

文章编号:1004-4213(2011)04-0514-7

空气中氧分子吸附作用对紫外光丝传输特性的影响

惠志洲^a, 徐寅^a, 纪宪明^b, 张华^b

(南通大学 a. 电子信息学院; b. 理学院, 江苏 南通 226019)

摘 要:从麦克斯韦波动方程出发,得到了包含氧分子吸附作用等非线性效应在内的光束传输方程. 将光束成丝与粒子在势阱中的运动联系起来,分析了光束在空气中形成稳定光丝的初始条件. 用数值模拟的方法,研究了氧分子吸附作用在光丝传输过程中对光束尺寸、能量及相位的影响. 结论表明:氧分子吸附作用对能量的消耗较大,造成振荡过程中光束尺寸的减小;定性解释了光丝传输过程中能量变化与光束尺寸的对对应关系.

关键词:紫外光丝;光束尺寸;氧分子吸附;瑞利散射

中图分类号:O437

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20114004.0514

0 引言

大功率激光器输出的强激光脉冲在空气中传输时会产生一系列的非线性效应,其中的克尔效应会使光束产生自聚焦,此时激光能量被聚集在一个高强度的区域. 在这个区域内,光强快速增强,当强度达到空气的电离阈值时,造成空气的电离,从而在空气中产生了等离子体,而等离子体对激光脉冲具有散焦作用. 当等离子体散焦与克尔自聚焦达到动态平衡时,在空气中就形成了一个很长的等离子体通道. 经过科研人员的进一步研究发现,该通道内形成了像金属一样可以导电的细丝,即为激光的大气成丝现象^[1-2].

光丝早在 20 世纪 60 年代就被发现,但直到最近十几年,它的产生和传输才成为一个热点问题. 由于其具有脉冲时间短,单脉冲能量高,峰值功率大等特点,使得它在激光长距离传输的理论研究和其它一些应用领域如激光雷达^[3]、激光诱导高压放电^[4]、大气遥感^[5]等方面都具有重要意义. 1997 年,德国的一个研究小组^[6]在实验室中观察到了用一束峰值功率为 2 TW,中心波长为 790 nm 的近红外激光脉冲在大气中垂直穿越了 12 km;2001 年, Schwarz 等人^[7]报道了利用 248 nm 的紫外波长激光脉冲可以在 1 TW/cm² 的光束下形成光丝,并且可以传输较远的距离;2007 年, Olivier Chalus 等人^[8]利用 266 nm 的紫外激光研究了传输过程中光束尺寸与

能量的关系.

本文从麦克斯韦波动方程出发,推导出其在空气中传输时的能量、光束尺寸及相位随传输距离变化的方程,着重研究了紫外光束成丝的初始条件及氧分子吸附作用对紫外光丝传输特性的影响,并与文献结果进行了比较,定性地说明氧分子吸附对紫外光丝传输的影响.

1 紫外光丝的理论

紫外激光脉冲在空气中传输时,由于其峰值功率只需达到 1 TW/cm² 即可使空气产生电离,与近红外激光的 100 TW/cm² 相比要低得多,因此近红外激光在空气中成丝所需考虑的某些非线性过程对于紫外激光而言都可以忽略,紫外光丝在空气中传输时仅需要考虑两个主要的非线性效应:克尔自聚焦效应与氧分子的三光子电离效应. 麦克斯韦波动方程^[7]为

$$\left(\Delta_{\perp} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{n_0^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \tilde{E} \exp[i(\omega t - kz)] = \mu \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad (1)$$

式中 \tilde{E} 为激光脉冲的包络, P_{NL} 为非线性极化强度,其表达式为

$$P_{NL} = \epsilon_0 \left(n_0^2 \bar{n}_2 c \epsilon_0 |E|^2 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right) \tilde{E} \exp[i(\omega t - kz)] \quad (2)$$

在紫外光丝的形成过程中,电离起着非常重要

基金项目:教育部留学回国人员科研基金项目(教外司[2005]383号)和国家高技术研究发展计划 804 主题探索基金项目(No. 2004AA84ts11)资助

第一作者:惠志洲(1984-),男,硕士研究生,主要研究方向为紫外光丝的传播. Email: hzzhou2000@163.com

导师(通讯作者):张华(1964-),男,教授,主要研究方向为紫外光丝的传播理论以及光孤子. Email: zh@ntu.edu.cn

收稿日期:2010-09-25; **修回日期:**2010-11-12

的作用. 空气中分子、原子通过逆韧致辐射吸收能量. 对于氧分子, 当能量达到电离阈值(12.2 eV)时, 氧分子即被电离, 并且将产生大量的自由电子, 由文献[8]知, 自由电子产生的速率方程为

$$\frac{dN_e}{dt} = \sigma^{(3)} I^3 N_0 - \beta_{ep} N_e^2 - \gamma N_e \quad (3)$$

