

文章编号: 1001-3806(2006)01-0101-03

## 光纤布喇格光栅非线性特性的研究

刘玉敏<sup>1,2</sup>, 俞重远<sup>1,2\*</sup>, 杨红波<sup>1,2</sup>, 张晓光<sup>1,2</sup>

(1 北京邮电大学 理学院, 北京 100876; 2 北京邮电大学 光通信与光波技术教育部重点实验室, 北京 100876)

摘要: 利用单边边界条件下的差分法求解非线性光纤光栅耦合模方程, 在此基础上分析了光纤光栅中克尔非线性效应对光栅频谱特性的影响, 分别讨论了短脉冲在均匀和切趾光纤光栅的线性工作区和非线性工作区的传输特性。结果表明, 在合适的条件下, 光纤布喇格光栅可以用于光开关器件。

关键词: 光纤布喇格光栅; 非线性耦合模方程; 差分法; 非线性效应

中图分类号: O437.0241.8 文献标识码: A

### The investigation of the nonlinear characteristics of fiber Bragg gratings

LIU Yum in<sup>1,2</sup>, YU Zhong yuan<sup>1,2</sup>, YANG Hong-bo<sup>1,2</sup>, ZHANG Xiao guang<sup>1,2</sup>

(1. School of Science, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China; 2. Key Laboratory of Optical Communication and Lightwave Technologies Ministry of Education, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China)

**Abstract** The nonlinear coupled equations of fiber Bragg gratings in single side boundary condition is solved by means of the finite difference method, and based on the result influence of Kerr like nonlinearity on the characteristics of the grating is analyzed. The transmission characteristics of the short pulses in the linear and nonlinear operation areas of the uniform and apodized grating are discussed respectively. The results show that at the proper condition, the fiber Bragg grating can be used as optical switch.

**Key words** fiber Bragg grating (FBG); nonlinear coupled mode equation; finite difference; nonlinear effect

### 引 言

光纤布喇格光栅 (FBG) 以其小体积、低插入损耗、不受电磁干扰等优点已经成为光纤通信系统的重要光学元件, 在波分复用 (DWDM)、信道均衡、解复用以及色散管理方面获得广泛应用<sup>[1]</sup>。目前光栅的应用领域还只局限于线性工作区, 即不考虑入射光功率对光纤光栅折射率调制的影响。在通常情况下, 由于光栅的非线性系数较低, 长度较小, 因此, 非线性效应可以忽略。但是考虑光栅中的非线性效应后对光栅的频谱特性影响很大, 并且在全光光开关方面有潜在的应用价值。作者在耦合模方程的基础上利用差分法分析了光栅中的非线性效应对频谱特性的影响。

### 1 光栅中光场的传输方程

光纤光栅的折射率变化可以表示为准余弦形式:

$$n(z) = n_{\text{eff}} + \Delta n(z) \cos[2\pi z/\Lambda + \phi(z)] \quad (1)$$

式中,  $n_{\text{eff}}$  表示光栅有效模折射率,  $\Delta n(z)$  表示折射率调制包络, 为了减小反射谱的边带抖动影响,  $\Delta n(z)$  通常要取高斯或升余弦等切趾形式。  $\Lambda$  为光栅空间调制周期, 光栅的中心布喇格波长表示为  $\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda$ 。光纤光栅中存在两个反向传播的  $LP_0$  模式, 其电场幅度复包络可以表示为  $u, v$ 。其中  $u$  为前向传播的耦合模式,  $v$  为后项传播的耦合模式, 考虑光栅中的非线性效应, 光栅的波传输特性可以由以下的非线性耦合模方程描述 (NLCME)<sup>[2]</sup>:

$$\begin{cases} i \frac{\partial u}{\partial z} + i \frac{n_{\text{eff}}}{c} \frac{\partial u}{\partial t} + \delta u + kv + \Gamma |u|^2 u + 2\Gamma |v|^2 u = 0 \\ -i \frac{\partial v}{\partial z} + i \frac{n_{\text{eff}}}{c} \frac{\partial v}{\partial t} + \delta v + ku + \Gamma |v|^2 v + 2\Gamma |u|^2 v = 0 \end{cases} \quad (2)$$

