

文章编号: 1001-3806(2010)03-0320-03

紫外激光脉冲的光纤传输特性研究

夏彦文, 唐 军, 孙志红, 刘 华, 彭志涛, 徐隆波, 元浩宇
(中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

摘要: 为了满足大型激光系统对紫外激光脉冲时间波形测量要求, 采用紫外单模光纤进行传输取样的方法, 理论分析了紫外脉冲在光纤中的线性传输特性, 对影响脉冲波形测量的因素进行系统评价; 并测试了紫外激光脉冲经过单模纯石英光纤传输后的脉冲波形。结果表明, 对于纳秒、亚纳秒量级的紫外激光脉冲, 单模紫外光纤是一种较好的传输介质; 考虑到光纤损耗及探测器灵敏度限制, 紫外光纤不宜作长距离传输。研究结果对高功率激光装置紫外光脉冲时间波形测量提供了理论和实验依据。

关键词: 光纤光学; 紫外脉冲; 线性传输; 脉冲波形

中图分类号: TN247

文献标识码: A

doi: 10.3969/j.issn.1001-3806.2010.03.010

Research of propagating characteristics of ultraviolet laser pulse in optical fiber

XIA Yan-wen, TANG Jun, SUN Zhi-hong, LIU Hua, PENG Zhi-tao, XU Long-bo, YUAN Hao-yu

(Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

Abstract: In order to satisfy the measurement requirement of ultraviolet pulses in a large laser system, with a single mode ultraviolet fiber propagating and sampling the signal, the characteristics of the ultraviolet pulse propagating in linear media were analyzed in theory, and the factors affecting the measurement of the pulse shape were reviewed systematically. The pulse profiles were measured after the ultraviolet pulse propagating a single-mode pure silica fiber. It is shown that single-mode ultraviolet fiber is a preferable medium for nanosecond pulse. An ultraviolet fiber is not suitable for long distance transmission considering the great loss and the limitation of the sensitivity of the detector. These results are significant for the design of pulse profile measuring system of high power laser facility.

Key words: fiber optics; ultraviolet pulse; linear propagation; pulse shape

引言

光纤传输技术是近年来测试领域备受关注的研究方向, 可实现对能量、脉冲功率、时间波形等激光参量的远距离测量, 提高测量系统的灵活性及抗干扰能力, 在国防军事、现代工业和医学等领域具有广泛的应用前景^[1-3]。在激光聚变领域, 被测量脉冲时间波形的激光束数按量级增长, 多束数、多诊断点是激光参量诊断系统必须解决的难题, 采用光纤作为传输介质可以大幅降低成本、提高诊断系统的抗干扰能力, 是解决问题的首选方案。红外光纤由于损耗低、色散系数小^[4]、易耦合, 同时探测器的灵敏度高, 信号要求的传输功率低, 可以降低传输中的非线性效应。因此, 红外波段的光纤取样技术已用于激光聚变驱动器激光脉冲波形的

取样^[1-2,5]。相比而言, 紫外光脉冲的光纤传输技术发展较为缓慢, 主要原因是紫外光传输损耗大, 难以实现长距离传输^[6-8]; 另外则是紫外单模光纤的芯径小、耦合效率低, 尤其是高功率激光系统经多级放大、多次空间滤波后的输出辐射存在角漂, 耦合问题更显突出; 同时光纤的色散系数大, 短脉冲传输中的展宽不容忽视; 这些因数限制了紫外光纤传输技术的发展, 因此, 国内外关于高功率紫外激光脉冲在光纤中时间传输特性研究报道很少^[9-11]。随着制造工艺的不断改进, 目前损耗低于 75dB/km (450nm) 的紫外单模光纤 (320nm ~ 450nm) 已经面世, 同时紫外探测器的灵敏度、时间响应都得到很大提高, 为超快紫外激光脉冲的保真光纤传输提供了先决条件, 故提出在高功率激光器紫外激光脉冲时间波形诊断中采用紫外单模光纤进行取样传输。

