

文章编号: 0253-2239(2006)10-1549-5

光纤布拉格光栅中的隙孤子存在条件*

李小路 江月松

(北京航空航天大学 电子信息工程学院, 北京 100083)

摘要: 提出光纤布拉格光栅中产生隙孤子的条件和参量制约关系。利用非线性耦合模式方程建立光纤布拉格光栅中孤子的传播方程,通过扰动方法建立了参量的微分方程,计算得到参量近似解。以周期非线性光学介质中隙孤子存在的条件为依据,数学计算分析得到两组参量关系不等式。最终通过数值计算说明了这些参量之间存在制约关系和物理意义。从而理论上说明了在光纤布拉格光栅中隙孤子存在需要选择适当参量。为光纤布拉格光栅中产生隙孤子的实验和进一步的工程应用提供了理论基础。

关键词: 非线性光学; 光纤布拉格光栅; 隙孤子; 非线性耦合模式方程; 无因次群速度

中图分类号: O437 文献标识码: A

Condition of Gap Soliton in Fiber Bragg Grating

Li Xiaolu Jiang Yuesong

(School of Electronic and Information Engineering, Beihang University, Beijing 100083)

Abstract: The condition of the gap soliton production in fiber Bragg grating and the parameters conditionality are advanced. The propagation equation of the solitons in fiber Bragg grating is described by the nonlinear coupled-mode equation, then the differential equations of parameters are obtained by applying the perturbation method, and the approximate results for parameters are calculated. Based on the conditions of the gap soliton in periodical nonlinear optical medium, two inequalities for relation of parameters are obtained. These parameters conditionality and physical significance are proved by numerical calculation. It is theoretically showed that proper parameters choice is needed for gap solitons production in fiber Bragg grating. The study lays the theoretical foundation for solitons production experiments and further engineering application in fiber Bragg grating.

Key words: nonlinear optics; fiber Bragg grating; gap soliton; nonlinear coupled-mode equation; dimensionless group velocity

1 引 言

关于光纤布拉格光栅已经有很多相关的理论与实验出现。光纤布拉格光栅具有较大的群速度色散、选择频率、光栅的非线性等特性,因此它可以在很多领域中应用,例如滤波器的设计^[1,2]、色散调节器件^[3]、脉冲压缩技术^[4]、分布式传感器应用^[5~9]等。由于色散和非线性两种特性的共同作用,在光纤中可以产生光孤子。随着参量缓慢变化,光孤子宽度和最大幅度保持平衡,其中色散减小会导致孤子压缩。尽管这种技术很吸引人,但是该技术的成功实现需要特制光纤,并且在长光纤系统中需要有效的压缩技术。

因此 Lenz 和 Eggleton 建议使用非均匀光纤布拉格光栅结构^[10]产生光孤子,因为它比一般的普通均匀光纤具备更好的渐变色散特性。光纤布拉格光栅具有很大的群速度色散,这样在很短的距离内就可以形成光孤子。目前在几厘米的光栅中产生和传播孤子已经被一些研究小组观察到^[11,12]。

光纤布拉格光栅中存在前向和后向两个方向的光波传播,一种方法是通过非线性耦合模式方程(NLCM)^[13,14]对光孤子在光纤中的传播进行数学描述;另一种方法是基于非线性薛定谔方程进行计算^[15,16]。当周期结构的空间周期 d 与入射波长 λ

* 国家自然科学基金(40571097)和航空基础科学基金(05F51073)资助课题。

作者简介: 李小路(1981~),女,北京航空航天大学电子信息工程学院博士研究生,主要从事光纤光栅的线性与非线性的特性及其应用、激光测量等方面的研究。E-mail: xiaolu5253@126.com

导师简介: 江月松(1959~),男,北京航空航天大学博士生导师、教授,主要从事成像信息科学与技术,激光空间信息技术,红外光电信息获取与处理技术等方面的研究。E-mail: yuesongjiang@vip.sina.com

