

啁啾飞秒激光脉冲形成的光纤光栅 的 Bragg 反射特性*

王淮生 孙大睿 张志刚 柴 路 王清月

(天津大学精仪学院超快激光实验室, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072)

(2002 年 9 月 29 日收到, 2003 年 1 月 16 日收到修改稿)

在 800nm 飞秒脉冲激光照射下光敏玻璃 As_2S_3 光纤具有双光子吸收现象, 当一束超短激光脉冲与另一束啁啾超短激光脉冲在 As_2S_3 光纤相遇时, 干涉图案将永久地记录一个空间啁啾光栅. 研究了该光栅结构与入射超短脉冲激光脉冲参数的关系, 数值计算表明该光栅具有较大的 Bragg 反射带宽.

关键词: 啁啾光纤光栅, 飞秒激光脉冲, 双光子吸收效应

PACC: 4280F, 4285D, 4280W

1. 引 言

光纤光栅是常用光栅^[1-3]中的一种, 它是指折射率周期(或非周期)变化的光波导. 外界光子和纤芯锗离子相互作用引起折射率的永久性变化, 在纤芯内形成一个窄带滤波器或反射镜, 这就是普通的光纤光栅. 利用这一特性可构成性能独特的光纤无源器件^[4,5]. 啁啾光栅是一种特殊的光栅, 它的周期与空间位置有关. 啁啾光纤光栅^[6,7]可分为两类: 连续啁啾光纤光栅和阶跃啁啾光纤光栅. 前者是指光栅中任意两个相邻的周期之间存在着相同的函数关系, 而后者可看作许多等周期 Bragg 光栅的有规律连接, 即折射率调制强度沿光栅长度方向按一定规律变化. 通常采用紫外光波长曝光来制作光纤光栅, 紫外光源主要有准分子激光器(193—248nm)和倍频氩离子激光器(244—257nm).

近年来, 另一种可以制作光栅和波导的材料 As_2S_3 玻璃得到了充分地研究. 由于 As_2S_3 玻璃的光敏特性, 它可应用于很多领域, 例如非线性光器件^[8], 光波导器件^[9]等. 在连续光(波长从 488nm 到 633nm)作用下^[10,11], 光敏材料 As_2S_3 玻璃可以被用来制作光波导和全息光栅. As_2S_3 玻璃在波长 780nm、重复频率为 82MHz 的皮秒激光作用下^[12]也可以被用来制作光波导和全息光栅.

超短脉冲激光及放大技术在几十年来取得了突飞猛进的发展^[13-16], 飞秒激光及放大技术^[17,18]已被广泛应用于化学与生物的超快过程、光学相干断层扫描(OCT)、微型加工、光波导和光栅的制造等多个领域. 例如当锁模钛宝石激光器产生的两束飞秒脉冲激光在透明电介质如 Al_2O_3 , TiO_2 表面相遇时会形成表面光栅^[19], 产生表面光栅的原因主要是由于消融作用, 每个飞秒脉冲能量大约为 0.1—3 mJ. 若两束飞秒脉冲激光照射到一种非光敏材料苏打石灰玻璃上, 当飞秒脉冲能量大约为 100 μ J 时^[20], 在材料内部, 光束产生干涉效应并记录了一个全息光栅. 这样的全息光栅可在集成光学和光存储中应用, 光栅形成的机理主要是由于多光子非线性效应.

当一束飞秒激光脉冲与另一束啁啾飞秒激光脉冲在 As_2S_3 光纤中相干涉时, 由于 As_2S_3 光纤的双光子吸收现象干涉图案就形成了一个空间啁啾光纤光栅. 这种啁啾光纤光栅具有宽带 Bragg 反射的色散特性, 使得它可以用于固体飞秒激光啁啾脉冲放大系统中的展宽器等领域. 将啁啾飞秒激光脉冲(波长约为 800nm)与光敏玻璃 As_2S_3 光纤结合起来制作啁啾光纤光栅, 就作者调研的材料看, 尚未见报道.

