

非均匀光纤光栅响应特性的研究*

金晓峰

(浙江大学信息与电子工程系, 杭州 310027)

张仲先

(浙江大学现代光学仪器国家重点实验室, 杭州 310027)

摘 要 光纤光栅在未来光纤通信与光纤传感系统中将起关键性作用。本文进行了不同线型光栅变迹与啁啾等波导结构参数下的非均匀光纤光栅响应特性的数值计算, 并通过对光栅响应不对称性的研究讨论, 提出了光栅响应对称性的两个一般条件。

关键词 光纤光栅, 光栅变迹, 光栅啁啾, 光栅响应。

1 引 言

光纤光栅作为一种波导滤波器, 具有对光信号进行空间和频率调制、模式变换、激光锁模、脉冲压缩、光纤放大器增益平坦等重要功能, 是未来光纤通信与光纤传感系统中的关键器件^[1-4]。由于受光纤光栅制作工艺的限制, 很难获得具有均匀波导结构参数的光纤光栅。例如, 由于曝光光束其强度的横向分布与掩模的衍射特性等原因会引起光栅强度即耦合系数随长度方向的变化, 伴随着的有效折射率的变化还会产生光栅的光学周期的缓慢改变。而这种波导器件的响应特性非常依赖于光栅制作时的波导结构参数。但在另一方面, 在未来密集型的波分复用系统(DWDM)中, 为了抑制相邻通道的串音干扰需一定的波长通道隔离, 而理想均匀光栅由于其存在较大的二阶旁瓣影响了通道的相对隔离度^[5], 这可以通过光栅变迹使光栅的耦合强度以一定的方式随光纤长度方向改变的结构来降低二阶旁瓣的反射率, 从而提高波分复用系统的通道相对隔离度。在色散限制的通信系统中, 一般认为可以用啁啾光栅色散补偿技术来提高光纤的传输率, 由啁啾光栅呈现较大的相反特性色散来补偿单模光纤的单色色散, 这就需要使光栅的光学周期产生特定的缓慢变化^[4, 6], 啁啾光栅还能够锁定半导体激光器的工作频率, 保证激光器单模、窄线宽地运行^[7]。因此对于不同的应用场合, 光栅器件特定响应特性的设计并进行制作参数的控制是非常必要的, 否则会影响光纤系统的整体性能。

本文研究在不同变迹、啁啾等参数下的光纤光栅的响应特性。在多种条件下光栅响应的数值计算的基础上进行了光栅响应不对称的讨论, 并提出了光栅响应不对称的两个基本条

* 国家自然科学基金资助项目(项目编号: 69572035)。

收稿日期: 1998-01-12; 收到修改稿日期: 1998-07-15

件, 可以作为特种光纤光栅设计的一个重要依据。

2 非均匀光栅响应计算的数学模型

对均匀光栅来说, 光栅波导耦合系数与传播常数都可看作是沿 z 方向的不变量, 满足边界条件的耦合波方程可以简单地积分求解。对于非均匀的周期波导结构, Uchida 分析了耦合强度具有指数渐变过渡的全息光栅结构^[8], Hill 等人利用一组耦合模积分方程的迭代回归进行数值解算^[9], Kermisch 用传输线矩阵法计算了全息光栅中的同向耦合^[10], Kogelnik 将一组耦合波方程化表示为单个里卡蒂(Riccati)差分方程^[11]。本文用四阶龙格-库塔(Runge-Kutta)差分法进行里卡蒂问题的数值求解, 简化了数值计算的复杂性。

根据耦合波理论, 单模光纤波导中场量可表示成两相向耦合波的形式^[12]:

$$E(z) = A(z) \exp(-j\beta_0 z) + B(z) \exp(j\beta_0 z) \quad (1)$$

其中 $A(z)$ 及 $B(z)$ 为前向与反向传输波的复数幅度, 并由标准耦合波方程联系:

$$\left. \begin{aligned} A'(z) + j\delta(\omega)A(z) &= -jR(z)B(z) \exp[-j\Phi(z)] \\ B'(z) - j\delta(\omega)B(z) &= jR(z)A(z) \exp[j\Phi(z)] \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$\Phi(z)$ 为相对于起始点($z = 0$)的相移。 $\delta(\omega)$ 为偏离布拉格条件相位失配因子:

$$\delta(\omega) = \beta - k/2 = \beta - \beta_0 \approx \Delta\omega/v_g \quad (3)$$