式中,  $\delta$  为失谐参数,  $\delta = 2\pi n_{\text{eff}}(1/\lambda - 1/\lambda_B)$ 。  $k$  为耦合系数,  $k(z) = \pi \Delta n(z) \exp[i\phi(z)]/\lambda_B$ 。  $\Gamma$  为非线性参数,  $\Gamma = 2\pi n_2/\lambda_B$ ,  $n_2$  为克尔系数。本文中取  $n_2 = 2.6 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ 。

基金项目: 国家“八六三”高技术研究发展计划资助项目 (2003AA311070); 北京市教育委员会共同建设基金资助项目 (XK 100130437)

作者简介: 刘玉敏 (1976), 男, 博士研究生, 研究方向为非线性光纤光学、半导体纳米光子学及光子晶体波导等。

\* 通讯联系人。 E-mail: yuzhongyuan30@hotmail.com

收稿日期: 2004-09-21; 收到修改稿日期: 2005-01-25

### 2 准连续传输特性

利用差分法解 (2) 式, 考虑准连续条件可以忽略 (2) 式中的对时间偏导项, 方程的物理边界条件为  $u(0) = 1, v(L) = 0$  这样的双边边界条件求 (2) 式比较困难<sup>[3]</sup>, 故将方程的边界条件改为单边边界条件  $u(L) = 1, v(L) = 0$  光栅的反射系数可以表示为  $r = v(0) / u(0)$ , 尽管边界条件不一样, 但求得的反射系数是一致的。更改边界条件后再利用差分法求解 (2) 式就变得非常简单。为了验证程序的正确性, 首先令  $\Gamma = 0$  这样光栅就简化为普通的光栅耦合模方程, 图 1 示出不考虑非线性效应的光栅反射谱特性。其中光栅长度

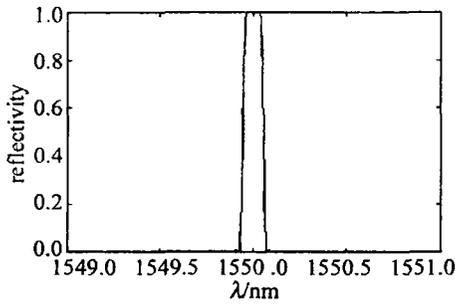


Fig 1 The reflectivity spectrum of the grating ignoring the nonlinear effect of 3cm, 最大折射率调制率为  $1 \times 10^{-4}$ , 切趾包络为升余弦函数。中心布喇格波长  $\lambda_B = 1550\text{nm}$ 。图 2 中分别给出了输入功率分别为  $1\text{GW}/\text{cm}^2, 10\text{GW}/\text{cm}^2, 50\text{GW}/\text{cm}^2$

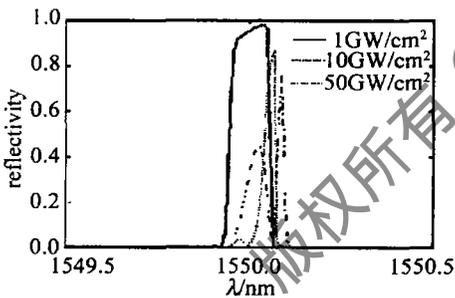


Fig 2 The reflectivity spectrum of different input power intensity

情况下的反射谱线。总的看来, 随着入射光功率的增加, 光栅反射区整体向长波长方向偏移, 同时整个反射谱内最大的反射率也随入射光功率增加而下降。图 3 是固定失谐参数  $\delta = 0$  情况下反射率随入射光强度的关系曲线。取光栅长度  $L$  分别为 3cm, 5cm, 8cm, 从反射率看来有点类似与周期性阻尼振荡。光栅较长时非线性作用距离也变长, 故非线性作用更明显。图 4 中

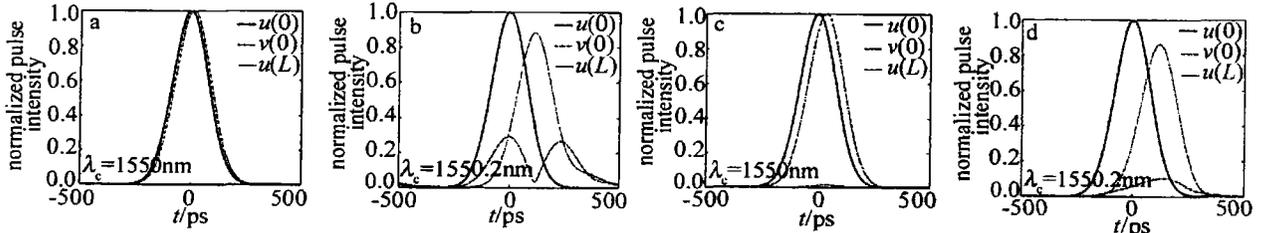


Fig 5 The reflected and transmitted pulses of the Gaussian input pulse at different center wavelength when the gratings are operated in linear condition a b— for the uniform grating c, d— for the cosine apodized grating