2. 飞秒激光脉冲与啁啾光纤光栅

为方便起见, 我们讨论一维问题. 假定一束啁啾

* 国家重点基础研究专项经费(批准号: G1999075201-2)、天津市自然科学基金(批准号: 003800611)、国家自然科学基金(批准号: 60178007)和中国博士后科学基金(批准号: 2002032163)资助的课题.

飞秒激光脉冲沿 x 轴正方向在 As_2S_3 光纤中以速度 v 传播,而另一束飞秒激光脉冲以速度 v 沿相反方向传播,光纤放在与光线传播方向平行的位置. t 时刻的电场强度分别为

$$P_1 = E_1(t - x/v), \quad (1)$$

$$P_2 = E_2(t + x/v), \quad (2)$$

而

$$E_1(t) = E_{01} \exp\left(-\frac{t^2}{2T_1^2}\right) \cos\left(\omega_0 t + \frac{at^2}{T_1^2}\right), \quad (3)$$

$$E_2(t) = E_{02} \exp\left(-\frac{t^2}{2T_0^2}\right) \cos(\omega_0 t), \quad (4)$$

$$T_1 = T_0 \sqrt{1 + 4a^2}, \quad (5)$$

$E_1(t)$ 和 $E_2(t)$ 的复数表示分别为

$$\tilde{E}_1(t) = E_{01} \exp\left(-\frac{t^2}{2T_1^2}\right) \exp\left(i\left(\omega_0 t + \frac{at^2}{T_1^2}\right)\right) \quad (6)$$

$$\tilde{E}_2(t) = E_{02} \exp\left(-\frac{t^2}{2T_0^2}\right) \exp(i\omega_0 t), \quad (7)$$

其中 ω_0 为超短激光脉冲的中心圆频率,对应的中心波长为 $0.8\mu\text{m}$. 锁模钛宝石激光器发出的超短激光脉冲经分束镜分成两束,设激光脉冲强度的半极大值全宽为 τ_p , 则 $\tau_p = 2\sqrt{\ln(2)}T_0$, 如图 1 所示,其中从分束镜透射的一束光经过一时间啁啾系统,然后这两束光通过反射镜从相反方向射向 As_2S_3 光纤,设这两束光的电场强度振幅分别为 E_{01} 和 E_{02} , 时间啁啾系统的特性通常由时间啁啾系数表示, $a > 0$ 表示系统为正啁啾, $a < 0$ 表示系统为负啁啾. 图 1 中的垂直反射镜可调节两束光的光程差. 取相干涉的两束光的初始相位差为 α (即两束光的时

延迟为 0) 在图 1 中通过调节可移动垂直反射镜来实现这个条件,以保证两束脉冲光在干涉时在空间和时间上相遇. As_2S_3 光纤中叠加的光电场强度复数表示为

$$\tilde{P} = \tilde{E}_1(t - x/v) + \tilde{E}_2(t + x/v), \quad (8)$$

而光强为

$$I = \tilde{P}\tilde{P}^*. \quad (9)$$

下面计算如下积分:

$$G = \int_{-\infty}^{\infty} I^2 dt. \quad (10)$$

经过运算得

$$G = G_1 + G_2 + G_3 + G_4 + G_5, \quad (11)$$

这里

$$G_1 = \sqrt{\frac{\pi(1 + 4a^2)}{2}} E_{01}^4 T_0 + \sqrt{\frac{\pi}{2}} E_{02}^4 T_0, \quad (12)$$

$$G_2 = 2\sqrt{\frac{2\pi(1 + 4a^2)}{1 + 2a^2}} E_{01}^2 E_{02}^2 T_0 \times \exp\left(-\frac{2x^2}{(1 + 2a^2)v^2 T_0^2}\right), \quad (13)$$

