

文章编号: 0253-2239(2008)01-0119-04

# 基于亚毫米尺度金属包覆波导的脉冲展宽

吴至境<sup>1</sup> 桑明煌<sup>1</sup> 袁文<sup>1</sup> 刘向民<sup>2</sup> 曹庄琪<sup>2</sup> 沈启舜<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> 江西师范大学物理与通信电子学院, 江西 南昌 330022)  
(<sup>2</sup> 上海交通大学导波光电子器件实验室, 上海 200240)

**摘要** 利用自由空间耦合技术,用超短脉冲激发亚毫米尺度对称金属包覆波导中的超高阶导模,提出一种脉冲展宽的新方法。由于超高阶导模的强色散性质,经过短距离的传输,即可使脉冲宽度迅速展宽。理论分析表明,1 ps 的光脉冲在光波导中传输毫米量级距离后,脉冲展宽因子可达到 1000 倍。

**关键词** 激光技术; 对称金属包覆介质波导; 脉冲展宽; 自由空间耦合技术; 超高阶导模

**中图分类号** TN25 **文献标识码** A

## Pulse Stretching Based on Symmetrical Metal-Cladding Optical Waveguide with Sub-Millimeter Scale

Wu Zhijing<sup>1</sup> Sang Minghuang<sup>1</sup> Yuan Wen<sup>1</sup> Liu Xiangmin<sup>2</sup> Cao Zhuangqi<sup>2</sup> Shen Qishun<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> School of Physics and Communication Electronics, Jiangxi Normal University, Nanchang, Jiangxi 330022, China)  
(<sup>2</sup> Laboratory of Guided-Wave Optoelectronics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240, China)

**Abstract** A novel method to stretch light pulses is proposed by using the free-space coupling technique, with which the ultrashort laser pulses can excite ultrahigh-order modes in the symmetrical metal-cladding optical waveguide with sub-millimeter scale. Because of high group-velocity dispersion of the ultra-high order modes' characteristic, the light pulses can be greatly stretched after propagation in the waveguide for a short distance. An analytical expression for Gaussian beam is found and it shows 1 ps light pulses can be stretched 1000 times after propagation in the waveguide for 1.26 mm.

**Key words** laser technique; symmetrical metal-cladding optical waveguide; pulse stretching; free-space coupling technique; ultrahigh-order modes

## 1 引言

随着啁啾脉冲放大技术(CPA)的不断发展,目前已经可以在台面大小的尺寸上产生飞秒级峰值功率达到 100 TW 的光脉冲<sup>[1]</sup>。啁啾脉冲放大技术一般是先使待放大光脉冲通过一个由放大率为 1/1 的望远镜隔开的反平行光栅对展宽器<sup>[2]</sup>,该展宽器提供的正时间延迟色散使光脉冲在时域内拉长,经过放大器放大后,然后再使用可以提供负时间延迟色散的平行光栅对压缩器<sup>[3]</sup>将脉冲压缩。在整个技术环节中,设计结构合理的脉冲展宽器是极为重要的环节。现在使用的由放大率为 1/1 的望远镜隔开的反平行光栅对展宽器虽然可以实现光脉冲时域内展

宽的功能,但它尺寸比较大,调节起来也比较困难。

光波导器件由于相对简单的制作方法和较低的成本,已经引起越来越广泛的兴趣。我们基于亚毫米尺度对称金属包覆介质波导提出一种脉冲展宽的新思路。在亚毫米尺度对称金属包覆介质波导耦合系统中<sup>[4]</sup>,通过自由空间耦合技术<sup>[5]</sup>,用光脉冲激发波导中的超高阶导模,由于超高阶导模的强色散性质,经过短距离传输后,出射光脉冲可以得到充分展宽,并且这种脉冲展宽器件尺寸小,调节简单。