式中 $\sigma^{(3)} = 3.0 \times 10^{-41} \text{ m}^6 \cdot \text{s}^2 \cdot \text{J}^{-3}$ 为三光子电离系数, $\beta_{ep} = 1.3 \times 10^{-14} \text{ m}^3/\text{s}$ 为电子—正离子复合系数, $N_0 = 5.47 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ 为中性分子密度, γ 为氧分子吸附系数, $I = n_0 |E|^2 / (2\eta_0)$ (其中 $\eta_0 = 377 \Omega$ 为真空阻抗特性) 为光束强度. 当产生的自由电子数密度达到稳定值时, 由式(3)可以得到

$$N_e = \frac{n_0^2 c \epsilon_0}{2} \left(\sqrt{\left(\frac{\gamma}{\beta_{ep} n_0^2 c \epsilon_0} \right)^2 + \frac{\sigma^{(3)} N_0 E^6}{2\eta_0^3 \beta_{ep} n_0 c^2 \epsilon_0^2}} - \frac{\gamma}{\beta_{ep} n_0^2 c \epsilon_0} \right) \quad (4)$$

由此得到稳定状态时电子数密度为 $N_e = 3.437 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$. 图1为电子数密度随时间的变化曲线. 从图中可以看出, 电子数密度随着时间的延长, 刚开始越来越大, 最后趋于稳定值.

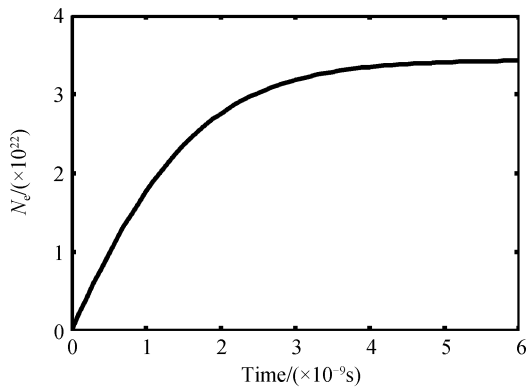


图1 电子密度随时间的变化曲线

Fig.1 Evolution of the density of the electron in function of time

激光脉冲在空气中传输时, 空气中氧气等气体分子会对传输过程产生一定的影响, 本文主要研究氧分子吸附作用对传输特性的影响. 对于氧分子吸附系数 γ , 有^[4]

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 \quad (5)$$

式中

$$\gamma_1 = 1.22 \times 10^8 \left(\frac{N}{N_1} \right) \exp \left(-\frac{42.3}{E_0} \right) \quad (6)$$

$$\gamma_2 = 10^8 \left(\frac{N}{N_1} \right)^2 \frac{0.62 + 800 E_0^2}{1 + 10^3 E_0^2 [E_0 (1 + 0.03 E_0^2)]^{1/3}} \quad (7)$$

式中 γ_1 为两体分离率 (Two-body Dissociative Rate), γ_2 为三体吸附率 (Three-body Attachment Rate), N 为空气中单位体积内氧分子的个数, 而 N_1 为单位体积内空气分子的个数, 氧分子数约占空气分子个数的 21%, $E_0 = 3.34 \times 10^{-5} E / (N/N_1)$, E

为激光脉冲的场强. 由此可见, 空气中氧分子的吸附作用是与所给激光脉冲的强度有关的, 随着激光强度的增加, 氧分子的吸附作用越来越强. 此外, 激光脉冲在空气中传输时, 随着海拔高度的增加, 空气浓度下降, 单位体积内氧分子数也相应的减少, 根据玻耳兹曼分布, 氧分子浓度随高度的关系为

$$N' = N \exp \left(-\frac{mgz}{kT} \right) \quad (8)$$

可见, 氧分子数随高度增加以指数形式减少. 对于给定的激光脉冲, 随着传输高度的增加, 激光脉冲能量损失的速率是越来越小的.

2 高斯脉冲时紫外光丝传输的光束尺寸及相位分析

在脉冲传输过程中, 采用横截面为高斯分布的激光脉冲, 高斯分布的表达式^[7]为

$$\tilde{E}(z, r) = \frac{\omega_0}{\omega(z)} E_0 \exp \left[\frac{-r^2}{\omega(z)^2} \right] \cdot \exp \left[-i \frac{kr^2}{2R(z)} - i\varphi(z) \right] \quad (9)$$

式中 $\varphi(z)$ 为轴上相位因子, $\omega(z)$ 为光束尺寸, $R(z)$ 为波前曲率. 对于式(1), 当传输的脉冲持续时间达到纳秒量级时, 可认为这是一个稳定解问题, 忽略方程中有关时间的项, 并将其转换为柱坐标形式, 得到

$$2ik \frac{\partial \tilde{E}}{\partial z} = \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{E}}{\partial r} + \frac{\omega^2}{c^2} \left[n_0^2 \bar{n}_2 c \epsilon_0 |E|^2 \tilde{E} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \tilde{E} \right] \quad (10)$$

