

文章编号 : 0253-2239(2001)06-0641-06

超短强激光脉冲在大气传播中的自聚焦行为

胡雪原 钟方川 邓 建 张正泉

(中科院上海光学精密机械研究所强光光学开放实验室, 上海 201800)

摘要: 通过建立涉及克尔效应和多光子电离效应的非线性数学模型, 利用数值方法研究了超短激光脉冲在大气传播中的自聚焦行为。结果表明由自聚焦导致的成丝现象具有间断性, 而不是一种稳态的模式。每次轴上的成丝都会由于光场损耗而减弱, 但同时由于克尔效应会使离轴区域的能量间断地补充到光轴上。

关键词: 自聚焦; 克尔效应; 多光子电离; 超短强激光脉冲

中图分类号: O437.5 文献标识码: A

1 引 言

近年来, 超短激光脉冲在诸多领域的实验研究中得到广泛地应用, 因而有关超短激光脉冲特性的研究显得至关重要。强激光脉冲在气体中传播时会引起很强的非线性效应^[1~5], 包括克尔效应引起的自聚焦、光场电离及雪崩电离和再复合、等离子体对脉冲的散焦作用、谐波产生、群速度色散及频谱展宽等。其中克尔效应导致的自聚焦和等离子体中的自由电子散焦相互制约有可能使光束表现出有趣的成丝现象, 这使得光束的能量能够在成丝通道里集中, 传输距离得到增长, 但是同时非线性效应也将导致光束的畸变。这些现象在实验上已得到验证^[6~9], 而目前的理论只能够给出定性的解释^[1, 2, 10, 11]。用数值模拟的方法分析激光的传输行为能够无干扰地再现实验, 更便于总结规律, 对进一步发展超短强激光脉冲的应用是很有意义的。

本文通过含时非线性薛定谔方程的数值求解来模拟超短激光脉冲在空气中的自由传输, 再现了光束的成丝现象。数学模型里主要考虑了克尔效应、多光子电离效应以及光场能量的电离吸收和逆韧致吸收。通过对理想高斯光束的计算, 观察到自聚焦行为表现出的一些规律, 建立了光束成丝现象的动态物理图像, 并给出了一定的分析。

2 数学模型

设光束沿 z 轴传播, 场强 $E = E(r, z, t) e^{i(\omega t - kz)}$ 为线偏振光, 其中 E_r 为光脉冲振幅, 可以作为标量

处理。从麦克斯韦方程组出发, 在慢变振幅近似下并考虑到光束的轴对称性 ($\partial E / \partial \varphi = 0$), 可得:

$$i \frac{\partial E_r}{\partial \xi} = \left(\frac{1}{2k} \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{1}{2kr} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{k}{n_0} \delta n - \frac{\mu_0 n_e e^2}{2km_e} \right) E_r, \quad (1)$$

在推导过程中作 $\eta = vt - z$, $\xi = z$ 变换。这样 η 具有长度的量纲, 表征波包各部分相对于脉冲中央的轴向距离, 并且含 η 的项在推导过程中能被消掉。其中 k 为空气中的波数, n_0 为空气中的线性折射率, δn 代表了强场引起的非线性效应对折射率的修正, 且有 $\delta n \ll n_0$, 而上式右边最后一项则为等离子体中的自由电子对相位的调制, e 、 m_e 和 n_e 分别是电子电量、电子质量和起源于光场电离的电子密度, 磁导率 μ_0 在 SI 制下取值为 $4\pi \times 10^{-7}$ H/m。这里忽略了超短脉冲的持续时间内等离子体中的离子运动^[1, 5]。超短脉冲具有一定的谱宽: $\Delta\omega \approx 8/\tau$, 其中 τ 为 $1/e$ 脉冲宽度, 因此有可能存在群速度色散 (GVD)^[2, 12, 13]。但是在大气中有 $k'' = \partial^2 k / \partial \omega^2 \approx 0.2$ fs²/cm, 其中 $k(\omega) = \omega n(\omega) / c$, 据此估算, 当 $t \approx 100$ fs 时, 光束传播 2 km 以上脉宽才因群速度色散而加宽一倍, 因此 (1) 式中群速度色散被忽略。