收稿日期: 2005-11-25; 收到修改稿日期: 2006-03-07

相近时, 在非线性周期结构中可形成隙孤子(gap solitons)传播^[16]。通常在均匀非线性介质中, 群速度色散效应和非线性效应分别使频率产生正负啁啾, 这两者的平衡就形成了“常规孤子”。而在非线性周期介质中, 形成“隙孤子”的机理与此类似, 不同的是, 在均匀介质中, 群速度色散主要来自于均匀介质本身; 而在周期介质中, 则是由周期变化的线性介电常量所造成的通带、禁带结构在群速度色散效应中起着主导作用。本文利用非线性耦合模式方程建立光纤布拉格光栅中孤子的传播方程, 通过扰动方法解决参量方程问题, 并以周期非线性介质中隙孤子存在的条件作为依据, 得到两组参量关系不等式。通过数值计算和数值分析说明了参量之间存在的数学制约关系。从而理论上说明了在光纤布拉格光栅中隙孤子存在是需要适当条件的。

2 理论分析

2.1 建立孤子方程

根据非线性耦合模式方程^[16~18], 在光纤布拉格光栅中的光波传输方程为

$$\frac{i}{V} \frac{\partial E_{\pm}}{\partial t} \pm i \frac{\partial E_{\pm}}{\partial z} + \kappa(z) E_{\mp} + \Gamma(|E_{\pm}|^2 + 2|E_{\mp}|^2) E_{\pm} = 0, \quad (1)$$

其中 E_{\pm} 是电场的包络, \pm 角标代表向前向后的传输模式, V 是在不存在光栅时的群速度, $\Gamma = 4\pi n_2 / (\lambda_B Z)$, n_2 是非线性折射率, $\lambda_B = 2\bar{n}d$ 是布拉格波长, Z 是真空阻抗, \bar{n} 是光纤布拉格光栅中的平均折射率, d 是光纤布拉格光栅的周期。 $\kappa(z)$ 是关于位置缓慢变化的光栅强度函数。这里认为光栅是非啁啾光栅, 其中光栅强度函数 $\kappa(z)$ 是递减的, 并影响光脉冲的压缩。设布拉格中心频率变化值为 $\delta(z)$ 。由于非线性光栅中的电场有两个解 $E_{\pm} \{E_{\pm} \propto \exp[i(Qz - \Omega t)]\}$ ^[18], 所以定义布拉格光栅中心频率 Ω_{\pm} 也是两个:

$$\Omega_{\pm} = V(-\delta \pm \sqrt{\kappa^2 + Q^2}), \quad (2)$$

在非线性光频谱中存在一个 $2\kappa V$ 宽的隙带。利用多极展开方法^[16~18] 方程(1) 转换成为扰动非线性薛定谔方程:

$$\begin{bmatrix} E_+ \\ E_- \end{bmatrix} \approx \frac{a}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} \sqrt{1+v} \\ -\sqrt{1-v} \end{bmatrix} \exp\left\{i \left[\int_0^z Q(z) dz - \Omega_{\pm} t \right]\right\}, \quad (3)$$

设 $y = \int_0^z \frac{dz}{z_s}$, $\tau = \frac{1}{\tau_0} \left(t - \frac{1}{V} \int_0^z \frac{dz}{v} \right)$, $\psi = \frac{a}{a_s}$, a 的扰动方

程式表示为

$$i\psi_y + \frac{1}{2}\psi_{\tau\tau} + |\psi|^2\psi = -i\epsilon_0\psi - \epsilon_1\psi, \quad (4)$$

其中 v 是局部群速度, v 是无因次群速度,

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-v^2}},$$

$$\epsilon_0 = \frac{(a_s)_y}{a_s} + \frac{v_y}{2v},$$

$$\epsilon_1 = \frac{1}{2\kappa\tau_0\gamma v^2 V} \left[\frac{\kappa_y}{\kappa\gamma^2} + \frac{(2+v^2)v_y}{v} \right],$$

$z_s = \tau_0^2 V^2 \kappa \gamma^3 v^3$ 是色散长度, τ_0 是孤子脉冲持续时间, $a_s = \frac{\sqrt{2}}{vV\tau_0 \sqrt{\gamma^3 \kappa \Gamma (3-v^2)}}$ 。通过 Tsoy 和 Sterke 的计算方法^[17,18] 得到方程:

$$\psi(y, \tau) = A(y) \operatorname{sech}(x) \exp(i\varphi), \quad (5)$$

$x = \frac{\tau - \tau_c}{\tau_d}$, $\varphi = \phi + c_1 \tau_d x + c_2 \tau_d^2 x^2$, 在光纤布拉格光