作者根据在慢变包络近似下的脉冲传输方程, 理论分析了紫外脉冲在光纤中的线性传输特性, 系统评价了影响脉冲波形测量的因素, 给出保真传输条件, 实验测试了紫外光经过单模纯石英光纤传输后的脉冲波形, 这些工作为高功率激光装置紫外光脉冲时间波形测量的可行性提供依据。

基金项目: 国防科技重点实验室基金资助项目 (9140C6803020703)

作者简介: 夏彦文 (1972-), 男, 博士, 主要从事激光参量诊断的研究。

E-mail: xiayanwen@gmail.com

收稿日期: 2009-05-18; 收到修改稿日期: 2009-06-23

1 理论分析

光脉冲在无损耗的光纤中传输,其脉冲包络的传输方程可以直接由麦克斯韦方程出发,在准单色、慢变包络近似的前提下导出,其脉冲传输方程为^[5,12]:

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{i}{2} k_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{i}{2k_0} \left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{u^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \right\} A - \frac{1}{2k_0} \sum_{m=3}^{\infty} \frac{(-i)^{m+1}}{m!} \left[\frac{\partial^m k_0^2}{\partial \omega^m} \right]_{\omega_0} \frac{\partial^m A}{\partial t^m} = i \frac{2\pi}{k_0 c^2} \frac{\partial^2 P^{(3)}(t)}{\partial t^2} \quad (1)$$

式中, $A(z, t)$ 为脉冲慢变振幅包络, $u = d\omega/dk|_{\omega_0}$ 为群速度, k_0 为波数, k_2 为群速度一低阶色散, c 为真空光速。该方程中左边最后一项表示群速度高阶色散项, 右边 $P^{(3)}(t)$ 表示 3 阶非线性极化项。考虑大于皮秒量级的脉冲传输, 对于通常的玻璃(石英)光纤, 在 $0.3\mu\text{m} \sim 2\mu\text{m}$ 波长范围内, 群速度的高阶色散项相对较小, 可以不考虑高阶色散的影响; (1) 式中左边第 4 项是高阶小量可以不考虑^[13]; 对于保真传输, 要求入射脉冲强度较弱, 非线性效应作用不显著; 在紫外波段, 不能忽略光纤的损耗。这样, 紫外脉冲光纤取样的传输方程可以简化为:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial}{\partial t} - \frac{i}{2} k_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} \right) A = 0 \quad (2)$$

光纤的传输损耗 α 主要是散射损耗和吸收损耗, 对于高质量的光纤散射损耗主要是瑞利散射, 由于瑞利散射与光频的 4 次方成正比, 因此对于紫外波段, 瑞利散射很大, 当波长 $\lambda = 351\text{nm}$ 时约为 50dB/km ^[5]。吸收损耗包括本征吸收和杂质吸收, 它们都与频率有关。因此, 可以将损耗系数按频率 ω 分解为:

$$\alpha(\omega) = \alpha_{\omega_0} + \alpha_{\omega_0}' \Omega + \alpha_{\omega_0}'' \Omega^2 + \dots \quad (3)$$

式中, ω_0 为脉冲中心频率, $\Omega = \omega - \omega_0$, $\alpha_{\omega_0}' = \left(\frac{\partial \alpha}{\partial \omega} \right)_{\omega_0}$, $\alpha_{\omega_0}'' = \left(\frac{\partial^2 \alpha}{\partial \omega^2} \right)_{\omega_0}$ 。由于场强 $E(z, t) = 1/[2A(z, t)] \times e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} + \text{c. c.}$ (这里 c. c. 为复共轭项), 脉冲波包由许多单色波合成, 采用傅里叶积分表达: $A(z, t) = \frac{1}{2\pi} \times$