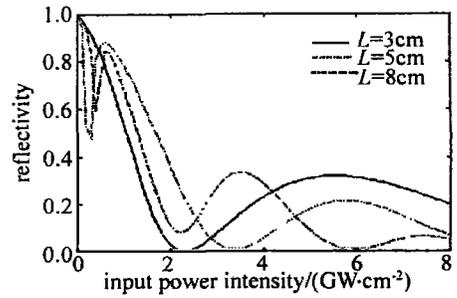


Fig 3 The relation between the input power intensity and the reflectivity at  $\delta = 0$  in different grating length

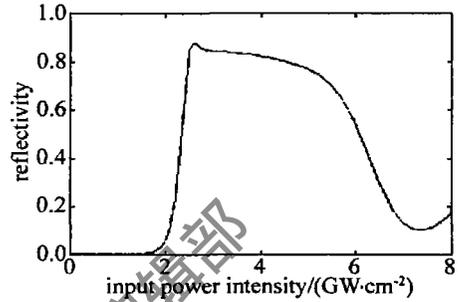


Fig 4 The reflectivity of the grating at  $\delta = 300\text{m}^{-1}$  and the grating length is 4cm

给出了当失谐量为  $300\text{m}^{-1}$  时光栅的反射谱线与输入功率强度的关系曲线, 由图可见, 在一定的失谐情况下, 光栅的频谱特性具有明显的双稳态效应<sup>[4]</sup>。

### 3 短脉冲在光纤光栅的传输特性的研究

#### 3.1 线性条件下短脉冲在光栅中的传输特性

当入射光功率不太强时, 忽略 (2) 式中的非线性效应。图 5a 图 5b 中分别给出了均匀光栅情况下中心频率分别为 1550nm 和 1550.2nm 情况下高斯脉冲入射时的反射和透射脉冲。高斯脉冲表示为:

$$U(t) = \exp[-0.5(t/T_0)^2] \quad (3)$$

式中,  $T_0 = 80\text{ps}$  图 5a 中高斯脉冲的中心频率与光栅布喇格波长相对应, 反射率较高, 光能量耦合作用强, 因此, 脉冲在较短的距离就能够完全耦合到反射脉冲。这一点可以从图 5a 中入射和出射脉冲的时延差表现出来, 两者的时延相差约  $30\text{ps}$  图 5b 中脉冲中心波长距离布喇格波长  $0.2\text{nm}$ , 脉冲的频谱包络位于光栅的边带, 耦合程度较低, 因此, 反射脉冲相对入射脉冲的时延非常大, 由于耦合作用小, 入射脉冲强穿过整个光栅, 故时延差将近  $250\text{ps}$  图 5c 图 5d 分别与图 5a

图 5b 对应, 只是光栅为升余弦切趾光栅。从图 5c 可以看出, 反射脉冲和入射脉冲时延差比图 5a 要大, 这是由于切趾的作用使光栅两侧耦合作用较弱, 因此, 光脉冲能量完全耦合到反射脉冲需要在光栅中传播的距离比均匀光栅相对较长。图 5d 与图 5b 相比, 由于切趾的作用光栅的反射谱包络边带得到抑制。因此, 反射脉冲没有较大的功率波动, 时延表现为图 5b 中反射脉冲时延的加权平均。

### 3.2 非线性效应对短脉冲传输特性的影响

当入射脉冲的光功率较强时, (2) 式中的非线性效应不能再忽略, 图 6a~ 图 6d 分别描述了当入射脉冲为  $50\text{GW}/\text{cm}^2$ 、高斯脉冲中心频率分别为  $\lambda_c = 1550\text{nm}$  和  $\lambda_c = 1550.2\text{nm}$  时非线性效应在均匀光栅和升余弦切趾光栅中的反射及透射脉冲的影响。