式中

$$\frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{N_e e^2}{m_e \epsilon_0 \omega^2} \quad (11)$$

氧分子的吸附作用与空气中氧分子的浓度、压强、温度等因素有关, 由式(4)得

$$\frac{\omega_p^2}{n_0 \omega^2} = \sqrt{M^2 + N^2 E^6} - M \quad (12)$$

式中

$$M = \frac{e^2}{2m_e \omega^2 \beta_{ep} n_0^2 \epsilon_0} \quad (13)$$

$$N^2 = \left(\frac{e^2}{m_e \omega^2} \right)^2 \frac{\sigma^{(3)} c^2 N_0}{8\eta_0 \beta_{ep} n_0}$$

将式(12)代入式(11), 有

$$2ik \partial_z \tilde{E} = \partial_r^2 \tilde{E} + \frac{1}{r} \partial_r \tilde{E} + k^2 c \epsilon_0 \bar{n}_2 |E|^2 \tilde{E} - k^2 (\sqrt{M^2 + N^2 E^6} - M) \tilde{E} \quad (14)$$

将高斯光束表达式(9)代入式(14), 采用近轴条件下的近似, 并且将激光功率 $P = \pi \epsilon_0 c n_0 \omega_0^2 E^2 / 4$ 及临界功率 $P_{cr} = \lambda^2 / (8\pi n_0 \bar{n}_2)$ 代入化简可得

$$\frac{d^2\omega}{dz^2} = -\frac{4}{k^2} \frac{P}{P_{cr}} \frac{1}{\omega^3} + \frac{4}{k^2 \omega^3} + \frac{3N^2 A^3 P^3}{\omega^4 \sqrt{M^2 \omega^6 + N^2 A^3 P^3}} \quad (15)$$

$$\frac{d\varphi}{dz} = \frac{2}{k} \left[\frac{P}{2P_{cr}} - 1 \right] \frac{1}{\omega^2} - \frac{k}{2} \cdot \left[\sqrt{M^2 + N^2 A^3 \frac{P^3}{\omega^6}} - M \right] \quad (16)$$

式中 $A=4/(\pi\epsilon_0 c n_0)$, 式(15)右边第一项为自聚焦项, 第二项为衍射项, 第三项为等离子体散焦项. 式(15)和(16)即为紫外光丝传输中光束尺寸与相位随传输距离的变化关系式.

3 紫外光丝传输的简化动力学方程及初始条件

3.1 紫外光丝的简化动力学方程

为了讨论紫外光丝在空气中传输的初始条件, 忽略氧分子吸附作用, 得

$$\frac{\omega_p^2}{n_0^2 \omega^2} = \frac{N_e e^2}{n_0^2 m_e \epsilon_0 \omega^2} = \frac{E^3}{E_c^3} \quad (17)$$

令

$$\frac{1}{E_c^3} = \frac{e^2 c}{2m_e \omega^2} \sqrt{\frac{\sigma^{(3)} N_0}{2\eta_0 \beta_{ep} n_0}} \quad (18)$$

将式(17)代入式(10), 化简后方程变为

$$2ik\partial_z \tilde{E} = \partial_{rr}^2 \tilde{E} + \frac{1}{r} \partial_r \tilde{E} + k^2 \bar{n}_2 c \epsilon_0 |E|^2 \tilde{E} - k^2 \frac{E^3}{E_c^3} \tilde{E} \quad (19)$$

通过简化得到光束尺寸及相位随传输距离变化的关系式为

$$\frac{d^2\omega}{dz^2} = -\frac{4}{k^2} \frac{P}{P_{cr}} \frac{1}{\omega^3} + \frac{4}{k^2 \omega^3} + \frac{3A^{1.5}}{E_c^3} \cdot \frac{P^{1.5}}{\omega^4} \quad (20)$$

$$\frac{d\varphi}{dz} = \frac{2}{k} \left[\frac{P}{2P_{cr}} - 1 \right] \frac{1}{\omega^2} - \frac{kA^{1.5} P^{1.5}}{2E_c^3 \omega^3} \quad (21)$$

式(20)中, 右边第一项为衍射项, 第二项为自聚焦项, 第三项为等离子体散焦项. 该方程形式为: $d^2y/dz^2 = f(y)$, 对其进行积分运算, 有 $(dy/dz)^2 = 2 \int_{y_0}^y f(y') dy'$, 因此可以得到积分后的方程

$$\left(\frac{d\omega}{dz} \right)^2 = \frac{4}{k^2} \left[\frac{P}{P_{cr}} - 1 \right] \left(\frac{1}{\omega^2} - \frac{1}{\omega_0^2} \right) - \frac{2A^{1.5}}{E_c^3} \left(\frac{1}{\omega^3} - \frac{1}{\omega_0^3} \right) P^{1.5} + \frac{\omega_0^2}{R_0^2} \quad (22)$$

式中, ω_0^2/R_0^2 为 $R_0 \neq \infty$ 时的初始值.

