

超短脉冲强激光在空气中的传输*

郝作强 张杰†

(中国科学院物理研究所 中国科学院光物理重点实验室 北京 100080)

摘要 超短脉冲强激光在空气中传输时由于非线性克尔自聚焦效应会使激光光束聚焦,造成空气的离化而形成等离子体,等离子体对激光光束又会产生散焦作用,这两种过程的动态平衡可以形成很长的等离子体通道,从而产生一系列复杂而有趣的现象.文章对通道形成的机理、锥角辐射、超连续谱和三次谐波的产生进行了阐述,并介绍了目前等离子体通道形成的几种理论模型.文章还对通道内的各种复合和辐射机制进行了分析.

关键词 等离子体通道,锥角辐射,三次谐波,超连续谱

Propagation of intense femtosecond laser pulses in air

HAO Zuo-Qiang ZHANG Jie†

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

Abstract Intense femtosecond laser pulses can propagate a very long distance in air when the nonlinear Kerr self-focusing and plasma defocusing reach a dynamical balance. The formation of the plasma channel, conical emission, supercontinuum and third harmonic generation are described. The recombination and radiation of plasma in the channel are also discussed.

Key words plasma channel, conical emission, third harmonic, supercontinuum

1 引言

超短脉冲强激光在空气中传输时,由于空气的非线性效应产生的非线性克尔自聚焦会使激光光束聚焦,造成空气的离化而形成等离子体,而等离子体又会对激光光束产生散焦作用,这两种作用的动态平衡可以使激光在空气中形成很长的等离子体通道^[1-11].人们对通道的进一步研究发现,通道内部形成了细丝^[1,4],并且发现通道就像金属导线一样,具有导电性^[5-7].对等离子体通道光谱的研究发现,当激光在空气中传输一段距离后,光谱展宽得十分厉害,光谱覆盖了从紫外到红外的很宽的区域^[8].这些现象由于其潜在的广阔应用前景,引起了各国科学家们的高度重视.在我国,中国科学院物理研究所近几年也做了大量的相关研究^[4,9,10].本文主要介绍超短脉冲强激光在空气中传输的过程和有关的物理现象.

2 基本原理及传输机制

2.1 通道形成的机理

当超短脉冲强激光束在空气中传输时,基于三阶非线性电极化效应,可以引起与入射光强成正比的介质折射率的感应变化,可用下式表示^[12]:

$$n \approx n_0 + \frac{3\text{Re}(\chi^{(3)})}{2n_0} |E(\omega)|^2, \quad (1)$$

式中 n_0 是线性折射率, $\text{Re}(\chi^{(3)})$ 是三阶非线性极化率 $\chi^{(3)}$ 的实部. 如将 $\frac{3\text{Re}(\chi^{(3)})}{2n_0}$ 记为 n_2 , 则上式可以写成 $n = n_0 + n_2 |E|^2 = n_0 + n_2 I$, n_2 为非线性折射率

* 国家自然科学基金(批准号:10374116, 10390160, 10176034), 国家高技术研究发展计划和国家重点基础研究发展计划(批准号:G1999075206)资助项目

2003-11-03 收到初稿, 2004-04-08 修回

† 通讯联系人. E-mail: jzhang@aphy. iphy. ac. cn

系数. 当横向分布为高斯函数的激光光束在空气中传输时, 束轴与边缘处的场强不同, 因而在光束的传输过程中就造成了介质折射率的非均匀分布. 这样就在空气中形成了中心折射率高、边缘折射率低的传输通道, 也就是说通道中的空气成为一种类似正透镜的介质, 具有使光线会聚的作用. 这样就产生了自聚焦现象.

激光的自聚焦过程会使激光的强度不断增加, 当其强度达到使空气电离的临界值时, 空气被电离, 产生了低密度的等离子体, 而等离子体对折射率的影响是通过下式起作用的^[1]: $\Delta n = -\omega_p^2/2\omega^2$, 其中 $\omega_p = [4\pi e^2 n_e(I)/m_e]^{1/2}$ 为等离子体频率. 可见, 产生的等离子体对折射率的贡献相对于三阶非线性效应来说是负的, 类似于一个负透镜. 等离子体的这种负透镜效应可以使激光光束散焦. 激光束的自聚焦和等离子体的散焦作用同时存在, 当这两种效应达到一个动态的平衡时, 激光束就可以在空气中形成很长的等离子体通道.