关于光场电离产生的电子密度 n_e , 可采用多光子电离 (MPI) 模型。多光子电离是一种微扰理论, 适用于较低的光强, 失效条件是激光的电场强度接近原子的库仑场^[1]。通常根据 Keldysh 定义的 γ 因子 ($\gamma = [U_1/2U_q]^{1/2}$) 作为判据^[14]: $\gamma \gg 1$ 时应采用多光子电离模型, $\gamma \ll 1$ 时应采用隧道电离模型。其中 U_1 、 U_q 分别为电子的电离能和有质动力势, $U_q = 2\pi e^2 I / cm_e \omega^2 = 9.33 \times 10^{-14} I \lambda^2$ (eV) (式中 I 的量纲为 W/cm², λ 的量纲为 μm)。然而对于

$I \approx (10^{13} \sim 10^{14}) \text{ W/cm}^2$ 的光强范围恰有 $\gamma \approx 1$, 两种模型都不很典型。实际上, 由于此时 U_q 与 U_1 相比已不可忽略, 多光子电离时需要额外的能量开销, 使得多光子电离模型出现偏差。但是实验证实了只要有多光子电离模型上加适当的修正因子就能使其仍适用于 $\gamma \approx 1$ 的场合^[3]。这种作法被许多文献采用^[9, 14, 16]。本文在此基础上使用下述的多光子电离模型:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = N_n W = N_n A \omega \cdot k_p^{3/2} \left(\frac{U_q}{U_1 + U_q} \right)^{k_p}, \quad (2)$$

式中 N_n 为气体的中性粒子数密度, W 则表示电离率。 A 是一个与 1 同量级的常数, 作为一种修正因子, 可以通过实验来标定。 k_p 是电离所需的最小光子数。与文献 [1] 的 (A3) 式比较, 在括号内的分母项加入了有质动力势的影响, 这样一方面可以把阈上电离的因素考虑进去, 另一方面可以防止 $U_q > U_1$ 时出现非物理的结果 (即 $W\tau > 1$)。

与文献 [14] 的模型比较 (2) 式还省略了雪崩电离和电子的复合辐射。在文献 [4] 中可以找到有关于碰撞电离和电子再复合的模型:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \ln 2 \left(\frac{\sigma}{U_1} \right) |E_f|^2 n_e - \alpha n_e^2, \quad (3)$$

其中 $\sigma = \frac{k}{n_c} \frac{\omega\tau}{1 + (\omega\tau)^2}$, $n_c = \frac{m_e \omega^2}{4\pi e^2}$ 是对应于激光频率 ω 的临界电子密度, 而 $\alpha = 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}_0$ 。据此估算, 这两项效应在飞秒脉冲的尺度内都可以不计。(1) 式中的 δn 在非线性效应中起着至关重要的作用, 本文只涉及克尔效应, 并考虑到脉冲能量在传输过程中的衰减, δn 应该是个复数:

$$\delta n = n_2 I + i\beta, \quad (4)$$

其中 I 为光强, n_2 是由克尔效应导致的非线性折射率。 β 为衰减因子。(4) 式代入 (1) 式, 取其虚部 (E_f 在束腰附近基本为实数), 并在横截面上积分, 有:

$$i \int \frac{\partial E_f}{\partial z} ds = i \int k\beta E_f ds.$$

又由 $E \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{1}{2} \frac{\partial E^2}{\partial z}$ 得到:

$$\frac{1}{2} \int \frac{\partial I}{\partial z} ds = \int k\beta I ds. \quad (5)$$

另外, 考虑到光场衰减的原因主要是电离消耗的能量和逆韧致吸收 (即碰撞吸收), 因此有:

$$- \int_s \left(\frac{\partial I}{\partial z} dz \right) ds dt = \int_s \left(k_p \hbar \omega dn_e \right) ds dz + \int_s \left(\epsilon_{\text{osc}} n_e \nu_e dt \right) ds dz, \quad (6)$$

ν_e 为电子的碰撞频率。由于离子的质量比电子的大得多, 在超短脉冲的时间尺度内可忽略离子的运动。 $\epsilon_{\text{osc}} = 2U_q$ 为电子在光电场下的振动能量, 也是每一次碰撞平均交换的能量。比较 (5) 式和 (6) 式即得

$$\beta = \frac{-1}{2kI} \left(k_p \hbar \omega N_n W + 2U_q \nu_e n_e \right), \quad (7)$$