$$G_3 = 4E_{01}^3 E_{02} T_0 \sqrt{\frac{\pi^2(1 + 4a^2)^2}{4a^4 + 9a^2 + 4}} \times \exp\left(-\frac{(6 + 8a^2)x^2}{(4 + 9a^2 + 4a^4)v^2 T_0^2}\right) \cos\alpha_3, \quad (14)$$

$$\alpha_3 = \frac{2x}{v}\omega_0 - \frac{a(1 + 4a^2)x^2}{(4 + 9a^2 + 4a^4)v^2 T_0^2} - \frac{\theta}{2}, \quad (15)$$

$$\theta = \arctg\left(\frac{a}{2 + 2a^2}\right), \quad (16)$$

$$G_4 = 4E_{01} E_{02}^3 T_0 \sqrt{\frac{\pi^2(1 + 4a^2)}{4 + 9a^2}} \times \exp\left(-\frac{6x^2}{(4 + 9a^2)v^2 T_0^2}\right) \cos\alpha_4, \quad (17)$$

$$\alpha_4 = \frac{2x}{v}\omega_0 - \frac{9ax^2}{(4 + 9a^2)v^2 T_0^2} - \frac{\phi}{2}, \quad (18)$$

$$\phi = \arctg\left(\frac{a}{2 + 6a^2}\right), \quad (19)$$

$$G_5 = 2E_{01}^2 E_{02}^2 T_0 \sqrt{\frac{\pi^2(1 + 4a^2)}{4 + 4a^2}} \times \exp\left(-\frac{2x^2}{T_0^2 v^2 (1 + 4a^2)}\right) \cos\alpha_5, \quad (20)$$

$$\alpha_5 = \frac{4\omega_0 x}{v} - \frac{2ax^2}{T_0^2 v^2 (1 + a^2)} - \frac{\delta}{2}, \quad (21)$$

$$\delta = \arctg\left(\frac{a}{1 + 2a^2}\right). \quad (22)$$

As_2S_3 光纤材料在 800nm 飞秒激光照射下具有双光

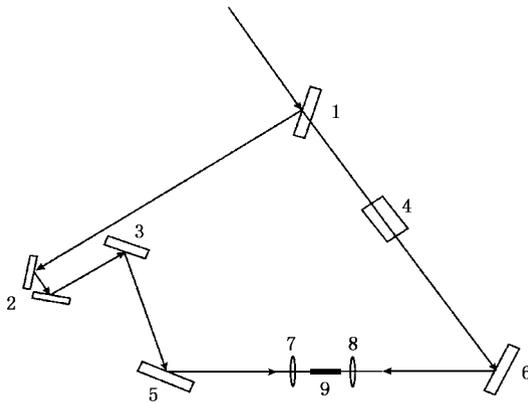


图 1 啁啾光纤光栅制作原理示意图(1 为分束镜,2 为可移动垂直反射镜,3 5 6 为反射镜,4 为时间啁啾系统,7 为会聚透镜,8 为会聚透镜,9 为 As_2S_3 光纤)

子吸收效应^[12],所以折射率的变化与光强平方的曝光成正比^[21]. As_2S_3 材料折射率的变化最大值(饱和值)为 0.01^[22]. 所形成的光栅对入射光波具有波长选择性,即入射光波在光栅上将发生 Bragg 反射. G_1 只对 As_2S_3 材料折射率的直流分量变化有关,而 As_2S_3 材料的折射率较大 ($n = 2.6$),可以略去 G_1 的影响. 根据 Bragg 反射的特点,可以不考虑 G_2 和 G_5 的影响. 所以折射率分布函数可近似表示为

$$n(x) = n + c_1(G_3 + G_4), \quad (23)$$

这里 $n = 2.6$, c_1 为常数. 在实际应用中通常考虑时间啁啾系数 a 较大的情形即 $|a| > 1$, 此时 $E_{02} \gg E_{01}$, G_4 对折射率的影响比 G_3 大得多. 通过控制曝光时间使折射率变化的幅度达到最大值 0.01, 由方程 (23), 折射率分布函数可近似表示为

$$n(x) = n + \Delta_0 \exp\left(-\frac{6x^2}{(4 + 9a^2)v^2 T_0^2}\right) \cos \alpha_4, \quad (24)$$

