

高能脉冲 CO₂ 激光等离子体波导的研究

吴涛^{1,2,3}, 王新兵^{2,3}, 左都罗^{2,3}, 王世芳⁴

(1. 武汉工程大学理学院, 湖北 武汉 430074;

2. 华中科技大学国家光电实验室(筹), 湖北 武汉 430074;

3. 华中科技大学光电子科学与工程学院, 湖北 武汉 430074;

4. 湖北第二师范学院物理与电子信息工程系, 湖北 武汉 430205)

摘要:等离子体波导是延长强激光与等离子体相互作用长度的有力工具。文章论述了等离子体波导的基本原理, 推导了匹配的光斑半径公式, 评述了强激光脉冲等离子体波导的最新研究进展, 针对现有毛细管放电等离子体波导和固体激光等离子体波导结构的不足, 提出了一种利用高能脉冲 CO₂ 激光击穿低压气体产生波导的新方案, 该等离子体波导口径小、存续时间长, 降低了超强激光束与等离子体波导之间的同步要求。

关键词:等离子体波导; 毛细管放电; CO₂ 激光脉冲

中图分类号: TN249

文献标识码: A

0 引言

强激光在电离气体及等离子体介质中的传输是强激光等离子体物理学的一个重要研究方向, 在许多应用研究领域起着举足轻重的作用, 如: 激光核聚变“快点火”、激光尾场加速电子和质子、激光引雷、激光雷达、激光诱导 THz 辐射、X 射线激光和高次谐波产生等^[1-4]。在这些应用当中, 都希望延长强激光与等离子体的相互作用长度, 即将强激光脉冲在介质中以较小的、不变的光斑半径传输比较远的距离, 并且尽可能的延长波导的存续时间。当没有这种波导时, 相互作用长度受到瑞利长度 ($Z_R = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}$) 的限制。同时, 强激光脉冲在部分电离的等离子体中传播时, 激光和等离子体的相互作用长度进一步受到电离引起的折射率散焦效应的制约。一般可以采用空心介质波导和等离子体波导来实现强激光脉冲的传输。在空心介质波导中, 掠入射的激光脉冲通过在空心毛细管内壁上的反射而传播。但由于在空心毛细管入口处形成强烈等离子体, 限制了空心介质波导的寿命和传输效率。另外, 随着激光强度的增大, 多数波导介质都会受到激光的损伤和分解。随着啁啾脉冲放大技术的发展, 小型的台式激光系统已经可以获得脉冲宽度达到飞秒量级, 聚焦强度为 10^{18-21} W/cm² 的激光脉冲, 然而, 普通光纤的激光

损伤阈值只有 10^{12} W/cm²。激光在充分电离的包含有大量自由电子和离子的等离子体中传播时, 不存在损伤阈值的问题。从这两方面来讲, 利用等离子体波导来约束强激光脉冲的传输是必须的。

1 等离子体波导的基本原理

等离子体是由大量带电粒子组成的非束缚态宏观体系。等离子体中粒子的运动行为在很大程度上表现为集体的运动, 由于等离子体的微观基本组元是带电粒子, 一方面电磁场支配着粒子的运动, 另一方面带电粒子运动又会产生电磁场, 因而等离子体中粒子的运动与电磁场的运动紧密耦合, 不可分割。在等离子体中, 可能存在的波导方式有两种:

a. 相对论波导。在这种等离子体波导中, 激光功率要大于相对论自聚焦的阈值功率^[5], 即光强和激光波长满足关系式 $I_0 \lambda^2 \geq 10^{18}$ [W · μm²/cm²], 例如超强飞秒激光脉冲在气体中传输时, 气体介质首先发生极化使激光波前向折射率较大的区域弯曲, 出现非线性克尔自聚焦现象。轴向 ($r=0$) 激光强度逐渐聚集, 当光强达到气体介质的电离阈值时, 气体被电离产生等离子体, 由于激光强度呈轴上最大沿径向逐渐减小分布, 产生的等离子体密度也将是轴上最大而沿径向逐渐减小。根据等离子体中电磁波的色散关系, 波导中径向折

