

# 非线性光纤光栅在禁带内对光脉冲压缩的机制

刘军民

廖常俊 徐文成 刘颂豪

(中国科学技术大学物理系, 合肥 230026) (华南师范大学量子电子学研究所, 广州 510631)

**摘 要** 研究了非线性光纤光栅在禁带内对光脉冲的压缩机制, 结果表明这是一介储能-调出禁带的过程。入射脉冲首先在光纤光栅中激发能量密度波包, 它是有限长光纤光栅中的准孤立波, 其在光纤光栅输出端的能量损失形成输出脉冲, 并决定了输出脉冲的脉宽和峰值功率。在脉冲压缩过程中, 自振荡效应可以导致输出脉冲的分裂, 利用这种效应可以提高脉冲压缩比。

**关键词** 非线性光纤光栅, 脉冲压缩

## 1 引 言

光纤光栅对某些波长段的光具有强烈的反射作用, 存在导带(低反射率)和禁带(高反射率)结构<sup>[1]</sup>。考虑到非线性效应, 在禁带存在双稳特性<sup>[2]</sup>。在一定的条件下, 光纤光栅对于脉冲有压缩作用。Winful 最早提出在透过率较高的负群速度色散区域(由周期结构产生)利用非线性效应与负群速度色散的相互作用得到脉冲压缩, 这与通常的脉冲压缩机制相同<sup>[3]</sup>。以后发现在禁带区域也存在脉冲压缩<sup>[4]</sup>, 这种压缩与通常脉冲压缩技术(光纤-光栅对及孤子效应压缩器)相比是压缩波长范围广, 可调参数多以及峰值能量可以很低等。特别是最近紫外光在光纤中“刻”光栅技术的逐渐成熟, 使光纤光栅成为一种很有实用前景的脉冲压缩器件。

因此系统地讨论禁带区域的脉冲压缩机制是很有必要的。本文用数值方法研究了非线性光纤光栅在禁带内对脉冲压缩的机制, 发现其与通常的色散-啁啾机制不同, 是一种储能-调出禁带的过程。

## 2 基本理论

考虑无损耗单模光纤中有如下的折射率微扰

$$n = n_0 + n_1 \cos(2\pi z/\Lambda)$$

$n_1 \ll n_0$ ,  $n_0$  为未扰动光纤的折射率,  $\Lambda$  为微扰的空间周期。在这种结构中传输的电场可以分解为前向和后向波

$$E = \{E_+(z, t) \exp[\gamma(\beta_0 z - \omega t)] + E_-(z, t) \exp[-\gamma(\beta_0 z + \omega t)]\} F(x, y)$$

$E_+$  和  $E_-$  分别为前向和后向传输电场的包络,  $\beta_0$  为未扰动光纤中的传输常数,  $\omega$  为载波频率,

$F(x, y)$  为传输模式的横向分布。在慢变包络近似下,耦合模理论给出  $E_+$ ,  $E_-$  满足如下方程<sup>[2]</sup>

$$\begin{aligned} i(E_{+,z} + E_{-,z}/V) + KE_- \exp(-2i\delta z) + \Gamma(|E_-|^2 + 2|E_+|^2)E_+ &= 0 \\ i(-E_{-,z} + E_{+,z}/V) + KE_+ \exp(2i\delta z) - \Gamma(|E_-|^2 + 2|E_+|^2)E_- &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

其中分号表示求微分,  $V$  为群速度,  $K = \pi n_1/\lambda$  为耦合系数,  $\Gamma$  为非线性系数,  $\delta = \beta_0 - \beta_1$ ,  $\beta_0 = \pi/\Lambda$ 。对无限长光纤光栅, 方程(1) 存在一种可以以  $0 \sim V$  之间的速度移动的空间孤立波解<sup>[5]</sup>, 这种孤立波沿着光纤方向的分布是双曲正割函数, 其传输速度  $V_s$  与  $E_+$ 、 $E_-$  (孤立波解) 的峰值  $E_{+,m}$ 、 $E_{-,m}$  关系为