比较图 5a 与图 6a 可以看出, 由于非线性相互作用, 使光栅中心布喇格波长向长波长方向偏移, 反射率

很高的中心反射通带转变为反射阻带, 反射脉冲能量只占入射脉冲能量的很小一部分, 这一特性可用于脉冲光开关, 目前已经引起广泛的关注<sup>[5-7]</sup>。由于反射谱整体向长波长方向偏移, 不考虑非线性效应时的边带部分, 在考虑非线性效应后变为通带部分, 由于中心频率位于带通部分, 反射脉冲和透射脉冲受光栅切趾包络的影响较小, 如图 6h 图 6d 所示, 透射脉冲只在最大耦合功率上稍有差别。尽管图 6c 中的光栅为升余弦切趾光栅, 与图 6b 中均匀光栅相比, 在非线性效应的影响下, 图 6c 中的脉冲受边带的影响更明显。这是由于均匀光栅的耦合程度比切趾光栅耦合程度强, 受非线性效应作用也更明显, 因此, 光栅反射谱向长波长方向偏移的量更大, 这样尽管均匀光栅的反射脉冲也受边带的影响, 但与切趾光栅相同频率位置边带抖动幅度相比要小, 对应的反射脉冲功率波动也相应变小, 如图 6a 图 6c 中的反射脉冲所示。

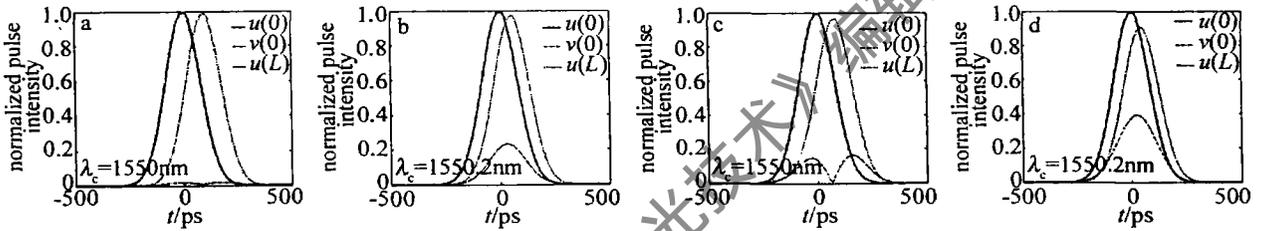


Fig 6 When the input power is  $50\text{GW}/\text{cm}^2$ , the reflected and transmitted pulses of the Gaussian input pulse at different center wavelength, when the gratings are operated in nonlinear condition a b— for the uniform grating c d— for the cosinc-apodized grating

### 3.3 实验装置和实验结果

为验证根据单边边界条件计算得到的光纤光栅非线性耦合模方程的结论, 可以采用如图 7 所示的实验

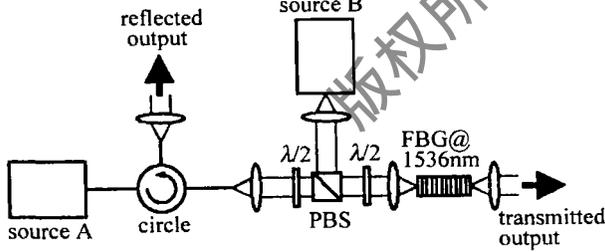


Fig 7 The experiment setup for validating the nonlinear effects of the fiber Bragg grating

装置<sup>[8]</sup>, 其中 PBS 表示偏振分束器, circle 表示环路器, 反射光通过环路器输出, 光栅的中心波长约  $1536\text{nm}$ 。光栅的线性工作区反射功率为  $98\%$ , 从图 8a 可以看出, 随着入射光功率的增加, 由于非线性效应, 使光栅的工作频率向长波长偏移, 因此透射光功率增加, 同时反射光功率减小。这一现象对应于数值计算中的图 2 和图 4。图 8b 中给出了光栅的输出脉冲形状伴随不同入射光功率的情况, 可以看出, 在弱非线性效应时, 光脉冲被分离为子脉冲, 当非线性效应进一步增强时, 输出脉冲变为多个子脉冲, 其中  $8\text{kW}$  对应