射率分布 $\eta(r) = \sqrt{1 - \frac{N_e(r)e^2}{\gamma m_e \epsilon_0 \omega^2}}$, r 为波导径向半径, $N_e(r)$ 为电子密度, γ 为相对论因子. 这样电离产生的等离子体修正折射率的径向分布, 使轴上减小而沿径向逐渐增大, 类似于发散透镜出现激光散焦, 即等离子体散焦效应. 同时由于等离子体电子在超强光场中快速颤动使电子质量增加, 即相对论质量增加, 这种质量增加与光强有关, 它对折射率的调制会导致相对论性自聚焦效应. 由此可见, 强激光在电离气体中传输时, 不仅会有与介质极化有关的 Kerr 非线性自聚焦效应, 而且还会有与电子相对论质量有关的相对论非线性自聚焦效应. 如果强激光传输的瑞利衍射和等离子体散焦效应与自聚焦效应能够相互达到动态平衡时, 则强激光能在电离气体中自导引传输, 形成等离子体波导.

b. 预等离子体波导. 这种波导要求预先形成一个等离子体通道, 电子密度为抛物线型分布: $N_e(r) = N_e(0) + \Delta N_e \frac{r^2}{r_{ch}^2}$, $N_e(r)$ 是距离轴线 r 处的电子密度, $\Delta N_e(r)$ 是在 $r = r_{ch}$ 处的电子密度增量. 它可以导引一个匹配光斑半径为 W_m 的高斯激光脉冲自导引传输, 即光斑半径在传输过程中保持不变.

对于非相对论等离子体波导, 匹配激光光斑半径由等离子体通道的参数决定. 考虑完全电离的无碰撞低密度等离子体, 当传导的激光脉冲没有进一步电离等离子体时, 有质动力和相对论效应可以忽略, 波动方程写为:

$$\nabla^2 E = \frac{\omega_p^2}{c^2} E + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (1)$$

其中 $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi e^2 N_e}{m_e}}$, ω_p 为等离子体电子振荡频率, N_e 为等离子体电子密度, m_e 为电子质量, e 为电子电荷. 根据等离子体中电磁波的色散关系, 得到等离子体中电磁波的折射率 η 随电子密度的分布公式

$$\eta(r) = \sqrt{1 - \frac{N_e(r)e^2}{m_e \epsilon_0 \omega^2}} \quad (2)$$

从(2)式可以看出, 电子密度呈抛物线分布, 折射率轴线上最大, 沿径向逐渐减小, 类似于折射率渐变的光纤, 如同透镜一样将光线聚焦. 下面推出匹配的光斑半径公式, 考虑到折射率, 将波动方程重新写为:

$$\nabla^2 E + \frac{\omega^2}{c^2} \eta^2 E = 0 \quad (3)$$

考虑激光场在等离子体中沿 z 轴传输, 电磁振动方向与传播方向垂直, 将电场的表示式写为: $E =$

$E_{\perp} e^{ikz} \hat{E}$, 代入(3)式得到

$$\nabla^2 E_{\perp} + (\eta^2 k^2 - \beta^2) E_{\perp} = 0 \quad (4)$$

考虑激光场高斯光束的光强分布 $E_{\perp} = E_0 e^{-\frac{r^2}{w_0^2}}$, 利用其柱对称性, 利用柱坐标系将(4)式写为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right) E_{\perp} + (\eta^2 k^2 - \beta^2) E_{\perp} = 0 \quad (5)$$

将(2)式和高斯光强分布表达式代入(5)式, 得

$$\left(\frac{-4}{W_0^2} + \frac{4r^2}{W_0^4} \right) e^{-\frac{r^2}{w_0^2}} + \left(\left(1 - \frac{N_e(r)e^2}{\epsilon_0 m_e \omega^2} \right) k^2 - \beta^2 \right) e^{-\frac{r^2}{w_0^2}} = 0 \quad (6)$$

将电子密度为抛物线分布的表达式代入(6)式, 并比较 r^2 项的系数, 得匹配的光斑半径公式

$$W_m = \left(\frac{r_{ch}^2}{\Delta N_e \pi r_e} \right)^{1/4} \quad (7)$$

其中 $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2}$ 为经典的电子半径.