式中的电子碰撞频率 $\nu_e = \nu_{ei} + \nu_{en}$, ν_{ei} 为电子和离子的碰撞频率, ν_{en} 为电子和中性粒子的碰撞频率, 它们都依赖于电子温度 T_e ^[5]:

$$\nu_{ei} = 4 \times 10^{-9} (\ln \Lambda_{ei}) n_i Z^2 T_e^{-3/2} \quad (\text{Hz}), \quad (8)$$

$$\nu_{en} = \nu_e n_e \sigma_{en}(\nu_e) \quad (\text{Hz}), \quad (9)$$

Λ_{ei} 为电子的德拜球半径, $\ln \Lambda_{ei}$ 的典型值是 $10 \sim 20$ 。 n_i (量纲为 cm^{-3}) 和 Z 分别是离子密度和离子电荷数。如只考虑一阶电离, $n_i = n_e$, $Z = 1$ 。 $\nu_e \propto T_e^{1/2}$ 是电子的平均速度, 而碰撞截面 σ_{en} 对于电子速度的关系很复杂。一般当 ν_e 较小时, $\sigma_{en} \approx \sigma_0 \approx 10^{-15} \text{ cm}^2$; 当 ν_e 接近原子的特征速度 $v_0 = \alpha_f c = c/137$ 时 (α_f 为精细结构常数, 此时 $T_e = 13.6 \text{ eV}$) 电子碰撞以极化散射为主, $\sigma_{en} \propto 1/\nu_e$; 当 ν_e 足够大时, $\sigma_{en} \propto 1/\nu_e^4$ 。在弱电离气体中, ν_{en} 是主要的。

关于电子温度, 我们采用文献 [5] 的逆韧致加热模型, 即电子温度由电子在光场中的有质动力势 U_q 和电子与中性粒子的碰撞加热 $\kappa_B T_e$ 共同决定。对于脉冲前沿, 碰撞加热尚不明显, 所以 $T_e = U_q$, 此时电离也较弱, 但经过一段时间的 ν_{en} 加热, $\kappa_B T_e$ 不能忽略时, 用于计算碰撞频率的有效电子温度

$$T_{\text{eff}} = \int \kappa_B \frac{\partial T_e}{\partial t} dt + U_q.$$

对于超短脉冲, 电子加热不是很充分, 可以认为

$$\kappa_B \Delta T_e \approx \frac{2}{5} U_q \frac{\Delta t}{t^*},$$

其中 $t^* = \left[\frac{10}{3} \nu_{ei} (T_e = U_q) \right]^{-1}$ 。于是有效电子温度可以用下式计算:

$$T_{\text{eff}} = \int \frac{2}{5} U_q \frac{dt}{t^*} + U_q = U_q \left[\int \frac{4}{3} |\nu_{ei}|_{T_e=U_q} dt + 1 \right]. \quad (10)$$

至此, 已经定义了数学模型 (1) 式里的全部参数。至于数值计算的步长 Δr 和 $\Delta \eta$, 应该保证 E_f 的相位在此区间的变化远小于 2π , 同时要兼顾到飞秒脉冲的纵向宽度约 $60 \mu\text{m}$, $\Delta \eta$ 应足够小以纪录波包的纵向变化, 而自聚焦成丝的典型半径是 $100 \mu\text{m}$, Δr 也应足够小以纪录波包的横向变化。计算时取

$n_2 = 4.9 \times 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$, $N_n = 2.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$,
空气中氧气分子占 21%, 氮气分子占 79%。