对于超短超强激光脉冲在空气中传输形成等离子体通道, 还没有一个固定的完全合理的理论解释, 目前人们普遍接受的大致有下面三种物理模型.

2.1.1 运动焦点模型(Modified moving-focus model)^[13,14]

该模型认为, 在慢变振幅近似下, 激光脉冲在时间上可以分成很多层, 显然每一层的强度是不相等的, 哪一层的强度超过了自聚焦的临界功率 $P_{crit} = 3.77\lambda^2/8\pi n_0 n_2$, 这一层就会聚焦到自己的焦点上. 由非线性波动方程, 在假设介质各向同性、慢变振幅近似和光束为准单色情况下, 可以得到下面的焦距 (z_f) 公式:

$$z_f = 0.367ka_0^2 / \{ [(P/P_{crit})^{1/2} - 0.852]^2 - 0.0219 \}^{1/2}, \quad (2)$$

式中 k 为激光波数, a_0 为激光束腰, P 为激光功率. 由于激光脉冲在横向和纵向都近似高斯分布, 每层的功率 P 都不同, 并且是随时间变化的, 所以各自焦点位置是不同的, 并且也是随时间变化的. 另外, 如果在时间上分的层足够“薄”, 则每层的功率可以看成连续的, 那么, 它们各自的焦点也就连在了一起向前传播, 这样就形成了等离子体通道. 这种模型可以成功地解释光导形成的起始相位, 但是不能说明并发的等离子体产生和自波导现象^[15].

2.1.2 自引导模型(Self-guided pulse propagation)

该模型认为, 等离子体通道的形成是由于激光束的非线性克尔自聚焦和等离子体的散焦作用之间

的动态平衡^[11]. 当激光光束会聚到一定程度, 激光功率达到空气电离的临界功率阈值 $P_c = \frac{\epsilon_0 c^3}{2n_2 \omega^2}$ ^[13] 时, 就有足够的强度使空气电离, 形成等离子体. 超强激光脉冲改变气体的折射率, 可以由下式表示^[16,17]:

$$\Delta n = N_0 n_2 I - N_e / 2N_c. \quad (3)$$

式中第一项为克尔非线性项, 其中 N_0 是中性气体密度, I 是激光强度, n_2 是非线性折射率系数; 第二项来自于等离子体的形成, 和自由电子密度 N_e 与等离子体临界密度 $N_c = \omega^2 m n_0^2 / 4\pi e^2$ 的比例有关, 其中 ω 为激光频率, m 为电子质量, n_2 为中性气体的线性折射率. 等离子体临界密度定义为当折射率的实部变成零时的等离子体密度值^[16]. 从(3)式我们可以看出, 对 Δn 有贡献的这两项符号相反, 一方面, 产生的自由电子将会引起散焦, 但是 n_2 将导致自聚焦. 在理想情况下, 聚焦和散焦作用相互平衡, 激光束会处于稳定的自陷状态而成丝传输. 这种模型已经被人们普遍接受, 被认为是强激光在空气中形成等离子体通道的物理基础.

2.1.3 空间动态补偿模型(Dynamic spatial replenishment)

该模型认为脉冲的前沿(leading-edge)超过电离阈值时, 由于非线性自聚焦, 会造成很小范围的电离, 这种电离将对脉冲后沿具有散焦作用. 脉冲前沿的强度会由于产生等离子体而不断降低, 产生的等离子体也不断减弱, 脉冲后沿的自聚焦作用就逐渐占据上风, 从而形成了周期性的聚焦和散焦. Mlejnek 等人^[18]认为, 强激光束可以不断地衰减、被补偿, 从而传输很长的距离, 而不受瑞利距离的限制. 他们用 775nm/85fs 激光, 激光功率 P_{in} 为 11GW 时, 在 $z = 1.1\text{m}$ 处, 脉冲在时间上分成两个分离的峰, 分别叫做前沿峰(leading peak)和后沿峰(trailing peak), 两峰相差约 200fs, 继续传输时, 前沿峰衰减, 后沿峰不变, 直到在瑞利距离时才衰减. 发现前沿峰比入射脉冲超前了 50fs, 原因是入射脉冲聚焦, 强度增加, 电子密度的增加和雪崩电离发生, 这样就对后沿峰产生了散焦效应.