3.2 紫外光束成丝的初始条件

若使激光脉冲形成稳定的光丝在空气中传输, 则式(22) $(d\omega/dz)^2 = 0$ 至少存在两个正的实数解.

令 $a=4(P/P_{cr}-1)/k^2$, $b=-2P^{1.5}A^{1.5}/E_c^3$, 对于准直激光光束, 有 $R_0 \rightarrow \infty$. 方程 $(d\omega/dz)^2 = 0$ 变为

$$a\omega\omega_0(\omega_0^2 - \omega^2) + b(\omega_0^3 - \omega^3) = 0 \quad (23)$$

显然, $\omega_1 = \omega_0$ 为式(23)的一个解. 将式(23)变形为

$$(\omega_0 - \omega)((a\omega_0 + b)\omega^2 + (a\omega_0 + b)\omega_0\omega + b\omega_0^2) = 0 \quad (24)$$

当 $a\omega_0 + b \neq 0$ 时, 可以得到方程的另一个解

$$\omega_2 = -\frac{1}{2}\omega_0 + \frac{\omega_0}{2\sqrt{a\omega_0 + b}} \sqrt{\frac{a\omega_0 - 3b}{a\omega_0 + b}} \quad (25)$$

方程(24)的解 ω_2 存在的条件是 $a\omega_0 + b > 0$, 将 a, b 的表达式代入化简得

$$\omega_0 > \frac{k^2 A^{1.5} P^{1.5}}{2E_c^3} \left(\frac{P}{P_{cr}} - 1 \right)^{-1} \quad (26)$$

此解即为在给定初始能量条件下, 在空气中形成稳定光丝的最小初始光束尺寸. 图2即为在不同输入功率下, 初始光束尺寸为 800 nm 时的光束尺寸的最小与最大值范围.

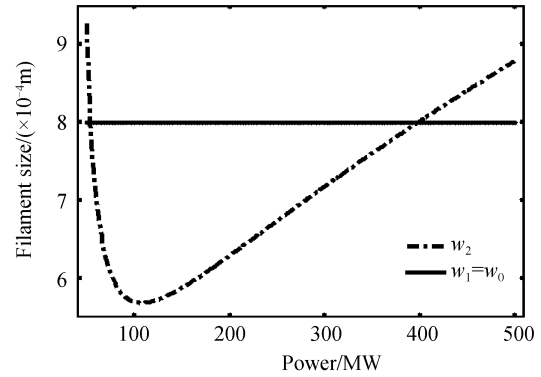


图2 脉冲能量与光束尺寸的关系

Fig. 2 Plot of the filament size versus power

3.3 紫外光丝传输中的光势阱分析

为了更直观地理解光丝在空气中的传输过程, 引入二维空间中粒子的势阱. 方程(20)是哈密顿—雅克比理论中 $d^2\omega/dz^2 = -(1/k)\partial V/\partial\omega$ 的解^[9]. 两边对 ω 积分, 选择初始条件 $V(\omega_0) = 0$, 得到势阱电压

$$V(\omega) = -\frac{2}{k} \left(\frac{P}{P_{cr}} - 1 \right) \left(\frac{1}{\omega^2} - \frac{1}{\omega_0^2} \right) + \frac{kA^{1.5}}{E_c^3} P^{1.5} \left(\frac{1}{\omega^3} - \frac{1}{\omega_0^3} \right) \quad (27)$$

图3为不同初始能量条件下势阱深度与光丝尺寸的关系. 可以看出光丝尺寸在最小值与最大值之间振荡, 且初始能量越大, 阱深越大, 能够更直观地理解了光丝传输的物理过程, 并且能够表征光丝传输过程中的一些基本的动力学行为.

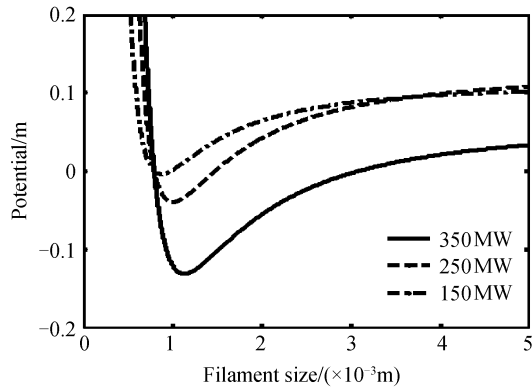


图3 能量分别为 350, 250, 150 MW 时势阱深度与光丝尺寸的关系

Fig. 3 Plot of the filament potential versus filament size for 350, 250, 150 MW

4 紫外光丝传输过程中的能量损失

在紫外光丝传输过程中,有多种非线性效应对传输时的能量变化产生一定的影响.其中,有两个主要的能量损失机制需要考虑:氧分子的三光子电离与瑞利散射^[9-10].由文献[1],激光脉冲强度的变化方程为

$$\frac{dI}{dz} = -3\hbar\omega\sigma^{(3)}N_0I^3 - \alpha_R \quad (28)$$

将其转化为光束能量随传输距离变化的表达式,得到

$$\frac{dP}{dz} = -3\hbar\omega\sigma^{(3)}N_0\left(\frac{2}{\pi}\right)^2\frac{P^3}{w^4} - \alpha_R P \quad (29)$$

方程右边第一项为氧分子的三光子电离作用,第二项为瑞利散射项.