3 计算结果

对中心波长为 790 nm 的超短脉冲在大气中的传输进行了计算, 设初始波包在轴向与径向都为高斯分布, 取场强 $1/e$ 脉宽为 100 fs ($\tau_{\text{FWHM}} = 83.2 \text{ fs}$), 光束的瑞利长度为 50 m (束腰半径 3.5 mm), 脉冲能量 200 mJ (峰值光强 $I_0 = 1.6 \times 10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$)。峰值光强比较接近于成丝现象的阈值光强是为了尽快体现出自聚焦效应的影响, 减小计算量。很多文献选取一种聚焦状态的光束开始计算, 以更符合实际的实验设置, 或以此加快成丝现象的出现。但本文希望更明确地研究光束能量是如何在克尔效应的作用下向轴心会聚, 所以选择了光束从束腰位置处开始传播的安排, 此时光电场的等相位波阵面为平面, 因而排除了衍射作用对光束会聚的影响。由于数学模型中主要考虑克尔效应和光场电离的作用, 从(1)式可看出两者的效果都可视为对空气介质折射率的修正。为了便于描述, 下文将克尔效应对折射率的影响记为 $\delta_1 = n_2 I / n_0$, 而光场电离的影响记为 $\delta_2 = \mu_0 n_e e^2 / (2k^2 m_e)$, 总的折射率修正项为 $\delta_1 - \delta_2$ 。

计算结果表明激光脉冲在传输过程中的演化具有以下特点:

1) 环状光束的出现

首先来看光场横向分布的演化规律。光束在 δ_1 的作用下, 很快就严重偏离了高斯光束而形成了轴上的一个尖峰和旁轴的一系列的圆环。图 1 给出了光束传播至 35 cm 处的电场波包轮廓, 可以看到在径向(注意这里的轴对称条件)已经出现了一系列圆环, 这些亮环的峰值显著地高于正常的高斯光束波包。由于 δ_1 与光强 I 成正比, 对于高斯光束的横向光强分布, 其作用类似于一个正透镜: 轴心处的光强比周围大, 因此周围的能量会在 δ_1 的作用下向轴心会聚, 而这将进一步增大 δ_1 从而使会聚效果更加明显。这种 δ_1 与光强 I 之间的正向激励机制将使具有光强优势的区域(即该区域的光强比紧邻的周围区域的光强略高)迅速崛起。轴上光强 I_0 剧烈升高会严重影响到旁轴区域的光场, 能量的迅速会聚将使旁轴区域的光场呈现出环状的凹陷, 这又使得凹陷的外缘变成了光强优势区域, 于是形成了第一个亮环。由于克尔效应和光强之间的相互激励, 这种影响很快向外围波及开来, 其效果将倾向于形成一系列

的高亮圆环。如果不采用轴对称的近似处理, 也有可能得到的是一系列绕轴分布的小尖峰, 如同 Campillo 等人^[15]在用纳秒级脉冲光的实验中所观察到的现象, 以及 Mlejnek^[15]的计算中所得到的类似结果。但基本的共同点是, 这种畸变是从轴上开始由内而外地产生的, 其影响甚至可波及到离轴很远处, 从图 2 可见在离轴 8 mm 之外都能观察到环状现象, 此时本底光强只有 $5 \times 10^8 \text{ W}/\text{cm}^2$ 量级。另外, 基本上可断定这种现象的起因与 δ_2 无关, 因为圆环开始出现时光场电离还很弱, 对应的 δ_2 还非常之小。

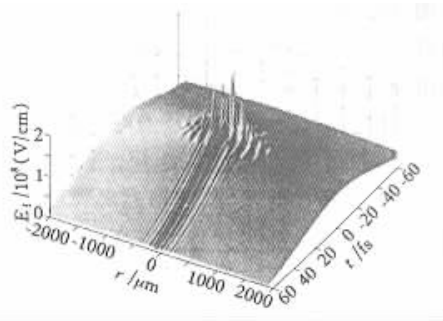


Fig. 1 The electric field profile of the pulse beam propagated to 35 cm from which the emergence of rings in radial and the influence of the plasma to the trailing edge of the pulse could be seen. The initial pulse width is 100 fs and the beam width is 3.5 mm with peak electric field of $1.1 \times 10^8 \text{ V}/\text{cm}$