激光在空气中传输的演化情况可以通过下面的方程组描述:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{i}{2k} \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) E - \frac{ik''}{2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{\sigma}{2} (1 + i\omega\tau) \times \rho E - \frac{\beta^{(K)}}{2} |E|^{2K-2} E + ik_0 (1-f)n_2 |E|^2 E +$$

$$ik_0/n_2 \times \left[\int_{-\infty}^{\infty} dt' R(t-t') |E(t')|^2 \right] E, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{1}{n_b^2} \frac{\sigma}{E_g} \rho |E|^2 + \frac{\beta^{(K)}}{K\hbar\omega} |E|^{2K} - a\rho^2. \quad (5)$$

(4)式右边分别描述横向散射、群速度色散、等离子体的吸收和散焦、多光子吸收和非线性自聚焦。(5)式右边分别描述由于雪崩电离造成等离子体的增加、多光子吸收和辐射电子复合。在(4)式和(5)式中 ω 为光频率, $|E|^2$ 为光强, $k = n_b k_0 = n_b \omega/c$ $k'' = \partial^2 k / \partial \omega^2$ ρ 为电子密度, σ 为逆韧致辐射截面, τ 为电子碰撞弛豫时间, $\beta^{(K)}$ 为 K 个光子的吸收系数, 标准化响应函数 $R(t)$ 与衰减的非线性效应有关, f 为连续非线性光学响应的一部分。我们代入相应的参数就可以得到方程的解, 从而可以得到激光光束光强随传输距离 z 的变化, 也就得到了激光光束在空气中传输及其演化。这种模型其实是以自导引模型为基础发展起来的, 它考虑了更多的物理过程, 可以比较细致地研究通道内的复杂物理过程(如通道内细丝的分裂、融合等)。

2.2 通道内的复合和辐射机制^[19-20]

超短脉冲强激光在空气中传播形成了独特的等离子体通道, 在通道内部, 存在激光和空气、等离子体的相互作用以及它们自身的相互作用, 存在十分复杂的非线性作用, 也存在基本的复合和辐射机制。下面我们对复合和辐射机制做一简要分析。

2.2.1 复合机制

在等离子体中, 电子与正离子或负离子与正离子碰撞而形成中性粒子, 这样的过程叫做复合, 它相当于电离过程的逆过程。电离是有阈过程, 激光能量必须高于某一个阈值。一般情况下, 聚焦后的激光强度要大于 10^{14} W/cm^2 , 才能发生隧道电离, 复合则要求组成的粒子必须摆脱剩余的能量。

复合过程的机制主要有:

(1) 三体碰撞复合: 一个正离子与两个电子相碰, 其中一个电子与离子结合组合成一个激发原子, 另一个电子带走剩余能量, 即 $A^+ + e + e \rightarrow A^* + e$ 。如图1所示。这样的过程在稠密的等离子体内是主要的。

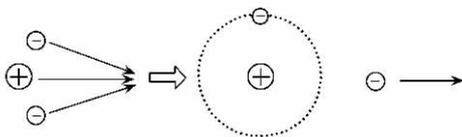


图1 三体碰撞复合

(2) 辐射复合: 一个正离子吸收一个电子变成一个激发原子, 即 $A^+ + e \rightarrow A^* + h\nu$, 如图2所示。这样的过程在稀薄的等离子体中是主要的复合过程。

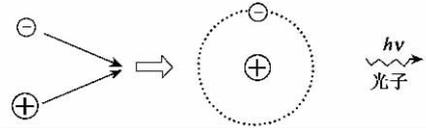


图2 辐射复合

(3) 离解复合: 一个带正电的分子离子吸收一个电子而变成一个激发分子, 激发分子又立即离解成为一个激发原子和一个中性原子, 即 $AB^+ + e \rightarrow (AB)^* \rightarrow A^* + B$, 如图3所示, 这样的过程在电离层中经常出现。

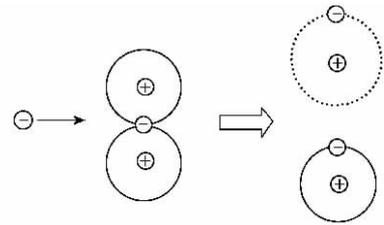


图3 离解复合

强激光在空气中传输时, 主要的复合机制是碰撞复合。

2.2.2 辐射机制

激光在空气中传输产生的等离子体通道会产生辐射, 除了肉眼看不见的辐射, 还有可见光, 高温等离子体还能发出 X 射线。下面是几种辐射机制。

(1) 韧致辐射是由库仑碰撞引起的辐射, 主要来源是电子和离子碰撞时电子的辐射。当自由电子在运动过程中靠近离子时就会受到离子和库仑场的作用, 运动速度发生变化, 主要是改变运动方向, 同时辐射出光子。如图4所示。韧致辐射是连续谱。