其中 $\beta_0 = k/2$ 为布拉格中心频率的传输常数, $\Delta\omega$ 为频率偏离, v_g 为波导的群速度。

对不均匀光栅, 其耦合系数与光栅相位都是随 z 慢变的函数, 假定光栅结构从 $z = -L/2$ 到 $z = L/2$, 边界条件为:

$$A(-L/2) = 1, \quad B(L/2) = 0 \quad (4)$$

定义本地反射系数 $\rho(z)$:

$$\rho(z) = [B(z)/A(z)] \exp[-j\Phi(z)] \quad (5)$$

对上式求导得到:

$$\rho' = \left[\frac{B'}{A} - \frac{BA'}{A^2} - j\Phi'(z) \frac{B}{A} \right] \exp[-j\Phi(z)] \quad (6)$$

结合(2)式, 得到有关 ρ 的里卡蒂差分方程的形式:

$$\rho' = j[2\delta(\omega) - \Phi'(z)]\rho + jR(1 + \rho^2) \quad (7)$$

边界条件成为:

$$\rho(L/2) = 0 \quad (8)$$

用龙格-库塔方法进行以上里卡蒂问题的数值求解。龙格-库塔是一种高精度的微分方程数值方法^[13], 对四阶龙格-库塔法, 其计算思想由下式给出:

$$\left. \begin{aligned} \rho_{i+1} &= \rho_i + \frac{L}{6}(\xi_1 + 2\xi_2 + 2\xi_3 + \xi_4) \\ \xi_1 &= f(z_i, \rho_i) \\ \xi_2 &= f(z_i + l/2, \rho_i + \xi_1/2) \\ \xi_3 &= f(z_i + l/2, \rho_i + l\xi_2/2) \\ \xi_4 &= f(z_i + l, \rho_i + l\xi_3) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

式中 l 为 z 向归一化后的步进值。 f 为本地反射系数 ρ 的微分函数:

$$f(z_i, \rho_i) = j[2\delta(\omega) - \Phi'(z)]\rho + jR(1 + \rho^2) \quad (10)$$

3 不同线型变迹与啾啾下非均匀光栅响应的数值计算

由以上数值关系就可以进行非均匀光栅响应的数值计算, 为简化起见, 分别考虑不同线型变迹与啾啾下光纤光栅的响应。

3.1 光栅变迹

变迹光栅是其耦合系数 $R(z)$ 沿着器件长度方向变化的结构。对线性过渡结构, 其耦合系数 $R(z)$ 变化可表示为:

$$R = R_0(1 + Tz/L) \tag{11}$$

T 表示线性过渡的斜率。图 1 所示为该结构的计算结果。图 2(a)、(b) 为不同斜率 $T(T = 0, 1, 2)$ 及耦合强度 $R_0L = \pi/4, 3\pi/4$ 下响应曲线, 中心频率点反射率为 $\rho\rho^* = \tanh^2(R_0L)$, 在中心频率两边响应对称; 随斜率 T 的增加消除了响应曲线上的零点, 并且带宽增大。

对于二次方抛物线型过渡结构, 其耦合系数变化为:

$$R = R_0(1 - \frac{T}{12} + \frac{Tz^2}{L^2}) \tag{12}$$

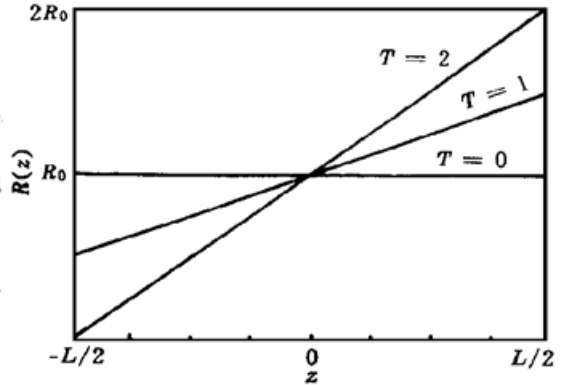


Fig. 1 Linear taper functions $R(z)$ for the taper constants $T = 0, 1, 2$

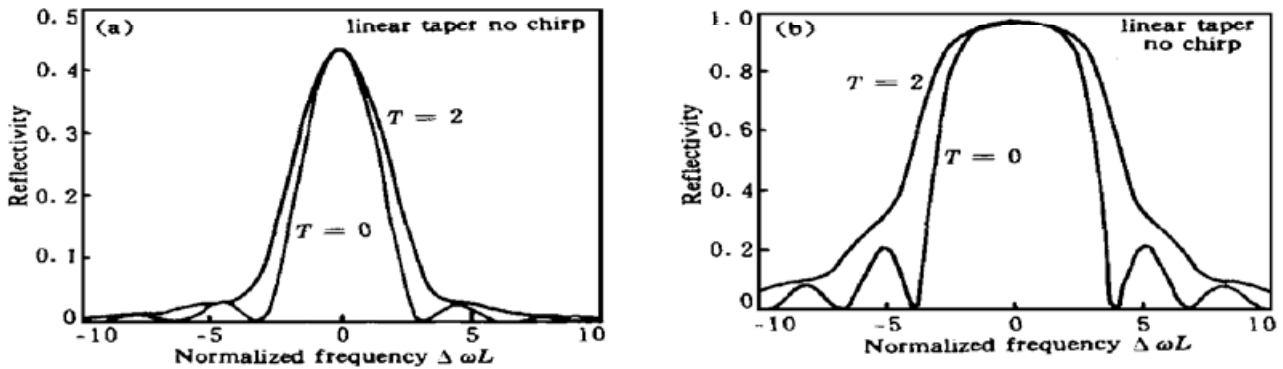


Fig. 2 Frequency response of fiber gratings with a linear taper for the taper constants $T = 0, 2$ and R_0L values of (a) $R_0L = \pi/4$, (b) $R_0L = 3\pi/4$

图 3 所示为二次方抛物线型过渡结构的计算结果。

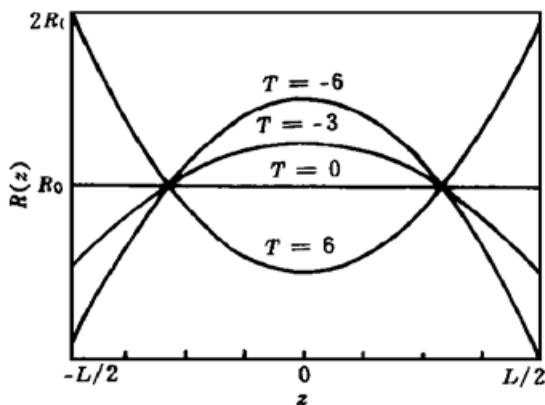


Fig. 3 Quadratic taper functions $R(z)$ for the taper constants $T = -6, -3, 0, 6$

图 4(a)、图 4(b) 分别为耦合强度 $R_0L = \pi/4, 3\pi/4$ 时不同斜率 T 下光栅的响应。对于 $T > 0$, 其响应有很大的旁瓣; 而 $T < 0$, 具有抑制旁瓣的作用。当 $R_0L = 3\pi/4$ 时, $T = -6$ 对均匀光栅 $T = 0$ 旁瓣的抑制比为 -11 dB, 相当于旁瓣反射减小到原来的 8% 的水平。

对高斯线型, 耦合系数:

$$R = R_0 \exp\left(\frac{T}{14} - \frac{Tz^2}{L^2}\right) \tag{13}$$

超高斯线型函数表示为:

$$R = R_0 \exp[-\ln 2(2z/L)^{2n}]^2 \tag{14}$$

$n = 1, 2, 3, \dots$ 为阶数。图 5、图 6 分别为高斯型与超高斯型的响应的计算结果, 都具有旁瓣抑制的作用。

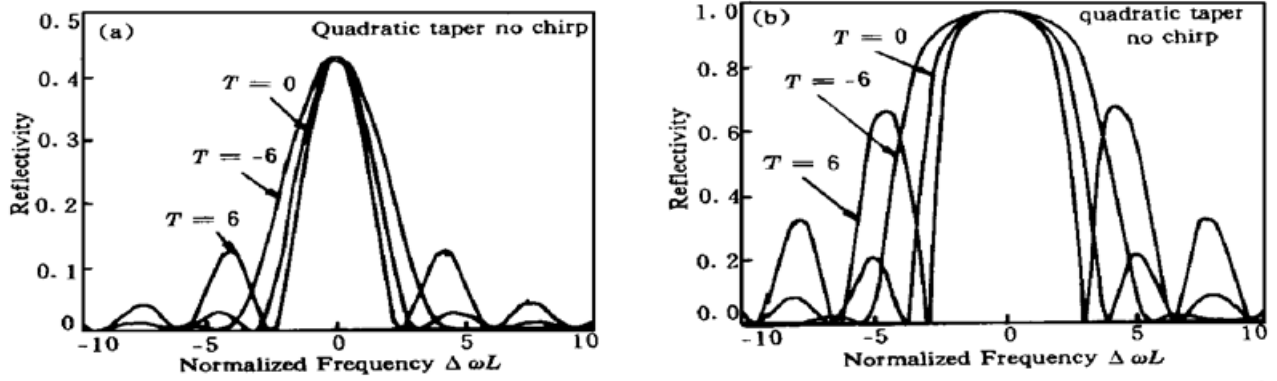


Fig. 4 Frequency response of fiber gratings with a quadratic taper for the taper constants $T = -6, 0, 6$ and R_0L values of (a) $R_0L = \pi/4$, (b) $R_0L = 3\pi/4$

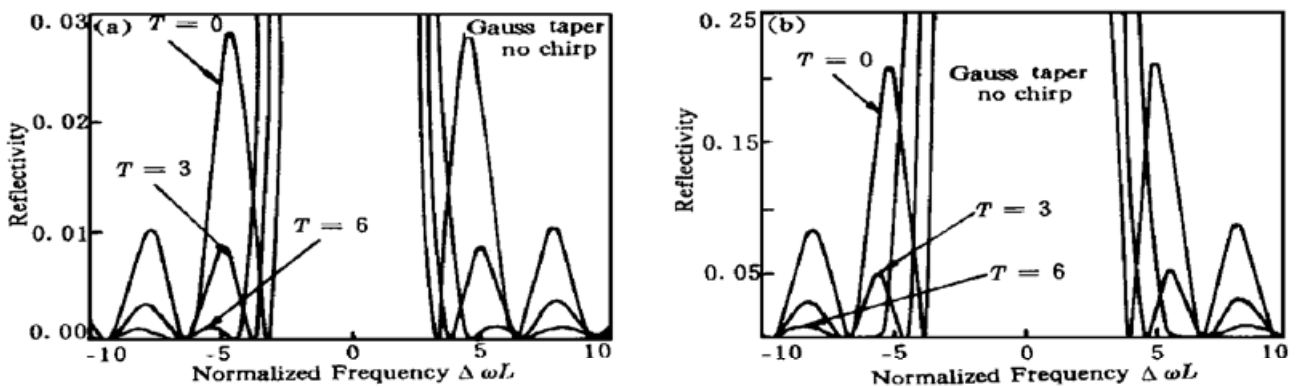


Fig. 5 Frequency response of fiber gratings with a Gauss taper for the taper constants $T = 0, 3, 6$ and R_0L values of (a) $R_0L = \pi/4$, (b) $R_0L = 3\pi/4$