$\int E(\Omega = \omega - \omega_0, z) e^{i(\Omega t + k_0 z)} d\omega$, 并代入(2)式, 得到谱传递方程:

$$E(\Omega = \omega - \omega_0, z) = E(\Omega = \omega - \omega_0, 0) \times \exp\{i[-k_0 - \Omega/u - k_2 \Omega^2/2]z - \alpha z/2\} \quad (4)$$

所求传输脉冲的形式解为:

$$A(z, t) = \exp(-\alpha \omega_0 z/2) \int A(t', 0) G(\eta - t', z) dt' \quad (5)$$

式中, $\eta = t - z(1/u - i\alpha'/2)$, 格林函数的表达式为(损耗系数取前 3 项):

$$G(\eta - t', z) = \frac{1}{2\pi} \int e^{-i\Omega(t' - t + \frac{z}{u} - \frac{\alpha z}{2})} e^{-\frac{i\Omega^2}{2}(k_2 + \alpha_{\omega_0}'') z} d\Omega = [2\pi z(\alpha'' + ik_2)]^{-1/2} \exp\left\{-\frac{[t' - \eta]^2}{2z(\alpha'' + ik_2)}\right\} \quad (6)$$

如果脉冲足够宽, 传输距离短, 脉冲谱宽($\Delta\omega$)窄, 满足 $|ik_2 + \alpha_{\omega_0}''| \Delta\omega^2 z \ll 1$, 可以不考虑群速度色散, 如果同时可以不考虑与频率有关的损耗系数, 那么格林函数为 δ 函数: $G(\eta - t', z) = \delta(t' - t + z/u)$, 因此脉冲包络 $A(z, t) = \exp(-\alpha_{\omega_0} z/2) A(0, t - z/u)$ 按群速度 u 传输, 而脉冲相位按相速度 $v = \omega/k|_{\omega_0}$ 传输, 实现了脉冲包络的保真传输。

如果传输介质存在与频率有关的线性损耗, 群速度相应地为复量, 会带来附加的畸变。考虑高斯线性啁啾脉冲: $A(0, t) = \exp[-(a + ib)t^2/2]$, 则:

$$A(z, t) = \exp\left(-\frac{\alpha_{\omega_0} z}{2}\right) A\left(0, t - \frac{z}{u} + \frac{i\alpha' z}{2}\right) = f(z) \exp\left\{-\frac{1}{2}\left[a\left(t - \frac{z}{u}\right)^2 - \alpha' z b \left(t - \frac{z}{u}\right)\right]\right\} \times \exp[i\varphi(t, z)] \quad (7)$$

式中, a, b 为实常量, 在给定 z 的情况下, $f(z)$ 为常量, (7) 式右边第 2 项表示脉冲中心按速度 $v = \frac{u}{1 + \alpha' b u^2 / (2a)}$ 移动, $\varphi(t, z)$ 表示位相变化。速度 v 与线性损耗系数 α' 和啁啾量 b 有关。因此, 对于非线性啁啾脉冲, 速度 v 可正可负, 甚至可以为 $v > c$ 或 $v < 0$, 在这种情况下, 脉冲传输很不稳定, 脉冲载频与衰减有关, 导致脉冲运动速度发生变化, 结果发生脉冲畸变。

因此, 在不存在衰减的情况下脉冲畸变的主要原因是相位失真: 在 $|\omega - \omega_0| \leq \Delta\omega$ 范围内群速度不是常量 ($k_2(\omega) \neq 0$); 在存在与频率有关的损耗介质中脉冲畸变的另一原因是脉冲谱失真。如果同时考虑非线性效应, 在色散与频率有关的损耗和非线性效应的共同作用下, 脉冲变化及其复杂。要得到保真传输, 必须要求满足 $k_2(\omega_0) \Delta\omega^2 z/2 \ll 1$ 且传输脉冲的谱宽 $\Delta\omega$ 尽可能窄、传输功率尽可能小、脉冲传输距离尽可能短。