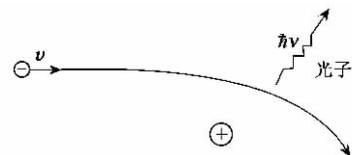


图4 韧致辐射

(2) 激发辐射是当等离子体粒子上的轨道电子没有完全剥离时, 激发到高能级的电子跳回到低能级时发出的辐射。它的每条谱线都是与一特定的能级跃迁相对应, 在空气中, 主要是氮分子和氧分子引

起的辐射。

(3) 复合辐射是当自由电子被正离子俘获时, 被俘获的电子在整个过程中失去的能量以辐射的形式发射出来的辐射, 如图 5 所示。由于自由电子的速度有一个分布, 因而复合辐射也是连续谱, 因而在实验中测量到的等离子体连续光谱是韧致辐射和复合辐射之和。当等离子体中电子温度很高时, 连续光谱中的韧致辐射是主要的。因为电子运动速度快, 就不容易被离子捕获。在低温弱电离的等离子体内, 激发辐射起主要作用, 随着温度的升高, 连续辐射就会增大。

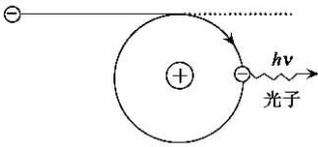


图 5 复合辐射

激光在空气中传输时形成等离子体通道可以产生从远紫外到远红外的连续光谱, 上面的各种辐射机制都有一定的贡献, 比如激发辐射, 很多人就是依据一些特定的谱线来对等离子体通道进行诊断。但是对于超连续谱的产生, 这几种辐射机制还不是主要的。目前, 人们普遍认为自相位调制和其他的一些非线性效应例如多光子电离、群速度色散、受激拉曼散射、自陡峭等是产生超连续光谱的主要原因。

3 锥角辐射(Conical emission)的产生

当超短强激光脉冲在大气中传输时, 形成了等离子体通道, 但是大约只有激光总能量的 8% 集中到了光丝中^[21], 另外有一部分能量从通道中以一定的角度辐射出来, 形成类似于切连科夫辐射的彩色光环, 光环的排列是长波在内, 短波在外, 与正常的衍射的排列顺序刚好相反。这些奇特的现象吸引了很多研究人员的注意。

锥角辐射现象具有自己独特的特点:

- (1) 波长越短, 对应的辐射角越大, 形成越往四周波长越短的彩色光环;
- (2) 辐射角与通道的位置无关;
- (3) 辐射光小于激光中心波长;
- (4) 辐射光为相干光。

目前, 人们对锥角辐射的解释还不统一, 但是有一个被普遍接受的理论基础是: 由于非线性克尔自聚焦效应和产生的等离子体的散焦作用的动态平

衡, 激光在空气中自导引传输, 脉冲在时间空间的分布上达到了稳定, 形成了长等离子体通道。

1996 年, Nibbering 等人^[22]首次在空气中观测到了锥角辐射的现象。由于从通道逃逸出来的光辐射的角度很小, 必须让激光在空气中传输较远的距离才行。他们将激光在长 80m 的走廊里传播, 形成了很独特的彩色光环, 波长越短的光发散角越大, 与正常的衍射相反。Chin 等人^[23]分别利用 75mJ/320fs、85mJ/350fs 的激光进行了研究, 在通道的不同位置放置硅玻璃片, 用玻璃片上的损坏程度来反映光丝的横向强度分布情况, 从而解决了直接在通道内测量强度的困难。根据玻璃片上烧出的形状和深度就可以得到任何位置的锥状辐射情况。他们在另一个实验中^[24]观测到了激光在空气中形成的两个光丝的锥状辐射及其干涉现象, 图 6(a) 是激光脉冲为 14mJ 时, 传输到 87m 处所得的图像, 图中两个光丝的形成是由于初始激光横向分布上有两个强度峰。从图 6 中我们可以明显看出激光束在空气中所产生的两个光丝的锥角辐射及其相互干涉现象, 这两个光丝各自产生了锥角辐射, 并且具有很好的相干性, 出现了干涉现象, 相互交叠在一起。在理论上, 考虑到衍射、自聚焦和等离子体的散焦作用, 得到了和实验十分相似的结果 [如图 6(b) 所示]。Golubtsov 和 Kosareva^[25]对锥角辐射进行了更详细的论述, 他们的模型考虑到了克尔非线性效应的延迟和自陡峭效应对锥角辐射的影响, 由于克尔非线性效应的延迟性质, 辐射光强的时间空间分布有了明显的光滑化, 锥角辐射频带也变窄了, 而自陡峭效应的影响在接近一个瑞利长度时变得十分显著, 在短波方向的转化效率大大增加。大量理论的工作^[26-39]都验证了实验的结果, 表明了这种锥角超连续辐射现象的产生主要是激光脉冲在时间和空间上的自相位调制引起的。