栅中传输的电场的幅度大小近似为 $A(y) a_s \sqrt{\frac{1 \pm v}{2}}$,

其他项与相位和非线性性质相关。利用扰动方法^[19] 得到一系列参量变化式:

$$\frac{d(A^2 \tau_d)}{dy} = -2 \left[\epsilon_1 c_1 + \frac{v_y}{2v} + \frac{(a_s)_y}{a_s} \right] \tau_d A^2, \quad (6a)$$

$$\frac{d\tau_c}{dy} = c_1 - \frac{\pi^2}{3} \epsilon_1 c_2 \tau_d^2, \quad (6b)$$

$$\frac{dc_1}{dy} = -\frac{2\epsilon_1}{3\tau_d^2} (1 + \pi^2 c_2^2 \tau_d^4), \quad (6c)$$

$$\frac{dc_2}{dy} = 2 \left(\frac{1}{\pi^2 \tau_d^4} - c_2^2 - \frac{1}{\pi^2 \tau_d^2} \right), \quad (6d)$$

$$\frac{d\tau_d}{dy} = 2c_2 \tau_d. \quad (6e)$$

2.2 隙孤子存在条件

根据文献[16]中的理论, 隙孤子存在需要两个条件: 1) 孤立波的中心频率应该在带隙频率范围之内; 2) 光孤子频谱宽应该小于带隙频宽。这两个条件是必要条件但不是充分条件, 然而通过这个定性条件可以分析出隙孤子在光纤布拉格光栅中产生的理论条件范围, 这一分析结果对仿真与实验具有进一步的意义。

2.2.1 孤立波中心频率与带隙频率范围

根据无量纲理论结合方程(2), 可以得到无因次群速度:

$$v = \frac{1}{V} \frac{d\Omega_{\pm}}{dQ} = \pm \frac{Q}{\sqrt{\kappa^2 + Q^2}}, \quad (7)$$

因为在非线性光纤布拉格光栅中光波频谱中存在一个 $2\kappa V$ 宽的带隙。按照第一个必要条件, 可以得到下

面表达式

$$|\Omega_{\pm}| < \kappa V, \quad (8)$$

依据(2)式、(7)式、(8)式计算得到

$$Q^2 = \frac{\kappa^2 v^2}{1-v^2}. \quad (9)$$

从(7)式可以容易看出 $|v| < 1$, 所以(8)式可以表示为

$$\begin{cases} \kappa \left(-1 + \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \right) < \delta_+ < \kappa \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \right), \\ \kappa \left(-1 - \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \right) < \delta_- < \kappa \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \right). \end{cases} \quad (10)$$

2.2.2 光孤子频谱宽与间隙宽

结合(3)式和(5)式可以看出相位项是

$$\operatorname{sech} \left(\frac{t}{\tau_0 \tau_d} - \frac{1}{\tau_0 \tau_d V} \int_0^z \frac{dz}{v} - \frac{\tau_c}{\tau_d} \right),$$

对其做傅里叶变换得到光隙孤子的频谱项。因为傅里叶变换 $\operatorname{sech}(at) \leftrightarrow$

$$\frac{1}{a} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \operatorname{sech} \frac{\pi \omega}{2a},$$

所以 $\operatorname{sech} \left(\frac{t}{\tau_0 \tau_d} - \frac{1}{\tau_0 \tau_d V} \int_0^z \frac{dz}{v} - \frac{\tau_c}{\tau_d} \right)$ 的傅里叶变换式为

$$\exp \left[-i\omega \left(\frac{1}{V} \int_0^z \frac{dz}{v} + \tau_d \tau_0 \right) \right] \tau_0 \tau_d \sqrt{\frac{\pi}{2}} \operatorname{sech} \left(\frac{\tau_0 \tau_d \pi \omega}{2} \right).$$