$$(V + V_s)/(V - V_s) = E_{+,m}/E_{-,m} \equiv \eta \quad (2)$$

对于有限长光纤光栅, 考虑如下的边界条件和初始条件

$$E_+(0, t) = A(t), E_-(L, t) = 0, \quad E_+(z, 0) = E_-(z, 0) = 0 \quad (3)$$

给不出方程(1)的解析解,  $L$  为光纤光栅的长度。如果只考虑稳态情况, 略去方程(1) 中的时间微分项, 边界条件为  $E_-(0) = A$ ,  $E_-(L) = 0$ , 此时可以得到  $E_+(L)$  与  $A$  的隐含代数方程, 其透过率  $T = |E_+(L)|^2/A^2$  与输入功率  $|A|^2$  的典型关系曲线形状为“S”<sup>[2]</sup>, 具有双稳特性。数值分析表明, 在一定条件下, 从低透过率状态双稳跃迁到高透过率状态时, 最终的透过率不能稳定下来, 而是时间的周期函数, 即在连续光入射下形成脉冲串输出, 这导致自振荡效应<sup>[6]</sup>。入射光功率在从低到高并稳定在高功率连续光的过程中, 如果连续光的功率恰好可以发生双稳跃迁, 那么自振荡的条件是  $\delta$  必须小于一个与  $K$  有关的确切值, 如果连续光的功率足够大的情况下, 总能形成自振荡。进一步提高入射光的功率, 甚至导致混沌现象的出现<sup>[7]</sup>。

注意到在方程(1) 中, 材料色散和波导色散没有被包括进去, 因为线性周期结构提供了一个大得多的群速度色散<sup>[9]</sup>, 群速度色散的正负可以通过调节  $\delta$  来选择。

Winful 研究了在透过率较高的负群速度色散区域的脉冲压缩, 因为后向波较弱, 该种脉冲压缩类似孤子效应压缩<sup>[3]</sup>。但由于负群速度色散区域可以通过改变  $\delta$  获得, 理论上可以在任意波长上进行脉冲压缩。在禁带区域的脉冲压缩也不受波长的限制。在禁带区域的群速度色散, 在  $\delta > 0$  时为负, 在  $\delta < 0$  时为正, 在靠近带边的区域群速度色散很大。数值结果表明, 在正负群速度色散区域都能得到脉冲压缩。进一步的分析表明禁带内脉冲压缩有不同的机制, 在其压缩过程中, 自振荡效应和双稳特性以及混沌现象都会影响脉冲压缩的质量。

### 3 数值结果

方程(1)在边界条件和初始条件(3)下没有解析解, 只能用数值方法进行分析。作坐标变换  $E_{\pm} = A_{\pm} \exp(-\pm \delta z)$  和  $Vt = \tau$ , 方程(1)变为

$$\begin{aligned} i(A_{+,z} + A_{+,z}) + \delta A_+ + KA_- + \Gamma(|A_+|^2 + 2|A_-|^2)A_+ &= 0 \\ i(-A_{-,z} + A_{-,z}) + \delta A_- + KA_+ + \Gamma(|A_-|^2 + 2|A_+|^2)A_- &= 0 \end{aligned} \quad (4)$$

方程(4)有重要的标度特性。作变换:  $\delta \rightarrow \alpha^2 \delta$ ,  $K \rightarrow \alpha^2 K$ ,  $\Gamma \rightarrow \beta^2 \Gamma$ ,  $A_{\pm} \rightarrow \alpha A_{\pm}/\beta$ ,  $z \rightarrow z/\alpha^2$ ,  $\tau \rightarrow \tau/\alpha^2$ ,  $L \rightarrow L/\alpha^2$  以及边界条件和初始条件作相应的变换, 方程(4) 不变。因此, 不失一般性, 可以固定  $L$  和  $\Gamma$ 。以下的计算取  $L = 1$  和  $\Gamma = 0.1$ 。数值计算采用有限差分法, 沿着方程(4) 的特征积分<sup>[7]</sup>。时间单位取为  $L/V$ 。输入脉冲的强度  $A(t)$  为双曲正割函数, 事实上脉冲压缩的结果对输入脉冲的形状不敏感。从脉冲压缩的角度来看, 输出脉冲的峰值功率应比输入脉冲的高。由于非线性光纤光栅的双稳特性, 入射脉冲的峰值功率必须大于发生双稳跃迁时的连续光功率。图 1 中的(a), (b) 分别对应于发生双稳跃迁时和未发生双稳跃迁时的透过脉冲。