2 等离子体波导实验研究进展

在真空毛细管中实现脉冲放电, 从而将毛细管内壁上的物质消融和电离, 可以形成一个稳定、长时间存在的等离子体通道. Pogorelsky 等人^[6]研制出了长 17 mm 内径 1 mm 的聚丙烯毛细管传输皮秒级 CO₂ 激光, 效率 $\geq 70\%$. 然而, 对于放电消融毛细管等离子体波导, 等离子体中可能含有低电离态离子, 虽然能获得很高的传输效率, 但是电离引起的散焦效应会导致强脉冲激光光斑大小沿传输距离出现周期性的变化. 在毛细管 Z pinch 快速放电驱动的等离子体中, 也观察到了透明的等离子体通道. Hosokai 等人^[7]研制成了 20 mm 长的通道, 传导输入峰值强度大约为 10^{17} W/cm² 激光脉冲, 脉冲能量透过率达到 64%. 这种方法的缺点在于等离子体通道仅仅存在几个纳秒的时间, 并且要求激光器系统和 Z pinch 放电之间同步精度很高.

Hooker 等人^[8]2000 年开始研究毛细管放电等离子体波导, 他们分别研究了放电消融毛细管内壁的方法和充气毛细管放电产生的等离子体波导, 认为充气毛细管慢放电等离子体波导更适合于强激光的传输. 高透过率等离子体波导的存续时间约 100 ns, 大幅度降低了超强激光束与等离子体波导之间的时间同步要求, 这是充气毛细管慢放电等离子体波导的显著优点.

1974 年, Johnson 等人^[9]报道了采用能量 30 J 脉宽 150 ns 的高能脉冲 CO₂ 激光束, 经 45 cm 焦距透镜聚焦(焦斑直径略小于 1 mm, 与透镜的球差相对应), 击穿 30 Torr 氦气或者 10 Torr 氩气,

产生中空电子密度分布等离子体通道的研究工作,他们观察到等离子体通道对 CO_2 激光束的波导作用,但这种波导口径达 3 mm,不适合固态强激光的传输.1993 年,美国马里兰大学的 Duffee 等人^[10]报道了固体激光击穿气体形成等离子体波导的首次演示实验,他们利用锥透镜聚焦脉宽 100 ps 能量 100 mJ 左右的激光束,产生了 24 倍瑞利长度的等离子体波导.

国内大陆地区,还较少开展等离子体波导方面的研究工作.在毛细管放电方面,主要是通过脉冲放电产生高温高速等离子体射流,用于等离子体隐身,速度推进和发射物体等^[11,12].哈尔滨工业大学的研究人员^[13]进行了毛细管放电产生软 X 射线辐射的研究;北京师范大学的陈宝振教授等^[14]研究了飞秒强激光在充气毛细管中产生三次谐波的效率;中科院上海光机所的研究人员^[15]研究了飞秒强激光作用下微毛细管等离子体 X 射线的辐射特性.国内激光产生等离子体通道方面的实验研究,大部分的工作是激光引发的空气等离子体通道,如中科院物理所、上海光机所和武汉数学与物理研究所的研究人员,均采用飞秒激光产生空气等离子体通道^[16-18],以及中南民族大学的研究者采用纳秒激光产生空气等离子体通道^[19],这种通道是一种低密度等离子体通道,不适合强激光束的传输.