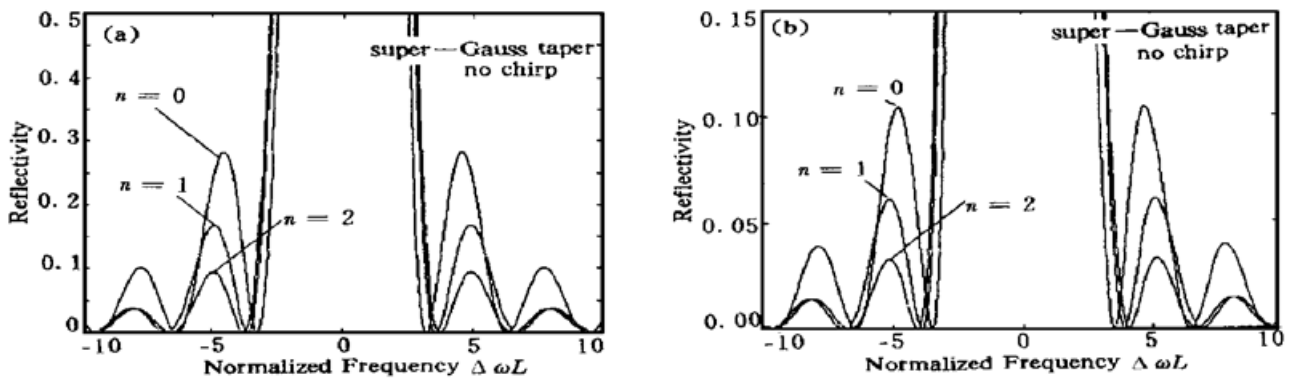


Fig. 6 Frequency response of fiber gratings with a super-Gauss taper for the index order $n = 0, 1, 2$ and R_0L values of (a) $R_0L = \pi/4$, (b) $R_0L = 3\pi/4$

3.2 光栅啁啾

光栅啁啾是指其周期或本地布拉格频率沿着长度方向的变化, 啁啾可以由波导的折射率沿长度方向的变化产生, 也可以由其他波导参数如波导高度、宽度等波导尺寸的变化来实现。可用相位函数表示所有的这些变化, 将周期的扰动认为是正比于 $\cos[kz + \Phi(z)]$ 、具有常数的空间频率 k 与可变化的相位移 $\Phi(z)$ 。另外也可将扰动处理成具有可变或啁啾的空间频率 $k + \Delta k(z)$, 而 $\Delta k(z) = \Phi(z)$, 或者是可变的栅距 $\Lambda + \Delta\Lambda(z)$, 而

$$\frac{\Delta\Lambda(z)}{\Lambda} = -\frac{\Delta k(z)}{k} \quad (15)$$

对线性啁啾, 光栅空间频率呈现线性的变化, 具有形式:

$$\Delta k(z) = \Phi(z) = 2Fz/L^2 \quad (16)$$

常数 F 为啁啾程度系数。对应的相位函数:

$$\Phi(z) = Fz^2/L^2 \quad (17)$$

对于光栅周期具有

$$\Delta\Lambda(z)/\Lambda = -\Delta k(z)/k = - (F/2\pi)(\Lambda/L)(2z/L) \quad (18)$$

如定义光栅中心 ($z = 0$) 与断面 ($z = L/2$) 的周期差为 $\Delta\Lambda$, 光栅周期数为 $N = L/\Lambda$, 则

$$F = 2\pi N \Delta\Lambda/\Lambda \quad (19)$$

图 7 为不同线性啁啾量下的响应, 可以看出光栅的响应也关于中心对称。改变 F 的符号并不改变光栅的响应, 光栅的啁啾消除了响应的零点并展宽了光栅的响应。

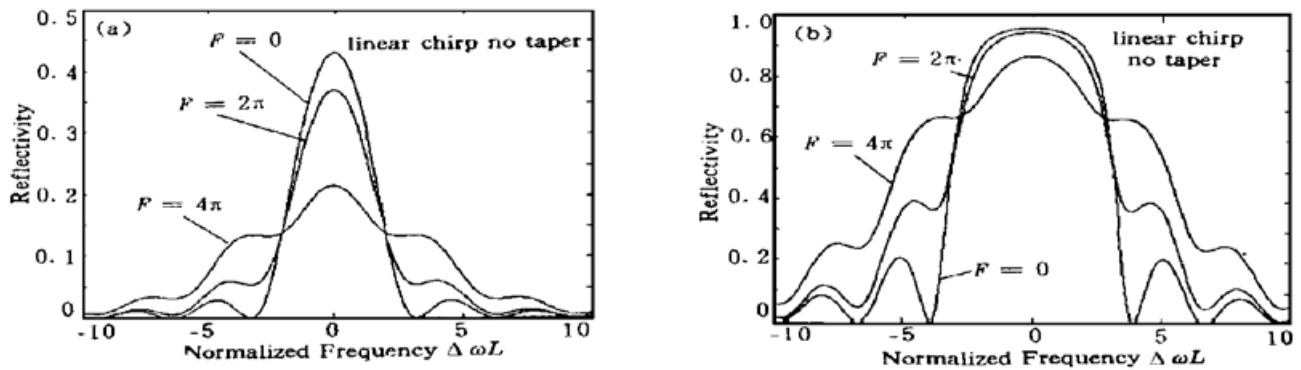


Fig. 7 Frequency response of fiber gratings with a linear chirp for the chirp constants $F = 0, 2\pi, 4\pi$ and R_0L values of (a) $R_0L = \pi/4$, (b) $R_0L = 3\pi/4$