## 2 理论模型

亚毫米尺度对称金属包覆波导及光耦合结构如

收稿日期: 2007-01-29; 收到修改稿日期: 2007-07-02

作者简介: 吴至境(1983-),男,江西人,硕士研究生,主要从事导波光学与光电子器件等方面的研究。

E-mail: peterwuzhijing@yahoo.com.cn

导师简介: 桑明煌(1965-),男,江西人,副教授,主要从事导波光学光电子器件等方面的研究。

E-mail: sangqdli@yahoo.com.cn

图 1 所示,导波层为一透明介质,通常用 LiNbO<sub>3</sub> 薄片即可,厚度  $h$  可取为亚毫米尺度。导波层两面分别用溅射的方法镀上金膜,下表面金膜作为衬底,厚度一般大于 200 nm。作为耦合层的上表面金膜厚度约为 30~50 nm,膜的中间部分根据实际脉冲展宽大小的需要镀上长度  $L$ ,厚约为 200 nm 的金膜,以防止光泄漏。当采用自由空间耦合技术,以小角度入射( $\theta$  很小)时,波导中将会激发出一系列分立的导模,由于这些模的有效折射率  $N = n_1 \sin \alpha = n \sin \theta$  ( $n, n_1$  分别为空气和导波层折射率,  $\alpha$  为折射角)相当小,模序数特别大,因此这些导模被称为超高阶导模。超高阶导模的模式色散方程<sup>[6]</sup>为

$$\kappa_1 h = m\pi + 2\arctan\left(\rho \frac{\sigma_2}{\kappa_1}\right), \quad (1)$$

这里  $\kappa_1, \sigma_2$  可以表示成

$$\kappa_1 = \frac{\omega}{c}(n_1^2 - N^2)^{1/2}, \quad (2)$$

$$\sigma_2 = \frac{\omega}{c}(N^2 - \epsilon_2)^{1/2}, \quad (3)$$

对 TE 模,  $\rho = 1$ ; 对 TM 模,  $\rho = \epsilon_1/\epsilon_2$ 。式中,  $\omega$  为光脉冲频率,  $c$  为光在真空中的相速度,  $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}$  为导波层折射率,  $\epsilon_2 = \epsilon_{r2} + j\epsilon_{i2}$  ( $j$  为虚数单位) 为金膜的介电常量,  $h$  为导波层的厚度,  $N$  为波导有效折射率,  $m$  为超高阶导模的模序数。

如图 1 所示,使用如下参量  $h = 0.4$  mm, 入射光波长  $\lambda = 1.06$   $\mu\text{m}$ , 选择 LiNbO<sub>3</sub> 薄片作为导波层, 则  $n_1 = 2.25$ 。从(1)式可以得到

$$\kappa_1 h = \frac{2\pi h}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - N^2} > 1000\pi, \quad (4)$$

对于自由空间耦合技术 ( $N < 1$ ), 可以得到超高阶导模的模序数  $m > 1000$ 。注意到(1)式中的相移项

$\left|\arctan\left(\rho \frac{\sigma_2}{\kappa_1}\right)\right| < \frac{\pi}{2}$ , 所以在(1)式中忽略这个相移

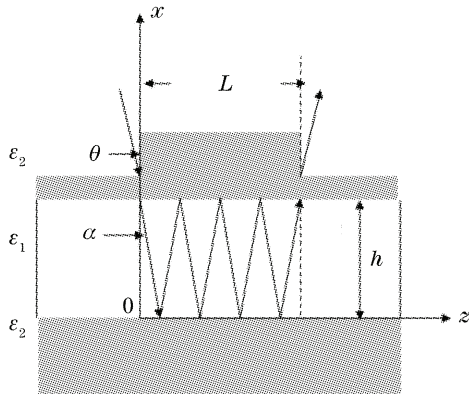


图 1 对称金属包覆波导及其光耦合结构

Fig. 1 Symmetrical metal-cladding optical waveguide and its coupling configuration

项也不会对下面讨论超高阶导模的强色散性质产生严重的错误。则(1)式可以简化为

$$\frac{\omega}{c}h(\epsilon_1 - N^2)^{1/2} = m\pi, \quad (5)$$

由(5)式可得

$$\frac{dN}{d\lambda} = -\frac{n_1^2 - N^2}{N\lambda}. \quad (6)$$

根据(6)式可知,对超高阶导模( $N \rightarrow 0$ ),微小的波长变化可引起波导有效折射率很大的变化,说明了超高阶导模的强波导色散性质。由于波导色散远远大于材料色散,故(6)式中忽略了材料色散。利用(5)式同样可得