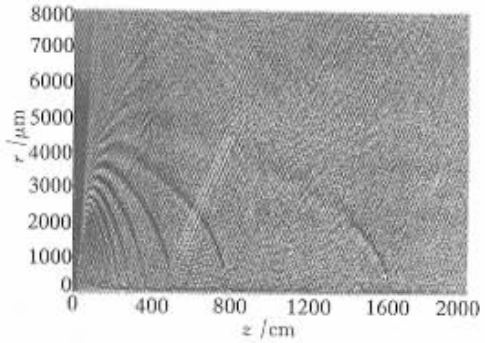


Fig. 2 The evolution of the electric field amplitude (platform), from which the whole process from the emergence to the collapse of many rings and the filamentation of the beam could be seen. The initial pulse width is 100 fs, the beam width is 3.5 mm, the total pulse energy is 200 mJ and the beam is propagated from its beam waist, and the figure involves only one time slice near the pulse peak

2) 环状光束的演化

通过观察脉冲波包的一个时间切片的演化, 可以发现更有趣的规律。图 2 给出了位于脉冲中心的一个时间切片在较大尺度范围内演化的顶视图。竖轴代表该切片的径向场强分布, 横轴代表光脉冲传播的距离, 深的颜色代表较高的场强。可以看出光

束约从 25 cm 处开始出现圆环(即图中的黑条纹),其产生顺序是由内而外的。这些圆环的口径一开始略有放大的趋势,但很快就会在 δ_1 的作用下逐渐收缩,口径的缩小对应于能量的集中,所以还伴随着亮度的增高。靠外产生的圆环其收缩趋势比较缓慢,因为其总体的 δ_1 还比较小,但经过自聚焦效应的足够积累,最终这些圆环都将坍缩到轴上。对于每一次圆环的坍缩,轴心处都可获得一定的能量补给,这就使成丝现象得以间断地发生。

图 3 是成环现象初期阶段该时间切片的演化,该图只对应于图 2 很小的一部分,从中可以较详细地看出圆环出现的先后顺序及它们随后的收缩趋势,以及伴随着收缩,这些圆环的峰值略有提高。由于越靠近光轴的圆环坍缩得越快,所以一开始这种能量补给到来得比较密集,使轴上出现连续的成丝,如图 3 所示。这种能量补给机制在离轴甚远处都能起作用,但是由于其效果甚微,一开始不易被观察到,需经过足够长的传播距离才能得以体现,因此可以预见成丝现象能出现在很远处,只是此时的成丝已不再是连续的,这一趋势从图 2 中已能看出。

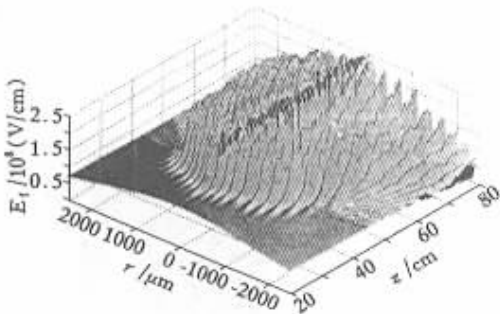


Fig.3 The evolution of the electric field amplitude (partial), from which the initial stage of the emergence of the rings could be seen, along with its brightness changing. The parameters of the figure are just same with Fig.2

另外在图 2 中除了较明显的光环及轴心成丝之外,本底上还存在更细致的结构:有大量从轴心向外发散的较低亮度的细微条纹。由于本底较浅,图 2 中显示得不够清晰,因此人为地加了几条短线作为标记。该条纹很可能是衍射造成的,利用高斯光束的衍射规律,对束腰半径为 $150 \mu\text{m}$ 的光束,远场发散角约 0.0016 rad ,与这些细微条纹的发散角很接近。这一现象对解释圆锥角辐射或许有帮助^[8]。