这里 $\Delta_0 = 0.01$. 从方程 (24) 和 α_4 的表达式可以看出这是一种幅度可调解的空间线性啁啾光纤光栅. L_0 取 $1/e$ 折射率变化最大值宽度, 当 $a \gg 1$ 时, $L_0 = \sqrt{6}|a|vT_0$, 光栅的空间周期为 $\Lambda(x) = 2\pi/K_4(x)$, 而

$$K_4(x) = \frac{2\omega_0}{v} - \frac{9ax}{(4 + 9a^2)v^2 T_0^2},$$

$\Lambda(x)$ 可近似表达为

$$\Lambda(x) = \frac{\lambda_0}{2n} + \frac{\lambda_0^2}{8\pi T_0^2 a c^2} x, \quad (25)$$

这里 c 为光在真空中的速度, λ_0 为超短脉冲激光在真空中的中心波长, n 为 As_2S_3 材料有效折射率. 在上面的分析中, 取光纤的长度不超过 L_0 , 而 T_0 以 10^{-15} s 计, 光纤的长度远小于其非线性长度, 所以我们忽略了光纤固介质非线性而引起的光脉冲的畸变. 如果要求严格解, 则要分析光纤的非线性 Schrödinger 方程.

3. 光栅的 Bragg 反射特性

由于方程 (24) 表示的是一个非均匀光栅, 我们应用 Rouard 方法^[23,24]来分析其 Bragg 反射特性. 在实际应用中一般取光栅长度 L 不超过长度 L_0 . 为分析啁啾 As_2S_3 光纤光栅的 Bragg 反射特性, 我们选 2 组参数计算光栅的反射率, 计算结果如图 2 和图 3 所示. 为了便于与其他方法制备的啁啾光纤光栅的 Bragg 反射特性作比较, 同时也为了与光谱议的测量

相比较, 我们采用了单色光模型. 对入射的高斯光脉冲作傅里叶变换, 结合光栅的 Bragg 反射特性, 就可以知道高斯光脉冲的 Bragg 反射的频谱特性.

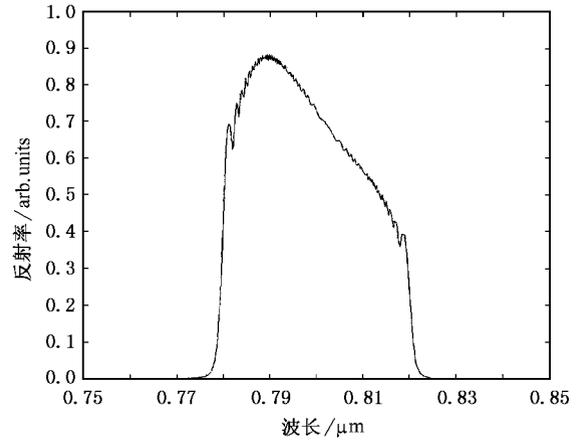


图 2 啁啾 As_2S_3 光纤光栅在参数为 $L = 1131\mu m$, $a = -400$, $T_0 = 10fs$, $\lambda_0 = 0.8\mu m$, $n = 2.6$, $\Delta_0 = 0.01$ 时的 Bragg 反射率

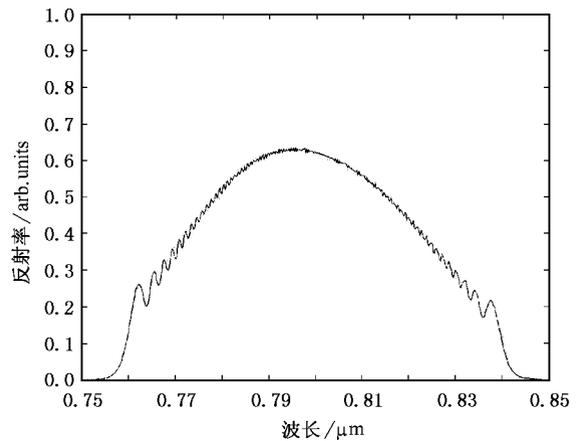


图 3 啁啾 As_2S_3 光纤光栅在参数为 $L = 565\mu m$, $a = -400$, $T_0 = 5fs$, $\lambda_0 = 0.8\mu m$, $n = 2.6$, $\Delta_0 = 0.01$ 时的 Bragg 反射率