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{n_1^2 - N^2}{\omega N}, \quad (7)$$

则超高阶导模的群速度为

$$v_g = d\omega/d\beta = cN/n_1^2, \quad (8)$$

式中  $\beta = \frac{\omega}{c}N$  为导波传播常量。群速度对频率的导数

$$\frac{dv_g}{d\omega} = \frac{c}{n_1^2} \frac{dN}{d\omega} = \frac{c}{n_1^2} \frac{n_1^2 - N^2}{\omega N}, \quad (9)$$

则群速度色散(GVD)

$$k''_e = -\frac{1}{v_g} \frac{dv_g}{d\omega} = -\frac{(n_1^2 - N^2)n_1^2}{\omega c N^3}, \quad (10)$$

设  $n_1 = 2.25$ ,  $h = 0.4$  mm,  $\lambda = 1.06$   $\mu\text{m}$ , 代入(10)式,并且对纵轴采用对数坐标,可得群速度色散  $k''_e$  随入射角  $\theta$  的变化,如图 2 所示。

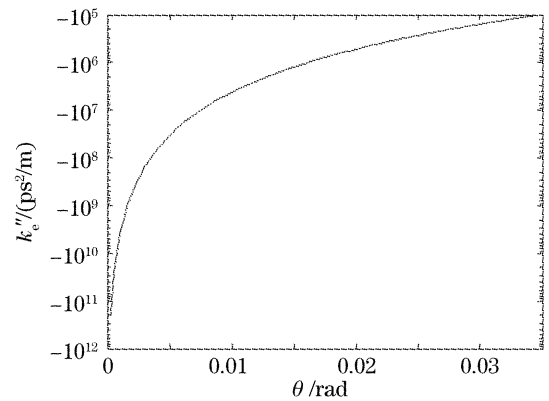


图 2 群速度色散  $k''_e(\theta)$  曲线

Fig. 2 Group-velocity dispersion  $k''_e$  versus incident angle  $\theta$

从图 2 可知,利用自由空间耦合技术,在入射光脉冲小角度入射时( $\theta$  很小时),群速度色散  $k''_e$  为负值,且其绝对值很大,这进一步说明超高阶导模具有强色散性质。假设入射光为一个带有初啁啾的高斯脉冲<sup>[7]</sup>

$$E(0, t) = \exp\left(-\frac{1 - jC}{2} \frac{t^2}{T_0^2}\right), \quad (11)$$

式中  $E(0, t)$ , 已经用脉冲峰值功率  $P_0$  归一化, 定义为入射点位置处 ( $z = 0$ ),  $t$  时刻时的高斯光脉冲函数,  $T_0$  是脉冲的脉宽(脉冲功率为  $1/e$  的点),  $C$  为啁啾参量, 其频域形式为

$$E(0, \omega) = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{2\pi \cdot T_0^2}{1 - jC} \right)^{1/2} \exp \left[ -\frac{\omega^2 T_0^2}{2(1 - jC)} \right], \quad (12)$$

由麦克斯韦方程组可得在波导中的频域光信号传输的基本方程为

$$\frac{\partial E(z, \omega)}{\partial z} = -\frac{jk''_e \omega^2}{2} E(z, \omega), \quad (13)$$

式中  $E(z, \omega)$  为光脉冲在波导中传播  $z$  距离后的频域表达式。解之可得

$$E(z, \omega) = E(0, \omega) \exp \left( -\frac{1}{2} j k''_e \omega^2 z \right), \quad (14)$$

通过傅里叶反变换可得其时域形式为

$$E(z, t) = \left[ \frac{T_0^3 + T_0 k''_e z C}{(T_0^2 + k''_e z C)^2 + (k''_e z)^2} - j \frac{T_0 k''_e z}{(T_0^2 + k''_e z C)^2 + (k''_e z)^2} \right] \times \exp \left\{ -\frac{1 - j[(k''_e z + CT_0^2 + k''_e z C^2)/T_0^2]}{2} \cdot \frac{t^2}{[(T_0^2 + k''_e z C)^2 + (k''_e z)^2]/T_0^2} \right\}, \quad (15)$$