2 测量结果及分析

紫外激光脉冲经光纤取样传输的实验排布^[4]见图 1。Nd:YLF 输出的 1053nm 的单脉冲光经倍频、和频后转换为 351nm 的紫外脉冲, 紫外脉冲经一分二的光纤

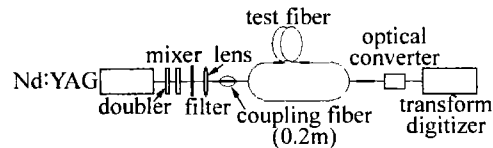


Fig. 1 Diagram of the arrangement for measuring pulse shape at 351nm using optical fibers

分束器后分成两束,一束不经延迟,另一束经待测光纤延迟传输后进入同一快紫外光电倍增管,得到的电脉冲用瞬态数字仪记录。测试前首先用皮秒条纹相机对分束器出来的两束光进行了标定、校准,这样未经延迟的光表征测试光纤的输入脉冲,通过延迟比对的方法可以得到测试光纤的传输特性。滤波片(棱镜)用来阻止 1053nm 和 527nm 的光进入分束器。

脉冲输入功率由分束器的输入端控制,待测光纤的输入功率通过比对的方法得到,比对测试的原理见图 2。首先将光纤分束器出来的光引入进同一个光电探测器,由采样率 20GHz 的高速数字示波器记录,通过空气延迟的方法得到时间上分开的脉冲信号,标出两束光的幅度分光比,然后将其中一束引入进微功率(能量)计进行功率(能量)监测,得到功率(能量)-伏特曲线,从而得到待测光纤的绝对输入强度。传输测试结果见图 3。

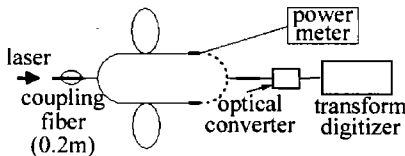


Fig. 2 Diagram of the arrangement for measuring power rates of coupling fiber

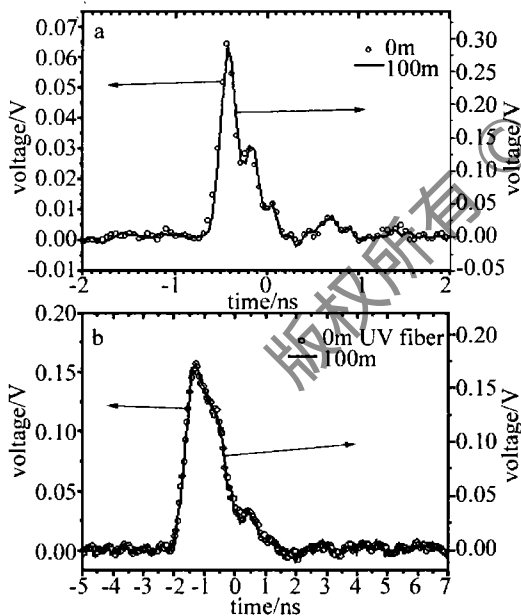


Fig. 3 Temporal evolution of sub-nanosecond and nanosecond UV pulse in the fused silica single mode fiber, respectively

对于单模紫外光纤,引起脉冲畸变的主要因素是群速度色散、损耗和非线性效应。对纯石英材料,计算表明,在波长 351nm 处光纤带来的群速度色散 $k_2 \approx 120\text{ps}^2/\text{km}^{[5]}$, 损耗系数按瑞利散射估计, $\alpha(\omega) = \rho(\omega_0 + \Omega)^4 = \rho\omega_0^4 + 4\rho\omega_0^3\Omega + 6\rho\omega_0^2\Omega^2 + \dots$ 。其中, ρ 为常量,在波长 351nm ($\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$) 处,损耗系数^[14] $\alpha_{\omega_0} \approx 50\text{dB}/\text{km}$,对比(3)式,可得 $\alpha_{\omega_0}' \approx 200\text{dB} \cdot \text{km}^{-1}/\omega_0$,

