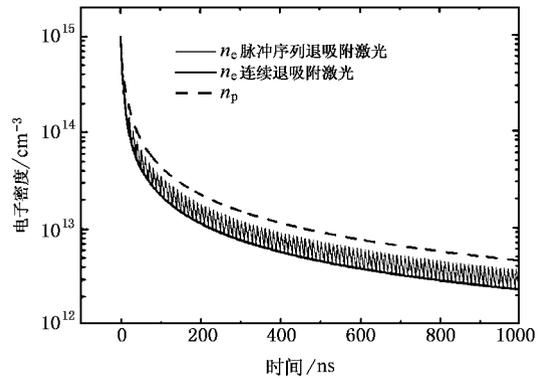


图 3 粗实线为连续退吸附激光作用下通道中的电子密度, 细实线为脉宽 1ns, 间隔 10ns 的退吸附激光脉冲序列作用下通道中的电子密度, 虚线为通道中正离子的密度

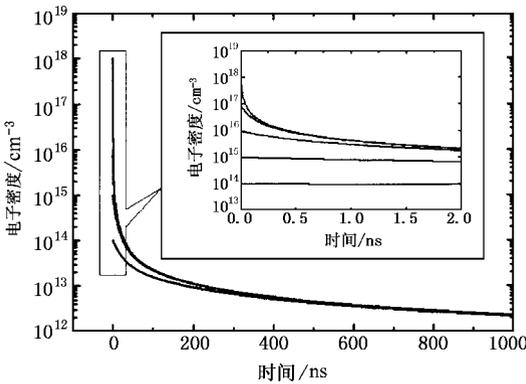


图 2 激光退吸附速率系数和吸附速率系数相等时, 初始电子密度为 10^{18} , 10^{17} , 10^{16} , 10^{15} 和 10^{14} cm^{-3} 的电离通道中的电子密度随时间的变化

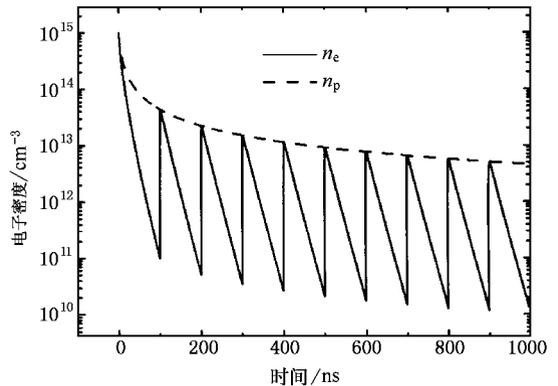


图 4 实线为脉宽 1ns, 间隔 100ns 的退吸附激光脉冲序列作用下通道中的电子密度, 虚线为通道中正离子的密度

后续退吸附激光存在时 γ_1 不为零, 那么当 $t \gg 1/\eta$ 时, 从 (4) 式可以看出, 电子密度按时间的倒数下降. 由于电子密度按时间的倒数下降比按时间的指数下降要缓慢得多, 因此退吸附作用能够有效地延长通道的存活时间. 当 $\gamma_1 \gg \eta$ 时, 电子的吸附作用完全被抑制, 电子密度和正离子密度近似相等. 由于电量守恒, 所以电子密度不可能超过正离子的密度. 因此正离子的密度是通过引入退吸附激光所能达到的电子密度的上限. 图 2 中展示了当 $\gamma_1 = \eta$ 时, 不同初始电子密度的电离通道的演化过程. 通过对图 1 和图 2 的比较可以看出, 退吸附激光的引入极大地延长了电离通道的寿命. 在没有退吸附激光时,

理论上采用短脉冲激光序列同样能够进行电子的退吸附. 本文对相同波长和平均功率的连续激光和短脉冲激光序列的退吸附效果进行了对比研究, 激光波长均为 532nm. 连续激光的退吸附速率系数和吸附速率系数相等. 脉冲激光序列假设为矩形脉冲, 单脉冲宽度为 1ns, 脉冲间隔为 10ns, 小于吸附作用的特征时间 $1/\eta$, 脉冲峰值强度为连续激光的 10 倍. 对于短脉冲激光序列, 原则上讲, 解析求解方程 (1) 是可以的, 但过程很烦琐, 因此采取了数值模拟的办法计算通道的电子密度. 图 3 为初始电子密度为 10^{15} cm^{-3} 的电离通道在上述连续激光和脉冲退吸附激光作用下的电子密度随时间的变化. 从图 3 可