3) 成丝现象的特征尺度

自由电子的存在将使轴心及亮环的光强被钳制在一定幅度内,这是由于 δ_1 和 δ_2 的作用效果相反。图 4 选取了一组该时间切片传播至不同位置处对应

的 δ_1 、 δ_2 和总折射率修正项 $\delta_1 - \delta_2$ 的径向分布以及它们与电场的径向分布的对照,图中还给出了理想高斯光束在这些位置应当呈现的场强作为对比。由于自由电子密度 n_e 是光强的高次幂函数[见(2)式],当 I 达到某一阈值(本例中 $I_{th} \approx 6.5 \times 10^{13} \times \text{W}/\text{cm}^2$)时, δ_2 的作用会迅速显著并马上与 δ_1 相抵消,于是轴心处的折射率反而低于外围,形成了一个类似空腔毛细管的波导结构^[7]。图 4(c)靠近轴心处 $r < 200 \mu\text{m}$ 的部份恰好显示了这样的结构。从图 4(b)~图 4(d)上都可看出 δ_2 的影响效果,自由电子的散焦作用将抑制轴心的光强尖峰和周围亮环的峰值继续提高和宽度继续变窄,它们将被钳制在某个特征尺度内。具体的特征值取决于大气(或者其它气体介质)的成分(即电离能)、压强(即分子数密度)、光波长(即光子能量)等因素,对本文的计算条件,自聚焦能形成的最大光强为 $8.0 \times 10^{13} \text{ W}/\text{cm}^2$ 左右,当这些圆环及轴心尖峰的强度达到这个量级时,总折射率修正项维持在某一水平,使局域自聚焦效应不再加强,光环厚度的半高宽也因此被约束在 $80 \mu\text{m} \sim 200 \mu\text{m}$ 的尺度内。

这些强度和宽度的特征值体现了自聚焦成丝现象的微观细节,它与初始光强的空间分布及光强大小的关系不大。我们也作了不同脉冲能量(如 50 mJ、100 mJ)和不同初始束腰口径的传播计算,发现初始条件的不同将影响自聚焦效应的宏观行为,如光束成环的波及范围、数量和会聚密度以及成丝持续时间和出现频率等,但是它们的总体演化规律都大致相仿,且在微观细节的特征值上都比较一致。这一点也可以通过比较图 4(e)、图 4(f)看出,这两个子图对应于不同光场能量下的自聚焦成丝,虽然脉冲的总能量已不再相等,但是自聚焦成丝的特征值还是比较接近的,不过两图中 δ_2 项的影响都十分微弱,说明它们都还没有达到最大阈值。另外,如果改变空气的数密度,或气体克尔效应系数,或光场电离的相关参数,则会影响这些特征值。分析这些现象可以建立自聚焦效应较直观的物理图像,限于篇幅,具体的计算结果不再赘述。