5 紫外光丝传输特性的数值模拟

为了说明所选模型的正确性,选取与文献[8]中相同的初始条件进行计算,结果如图4,与文献[8]给出的结论基本一致,说明了本文的理论推导及条件的选取是正确的.

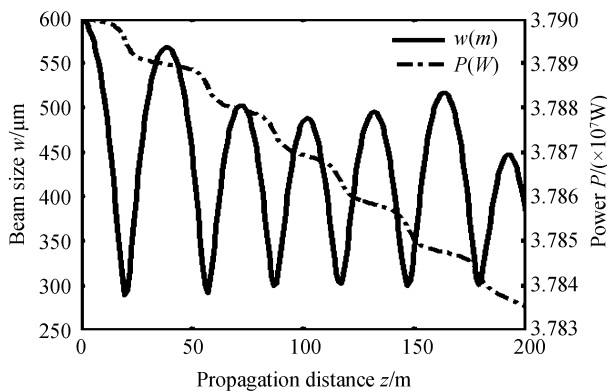


图4 光束尺寸及能量随传输距离的关系

Fig. 4 Variation of the beam size and power with distance

5.1 氧分子吸附作用对传输过程的影响

由于瑞利散射对传输过程的影响在文献[1]中已经讨论过,这里先忽略瑞利散射的作用,研究氧分子吸附作用单独存在时对传输过程的影响.此时,激光脉冲能量随传输距离变化的方程(29)演化为

$$\frac{dP}{dz} = -3\hbar\omega\sigma^{(3)}N_0\left(\frac{2}{\pi}\right)^2\frac{P^3}{w^4} \quad (30)$$

紫外光丝在空气中传输的光束尺寸、相位随传输距离的变化关系体现在式(15)、(16)和(20)、(21)中.将它们分别与式(30)联立,运用数值分析的方法,解出方程组的解,得到的结果如图5.

从图5(a)中可以看出,在紫外光丝的传输过程中,脉冲在不停地振荡,其振荡范围为0.8~3.1 mm,振荡周期约为100 m.此外,脉冲所含的能量是逐步减少的,每次能量迅速减少的位置都是位于光丝宽度的最小值处.这是因为在光束尺寸由大变小的过程中,能量密度不断增大,当光束尺寸减小到最小值时,其能量密度超过临界功率,使周边的氧分子电离,产生等离子体,其能量也相应的传给了产生的等离子体,因此这时候的能量会有较大的损失,而产生的等离子体对脉冲具有散焦的作用,从而使光束尺寸不断的增大,即为图5(a)中看到的现象.图5(b)为氧分子吸附作用考虑与否时,光束尺寸随传输距离的变化关系图.当考虑氧分子吸附作用后,光丝在传输过程中的振荡频率比忽略 γ 时快得多.此时光束的振荡范围为0.4~0.8 mm,振荡周期减小到6 m.发生较大变化的原因是当激光脉冲电离空气时,氧分子被电离,被电离的氧分子对脉冲具有散焦作用,使得光束尺寸变大,但是由于氧分子自身对能量的吸附作用,使得被电离的氧分子实际所含有的能量并没有原来忽略氧分子吸附时那么高,因此对脉冲的散焦作用也没有原来那么强,所以只能传输较近的距离就又被克尔自聚焦效应占据主导地位,这样振荡周期就会比原来短.如此反复,使得本来用于传输的能量消耗在空气分子中,从而限制了其传播距离.图5(c)为能量随传输距离的变化关系图,由于传输距离较近时的能量损失从图上观察不够明显,故将传输距离扩大到数千米,此时可以清楚的看到氧分子吸附对能量的影响.当传输距离达到2 km时,忽略氧分子吸附作用,能量仍保持在300 MW以上;而考虑了氧分子吸附作用后,能量已下降到250 MW,可见氧分子吸附对能量的传输会造成较大影响.图5(d)为相位随传输距离的变化关系图,忽略氧分子吸附时,相位累积量为18;而考虑了氧分子吸附后,达到了340,可见对相位的影响也是相当大的.