3 高能脉冲 CO_2 激光产生等离子体波导的研究

尽管毛细管放电等离子体波导是一种较理想的高能脉冲激光束传输通道,已经利用这种通道获得了良好的超强激光束传输实验结果.但是一旦选定毛细管,毛细管波导的结构就无法调整,给实验参数的优化带来困难;由于强放电的存在,毛细管管壁可能产生溅射,影响毛细管寿命,也在等离子体中带来了不完全电离的残片,降低等离子体波导的传输效果;强激光脉冲耦合进毛细管时,必须进行精确的调整,一旦强激光束照射在毛细管端口上,就有可能破坏毛细管;毛细管由于流阻大,气体必须连续注入,毛细管之外真空区的中性粒子对高能激光的传输将带来损耗.激光击穿产生的等离子体波导,一般产生于自由空间,因此不存在调整不准引起的结构破坏和溅射引起的寿命缩短,通过调节激光束参数、气体参数和外加磁场参数,可以对等离子体波导的结构进行调节,给实验带来了很大的灵活性.目前,固体激光产生的等离子体波导,泵浦激光脉宽一般为 100 ps 量级,最

长脉宽也仅有 1 ns,与此相对应,波导存续的时间在纳秒量级,对波导和需导引的超强激光束有较高的同步精度要求.

将短脉冲激光聚焦,在焦点处瞬间击穿引起流体膨胀,从而形成等离子体波导的相关研究,可以追溯到 20 世纪 70 年代.当时,以激光核聚变为目的,开展了高能脉冲 CO_2 激光与等离子体相互作用的研究.采用高能脉冲 CO_2 激光产生直径 100 μm 量级的适合强激光束传输的小口径波导,关键在于改善光束质量、进行脉宽压缩和脉冲形状控制,对光束进行紧聚焦和采用脉冲强磁场对等离子体进行压缩.光束质量方面,采用磁开关短脉冲放电技术获得短脉冲激光束,光束质量已接近一倍衍射极限;调整高能脉冲 CO_2 激光器的工作气体和工作气压,获得前沿峰值功率高、后续一定时间拖尾的高能 CO_2 激光脉冲.脉宽方面,采用磁开关短脉冲放电技术,最窄脉宽不到 100 ns (FWHM).放电激励采用快放电技术,工作气体采用高压(1 大气压或更高)的低氮含量工作气体,并且对谐振腔的损耗进行调整(如在谐振腔内设置 SF_6 饱和吸收池),完全有可能进行激光脉冲压缩和脉冲形状控制.光束聚焦方式可以考虑无球差的点聚焦方式、短焦距柱形抛物面线聚焦方式、锥面反射镜线聚焦方式或锥透镜线聚焦方式,这几种聚焦方式,除短焦距抛物线形柱面聚焦不易进行等离子体的脉冲强磁场压缩外,其它方式均可进行等离子体磁压缩.按焦斑半径

$$\omega_0 = 1.22 \lambda \beta \frac{f}{D} \quad (8)$$

计算,对于无球差点聚焦,采用相对孔径 $D/f=1/10$ 的聚焦装置,一倍衍射极限光束,焦点半径 129 μm ,瑞利长度约 5 mm,200 J 脉冲能量,200 ns 脉冲宽度,焦点处功率密度可达 $1.9 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$;若采用大相对孔径的抛物线型柱面聚焦镜,如 $D/f=2.5$ 的聚焦装置,即使光束质量是 3 倍衍射极限,焦点半径也可控制在波长数量级 15.5 μm ,按文献[20]击穿低压氮气和氢气的功率密度 $2.5 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ 计算,聚焦线的长度可以达到 25.8 cm,不受瑞利长度的限制.因此,采用高能脉冲 CO_2 激光产生小口径的等离子体波导在原理和技术上是可行的,但聚焦方式的选取,聚焦装置的光学质量对获得高功率密度聚焦区有重要影响.磁压缩方面,可以采用环绕等离子体波导布局的螺线管,触发高压开关,使高压电容经螺线管进行脉冲放电,产生一平行于等离子体波导轴线的脉冲强磁场,对等离子体波导进行横向约束,防止波

导横截面的过度扩张。击穿气体可选择氩或氦等小原子序数气体作为背景气体的主要成分,为降低激光击穿阈值,可添加高吸收气体成分如NII₃,或易击穿气体如PH₃。

4 结 语

强激光等离子体在国防和民用方面的广阔应用前景,极大的推动了激光等离子体研究的发展,等离子体波导是其中一个重要的研究方向,延长等离子体波导的长度和存续时间是一个主要目标。高能脉冲CO₂激光器是一种脉冲能量高、脉宽变化范围宽(自由振荡激光器,脉宽可由数十纳秒到数十微秒之间变化)、价格低廉的激光器,聚焦这种激光束,可以有效地产生等离子体波导。预计这种等离子体波导,兼具毛细管放电等离子体波导和激光击穿等离子体波导的特点:无固定的物理边界,无溅射污染,调整失配不影响等离子体波导寿命,弥补了毛细管放电等离子体波导的不足;等离子体波导存续时间长,降低了超强激光束与等离子体波导之间的同步要求,弥补了现有固体激光等离子体波导的不足。