但是对于脉冲入射的情况下, 发生双稳跃迁不仅与脉冲的峰值功率有关, 而且还与脉宽有关系, 在非线性光纤光栅的参数及入射脉冲的峰值功率与图 1 的 (a) 相同而脉宽减半的情况下, 未发生双稳跃迁。这暗示发生双稳跃迁与脉冲的能量也有关。

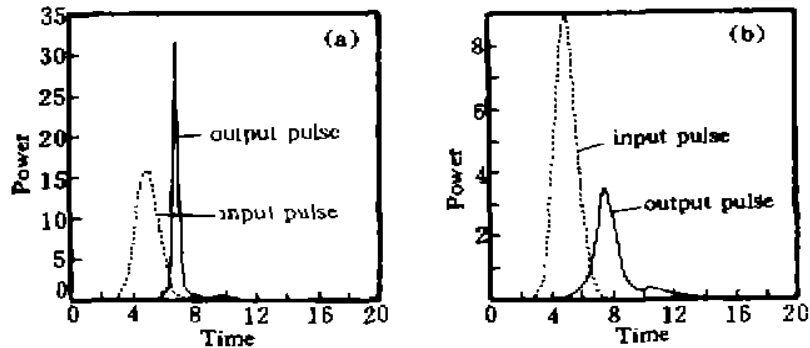


Fig. 1 The input pulse and the output pulse at  $Z = L$ . The fiber-grating parameters are:  $\delta = 4.6$ ,  $K = 5.0$ ,  $\Gamma = 0.1$ . The input-pulse parameters are (a) width (FWHM) = 1.60, peak power = 16.00 (b) width (FWHM) = 1.60, peak power = 9.00

进一步提高入射脉冲的峰值功率, 输出脉冲会发生分裂, 在一定的入射峰值功率下, 可以得到脉宽和峰值功率一样的两个脉冲, 如图 2 所示。入射脉冲的峰值功率增大, 只能得到紊乱的脉冲输出。在不提高入射脉冲的峰值功率的情况下, 增加入射脉冲的脉宽也可得到分裂的脉冲输出, 随着脉宽的不断加宽, 可以获得更多分裂脉冲。如果输入脉冲的脉宽足够大, 则得到一系列的脉冲串, 这些脉冲的脉宽与峰值功率几乎相同而入射脉冲的脉宽无关, 其实这就是自振荡效应。

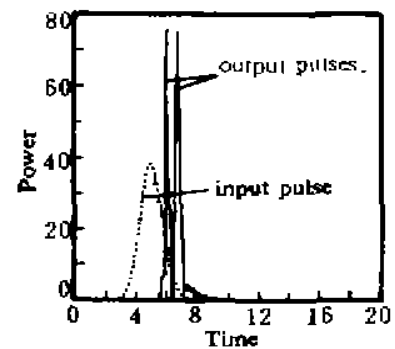


Fig. 2 Two pulses output at  $Z = L$ . The fiber-grating parameters are:  $\delta = 4$ ,  $K = 5.0$ ,  $\Gamma = 0.1$ . The input-pulse parameters are: width (FWHM) = 1.60, peak power = 38.44

以上的结果是在禁带内  $\delta > 0$  的负群速度色散区域得到的, 但对于禁带内  $\delta < 0$  的区域, 结果也是类似的, 只是所需的峰值功率更高。