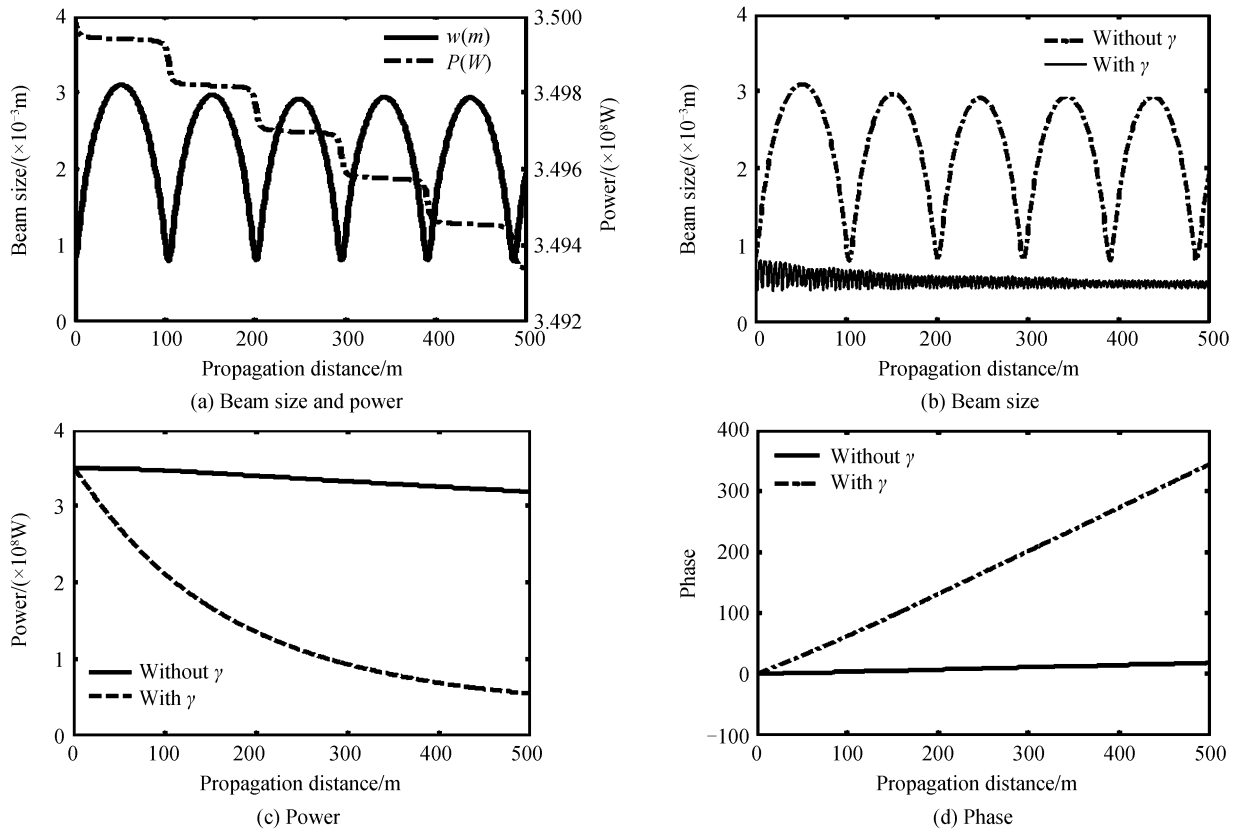


图 5 紫外光丝传输过程中光束尺寸、能量、相位随传输距离的变化关系及光丝尺寸与能量的对应关系

Fig. 5 Variation of the beam size, power, phase with propagation distance and the relationship between beam size and power

5.2 氧分子吸附与瑞利散射同时作用时对传输过程的影响

当综合考虑了氧分子吸附作用与瑞利散射后, 能量随传输距离的变化关系为式(29), 而光束尺寸

及相位随传输距离变化的关系式仍为原来的四个公式. 采用相同的方法, 得到的结论如图 6, 图中实线为考虑了瑞利散射时的结果, 而虚线为忽略了瑞利散射时的结果.