从图 2 和图 3 可以看出, 啁啾 As_2S_3 光纤光栅的 Bragg 反射谱具有较大的宽度, 这是由于 As_2S_3 材料的光敏特性比较显著, 折射率的变化最大可达 10^{-2} , 而一般光纤光栅材料折射率的变化为 10^{-5} — 10^{-4} 之间. 光栅较宽的 Bragg 反射谱对于在某些方面的应用是重要的, 例如用于固体飞秒激光器和光纤激光器啁啾光放大中的展宽器就需要有较大的色散带宽, 另外用于远距离光纤传输过程中的色散补偿器也需要有较大的带宽. 将这种啁啾光纤光栅用作固体飞秒激光啁啾脉冲放大器中的展宽器, 不仅体积小而且成本会大大降低.

当 $a = 0$ 时,系统变为无时间啁啾超短脉冲系统,从上面的讨论我们知道这时干涉条纹将形成无啁啾的光纤光栅,光栅的空间周期为 $\Lambda = \lambda_0/2n$, Bragg 反射谱的中心波长为 800nm.

本文重点讨论了两束飞秒激光束水平入射到 As_2S_3 光纤中的情况,如果两束飞秒脉冲激光(其中一束是啁啾的)以一定角度照射到 As_2S_3 光纤中时,这时干涉条纹所形成的啁啾光栅的周期结构与水平入射时的情况有所不同,空间周期与入射的角度有关.通过调节入射角度,可以得到对应 $a = 0$ 时反射谱的中心波长为 $1.55\mu m$.

4. 结 论

由于 As_2S_3 光纤的光敏特性和双光子吸收效

应,当一束啁啾飞秒激光与另一束飞秒激光在 As_2S_3 光纤相干涉时,干涉图案就永久地记录了一个空间啁啾光栅,我们给出了该空间啁啾光栅的解析表达式,并数值计算了其 Bragg 反射率,结果表明这种光栅具有较宽的反射谱,这是由于折射率变化较大的缘故.目前制造啁啾光纤光栅通常采用通过空间调节来实现空间啁啾,如改变光纤的空间弯曲度.本文提出了一个完全不同的方法即将时间啁啾转化为空间啁啾的方法来实现啁啾光栅的制作.如果将这种 As_2S_3 空间啁啾光栅用作固体飞秒激光啁啾放大器中的展宽器,必将进一步促使超短超强固体飞秒激光器的小型化和实用化.