定义

$$T_1 = \left[ \frac{(T_0^2 + k''_e z C)^2 + (k''_e z)^2}{T_0^2} \right]^{1/2}, \quad (16)$$

为一个有初始啁啾的高斯脉冲在传播了  $z$  距离后的脉宽。由此可见, 一个有初始啁啾的高斯脉冲在传播过程中仍保持为高斯脉冲, 但脉宽被展宽了, 其展宽因子为

$$\frac{T_1}{T_0} = \left[ \left( 1 + \frac{Ck''_e z}{T_0^2} \right)^2 + \left( \frac{k''_e z}{T_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}. \quad (17)$$

下面考虑波导脉冲展宽器件的损耗问题。金属包覆介质波导的损耗是由金属介电常量的虚部引起的, 所以可以用传播常量的虚部  $\beta'_i$  来表征波导的损耗。由超高阶导模模式色散方程式(1), 考虑 TE 模, 并且采用一阶微扰理论, 可以得到<sup>[6]</sup>

$$k_1 h = m\pi + 2\arctan \left( \frac{\sigma_{r2}}{k_1} \right) - j\epsilon_{i2} \frac{k_0^2}{2\sigma_{r2}^2} \frac{k_1}{k_1^2 + \sigma_{r2}^2}, \quad (18)$$

式中  $k_0 = \omega/c$ ,  $\sigma_{r2} = (\beta_r^2 - k_0^2 \epsilon_{r2})^{1/2}$ ,  $\beta_r = \frac{\omega}{c} N =$

$\frac{\omega}{c} n_1 \sin \alpha$  是适合(1)式的传播常量  $\beta'$  的实部, 其中

$\beta' = \beta'_r + j\beta'_i$ , 与前面定义的适合(5)式的  $\beta$  不同。

构造一个无损耗的理想波导, 设其色散方程为

$$k_1^0 h = m\pi + 2\arctan(\sigma_{r2}^0/k_1^0), \quad (19)$$

用(18)式减去(19)式, 并且采用一阶微扰法, 可得微扰传播常量, 也即传播常量  $\beta'$  的虚部

$$\beta'_i = \epsilon_{i2} = \frac{k_0^2 k_1^2}{\sigma_{r2} \beta'_r (\sigma_{r2}^2 + k_1^2) (h + 2/\sigma_{r2})}, \quad (20)$$

将参量  $\epsilon_2 = -47.2 + j2.06$ ,  $n_1 = 2.25$ ,  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ,  $h = 0.4 \text{ mm}$  代入(20)式中计算可得  $\beta'_i = 0.43 \text{ mm}^{-1}$ 。

由(17)式可知, 当光脉冲在波导中传播了  $1.26 \text{ mm}$  距离后, 光脉冲在这个器件中展宽 1000 倍, 可计算得出此时电场矢量振幅为入射时的  $e^{-0.43 \times 1.26} = 58.17\%$ 。光脉冲仍保持一定的强度。

### 3 计算结果

假设啁啾高斯脉冲的啁啾参量  $C=0$ , 则此时为理想高斯脉冲。将(10)式代入(17)式可得

$$\frac{T_1}{T_0} = \left[ 1 + \frac{(n_1^2 - N^2)^2 n_1^4 L^2}{N^6 T_0^4 \omega^2 c^2} \right]^{1/2}, \quad (21)$$

式中  $L$  为光在波导中传输的距离。显然, 当入射角  $\theta$  非常小时, 有  $N = n_1 \sin \theta \rightarrow 0$ , 可知(21)式右边括号中第二项远大于 1, 于是  $T_1/T_0$  随  $L$  的变化曲线近似为一直线。

设此入射理想高斯脉冲的脉宽  $T_0$  为  $1 \text{ ps}$ , 中心波长为  $1.06 \mu\text{m}$ , 选择  $\text{LiNbO}_3$  薄片作为导波层, 导波层折射率  $n_1 = 2.25$ 。当入射角  $\theta = 1^\circ (0.01745 \text{ rad})$  时, 由(21)式, 可得出展宽因子  $T_1/T_0$  随光脉冲在波导中的传播距离  $L$  的变化曲线如图 3 所示。