根据频谱理论, 计算出孤子频谱的频宽上限值为

$$4 \ln \left[(e + \sqrt{e^2 - 4}) / 2 \right] / (\tau_0 \tau_d \pi),$$

下限值为

$$4 \ln \left[(e - \sqrt{e^2 - 4}) / 2 \right] / (\tau_0 \tau_d \pi),$$

所以结合第二个隙孤子存在条件可以得到下列关系式:

$$\begin{cases} \kappa \left(-1 + \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \right) - \frac{(1-v^2)^{3/2}}{\kappa v^3} < \delta_+ < \kappa \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \right) - \frac{(1-v^2)^{3/2}}{\kappa v^3}, \\ \kappa \left(-1 - \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \right) - \frac{(1-v^2)^{3/2}}{\kappa v^3} < \delta_- < \kappa \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \right) - \frac{(1-v^2)^{3/2}}{\kappa v^3}, \end{cases} \quad (18)$$

通过(10)式和(18)式得到关于 δ_+ (前向传播光波的布拉格频率变化值) 与 δ_- (后向传播光波的布拉格频率变化值) 范围表达式

$$f_2 < \delta_+ < f_1, \quad f_4 < \delta_- < f_3, \quad (19)$$

其中

$$\begin{cases} f_1 = \kappa \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \right) - \frac{(1-v^2)^{3/2}}{\kappa v^3}, & f_2 = \kappa \left(-1 + \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \right), \\ f_3 = \kappa \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \right) - \frac{(1-v^2)^{3/2}}{\kappa v^3}, & f_4 = \kappa \left(-1 - \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} \right). \end{cases}$$

2.2.3 数值分析

从(19)式可以看出 $f_1 > f_2, f_3 > f_4$, 经过数学推

$$\left| \frac{4 \ln \left[e + \sqrt{e^2 - 4} \right] / 2}{\tau_0 \tau_d \pi} - \Omega \right| < \kappa V, \quad (11)$$

$$\left| \Omega - \frac{4 \ln \left[e - \sqrt{e^2 - 4} \right] / 2}{\tau_0 \tau_d \pi} \right| < \kappa V, \quad (12)$$

通过对(6e)式进行积分, 结合(6d)式得到

$$\frac{d^2 \tau_d}{dy^2} = \frac{4}{\pi^2} \left(\pi^2 c_2^2 \tau_d - c_2^2 - \frac{1}{\tau_d^2} + \frac{1}{\tau_d^4} \right), \quad (13)$$

结合(6d)式、(6e)式和(13)式通过数值分析和迭代方法得到下面近似解^[20], 其中根据文献[18]中的假设初始条件: $c_2(0) = 0, \tau_d(0) = 1$

$$\begin{cases} c_2(y) \approx y - \pi^2 [\exp(-8y) - \exp(-4y)], \\ \tau_d(y) \approx \exp[2c_2(y)] = \\ \exp\{2\{y - \pi^2 [\exp(-8y) - \exp(-4y)]\}\}, \end{cases} \quad (14)$$

把(14)式和(5)式的条件相结合后, 得到

$$\frac{1}{\tau_d(y)} \approx \exp[-2c_2(y)] = \exp\{2\{\pi^2 [\exp(-8y) + \exp(-4y) - y]\}\}, \quad (15)$$

泰勒级数展开后, 把 $y = \int_0^z \frac{dz}{z_s}$ 和 $z_s = \tau_0^2 V^2 \kappa v^3 v^3$ 代入

展开项中, 得到

$$\frac{1}{\tau_d(z)} \approx \frac{\tau_0 V (1-v^2)^{3/2}}{\kappa v^3}, \quad (16)$$

得到(16)式后把其代入(11)式、(12)式中, 可以得到

$$\left| 1.05 \times \frac{V(1-v^2)^{3/2}}{\kappa v^3} - \Omega \right| < \kappa V, \quad (17)$$

由(2)式和(17)式计算出这样一个表达式

导, 得到 $\kappa > (1-v^2)^{3/4} / (2v^3)^{1/2}$, 如图1所示。从图1容易看出当 $v = 1$ 时, κ 取值没有限制, 但是这种情况