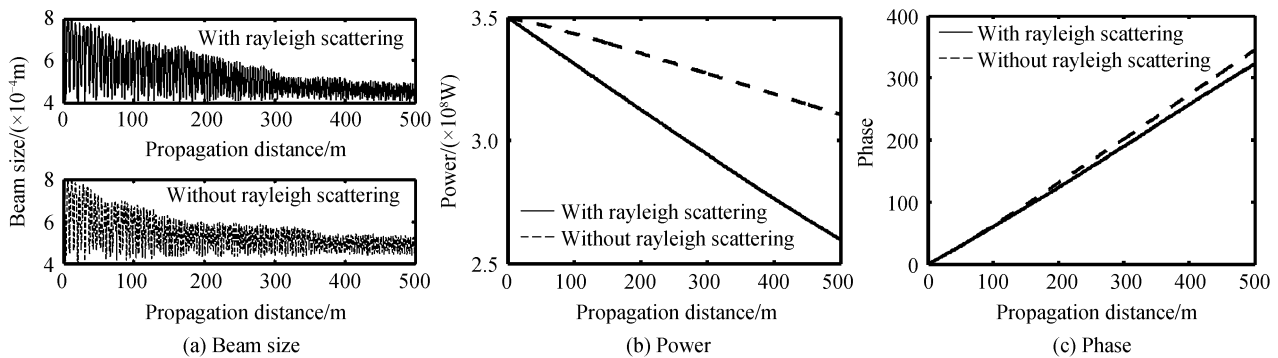


图 6 紫外光丝传输中光束尺寸、能量、相位随传输距离的变化关系

Fig. 6 Variation of the beam size, power, phase with propagation distance

图 6(a)中的两幅图基本相同, 说明氧分子吸附作用对紫外光丝传输过程中光束尺寸的影响不受瑞利散射的限制. 图 6(c)为相位随传输距离的变化关系图, 图中不管瑞利散射存在与否, 相位的变化曲线始终基本重合, 说明瑞利散射对传输中的相位变化基本没有影响. 而对于图 6(b), 则有很大的不同, 考虑了瑞利散射后, 经过 500 m 的传输, 能量已降到接近 250 MW; 而忽略瑞利散射时, 经过 500 m 的传输, 能量仍保持在 300 MW 以上. 这是由于瑞利散

射本身对能量就有一个衰减作用, 这与文献[1]的结论是相一致的.

5.3 氧分子吸附作用取不同数值时的比较

对于氧分子吸附作用, 它与所给激光脉冲的强度, 空气中氧分子的浓度等因素有关, 为了比较氧分子吸附作用取不同数值时对传输过程的影响, 本文选取文献[4]和[8]中的两个数值, 进行了仿真, 得出的结果如图 7.

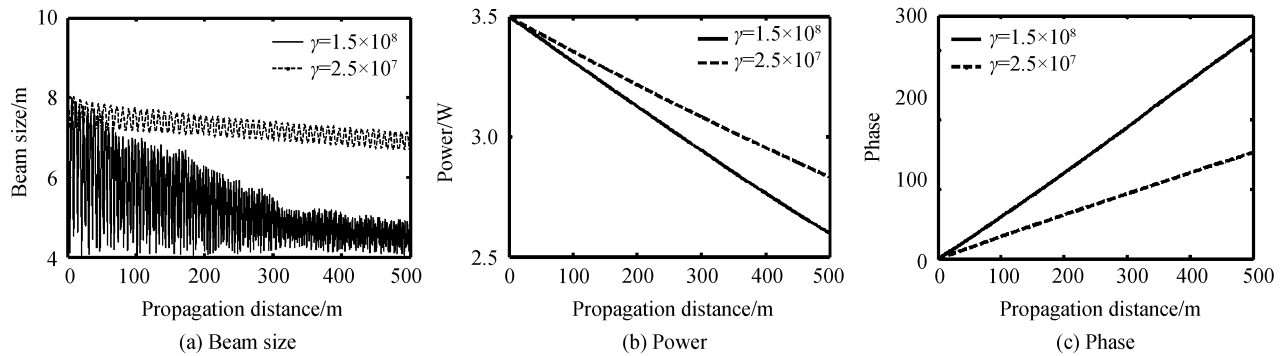


图7 氧分子吸附作用取不同值时,紫外光丝传输中光束尺寸、能量、相位随传输距离的比较

Fig.7 Variation of the beam size, power, phase with propagation distance in different attachment of oxygen

图7中实线部分 $\gamma = 1.5 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, 虚线部分 $\gamma = 2.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$. 从图中看出, 当氧分子吸附系数较小时, 能量随传输距离减小的速度明显变慢, 脉冲振荡的幅度也没有原来那么大, 相位的增加速度也相应的减小了. 这说明, 要想紫外光丝在空气中传输较远的距离, 所给的激光脉冲强度不宜太大, 过大的能量不仅造成能量的浪费, 而且会影响光丝的传输距离; 但同时也不能太小, 因为过小的能量有可能无法使空气电离, 从而不能形成光丝. 因此选择合适的初始激光强度是研究激光脉冲远距离传输必须考虑的一个问题, 这已超出本文的研究范围, 故不作讨论.

6 结论

紫外光丝在空气中传输时具有复杂的动力学行为, 从麦克斯韦波动方程出发, 对光丝在空气中传输时的光束尺寸、能量及相位随传输距离的变化都做了深入的研究, 探索了影响氧分子吸附作用的因素, 形成稳定光丝传输的初始条件等. 将氧分子吸附作用对传输过程的影响作了深入的探讨, 比较了氧分子吸附作用对传输过程中各个参量的影响, 并且适当分析了瑞利散射对传输效果的影响. 得出瑞利散射、氧分子吸附作用对传输过程中的能量影响都是比较大的; 而对于光束尺寸与相位, 不论是否考虑瑞利散射, 氧分子的吸附作用对传输的影响是一致的; 不同的氧分子吸附系数对传输过程中的光束尺寸、能量及相位的影响是不同的, 分析了脉冲振荡, 能量减少的原因.