参考文献:

- [1] Tabak M, Hammer J, Ginsky M E, et al. Ignition and high gain with ultrapowerful lasers [J]. Phys Plasmas, 1994, 1(5): 1626 - 1634.
- [2] Leemans W P, Nagler B, Gonsalves A J, et al. GeV electron beams from a centimetre - scale accelerator [J]. Nature Physics, 2006(2): 696 - 699.
- [3] Macklin J J, Kmetec J D, Gordon C L. High - order harmonic generation using intense Femtosecond pulses [J]. Phys Rev Lett. 1993, 70: 766.
- [4] Thomas Antonsen M, Palastro John, Milchberg Howard M. Excitation of terahertz radiation by laser pulses in nonuniform plasma channels [J]. Phys Plasmas, 2007, 14(3): 033107.
- [5] Richie B. Relativistic self - focusing and channel formation in laser - plasma interaction [J]. Phys Rev E, 1994, 50: 687.
- [6] Pogorelsky I V, Pavlishin I V, Ben - Zvi I. Transmission of high - power CO₂ laser pulses through a plasma channel [J]. Applied Physics Letters, 2003, 83(17): 3459 - 3461.
- [7] Hosokai T, Kando M, Dewa H, et al. Optical guidance of terawatt laser pulses by the implosion phase of a fast Z - pinch discharge in a gas - filled capillary [J]. Opt Lett, 2000, 25: 10 - 12.
- [8] Hooker S M, Spence D J, Smith R A. Guiding of high - intensity picosecond laser pulses in a discharge ablated capillary waveguide [J]. J Opt Soc Am, 2000, 17: 90 - 98.
- [9] Johnson L C, Chu T K. Measurement of Electron Density Evolution and Beam Self - Focusing in a Laser - Produced Plasma [J]. Phys Rev Lett, 1974, 32(10): 517 - 520.
- [10] Durfee III C G, Milchberg H M. Light pipe for high intensity laser pulses [J]. Phys Rev Lett, 1993, 71(15): 3.
- [11] 孙媛, 张家良, 王德真, 等. 一种新型大气压毛细管介质阻挡放电冷等离子体射流技术 [J]. 物理学报, 2006, 55(1): 344 - 350.
- [12] 刘克富, 夏胜国, 潘垣. 毛细管等离子体射流技术研究现状及应用前景 [J]. 强激光与粒子束, 2003, 15(7): 659 - 662.
- [13] 赵永莲, 李岩, 谢耀, 等. 毛细管放电装置主开关结构对产生软 X 射线激光的影响 [J]. 中国激光, 2006, 33(9): 1176 - 1179.
- [14] 陈宝振, 黄祖洽. 飞秒强激光在充气毛细管中产生三次谐波的效率 [J]. 物理学报, 2005, 54(1): 113 - 116.
- [15] 钟方川, 覃岭, 邓健, 等. 飞秒强激光作用下微毛细管等离子体 X 射线辐射特性 [J]. 中国激光, 2001, 28(7): 612 - 616.
- [16] 张杰, 郝作强, 远晓辉, 等. 超强飞秒激光脉冲在空气中的传输研究 [J]. 量子电子学报, 2006, 23(5): 282 - 294.
- [17] 朱佳斌, 季忠刚, 邓蕴沛, 等. 外加高压电场下空气中激光等离子体通道寿命研究 [J]. 光学学报, 2007, 27(6): 1059 - 1062.
- [18] 林晨, 张立文, 覃晓, 等. 空气中飞秒激光自聚焦等离子体通道的电导特性 [J]. 强激光与粒子束, 2006, 19(5): 733 - 736.
- [19] 宋述燕, 林兆祥, 孙奉婁. 纳秒激光大气等离子体通道的实验研究 [J]. 中国激光, 2008, 35(3): 388 - 390.
- [20] Nakamura K, Nagler B, Tóth Cs, et al. GeV electron beams from a centimeter - scale channel guided laser wakefield accelerator [J]. Physics of Plasmas, 2007, 14(5): 056708 - 1.