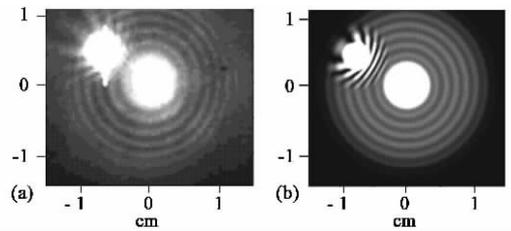


图 6 两个光丝的锥状辐射及干涉图样 (a) 实验所测得的图像 (b) 理论结果

此外, 锥角辐射可以用切连科夫辐射的理论来解释。Golub^[30]的研究发现, 锥角辐射产生于等离子

体通道的表面,产生的锥角辐射可以用切连科夫辐射理论很好地解释.激光会引起介质的非线性极化,这个极化以激光的群速度 v_{gr} 传播,产生锥角辐射,产生的辐射服从切连科夫辐射理论 $\cos\theta = v_{ph}/v_{gr}$, v_{ph} 是辐射出来的光在介质中的相速度.锥角辐射的角度还可以写成 $\cos\theta = n_L/n_R(\omega)$, n_L 和 $n_R(\omega)$ 分别表示激光和辐射光在介质中的折射率.切连科夫辐射要求 $v_{ph} < v_{gr}$ 或者 $n_L < n_R(\omega)$,那么我们可以看出,频率越高,辐射角就越大,可以形成与正常的衍射相反的光环.另一方面,要满足这个条件,辐射光波长是不能大于激光波长的,所以在大于激光中心波长的一侧就不会有锥角辐射.这些都得到了实验很好的验证. Nibbering 等人^[21]的实验还表明 $n_R(\omega)\cos\theta$ 接近于一个常数 n_L ,进一步证实了激光在空气中产生的锥角辐射可以看作一种切连科夫辐射.

4 超连续谱(Supercontinuum)和白光激光(white light laser)

超连续谱的产生是超短脉冲强激光在透明光学介质中传输时出现的一种普遍的现象.自从1970年这一现象被发现以来,人们已经在固体、液体和气体中发现了这种现象,认为根本的原因是自相位调制(SPM)的作用.当超强超短激光脉冲在空气中传输时,会出现很强的谱展宽,并且在短波方向展宽要多,这与产生的等离子体中的自感应的相位调制是分不开的,也与上面的几种辐射机制有关,尤其是韧致辐射和复合辐射.激光场的相位通过非线性折射率、电离、拉曼效应等过程自我调制,使得激光光束在空气中传输一段距离后,光谱得到明显的展宽.

首先,我们定性地看一下通道中的等离子体对光谱展宽的贡献.

超强激光脉冲在空气中传输时产生等离子体通道,在等离子体通道内,低密度等离子体对空气折射率的影响为^[31]: $\Delta n_p = -\frac{\omega_p^2}{2\omega^2}$. 式中 $\omega_p = [4\pi e^2 N_e(I)/m_e]^{1/2}$ 为等离子体频率, N_e 为等离子体密度.则等离子体引起的相位变化为

$$\Delta\phi = \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} \frac{2\pi L}{\lambda}, \quad (6)$$

那么引起的频率变化就是

$$\Delta\omega = \frac{\partial\phi}{\partial t} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{4\pi e^2}{2m_e\omega^2} \frac{\partial N_e}{\partial z}. \quad (7)$$