参考文献

- [1] ZHANG Hua. The propagation dynamics of ultraviolet light filament with Rayleigh scattering in air[J]. *Chin Phys*, 2005, **14**(10): 2019-2025.
- [2] ZHANG Hua. Laser pulse duration of the ultraviolet light filament in air[J]. *Journal of NanTong University(Natural Science)*, 2006, **5**(4): 1-4.
张华. 紫外波长光成丝在大气中传输时的激光脉冲宽度研究[J]. 南通大学学报(自然科学版), 2006, **5**(4): 1-4.
- [3] ZHANG Ping, BIAN Bao-ming, QIAN Yan, *et al.* The study of filament caused by propagation of ultra-strong femtosecond laser in air[J]. *Laser Journal*, 2004, **25**(6): 1-3.
张平, 卞保民, 钱彦, 等. 飞秒超强激光在空气中光丝现象的研究[J]. 激光杂志, 2004, **25**(6): 1-3.
- [4] ZHAO Xin-miao, DIELS J C, WANG Cai-yi, *et al.* Femtosecond ultraviolet laser pulse induced lightning discharges in gases [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1995, **31**(3): 599-612.
- [5] RAIROUX P, SCHILLINGER H, NIEDERMEIER S, *et al.* Remote sensing of the atmosphere using ultrashort laser pulses [J]. *Appl Phys B*, 2000, **71**(4): 573-580.
- [6] FU Xi-quan, GUO Hong, HU Wei. Progress on the study of ultra short and ultra strong laser pulses long-range propagation in air[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2002, **14**(2): 197-200.
傅喜泉, 郭弘, 胡巍. 超短超强激光脉冲在空气中长距离传输的研究进展[J]. 强激光与粒子束, 2002, **14**(2): 197-200.
- [7] SCHWARZ J, DIELS J C. Analytical solution for UV filaments[J]. *Phys Rev A*, 2001, **65**(1): 1-10.
- [8] CHALUS O, SUKHININ A, ACEVES A, *et al.* Propagation of non-diffracting intense ultraviolet beams[J]. *Opt Comm*, 2008, **281**(12): 3356-3360.
- [9] SCHWARZ J. High intensity laser pulse propagation through the atmosphere, lightning protection and filamentation[D]. America: University of New Mexico, 2003, 43-48.
- [10] CHALUS O. Study of nonlinear effects of intense UV beams in the atmosphere[D]. America: University of New Mexico, 2007, 11-20.

The Effects of the Attachment of Oxygen on the UV Filament in Air

HUI Zhi-zhou^a, XU Yin^a, JI Xian-ming^b, ZHANG Hua^b

(*a. Department of Electronics and Information; b. School of Science, Nantong University, Nantong, Jiangsu 226019, China*)

Abstract: From the Maxwell wave equation, the beam propagation equation, which includes several nonlinear effects, such as the attachment of oxygen, was obtained. The filamentation dynamics was homologous to the problem of particles moving in a potential well. The initial conditions in which the laser beam becomes a stationary filamentation were analyzed. By the numerical simulation, the influences of beam size, power and phase on the attachment of oxygen in the filament propagation were discussed. The conclusions indicate that the power is rather consumed by the attachment of oxygen, which results in the beam size decreasing in oscillation process. The results qualitatively explain the relationship between beam size and power.

Key words: UV filament; Beam size; Attachment of oxygen; Rayleigh scattering

2011 年中国光学学会学术年会通知

中国光学学会常务理事会议决定,2011 年中国光学学会学术年会将于 2011 年 9 月 5 日~8 日在深圳举行。

会议主办单位:中国光学学会;

会议承办单位:深圳大学、深圳市光学学会、中国国际光电博览会;

会议协办单位:深圳贺戎环资展览有限公司;

会议支持单位:深圳市人民政府;

会议地点:深圳会展中心。

会议将设立约 18 个专题、20 余个分会场,涵盖光学及光学工程领域近 100 个子专题研究方向;参会人员将包括大学、科研院所、军工单位、企事业单位等从事光学及光学工程领域的专家、科研人员、生产人员、硕士生、博士生及企业管理人员和商业人士等。

会议将同期举行院士、专家与企业研发、管理人员参加的高峰论坛、企业发展恳谈会、企业高层次人才招聘等,为企业创新能力的提高及发展空间的拓展提供专家的咨询及建议、提供人才信息等。

会议与深圳中国国际光电博览会同期举行,意在构筑产、学、研三位一体的多层次、多视角、多渠道的交流平台。会议将出版论文摘要集光盘版。提交会议的稿件将由中国光学学会指定的期刊编委会审定,并根据论文质量择优收录到指定期刊上发表。会议指定论文收录期刊:《科技导报》、《中国激光》、《光学学报》、《光子学报》、《中国激光医学》、《光机电信息》、《光电子·激光》、《光电工程》。

会议将组织部分与会人员赴香港进行参观访问,具体组织事宜另行公布。

请关注中国光学学会网站(<http://www.cncos.org/index.asp>)随时发布的年会进一步的相关信息。

中国光学学会

2011-04-06