对于其它的  $K$  和  $\delta$ , 数值模拟表明有类似的结果。

#### 4 数值结果分析

如果不考虑非线性效应 ( $\Gamma = 0$ ), 从方程(1)可以看出, 当  $|\delta| < K$  时, 光在光纤光栅中的传输是按指数衰减的, 光纤光栅的布拉格波长为

$$\lambda_B = 2n_1A$$

如果计入非线性效应, 折射率要受光强的调制。当某处的光强足够强, 则局部的布拉格波长产生较大的变化, 可以达到  $|\delta| > K$  而使该区域变得“透明”。对于玻璃光纤,  $\Gamma$  为正, 所以越靠近上带边, 引起这种“透明”所需的功率越小。在连续光入射下, 这种自诱导“透明”所需的功率越小。在连续光入射下, 这种自诱导“透明”现象就是前面提到的双稳跃迁。因此在禁带内,  $\delta > 0$  的区域比  $\delta < 0$  的区域更靠近上带边, 因而发生双稳跃迁所需的峰值功率较低。调节  $\delta$  使足够靠近上带边 ( $\delta \sim \Gamma$ ), 可以在非常低的入射峰值功率下获得双稳跃迁, 这个特点可

以用来在弱光下得到光开关和脉冲压缩,这克服了通常的非线性效应导致的双稳特性和脉冲压缩需要很高的光强这个缺点。

入射脉冲进入光纤光栅后并不是直接穿过光纤光栅,而是首先储存在光纤光栅中,这可以从上面的数值结果中看出:

1) 图 5 中  $Z = L$  端的前向波输出脉冲和  $Z = 0$  的后向波输出脉冲的能量总和在初始阶段小于输入脉冲的能量,并且前向输出脉冲相对于输入脉冲的延时大于 1 (在实际单位中等于  $L/V$ )。从能量守恒的角度来看,在输入脉冲进入到光纤光栅中的初始阶段,这个能量差一定被储存在光纤光栅中。对于其它情形(比如图 1),这一结果都成立。

2) 在相同的光纤光栅参数及入射脉冲的峰值功率下,能否发生双稳跃迁还与入射脉冲的脉宽有关。

3) 提高峰值功率和增加入射脉冲的脉宽都导致输出脉冲的分裂。

2) 和 3) 都说明入射脉冲的能量影响输出脉冲的形成,但并不是完全决定输出脉冲的形成过程,这一过程还与输入脉冲的峰值功率有关:进一步提高输入脉冲的峰值功率导致混沌现象而入射脉冲的脉宽很大时只是形成规则的自振荡现象。能量在光纤光栅中的储存形式是在光纤光栅中形成一个能量密度  $(|A_+|^2 + |A_-|^2)$  波包。图 3 给出了相应于图 1(a) 的能量密度分布的时间演化。

根据数值计算结果,作者认为这个能量密度波包相应于无限长光纤光栅中的孤立波解,由于光纤光栅为有限长时,边界条件影响能量密度波包沿光纤的分布而使之偏离孤立波形状。如下的数值结果表明这一点:

1) 能量密度波包有类似于孤立波解的能量密度分布(双曲正割的平方)。对于其它参数,数值模拟显示此能量密度波包的分布具有与图 3 类似的形状。

2) 这个能量密度波包是运动的,为了更清楚地看出这一点,在图 4 中画出了相应于图 3 的能量密度波包的波峰在光纤光栅中的位置随时间的变化。从图 4 可以计算出能量密度波包的波峰第一次到达光纤光栅中部时的速率  $V_1/V$  为  $0.40 \pm 0.01$ ,而根据(2)式计算的  $V_1/V$  为  $0.22 \pm 0.01$ ,二者相差一倍。第二次经过光纤光栅中部时, $V_2/V$  为  $-0.4 \pm 0.01$ ,而由(2)式所得结果为  $-2.0 \pm 0.01$ ,二者也相差一倍。还不太清楚为什么从数值计算所得的  $V_1$  比(2)式所得的结果大一倍,但是数量级及定性的结果是一致的。对于其它时刻,结果类似。对图 1(b)和其它参数作同样计算可以得到类似的结论。

3) 注意到当能量密度波包的波峰靠近光纤光栅的输出端( $Z = L$ )时,其速度反向。利用(2)式可以理解这一现象,当能量密度波包靠近输出端时,前向波损失能量而导致  $A_+$  与  $A_-$  的峰值功率比  $\eta$  小于 1,这样  $V_1$  变成负值,即能量密度波包开始反向移动。