可见 $\Delta\omega \sim \frac{\partial N_e}{\partial z}$. 从上面我们提到的运动焦点模型中可以看到,激光脉冲在时间上分的不同的层聚焦在各自的焦点上,激光脉冲的后沿的“每一层”遇到的将是突然增加的电子密度,也就是说 $(\partial/\partial z)N_e(z) > 0$,结果就造成了光谱在短波方向很大的展宽.又因为电子密度梯度从小到大连续变化,结果就使频率有一个连续的增加,形成了短波方向上的连续谱.在等离子体通道的末端,电子密度会缓慢减少,使频率有一定的减小,造成长波方向一定的展宽,但相对于短波方向来说要小得多.从上面分析可以看出,激光在空气中传输一段距离后,光谱会展宽很大的范围,尤其是短波方向.考虑到我们常用的飞秒激光的频率在近红外,那么光谱短波方向的展宽就会覆盖可见光区域,这就是我们常说的白光辐射. Sprangle 等人^[32]的理论研究发现,若考虑到束缚电子、拉曼散射和等离子体对光谱展宽的贡献,在激光脉冲的前沿相对于激光频率出现了10%的红移,在脉冲的后沿出现了40%的蓝移.最近很多的实验也验证了这种超连续光谱的产生.目前人们已经测量到从150nm^[33]到4.5 μm ^[8]的超连续谱.

实验还证明,强激光在透明介质中传输时产生的白光辐射具有很好的相干性. Chin 等人^[34]让激光分别通过水、甲烷和四氯化碳,产生了超连续白光.他们对测到的超连续白光的相干长度($L_{\text{相干}}$)与非相干光源白炽灯泡发出的相应波长光的相干长度($L_{\text{非相干}}$)进行了比较,发现比 $L_{\text{相干}}/L_{\text{非相干}}$ 和介质无关,也就是说这种相干超连续白光的产生具有普遍性,并且这个比率在500—800nm谱段和所用激光波长800nm处的比率是相等的.我们可以得出结论,超连续白光所有波段的相对相干长度实际上是和所用激光的相对相干长度是一样的.所以,从产生的超连续白光的相干长度的角度来说,我们就可以认为它就是白光激光脉冲. Watanabe 和 Itoh^[35]也验证了强激光在水中所产生的光丝和超连续白光都具有很好的空间相干性,使我们进一步确信“白光激光”的存在.

另外需要说明的是,上面提到的锥角辐射也伴随着光谱的展宽,但是锥角辐射产生有着更复杂的机制,人们对它还没有统一的解释,而且锥角辐射光相对白光来说很弱.图6中的中心白色光斑是我们所说的白光,而锥角辐射光是白光光斑周围的环状

辐射,由于它的复杂性,可以认为锥角辐射是独立于白光辐射的一种辐射。

5 三次谐波的产生

近几年,激光与气体相互作用过程产生高次谐波的研究引起了研究人员浓厚的兴趣,人们认为它是获得高强度、相干的紫外和 X 射线源的一个可行的途径。但是在空气中传输时产生的高次谐波,人们对它的研究才刚刚起步。1996 年,Backus 等人^[36]成功地将 800nm/22fs/1mJ 的激光脉冲聚焦到空气中得到了 266nm/16fs/1μJ 的三次谐波脉冲,转换效率达到了 0.1%,目前已有在空气中产生三次谐波的转换效率达到 0.2% 的报道^[10,37]。

激光和气体相互作用可以为高效率高次谐波的产生提供很好的条件,因为谐波的转化效率不仅和激光的强度有关,还和相互作用长度有关。通常,强聚焦可以在作用区域得到很强的激光强度,但是相互作用长度很短。而当强激光在空气中传输时,我们既可以得到很强的激光强度,也可以使激光和空气的相互作用长度得到很大的延长。因为空气的非线性克尔自聚焦效应和等离子体通道的散焦作用的动态平衡可以使激光在空气中形成长等离子体通道,这样,不但通道内激光强度很高,而且激光和空气的相互作用长度也很长。理论和实验^[9,38-41]都表明,由于激光在空气中的自引导传输,激光脉冲可以传播很多个瑞利长度。所以,让强激光束在空气中传输是得到高转换效率谐波的非常有效的可行途径。

杨辉等人^[10]的研究研究发现,在固定的激光强度下,存在一个最佳聚焦距离,使得三次谐波的转换效率存在最大值。在相位匹配条件下的三次谐波辐射强度公式为

$$I_{3\omega}(z) = \frac{(3\omega)^2}{n_{3\omega}n_{\omega}^3\epsilon_0c^4}I_{\omega}^3l_{\text{eff}}^2, \quad (8)$$