$\alpha_{\omega_0}'' \approx 300\text{dB} \cdot \text{km}^{-1}/\omega_0^2$,对于纳秒无频率调制脉冲 $\Delta\omega^2 \approx \tau_0^{-2} = 10^{-6}\text{ps}^{-2}$,当光纤长度 $L = 0.1\text{km}$ 时,计算表明, $|(ik_2 + \alpha_{\omega_0}'')\Delta\omega^2 z| \approx k_2\Delta\omega^2 z = 1.2 \times 10^{-5} \ll 1$, $\alpha'u \approx 10^{-9}$,因此,满足脉冲保真传输条件,紫外纳秒脉冲经 100m 传输后展宽不显著(见图 3)。实验结果还表明,经 100m 紫外单模光纤传输,当光纤输出的峰值功率小于 100mW 时,非线性效应可以忽略。

3 结论

采用空气与光纤传输进行比对的方法,实验测试了紫外激光脉冲经过紫外单模光纤传输后的脉冲波形,分析了紫外脉冲在光纤中的线性传输特性,对影响脉冲波形测量的因素进行系统评价。研究表明:对于紫外亚纳秒量级无频率调制的激光脉冲,单模紫外光纤是一种较好的传输介质;但由于光纤的损耗大,考虑到探测器的灵敏度限制,不宜作长距离传输。

参考文献

- [1] LECLERC P, ALLOUCHE V. Temporal response diagnostic for the Laser MegaJoule[J]. SPIE, 1999, 3492: 843-850.
- [2] THOMAS S W, BOYD R D, DAVIS D T, et al. Temporal multiplexing for economical measurement of power versus time on NIF[J]. SPIE, 1997, 3047: 700-706.
- [3] CHEN Sh Y. High-power UV optical fiber transmission array[J]. Semiconductor Optoelectronics, 2005, 26(3): 190-192 (in Chinese).
- [4] SONG Y, WANG L. Effect of fiber dispersion on pulse width[J]. Laser Technology, 2008, 32(6): 568-571 (in Chinese).
- [5] XIA Y W, TANG J, SUN Zh H, et al. Characteristics of infrared nanosecond pulse propagation in optical fibers[J]. Laser Technology, 2010, 34(2): 197-201 (in Chinese).
- [6] LI P, LI X Sh. Measuring transmission characteristics of the UV optical fiber[J]. Journal of Test and Measurement Technology, 2003, 17(1): 42-44 (in Chinese).
- [7] XU Sh X, LI X Sh, ZHANG G X. The transmission loss properties of UV silica optical fibers[J]. Journal of Inorganic Materials, 1994, 9(3): 288-292.
- [8] MILAM D, THOMPSON C, SELL W, et al. Measurements at 351nm of temporal dispersion in fibers[EB/OL]. [1998-11-04]. https://e-reports-ext.llnl.gov/pdf/235169.pdf.
- [9] XIA Y W, YE J X, LIU H, et al. Study on the propagation characteristics of ultraviolet picosecond laser pulse in step-index multimode fiber[J]. High Power Laser and Particle Beams, 1999, 11(3): 284-288 (in Chinese).
- [10] ZHU Q Ch, WU F Ch, SHI A Y. A new UV optical fiber with wide bandwidth[J]. Journal of Dalian University of Technology, 1997, 37(s2): 217-218 (in Chinese).
- [11] XU Sh X, LI X Sh, ZHANG G X. The effects of bending on the transmission properties of pure silica optical fibers[J]. Chinese Journal of Lasers, 1994, 21(7): 571-575 (in Chinese).
- [12] AKHMANOV S A, VYSLOUKH V A, CHIRKIN A S. Optics of femtosecond laser pulses[M]. New York: American Institute of Physics, 1992: 9-14.
- [13] AKHMANOV S A. Introduction of radiophysics and optics[M]. Moscow: Science Press, 1981: 273-276 (in Russian).
- [14] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics[M]. 3rd ed. San Diego: Academic Press, 2001: 7.