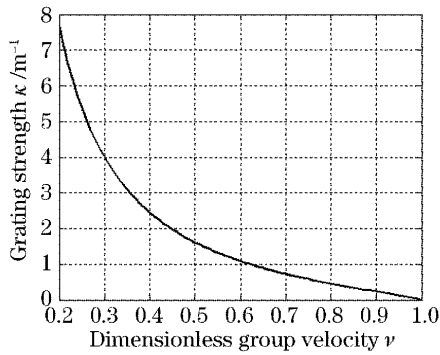


图 1 $\kappa-v$ 关系图

Fig. 1 Curve for $\kappa = (1 - v^2)^{3/4} / (2v^3)^{1/2}$

不能产生, 因为当 $v = 1$ 的时候, 光纤布拉格光栅中的群速度和光纤中无光栅时的群速度相同, 因而在光纤布拉格光栅中产生孤子, κ 取值应当没有限制。当 $v = 0$, κ 趋于无穷大, 几乎不能产生隙孤子。所以本文推导的数学结果证明, 无因次群速度 v 与光栅强度 κ 存在着一种制约关系。例如由文献[17]中提供的数值计算数据 $\kappa = 1260 \text{ m}^{-1}$, 可知只要无因次群速度 $v \geq 0.0068$ 就可以满足光纤布拉格光栅的隙孤子存在条件。也即布拉格光栅中的无因次群速度 v 越大, 光栅强度 κ 的限制就会越少, 当光栅强度 κ 变大, 实验中的无因次群速度 v 数值也会减小限制范围。这样以通常实际存在的光栅强度 κ 的数值作为条件, 无因次群速度 v 不需要很大的情况下, 已经可以在理论上得到光纤布拉格光栅中的光孤子的条件。

下面讨论参量布拉格光栅频率变化数值 δ 与光栅强度 κ 和无因次群速度 v 之间的关系是如何影响光纤布拉格光栅中隙孤子存在的理论条件。 δ_+ 的理论取值范围在 f_1 和 f_2 函数之间, δ_- 的理论取值范围在 f_3 和 f_4 函数之间。从图 2 可看出 f_1, f_2, f_3, f_4 四个函数从上至下排列, 其中 δ_+ 存在于小于 f_1 大于

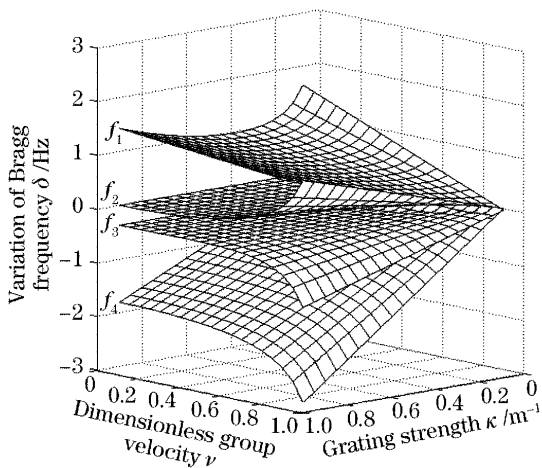


图 2 f_1, f_2, f_3, f_4 函数的比较图形

Fig. 2 Figure contrast of function f_1, f_2, f_3, f_4

f_2 的空间, 且在正轴范围内取值, δ_- 存在于小于 f_3 大于 f_4 的空间, 且在负轴范围内取值。在进一步观察 f_1, f_2 函数的比较图(如图 3), 图形 f_1, f_2 之间存在一个交线, 此交线在 $\kappa-v$ 平面的投影即前面讨论的边界二维函数 $\kappa = (1 - v^2)^{3/4} / (2v^3)^{1/2}$ 。可以看出前面的讨论符合其物理意义, 在上面得不等式范围内, δ_+ 也同时满足该条件。同理, δ_- 也满足这个推论, 即 f_3, f_4 之间存在一个交线边界二维函数 $\kappa = (1 - v^2)^{3/4} / (2v^3)^{1/2}$ (如图 4), 且存在物理意义范围内的取值。