(下转第 88 页)

$$\frac{2}{(k+1)(k-1)}\{T(r,f)+T(r,g)\} + \frac{2}{k+1}\bar{N}_k\left(r,\frac{1}{f-a_1}\right).$$

注意到

$$\bar{N}_k\left(r,\frac{1}{f-a_1}\right) \leq N\left(r,\frac{1}{G}\right) \leq N(r,G)+S(r),$$

于是

$$N_k\left(r,\frac{1}{f-a_1}\right) \leq \frac{2}{(k-1)^2}\{T(r,f)+T(r,g)\}+S(r),$$

$$\bar{N}_k\left(r,\frac{1}{f-a_1}\right) + \bar{N}_k\left(r,\frac{r}{g-a_1}\right) \leq \frac{4}{(k-1)^2}\{T(r,f)+T(r,g)\}+S(r). \quad (4)$$

由 (3) 及 (4) 知, $\frac{1}{2}\left(2-\frac{1}{k}-\frac{2}{k(k-1)}\right) \leq$

$\frac{4}{(k-1)^2}$, 得 $k \leq 3$, 这与 $k \geq 1$ 相矛盾.

参考文献:

- [1] 仪洪勋, 杨重骏. 亚纯函数的唯一性理论[M]. 北京: 科学出版社, 1995.
- [2] Ueda II. Unicity theorems for meromorphic or entire functions[J]. Kodai Math J, 1983, 6: 26-36.
- [3] 张庆彩, 杨连中. 具有四个公共值的亚纯函数的唯一性[J]. 山东科学, 1999, 12(2): 8-12.
- [4] Yao Wei-hong. Two entire functions sharing four small functions in the sense of $\bar{E}_k(\beta, f) - \bar{E}_k(\beta, g)$ [J]. Acta Math Sci, 2003, 23B(1): 23-32.

Entire functions sharing three values

DAI Ji-neng, LI Yuan-yuan

(School of Science, Wuhan Institute of Technology, Wuhan 430074, China)

Abstract: By applying Nevanlinna theory and the uniqueness theory for entire functions, the uniqueness of entire functions sharing three values with multiplicities is studied and some results are obtained, which generalizes known theorems.

Key words: entire functions; shared values; uniqueness

本文编辑: 萧 宁



(上接第 85 页)

Plasma waveguide formation by intense CO₂ laser pulses breaking down low-pressure gas

WU Tao^{1,2,3}, WANG Xin-bing^{2,3}, ZUO Du-luo^{2,3}, WANG Shi-fang⁴

(1. School of Science, Wuhan Institute of Technology, Wuhan 430074, China; 2. College of Optoelectronic Science and Engineering, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China;

3. Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, Wuhan 430074, China; 4. Department of Physics and Electronic Engineering, Hubei University of Education, Wuhan 430205, China)

Abstract: Propagation of laser pulses in a plasma waveguide has been proposed as an effective means of extending the interaction length with an under dense plasma. Fundamental principles of plasma waveguide is discussed, and then the matched spot size is calculated from Maxwell's equations. Recent progress on the laser pulses plasma waveguide and their applications is presented. A new scheme of plasma waveguide using high energy CO₂ laser pulse induced low-pressure gas breakdown, which overcomes the shortcomings of capillary gas discharge plasma waveguide and solid laser induced plasma waveguide, is suggested. The plasma waveguide should thus provide guiding for smaller spot sizes over longer interaction time. A time synchronization requirement between high intensity laser beams and plasma waveguide should also be reduced.

Key words: plasma waveguide; capillary gas discharge; CO₂ laser pulse

本文编辑: 萧 宁