4) 光场电离对脉冲波形的影响

由于自由电子的散焦作用和对脉冲能量的侵蚀,脉冲前沿部份的电离使得后面部份无法聚焦,因此波包上产生的尖峰在时间轴上也很尖锐,对应的脉宽只有 10 fs 量级。

从图 1 看出脉冲的后沿因受到前面电离的影响,近轴区域的 δ_2 大于 δ_1 ,所以轴心上的尖峰只有

很短的纵向宽度。此外,脉冲波包上出现尖峰的位置也将渐渐地向脉冲前沿方向移动。

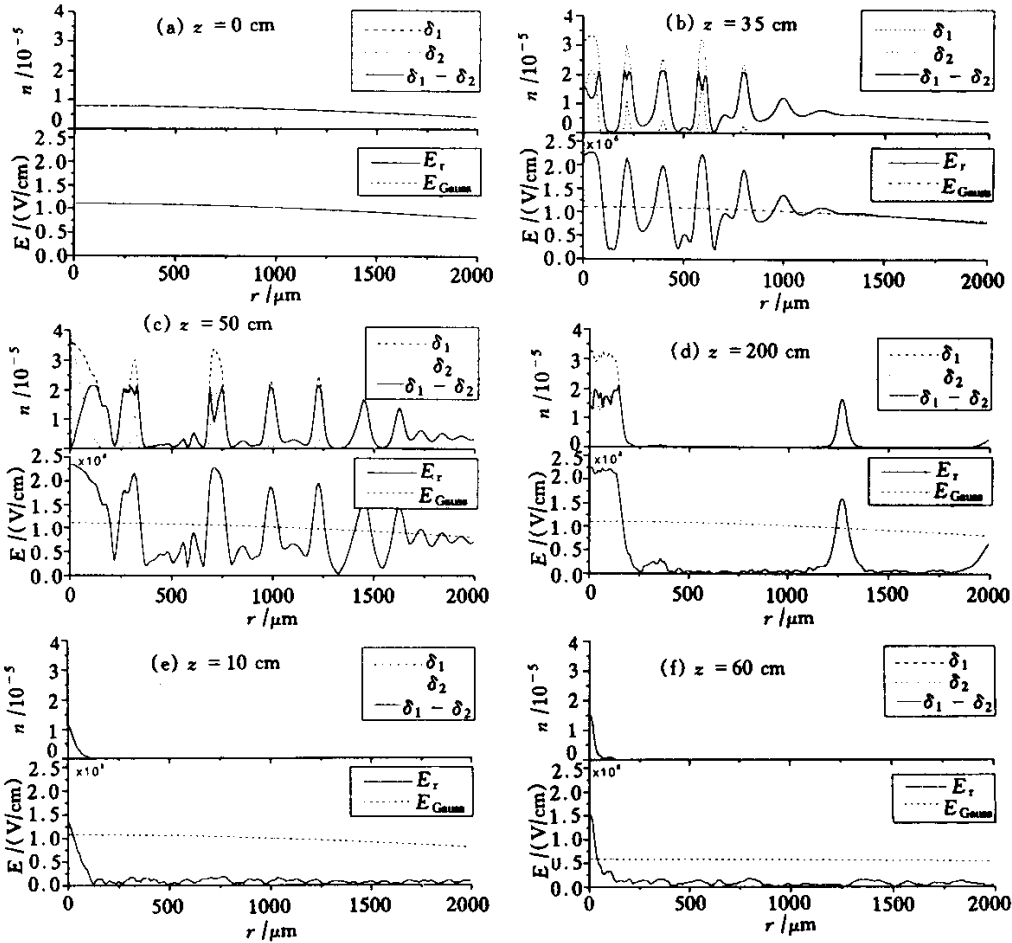


Fig. 4 The comparison of the refraction index correct terms δ_1 , δ_2 and $\delta_1 - \delta_2$, and their contrast to the electric field amplitude, from which the effects of the above terms at different stages could be seen. The parameters of the figure are just same with Fig. 2

另外,光场电离等因素对脉冲能量的消耗[即(5)式中的 β]使得轴上的尖峰会渐渐衰弱下去。从图2可以看出每一次成丝的持续距离约1m左右。开始阶段由于外围亮环的能量补充比较密集,成丝现象还是连续的,但到后来成丝现象只能间断发生了,此时能量的耗散率相对较小,所以成丝现象尚能多次出现,直至很远处,而且每次成丝都基本保持了上述的特征尺度[如图4(e)、图4(f)]。同样由于能量耗散,使得 δ_2 的影响很快变弱,当脉冲中靠后的时间切片不再受到前沿电离效应的压制时,这些时间切片也有可能出现成丝尖峰^[10],即不同的时间切片是交替出现成丝的。

讨论 关于成丝现象的理论解释有多种:如自聚焦波导模型认为自聚焦和光场电离的共同作用将形成一个波导通道,使成丝现象得以持续^[16,7];而移动聚焦模型认为由于光场电离使脉冲的不同时间切片具有不同焦距,从而在不同的位置出现自聚焦,总效

果即为成丝现象^[11];Mlejnek等的动态空间补给模型认为脉冲中靠前的时间切片的成丝抑制了后续时间切片的成丝,待其衰弱后,后续的时间片就会成丝,用不同时间片的依次成丝来解释成丝现象可以持续很长的一段距离^[10,16]。

但是本文的计算表明成丝现象并不是一种稳态的模式,而是间断出现的,且每次成丝都会由于光场吸收(见(6)式)和衍射(圆锥角辐射)而渐弱,所以自聚焦波导不会持久存在。但是克尔效应将导致一种能量补给机制,仅从一个时间切片即可观察到这种趋势,能量补给的多次发生是由于更远处光场会聚的累积,而非前后时间片的相互影响,这一点似与动态空间补给模型相左。但动态空间补给模型可用于解释脉冲后沿出现成丝的可能性。

由于本文的计算中忽略了很多干扰因素,随着传播距离的增加,这些因素的影响可能会积累而加大,因此不能保证计算结果对较远之处还精确成立,即成丝现象出现在计算所预言的确定位置上。但是