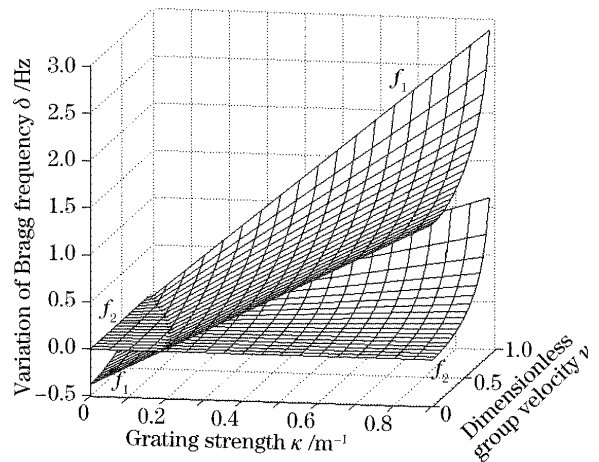


图 3 f_1, f_2 函数的比较图形

Fig. 3 Figure contrast of function f_1, f_2

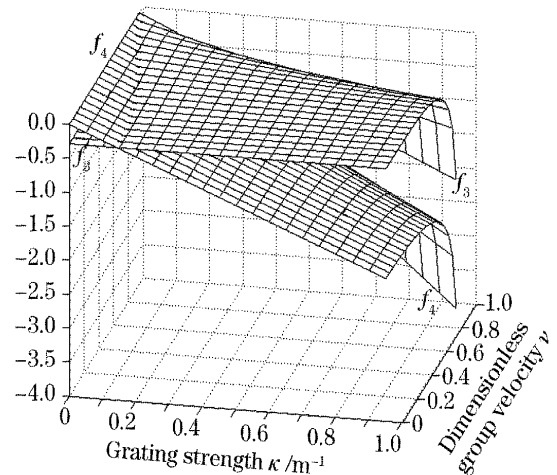


图 4 f_3, f_4 函数的比较图形

Fig. 4 Figure contrast of function f_3, f_4

可以看出在图 3 中, 符合上述物理意义范围中, 可通过交线边界二维函数 $\kappa = (1 - v^2)^{3/4} / (2v^3)^{1/2}$ 求得 δ_+ 的最小值。通过数学计算得到 $\delta_+ = \frac{(1 - v^2)^{3/4}}{(2v^3)^{1/2}} \left(-1 + \frac{1}{\sqrt{1 - v^2}} \right)$ 的最小值为 0.0029。同理 $\delta_- = \frac{(1 - v^2)^{3/4}}{(2v^3)^{1/2}} \left(-1 - \frac{1}{\sqrt{1 - v^2}} \right)$ 的最大值为

-0.0653。这个正负数值计算结果说明在光纤布拉格光栅中产生隙孤子的条件下,布拉格中心频率的变化值不能为零,因此一定会在前向和后向传播的频谱中产生相应的布拉格频率的正负变化。而这两个变化值也要根据其他参量(例如无因次群速度 v 与光栅强度 κ) 而决定其数值。因此当符合两个光隙孤子物理条件的时候,孤子相关的参量不是可以取到任意数值,而是根据实际的物理条件决定的参量值而决定其他几个相关的参量值。

3 结 论

本文利用非线性耦合模式方程对光纤布拉格光栅进行数学建模,以周期非线性介质中隙孤子存在条件为依据,针对光纤布拉格光栅中的几个重要参量进行了数学处理,并且通过数值仿真方针证明他们存在着数学制约关系。从而说明了在光纤布拉格光栅这种周期非线性介质中产生隙孤子是有一定条件和取值范围的。

从隙孤子概念的提出,到后来孤子静态特性解、动态特性解,以及各种非线性方程形式的出现,光孤子的方程建立基础不同,所得到的参量或是特性也有相应的差异,但是所揭示的特性应该符合物理意义。本文的结论在非线性耦合模式方程的基础上推导产生,其推导过程存在近似过程。所以本文不能确定准确的范围边界,但可以得到这样的结论:实验中在光纤布拉格光栅中产生光隙孤子是需要参量条件的,孤子群速度和光栅本身的强度特性存在着内在的制约,如果不满足这种制约,孤子波在光栅中会表现出线性特性,从而不能在非线性范围内产生光孤子。布拉格频率变化数值 δ 的分析说明了以上两个参量对其同样产生的取值影响,并且布拉格频率不能产生零变化值。因而说明虽然孤子方程建立的不同会产生不同的数值结果,但可以得到类似的参量制约关系。