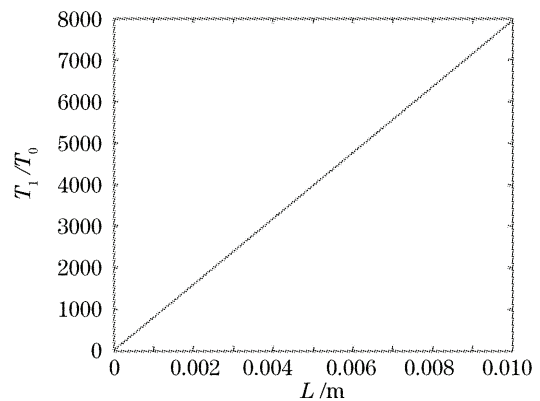


图 3 展宽因子  $T_1/T_0$  随光脉冲在波导中传输距离  $L$  的变化曲线

Fig. 3 Stretching factor  $T_1/T_0$  versus propagation distance  $L$  of light pulses in the waveguide

从图 3 知, 在亚毫米尺度对称金属包覆介质波导系统中, 利用自由空间耦合技术, 光脉冲以小角度入射时, 要使得光脉冲展宽 1000 倍, 只需传输距离  $L = 1.26 \text{ mm}$  即可。

## 4 结 论

通过研究发现,对超高阶导模,波导的群速度色散与有效折射率的3次方成反比,因此,只要波导的有效折射率足够小,就可以得到很大的群速度色散。由于三阶和更高阶的色散,主要是影响脉冲的形状<sup>[8]</sup>,对脉冲宽度的影响较小,故在计算中仅考虑了二阶色散。由上述计算可知,利用亚毫米尺度对称金属包覆介质波导中超高阶导模的强色散性质,可以使得光脉冲得到充分的展宽。另外,亚毫米尺度对称金属包覆介质波导具有结构简单、尺寸小、制作方便和成本低廉的优势。再利用自由空间耦合技术的优点,实验操作可非常简便,使得这种器件具有实用化的潜力。

### 参 考 文 献

- 1 K. Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka *et al.*. 100-TW sub-20-fs Ti:sapphire laser system operating at a 10-Hz repetition rates[J]. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(18): 1486~1488
- 2 Oscar Eduardo Martinez. 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion; application to fiber compensation in 1.3~1.6  $\mu\text{m}$  region[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1987, **QE-23**(1): 59~64
- 3 Edmond B. Treacy. Optical pulse compression with diffraction gratings[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1969, **QE-5**(9): 454~458
- 4 Haifeng Lu, Zhuangqi Cao, Honggen Li *et al.*. Study of ultrahigh-order modes in a symmetrical metal-cladding optical waveguide[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2004, **85**(20): 4579~4581
- 5 Honggen Li, Zhuangqi Cao, Haifeng Lu *et al.*. Free-space coupling of a light beam into a symmetrical metal-cladding optical waveguide[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, **83**(14): 2757~2759
- 6 Cao Zhuangqi. *The ATM Theory of Waveguides* [M]. Shanghai: Shanghai Jiaotong University Press, 2000  
曹庄琪. 导波光学中的转移矩阵方法[M]. 上海: 上海交通大学出版社, 2000
- 7 Li Yuquan, Cui Ming. *The Theory and Technology of Waveguides* [M]. Beijing: Posts and Telecom Press, 2002  
李玉权, 崔敏. 光波导理论与技术[M]. 北京: 人民邮电出版社, 2002
- 8 Shen Tinggen, Xie Bingchuan, Yao Jie *et al.*. The effect of high-order dispersion on soliton and effect of soliton on propagation[J]. *Laser Technology*, 2004, **28**(5): 554~556  
沈廷根, 谢秉川, 姚洁等. 高阶色散效应对孤子和孤子对传输的影响[J]. 激光技术, 2004, **28**(5): 554~556