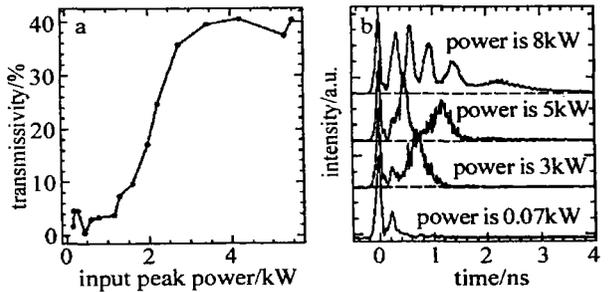


Fig 8 Self-switching characteristics of the fiber Bragg gratings a— the grating operated in linear area b— nonlinear area with increasing of the optical power b— the output in pulse shape with the relationship of the input peak power

峰值脉冲功率约  $30\text{GW}/\text{cm}^2$ 。综合图 2~ 图 8 可以看出, 在考虑非线性效应的作用下, 光栅的频谱整体向长波长偏移对短脉冲的透射和反射特性影响十分明显, 边带抖动的影响更大程度上受光栅非线性的限制而不是光栅切趾特性。光脉冲位于特定中心波长附近, 在一定的光功率条件下, 光脉冲具有自开关性质。这一性质有望用于非线性光开关。

### 4 结论

利用差分法分析了更改边界条件的光栅非线性耦合模方程, 数值结果表明了该方法的有效性。在此基

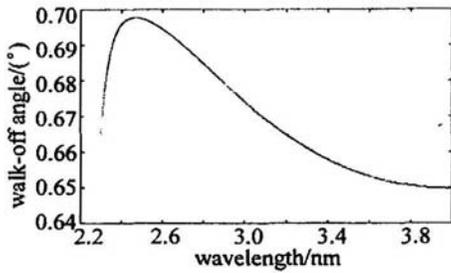


Fig 6 Walk-off angle of ZnGeP<sub>2</sub>

所示。从图中可以看出,在整个调谐范围内,走离角先增大后减小,但是变化不明显,不超过 0.1°。

在 OPO 调谐过程中,只有当参变光波沿相位匹配角  $\theta_m$  方向入射时,才能满足相位失配  $\Delta k = 0$  即实现完全相位匹配。由于光波的发散角等多种因素,很难做到完全相位匹配,总存在或大或小的  $\Delta k$ ,从而降低了频率变换的效率。通常规定一个允许的相位失配  $\Delta k = \pm \pi/l$  ( $l$  为晶体长度),只要  $\Delta k$  不大于  $\pi/l$  都能满足相位匹配输出参变光。此时的相位匹配角为  $\theta_m + \Delta\theta$ ,  $\Delta\theta$  即为当调谐角为  $\theta$  时晶体的允许角。

将相位失配  $\Delta k$  对  $\theta$  在  $\theta_m$  附近展成泰勒级数<sup>[8]</sup>:

$$\Delta k = \Delta k \Big|_{\theta=\theta_m} + \frac{d(\Delta k)}{d\theta} \Big|_{\theta=\theta_m} \Delta\theta + \frac{1}{2} \frac{d^2(\Delta k)}{d\theta^2} \Big|_{\theta=\theta_m} (\Delta\theta)^2 + \dots \quad (7)$$

取  $\Delta k$  的一级近似,并与  $\Delta k = \pm \pi/l$  联立,可解得允许

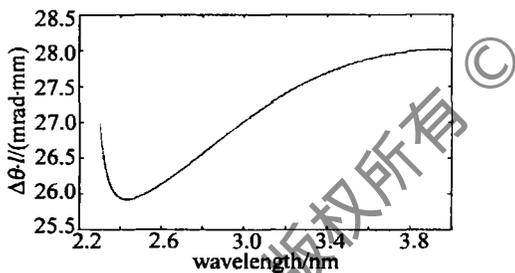


Fig 7 Acceptance angle of ZnGeP<sub>2</sub>

(上接第 103 页)

基础上研究了光栅非线性效应对光栅频谱特性的影响,并与文献[8]中的实验结果进行了对比,进一步验证了本文中提出的方法的正确性,讨论了短脉冲在均匀光上和切趾光栅的线性和非线性工作区的传输特性。结果表明,由于非线性效应的影响,光脉冲位于特定中心波长附近时,在一定的光功率条件下,光脉冲具有自动开关性质。

### 参 考 文 献

- [1] ZHANG X D, LI Y L, WANG W *et al*. Recent research and development of fiber optic grating writing technologies for sensing applications [J]. *Laser Technology*, 2004, 28(5): 506~ 509 (in Chinese).
- [2] RADIC S, GEORGE N, AGRAWAL G P. Theory of low-threshold optical switching in nonlinear phase-shifted periodic structures [J]. *JO S A*, 1995 B12(4): 671~ 680.