参 考 文 献

- 1 M. C. Farries, C. M. Ragdale, D. C. J. Reid. Broadband chirped fibre Bragg filters for pump rejection and recycling in erbium doped fibre amplifiers[J]. *Electron. Lett.*, 1992, **28**(5): 487~489
- 2 R. Zengerle, O. Leminger. Phase-shifted Bragg-grating filters

- with improved transmission characteristics [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1995, **13**(12): 2354~2358
- 3 P. Petruzzi, C. Lowry, P. Sivanesan. Dispersion compensation using only fiber Bragg gratings[J]. *IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron.*, 1999, **5**(5): 1339~1344
- 4 G. Lenz, B. J. Eggleton, N. Litchinitser. A pulse compressor based on self-phase modulation in a fiber Bragg grating [C]. *Lasers and Electro-Optics, CLEO 98. Technical Digest. Summaries of Papers Presented at the Conference on*, 3~8 May, 1998. 165
- 5 Raymond M. Measures. *Structural Monitoring with Fiber Optic Technology* [M]. San Diego, California: Academic Press, 2001. 526~642
- 6 Y. J. Rao, M. R. Cooper, D. A. Jackson *et al.*. Absolute strain measurement using an in-fibre-Bragg-grating-based Fabry-Pérot sensor[J]. *Electron. Lett.*, 2000, **36**(8): 708~709
- 7 Y. J. Rao, K. Kalli, G. Brady *et al.*. Spatially-multiplexed fibre-optic Bragg grating strain and temperature sensor system based on interferometric wavelength-shift detection[J]. *Electron. Lett.*, 1995, **31**(12): 1009~1010
- 8 Y. J. Rao, D. J. Webb, D. A. Jackson *et al.*. High-resolution, wavelength-division-multiplexed in-fibre Bragg grating sensor system[J]. *Electron. Lett.*, 1996, **32**(10): 924~926
- 9 T. A. Berkoff, A. D. Kersey. Fiber Bragg grating array sensor system using a bandpass wavelength division multiplexer and interferometric detection [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1996, **8**(11): 1522~1524
- 10 G. Lenz, B. J. Eggleton. Adiabatic Bragg soliton compression in nonuniform grating structures[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1998, **15**(12): 2979~2985
- 11 B. J. Eggleton, R. E. Slusher, C. M. de Sterke *et al.*. Bragg grating soliton[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**(10): 1627~1630
- 12 D. Taver, N. G. R. Broderick, D. J. Richardson *et al.*. Nonlinear self-switching and multiple gap-soliton formation in a fiber Bragg grating[J]. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(5): 328~330
- 13 D. N. Christodoulides, R. I. Joseph. Slow Bragg solitons in nonlinear periodic structures[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**(15): 1746~1749
- 14 A. B. Aceves, S. Wabnitz. Self-induced transparency solitons in nonlinear refractive periodic media[J]. *Phys. Lett. A*, 1989, **141**(1,2): 37~42
- 15 C. M. de Sterke, J. E. Sipe. Envelope-function approach for the electrodynamics of nonlinear periodic structures[J]. *Phys. Lett. A*, 1988, **38**(10): 5149~5165
- 16 C. M. de Sterke, J. E. Sipe. "Gap solitons", in *Progress in Optics XXVIII*, E. Wolf, ed, Chap. III. 203~260, Elsevier, Amsterdam, 1994
- 17 E. N. Tsoy, C. M. de Sterke. Propagation of nonlinear pulses in chirped fiber gratings [J]. *Phys. Rev. E*, 2000, **62**(2): 2882~2890
- 18 E. N. Tsoy, C. M. de Sterke. Soliton dynamics in nonuniform fiber Bragg gratings[J]. *Opt. Soc. Am. B*, 2001, **18**(1): 1~6
- 19 A. I. Maimistov. Evolution of solitary waves which are approximately solitons of a nonlinear Schrödinger equation[J]. *Sov. Phys. JETP*, 1993, **77**(5): 727~731
- 20 D. Anderson. High transmission rate communication systems using lossy optical fibers [J]. *Opt. Commun.*, 1983, **48**(2): 107~113