从以上分析可以确信,输入脉冲在有限长光纤光栅中激发的能量密度波包是一种准孤立波。数值结果表明,不管是否发生了双稳跃迁,在光纤光栅中总是能激发一个准孤立波的能量密度波包。在这个基础上,可以分析非线性光纤光栅对脉冲的压缩过程。在入射脉冲刚入射到光纤光栅时, $\eta$  总是大于 1。如果入射脉冲的能量较小时,即使其峰值功率可能很高(足以在连续光情况下产生双稳跃迁),被储存的能量所激发的能量密度波包较小而在开始时不能很好地产生“透明”效应,反向波较强,从而使  $\eta$  接近 1,能量密度波包的速率比较小,而且在能量密度波包移向输出端时,前向波稍微损失能量即可使  $\eta < 1$  而使能量密度波包移向输入端,此时前向波开始减少能量损失。在能量密度波包移向和移离输出端的过程中,前向波损

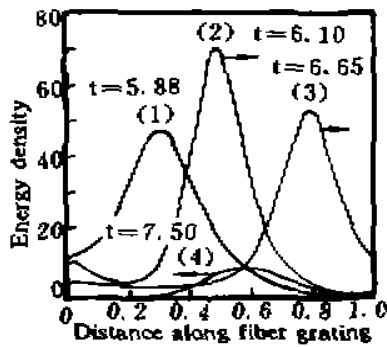


Fig. 3 The distribution of energy density ( $|A_+|^2 + |A_-|^2$ ) along fiber grating at different time after the input pulse incidents the fiber grating. The parameters are same as Fig. 1(a). The arrows indicate the movement directions of the envelopes

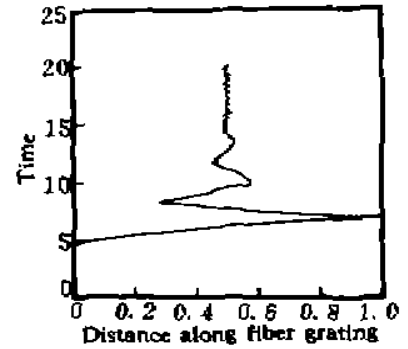


Fig. 4 The site of peak of the envelope of energy density vs time after the input pulse incidents the fiber grating. The parameters are same as Fig. 1(a)

失能量的过程就形成了脉冲输出。如果入射脉冲的能量较大时， $\eta$  比 1 大得多，前向波要损失很多能量才能使能量密度波包的速度反转，这样能量密度波包在输出端损失的能量所形成的输出脉冲的峰值功率可能超过输入脉冲的峰值功率。在以上描述的脉冲透过光纤光栅的过程中，输入脉冲激发的能量密度波包在输出端的能量损失决定了输出脉冲的峰值功率。输出脉冲的脉宽则由能量密度波包的宽度、速度、以及峰高决定，它们之间没有简单的关系，但从数值模拟中可以发现能量密度波包越窄、速度越快、峰值越大，则输出脉冲的脉宽越窄。考虑到输出脉冲的脉宽与峰值功率这两个参数可以近似由能量密度波包的峰高、宽度、速度这三个参数决定，即使这三个参数并不是相互独立的，但是也有可能存在这种情况：输出脉冲的脉宽变窄而峰值功率降低。数值结果确实表明存在这种情况，如图 5 所示。

图 2 得到的分裂脉冲输出是和自振荡效应联系起来的。如果输入脉冲的峰值功率和脉宽足够大，则可以激发更多的  $\eta$  较大的能量密度波包而形成分裂脉冲输出。在相同的峰值功率或脉宽的情况下，比较图 2 和图 1(a)，有分裂脉冲输出时，脉冲压缩比提高约 2 倍。

从表面来看，图 1(a) 是一种真正的脉冲压缩，而图 5 是一种脉冲整形 (truncating)，二者是同种过程在不同条件下的表现。色散-啁啾机制是不能解释这种现象的。通过以上的数值分析，可以给出非线性光纤光栅中脉冲传输的主要物理

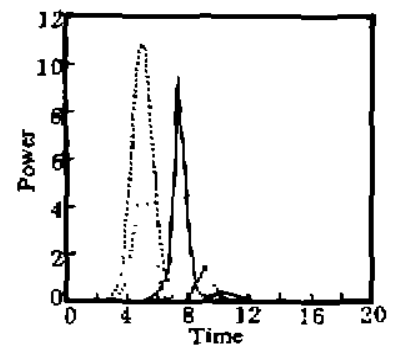


Fig. 5 The dashed line is input pulse. The solid line and the dotted line are outputs at  $Z = L$  and  $Z = 0$  respectively