角  $\Delta\theta$  从而得到允许角  $\Delta\theta$  和信号光波长的关系曲线,如图 7 所示。可以看出,在整个调谐范围内,允许角先减小后增大,但变化不大。

### 3 总 结

计算了 ZnGeP<sub>2</sub>-OPO 的角度调谐曲线、有效非线性系数曲线和光参变增益曲线,确定了 ZnGeP<sub>2</sub>-OPO 的相位匹配方式、调谐范围、调谐角度和晶体的切割角;同时计算了 ZnGeP<sub>2</sub>-OPO 的走离角曲线和相位匹配允许角曲线,所得结果为中远红外 ZnGeP<sub>2</sub> 光参变振荡器的实验研究提供了一定的理论参考。

### 参 考 文 献

- [1] BOYD G D, BUEHLER E, STORZ F G. Linear and nonlinear optical properties of ZnGeP<sub>2</sub> and CdSe [J]. *A P L*, 1971, 18(12): 301~ 304.
- [2] VODOPYANOV K L, KULEVSKII L A, VOEVODIN V G. High efficiency middle IR parametric superadiance in ZnGeP<sub>2</sub> and GaSe crystals pumped by an erbium laser [J]. *Opt Commun*, 1991, 83: 322~ 326.
- [3] VODOPYANOV K L. Parametric generation of tunable infrared radiation in ZnGeP<sub>2</sub> and GaSe pumped at 3 $\mu$ m [J]. *JO S A*, 1993 B10(9): 1723~ 1728.
- [4] VODOPYANOV K L, GAN KHANOV F, MAFFETONE J P. ZnGeP<sub>2</sub> optical parametric oscillator with 3.8~ 12.4 $\mu$ m tunability [J]. *Opt Lett* 2000 25(11): 841~ 843.
- [5] YANG Ch H, ZHANG J. Development of new middle and far infrared nonlinear optical crystals ZnGeP<sub>2</sub> [J]. *Journal of Synthetic Crystals* 2004 33(2): 141~ 143.
- [6] YAO B Q, WANG Y Z, WANG Q. Development of middle infrared optical parametric oscillator [J]. *Laser Technology*, 2002 26(3): 217~ 220 (in Chinese).
- [7] KUMBHAKAR P, KOBAYASHI T. Sellmeier dispersion for phase-matched terahertz generation in ZnGeP<sub>2</sub> [J]. *Appl Opt* 2004, 43(16): 3324~ 3328.
- [8] YAO J Q. Nonlinear optical frequency changing and laser tuning technology [M]. Beijing Science Press 1995. 3~ 27 (in Chinese).

- [3] ZHANG X G, GUO W W, ZHANG L. The computer simulation about optical soliton communication [J]. *Study on Optical Communications* 1994(3): 20~ 25 (in Chinese).
- [4] MELLON I A, CHINELLO M, MARTINELLI M. All-optical switching in phase-shifted fiber Bragg gratings [J]. *IEEE Photonics Technology Letters* 2000 12(1): 42~ 44.
- [5] LEE H J, AGRAWAL G P. Nonlinear switching of optical pulse in fiber Bragg gratings [J]. *IEEE J Q E*, 2003, 39(3): 508~ 515.
- [6] DeSTERKE C M, JACKSON K R, ROBERT B D. Nonlinear coupled-mode equations on a finite interval: a numerical procedure [J]. *JO S A*, 1991 B8(2): 403~ 412.
- [7] EGGLETON B J, SIU SHER R E, DeSTERKE C M *et al*. Bragg grating solitons [J]. *Phys Rev Lett* 1996, 76(10): 1627~ 1630.
- [8] BRODERICK N G R, TAVERNER D, RICHARDSON D J. Nonlinear switching in fiber Bragg gratings [J]. *Optics Express* 1998 3(11): 447~ 453.