式中 $l_{\text{eff}} = \chi_{\text{eff}}Z(\chi_{\text{eff}} = \hat{e}_{3\omega}\chi^{(3)}\hat{e}_{\omega}\hat{e}_{\omega}\hat{e}_{\omega})$ 为有效作用长度。(8)式可以看出,要使三次谐波辐射具有最大的转换效率,只要使基频激光强度和有效作用长度的乘积 $I_{\omega}l_{\text{eff}}$ 具有最大值。杨辉等人的研究发现,当激光能量在 28mJ 时,使用 60cm 的透镜进行聚焦,对应的三次谐波的转换效率达到最大,超过了 0.12%。

此外,AközbeK 等人^[42]对超强飞秒激光脉冲在空气中传输的研究发现,激光在空气中传输时形成了双色光丝,即抽运光丝和三次谐波光丝,它们耦合在一起传输,其中三次谐波传输了好几个相干长度

(相干长度为 $L_c = \pi/|\Delta k|$,其中 $\Delta k = 3k_0(n_{\omega} - n_{3\omega})$ 为相位失配量),并且两个光丝之间没有明显的相位移动现象,基频波与三次谐波具有基本相同的群速度,其相位失配量基本保持不变。当入射激光强度超过临界功率时,在等离子体通道长度范围内,产生的三次谐波的能量基本为常数,距离变化很小,三次谐波脉冲不会再把能量转移给基频波,这与初始的波矢的不匹配无关。他们把这叫做光丝中两个脉冲之间的非线性锁相(phase-locking)机制。

6 结论

超短脉冲强激光在空气中的传输是一个十分复杂的过程,由于激光脉冲和空气的相互作用以及它们自身的作用,出现了很多复杂的现象。激光在空气中传输时,由于非线性克尔自聚焦效应和等离子体散焦作用的动态平衡,强激光束成丝传输,形成等离子体通道。在激光形成的丝状等离子体通道内,存在几种重要的复合和辐射机制,其中碰撞复合为主要的复合机制,韧致辐射,复合辐射和激发辐射为主要的辐射机制。但是通道所表现出来的诸多现象,如光谱展宽、高次谐波的产生等等主要是由各种非线性效应引起的,主要是自相位调制的作用。这些现象的研究已经在诸如激光引雷、遥感、远程控制等领域中显示了重要的应用前景。

参 考 文 献

- [1] Branun A *et al.* Opt. Lett. ,1995 ,20 :73
- [2] W ? ste L *et al.* Las. Opt. ,1997 ,29 :51
- [3] Fontaine B La *et al.* Phys. Plasmas ,1999 ,6 :1615
- [4] Yang H ,Zhang J *et al.* Phys. Rev. E ,2001 ,65 :016406
- [5] Schillinger H ,Sauerbrey R. Appl. Phys. B ,1999 ,68 :753
- [6] Tzortzakis S *et al.* Phys. Rev. E ,1999 ,60 :3505
- [7] Ladouceur H D *et al.* Opt. Lett. ,2001 ,189 :107
- [8] Kasparian J *et al.* Opt. Lett. ,2000 ,25 :1397
- [9] Yang H Zhang J *et al.* Phys. Rev. E ,2002 ,66 :016406
- [10] Yang H Zhang J *et al.* Phys. Rev. E ,2003 ,67 :015401
- [11] Wöste L *et al.* Laser Optoelektron. ,1997 ,29 :51
- [12] 钱士雄,王恭明.非线性光学.上海:复旦大学出版社,2001. 120[Qian S X. Wang G M. The Nonlinear Optics. Shanghai : Fudan University Press ,2001. 120(in Chinese)]
- [13] Brodeur A *et al.* Opt. Lett. ,1997 ,22 :304
- [14] 沈元壤.非线性光学原理(上册).北京:科学出版社,1987. 337[Shen Y R. The Principles of Nonlinear Optics(Volume One). Beijing Science Press ,1987. 337(in Chinese)]
- [15] 傅喜泉等.强激光与粒子束,2002 ,14 :197 [Fu X Q *et al.* High power laser and particle beams ,2002 ,14 :197(in chinese)]
- [16] Corkum P B. IEEE J. Quantum Electron. ,1985 ,21 :216
- [17] Rae S C. Opt. Comm. ,1994 ,104 :330
- [18] Mlejnek M ,Wright E M ,Moloney J V. Opt. Lett. ,1998 ,23 :382