- [1] Talbot W H F 1836 *Philos. Mag.* **9** 401
- [2] Tan C L, Yi Y X and Wang G P 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1063 (in Chinese) [谈春雷、易永祥、汪国平 2002 物理学报 **51** 1063]
- [3] Yang J M, Yi R Q, Chen Z L, Sun K X, Ding Y N, Zhang Z J and Li C G 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 613 (in Chinese) [杨家敏、易荣清、陈正林、孙可煦、丁耀南、郑志坚 1998 物理学报 **47** 613]
- [4] Campbell R J 1996 *Electron Letters* **32** 119
- [5] Melloni A 2000 *IEEE Photonics Technology Letters* **12** 42
- [6] Katzir A, Livanos A C, Shellan J B and Yariv A 1997 *IEEE J. Quantum Electronics* QE - **13** 296
- [7] Byron K C and Rourke H N 1995 *Electron Letters* **31** 60
- [8] Asobe M, Ohara T, Kaino T and Yokohama I 1996 *Electron. Lett.* **32** 1396
- [9] Meneghini C, Viens J F, Villeneuve A, Knystautas É J and Dugury M A 1998 *J. Opt. Soc. Am.* B **15** 1305
- [10] Ramachandran, Bishop S G, Guo J P and Brady D J 1996 *IEEE Photonics Technology Letters* **8** 1041
- [11] Tanaka K, Toyosawa N and Hisakuni H 1995 *Opt. Lett.* **20** 1976
- [12] Meneghini C and Villeneuve A 1998 *J. Opt. Soc. Am.* B **15** 2946
- [13] Zhang R B, Wang Q Y, Bian Z P, Liang H Y, Pang D Q and Sun J H 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 756 (in Chinese) [章若冰、王清月、边自鹏、梁宏业、庞冬青、孙敬华 2000 物理学报 **49** 756]
- [14] Yang H, Zhang T Q, Wang S F and Gong Q H 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1292 (in Chinese) [杨宏、张铁桥、王树峰、龚旗煌 2000 物理学报 **49** 1292]
- [15] Cao D M, Wei Z Y, Teng H, Xia J F, Zhang J and Hou X 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1202 (in Chinese) [曹东茂、魏志义、腾浩、夏江帆、张杰、侯洵 2000 物理学报 **49** 1202]
- [16] Chang G Q, Lou C Y, Li Y H and Gao Y Z 1999 *Chin. Phys.* **8** 838
- [17] Martinez O E 1987 *IEEE J. Quan. Electron.* QE - **23** 1385
- [18] Lu T Z, Wang T, Qian L J, Lu X, Wei Z Y and Zhang J 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1268 (in Chinese) [吕铁铮、王韬、钱列加、鲁欣、魏志义、张杰 2002 物理学报 **51** 1268]
- [19] Kawamura K, Ogawa T, Sarukura N, Hirano M and Hosono H 2000 *Appl. Phys.* B **71** 119
- [20] Li Y, Watanabe W, Yamada K, Shinagawa T, Itoh K, Nishi J and Jiang Y Y 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 1508
- [21] Monro T M, Sterke C M and Poladian L 1996 *J. Opt. Soc. Am.* B **13** 2824
- [22] Tanaka K 1990 *Rev. Solid States Sci.* **4** 641
- [23] Weller-Brophy L A and Hall D G 1985 *J. Opt. Soc. Am.* A **2** 863
- [24] Weller-Brophy L A and Hall D G 1987 *J. Opt. Soc. Am.* A **4** 60

The Bragg reflection characteristics of the fibre grating formed by chirped ultrashort laser pulses^{*}

Wang Huai-Sheng Sun Da-Rui Zhang Zhi-Gang Chai Lu Wang Qing-Yue

(*Ultrafast Laser Laboratory , School of Precision Instruments and Optoelectronics Engineering ,
University of Tianjin , Key Laboratory of Optoelectronic Information Technical Science , EMC , Tianjin , 300072 , China*)

(Received 29 September 2002 ; revised manuscript received 16 January 2003)

Abstract

Under the illumination of 800 nm femtosecond laser pulse , two-photon absorption phenomenon can occur in the photosensitive glass As_2S_3 . When a chirped femtosecond laser pulse meets with another femtosecond laser pulse in an As_2S_3 fibre , the interference pattern can be recorded permanently as a chirped grating. In this paper , the relation between the structure of the chirped fibre grating and the parameters of the incident femtosecond pulse is described. Numerical calculations show that the chirped fibre grating has a broad Bragg reflection spectrum.

Keywords : chirped fiber grating , ultrashort laser pulse , two-photon absorption effect

PACC : 4280F , 4285D A280W

^{*} Project supported by the National Key Basic Research Special Foundation of China (Grant No. G1999075201 - 2) , Tianjin Natural Science Fund (Grant No. 003800611) , the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60178007) and the Science Foundation of China for Post Ph. D (Grant No. 2002032163) .