这些结果大致反映了各种因素对成丝现象的影响规律,例如我们发现光场电离对成丝的影响总的说来比自聚焦小得多,但其作用也是很关键的,而光场衍射的作用则是相对次要的。这些结论对建立完整的物理图像仍是有启发意义的。

非常感谢在本论文工作中与吴海涛等同志进行的积极讨论以及他们给予的热情帮助。

参 考 文 献

- [1] Sprangle P, Esarey E, Krall J. Self-guiding and stability of intense optical beams in gases undergoing ionization. *Phys. Rev. (E)*, 1996, **54**(4):4211 ~ 4232
- [2] Marburger J H. Self-focusing: Theory. *Prog. Quant. Electron.*, 1975, **4**(1) 35 ~ 110
- [3] Perry M D, Landen O L, Szoke A *et al.*. Multiphoton ionization of the noble gases by an intense 10^{14} W/cm² dye laser. *Phys. Rev. (A)*, 1988, **37**(3):747 ~ 760
- [4] Feit M D, Fleck Jr J A. Effect of refraction on spot-size dependence of laser-induced breakdown. *Appl. Phys. Lett.*, 1974, **24**(4):169 ~ 172
- [5] Durfee III C G, Lynch J, Milchberg H M. Development of a plasma waveguide for high-intensity laser pulses. *Phys. Rev. (E)*, 1995, **51**(3) 2368 ~ 2389
- [6] Nibbering E T J, Gurley P F, Grillon G *et al.*. Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(1) 52 ~ 64
- [7] Braun A, Korn G, Liu Xi *et al.*. Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air. *Opt. Lett.*, 1995,

20(1):73 ~ 75

- [8] Kosareva O G, Brodeur A, Kandiov V P *et al.*. Conical emission from laser-plasma interactions in the filamentation of powerful ultrashort laser pulses in air. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(17):1332 ~ 1334
- [9] Fontaine B L, Jiang Z, Mercure H P *et al.*. Filamentation of ultrashort pulse laser beams resulting from their propagation over long distances in air. *Phys. Plasmas*, 1999, **6**(5):1615 ~ 1621
- [10] Mlejnek M, Wright E M, Moloney J V. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(5) 382 ~ 384
- [11] Brodeur A, Chien C Y, Kosareva O G *et al.*. Moving focus in the propagation of ultrashort laser pulses in air. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(5) 304 ~ 306
- [12] Mlejnek M, Wright E M, Moloney J V. Femtosecond pulse propagation in argon: A pressure dependence study. *Phys. Rev. (E)*, 1998, **58**(4) 4903 ~ 4910
- [13] Mlejnek M, Kolesik M, Moloney J V *et al.*. Optically turbulent femtosecond light guide in air. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, **83**(15) 2938 ~ 2941
- [14] Keldysh L V. Ionization in the field of a strong electromagnetic wave. *Sov. Phys. JETP*, 1965, **20**(5): 1037 ~ 1049
- [15] Campillo A J, Shapiro S L, Suydam B R. Periodic breakup of optical beams due to self-focusing. *Appl. Phys. Lett.*, 1973, **23**(11) 628 ~ 630
- [16] Mlejnek M, Wright E M, Moloney J V. Moving-focus versus self-waveguiding model for long-distance propagation of femtosecond pulses in air. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1999, **QE-35**(12):1771 ~ 1776

Ultra-Short Intense Laser Pulse Propagating in Atmosphere : Behavior of Self-Focusing

Hu Xueyuan Zhong Fangchuan Deng Jian Zhang Zhengquan
(Laboratory of High Intensity Optics , Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics ,
The Chinese Academy of Sciences , Shanghai 201800)
(Received 7 April 2000 ; revised 15 May 2000)

Abstract : The behavior of self-focusing of the ultra-short intense laser pulse during propagating in atmosphere was studied , particularly , using the numeric solution of a time dependent Schrödinger equation on account of Kerr effect and multi-photon ionization (MPI) effect. The result implies the intermittence , rather than the stable structure , of the filamentation caused by self-focusing. Each on-axis filamentation will decay due to the ionization while the off-axis energy will replenish to the on-axis region intermittently due to Kerr effect.

Key words : self-focus ; Kerr effect ; multi-photon ionization ; ultra-short intense laser pulse