[19] 徐家鸾等. 等离子体物理学. 北京 :原子能出版社 ,1981. 41
 [Xu J L *et al.* The Plasma Physics. Beijing :Atomic Energy Press ,1981. 41(in Chinese)]

[20] 朱士尧. 等离子体物理基础. 北京 :科学出版社 ,1983. 30
 [Zhu S Y. The Foundation of Plasma Physics. Beijing Science Press ,1983. 30(in Chinese)]

[21] Tzortzakis S *et al.* Opt. Lett. ,2000 ,25 :1270

[22] Nibbering E T J *et al.* Opt. Lett. ,1996 ,21 :62

[23] Chin S L *et al.* Opt. Comm. ,2001 ,188 :181

[24] Chin S L *et al.* Opt. Comm. ,2002 ,210 :329

[25] Golubtsov I S ,Kosareva O G J. Opt. Tech. ,2002 ,69 21

[26] Kosareva O G *et al.* Opt. Lett. ,1997 ,22 :1332

[27] Golubtsov I S *et al.* Atmos. Ocea. Opt. ,2001 ,14 :303

[28] Aközbeke N *et al.* J. Mod. Opt. ,2002 ,49 :475

[29] Kandidov V P *et al.* Quantum Electronics ,2003 ,33 :69

[30] Golub I. Opt. Lett. ,1990 ,15 :305

[31] Chin S L *et al.* J. Non. Opt. Phys. ,1999 ,8 :121

[32] Sprangle P *et al.* Phys. Rev. E ,2002 ,66 :046418

[33] Nishioka H *et al.* Opt. Lett. ,1995 ,20 :2505

[34] Chin S L *et al.* Jpn. J. Appl. Phys. ,1999 ,38 :L126

[35] Watanabe W ,Itoh K. Jpn. J. Appl. Phys. 2001 ,40 :592

[36] Backus S *et al.* Opt. Lett. ,1996 ,21 :665

[37] Aközbeke N *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2002 ,89 :143901

[38] Tzortzakis S *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 ,86 :5470

[39] Nibbering E T J *et al.* Opt. Lett. ,1996 ,21 :62

[40] Couairon A ,Berge L. Phys. Plasmas ,2000 ,7 :193

[41] Berge L ,Couairon A. Phys. Plasmas ,2000 ,7 :210

[42] Aközbeke N *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2002 ,89 :143901

· 物理新闻和动态 ·

极化力导致回旋频率变化

带电粒子在一个均匀磁场中的回旋频率为 qB/m 其中 q 和 m 是粒子的电荷与质量 B 是磁感应强度. 这一关系式是使用离子回旋共振质谱仪进行分子质量对比的基础. 其应用范围涵盖了鉴别生物分子、研究化学反应速率直到确定原子光谱的精细结构常数. 美国麻省理工学院 (MIT) 的物理学家 David Pritchard 及其同事们发现, 对于可极化的粒子, 这个公式需要做些修改. 由于在做回旋运动的粒子中会感应出电偶极矩, 而电偶极子的两端运动速度略有不同, 因此粒子会被极化, 最终的结果是回旋频率发生小的变化.

MIT 的研究组在高精度的测量中发现, 对于 CO^+ 离子, 这种频率的变化约为十亿分之一. 此外, 由于离子的极化度依赖于其内部的量子态, 每当离子跳到不同的内部量子态时, 回旋频率就会发生变化. 通过测量这种变化, Pritchard 等可计算分子的偶极矩, 并可以确定分子的量子态.

这种以前一直没有认识到的效应影响着精确的质量对比, 其应用包括对爱因斯坦的质能关系式以及电荷 - 宇称 - 时间反演对称性的直接检验等.

(树华 编译自 Nature ,2004 430 58 及 Physics Web News 1 July 2004)

· 信息服务 ·



Rensselaer

美国伦斯勒理工学院招生信息

Troy , New York , U. S. A.

October , 2004

JOIN OUR GRADUATE SCHOOL IN PHYSICS

Ph. D. in Department of Physics , Applied Physics , and Astronomy

Areas of research : Terahertz Imaging and spectroscopy , Terascale Electronics and photonics , Nano-Particles Physics , Bio-physics , Origins of Life , Astronomy , Elementary Particles Physics. Teaching , research assistantships , and fellowships are available.

Application : <http://www.rpi.edu/dept/grad-services/>

Information : <http://www.rpi.edu/dept/phys/>

E-mail : gradphysics@rpi.edu