以看出,在相同的平均功率下,脉冲激光序列的退吸附效果要略好于连续激光.进一步的研究表明,在使用短脉冲激光序列延长通道寿命时,脉冲间隔对通道中电子密度的影响很大.当脉冲间隔小于吸附弛豫时间 $1/\eta = 16\text{ns}$ 时,在下一个脉冲到来之前,自由电子来不及大量吸附在分子上,通道中的电子密度总能维持在较高的水平.当脉冲间隔远大于吸附弛豫时间时,自由电子有足够的时间吸附在分子上,在下一个脉冲到达时刻,通道中的电子密度已经很低了.假如再把脉冲间隔拉长到 100ns ,激光脉冲的峰值强度相应地提高至连续激光强度的 100 倍以保持相同的平均功率,那么通道中的电子密度随时间的变化将如图 4 所示,其中实线为电子密度,虚线为正离子密度,从图 4 可以看出,在每个短脉冲过后的瞬间通道中的电子密度上升到接近极限值,但在相邻的两个脉冲之间,由于吸附时间足够长,电子密度下降了两个多数量级,最低时已经低于 10^{11}cm^{-3} .在这种情况下即使继续提高激光脉冲的峰值强度,通道的电子密度也不会有明显变化,因为在短脉冲作用期间电子密度的上升是有限度的,即不能超过正离

子的密度.

3. 结 论

延长飞秒激光在空气中产生的电离通道的寿命是实际应用中需要解决的关键问题.本文对电离通道中带电粒子密度随时间的演化过程进行了理论研究.考虑了通道中自由电子,正离子,负离子的复合,自由电子和中性分子的吸附以及在后续激光作用下的退吸附过程.推导出了退吸附激光强度恒定时通道中带电离子密度的速率方程的解析解,并且通过数值模拟的方法研究了利用短脉冲激光序列进行电子退吸附对通道寿命的影响.计算结果表明,提高通道的初始电子密度不能有效延长通道的寿命.通过引入退吸附激光抑制电子和中性分子的吸附作用能够在微秒的时间尺度上将电子密度维持在 10^{12} — 10^{13}cm^{-3} 的水平.采用短脉冲序列进行电子退吸附时,如果脉冲间隔小于吸附作用的弛豫时间,那么在相同的波长和平均功率下,短脉冲序列的退吸附效果要略好于连续激光.

[1] Braun A , Korn G , Liu X , Du D , Squier J and Mourou G 1995 *Opt. Lett.* **20** 73
 [2] Nibbering E T J , Curley P F , Grillon G . , Prade B S , Franco M A , Salin F and Mysyrowicz A 1996 *Opt. Lett.* **21** 62
 [3] Brodeur A , Chien C Y , Ilkov F A , Chin S L , Kosareva O G and Kandidov V P 1997 *Opt. Lett.* **22** 304
 [4] Woste L , Wedekind C , Wille H , Rairoux P , Stein B , Nikolov S , Werner C , Nierdermeier S , Ronneberger F , Schillinger H and Sauerbrey R 1997 *Laser Optoelekt.* **5** 29
 [5] Yang H *et al* 2002 *Phys. Rev. E* **66** 016406
 [6] Zhao X M , Diels J C , Wang C Y and Elizondo J M 1995 *IEEE J. Quantum Electron* **31** 599

[7] Tzortzakis S , Prade B , Franco M and Mysyrowicz A 2000 *Opt. Commun.* **181** 123
 [8] Sheng Z M , Zhang J and Yu W 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 125(in Chinese) 盛政明、张 杰、余 玮 2003 物理学报 **52** 125]
 [9] Mlejnek M , Kolesik M , Moloney J V and Wright E M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 2938
 [10] Yang H , Zhang J , Yu W , Li Y J and Wei Z Y 2001 *Phys. Rev. E* **65** 016406
 [11] Tzortzakis S , Bergé L , Couairon A , Franco M , Prade B , and Mysyrowicz A 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5470
 [12] Sprangle P , Penano J R and Hafizi B 2002 *Phys. Rev. E* **66** 046418

Lifetime of the plasma channel produced by ultra-short and ultra-high power laser pulse in the air^{*}

Lu Xin¹⁾ Xi Ting-Ting¹⁾ Li Ying-Jun²⁾ Zhang Jie¹⁾

¹⁾ *Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*

²⁾ *Department of Physics, China University of Mining & Technology, Beijing 100080, China*

(Received 13 November 2003; revised manuscript received 6 February 2004)

Abstract

The time evolution of plasma channel produced by ultra-short and ultra-high power laser pulses in the air has been investigated. The theoretical model considers the recombination of free electrons, positive and negative ions, as well as the attachment and detachment of electrons on neutral molecules in the air under the interaction with the successive coming laser's pulses. The analytical solution of rate equations of the charged particles in the plasma channel has been found when the detachment laser intensity is constant. Calculations show that the lifetime of the plasma channel with an electron density higher than 10^{12} — 10^{13} cm^{-3} can be extended to microseconds by using a detachment laser to suppress the attachment between electrons and neutral molecules. In the case of same wavelength and average power, the detachment efficiency of a short pulse sequence with a high repetition rate is higher than that of a continuous detachment laser.

Keywords : plasma channel, recombination, attachment, detachment, lifetime

PACC : 5240F, 5150

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10004015) and NKBRSF (Grand No. G1999075200).