过程。输入脉冲不是以其群速度在非线性光纤光栅中传输并在此过程中由于非线性与群速度色散的联合作用而得到压缩，而是首先以能量密度波包的形式在光纤光栅中储存能量，当局部的光强足够大时，使局部的折射率发生较大的变化从而在局部调出禁带，引起自透明，在一定条件下，这种自透明导致能量向输出端输运，也就是能量密度波包发生运动。当它以速度  $V$  移向光纤光栅输出端时释放能量，形成输出脉冲。输出脉冲的峰值功率和脉宽由能量密度波包在光纤光栅中的峰高、宽度、速度决定。如果能量密度波包的宽度比较窄而速度比较

快, 则形成压缩脉冲输出。

**结 论** 非线性光纤光栅在禁带内对脉冲的压缩机制是储能-调出禁带的过程, 这与通常的色散-啁啾机制不同。更准确地说, 入射脉冲的能量首先以能量密度波包(准孤立波)的形式被储存在光纤光栅中, 由于自诱导“透明”效应而向光纤光栅输出端运动, 损失能量, 形成输出脉冲。在实际应用上, 可以适当调节入射脉冲的峰值功率和脉宽以及光纤光栅参数, 得到类似图 1(a)的输出脉冲。更有效的脉冲压缩是利用自振荡效应, 得到两个或多个峰值功率和脉宽相同的分裂脉冲输出, 但这要求输入脉冲的脉宽和峰值功率必须相当的稳定, 并且还要避免过高的峰值功率引起的混沌现象。进一步确定最佳的脉冲压缩条件需要解析的分析, 虽然目前还不能做到这一点, 但是以上的数值分析给出了脉冲压缩的物理过程, 并且对于达到这一目标是有启发性的; 有限长光纤光栅中激发的能量密度波包是一种准孤立波。

### 参 考 文 献

- [1] L. Brillouin, *Wave Propagation in Periodic Structure*, McGraw-Hill, New York, 1946
- [2] H. G. Winful, J. H. Marburger, E. Garmire, Theory of bistability in nonlinear distributed feedback structure. *Appl. Phys. Lett.*, 1979, **35**(5): 379~381
- [3] H. G. Winful, Pulse compression in optical fiber filter. *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **46**(6): 527~529
- [4] C. M. de Sterke, Simulation of gap-soliton generation. *Phys. Rev. (A)*, 1992, **45**(3): 2012~2018
- [5] A. B. Aceves, S. Wabnitz, Self-induced transparency soliton in nonlinear refractive periodic media. *Phys. Lett. (A)*, 1989, **141**(1,2): 37~42
- [6] C. M. de Sterke, J. E. Sipe, Switching dynamics of finite periodic nonlinear media, A numerical study. *Phys. Rev. (A)*, 1990, **42**(5): 2858~2869
- [7] E. Hairer, S. P. Norsett, G. Wanner, *Solving Ordinary Differential Equation I.*, Springer-Verlag, Berlin, 1987

## The Mechanism of Optical Pulse Compression Within Stop Band of Nonlinear Fiber Grating

Liu Junmin

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

Liao Changjun Xu Wencheng Liu Songhao

(Institute of Quantum Electronics, South China Normal University, Guangzhou 510631)

(Received 14 December 1994; revised 10 March 1995)

**Abstract** By numerical method, the mechanism of optical pulse compression within the stop band of a fiber grating was demonstrated to be the process of energy storing and tuning out of the stop band. The envelope of energy density, which is a solitary-wave-like object, is firstly excited by the input pulse, then propagates along the fiber grating and losses energy at the output end to form an output pulse. The temporal width and peak power of the output pulse are determined by speed, spatial width, and peak value of the envelop of the energy density. The self-pulsing effect will induce the formation of multi-pulse output, which can be used for the bigger pulse-compression factor.

**Key words** nonlinear fiber grating, optical pulse compression.