对于二次方啁啾的情况, 光栅空间频率变化:

$$\Delta k(z) = \Phi(z) = 12Fz^2/L^3 \quad (20)$$

得到相位函数,

$$\Phi(z) = 4F(z/L)^3 \quad (21)$$

光栅周期的变化为

$$\Delta\Lambda/\Lambda = -3(F/2\pi)(\Lambda/L)(2z/L)^2 \quad (22)$$

啁啾系数与光栅周期总数的关系为:

$$3F = 2\pi N \Delta\Lambda/\Lambda \quad (23)$$

图 8 为二次方啁啾下光栅的响应曲线, 具有二次方变化的周期结构光栅响应是不对称的。如改变 F 的符号, 则相当于具有不同响应的结构。随啁啾系数的增加, 光栅响应的不对

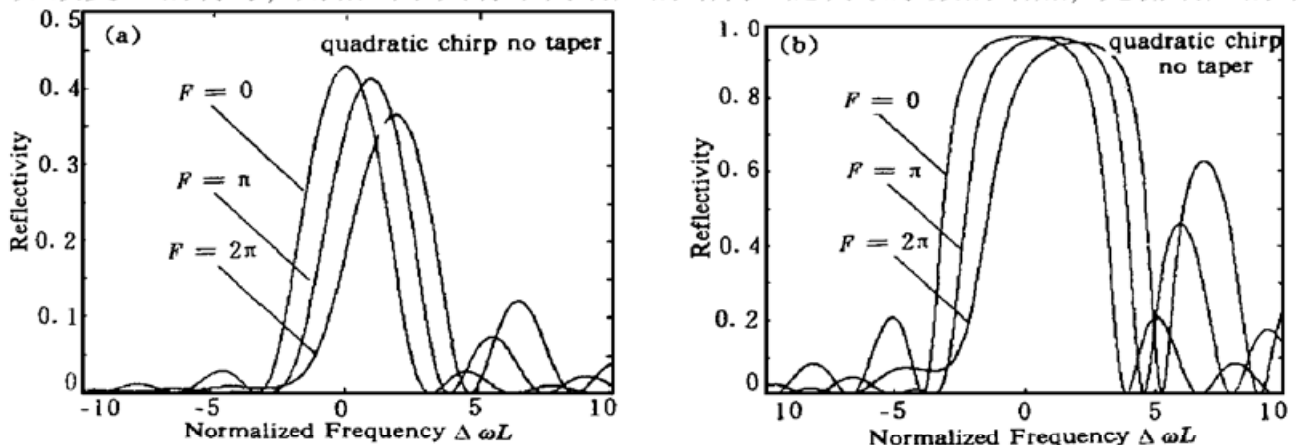


Fig. 8 Frequency response of fiber gratings with a quadratic chirp for the chirp constants $F = 0, \pi, 2\pi$ and R_0L values of (a) $R_0L = \pi/4$, (b) $R_0L = 3\pi/4$

称性也增加, 在中心频率的一边旁瓣幅度增加而在另一边旁瓣水平减小, 峰值反射率具有很小的移动, 在所选择的参数下没有看到明显的主瓣的展宽。

4 光栅响应的不对称性讨论

由计算结果表明在不同啁啾条件下, 光栅滤波器响应呈现不同的对称性。光栅响应的不对称影响了光栅器件的应用与性能, 这就需要对光栅响应不对称性作更一般的讨论。

为了简单起见, 假定光栅滤波器可以由实、正的耦合函数 $R(z)$ 与任意的相位函数 $\Phi(z)$ 来描述, 用耦合势这个词来表示 $R(z) \exp [j\Phi(z)]$ 。在低反射率情况下, 为了得到反射率 $\rho(\delta)$ 与耦合势的简单关系, 定义一新的变量:

$$\rho = \sigma \exp [j(2\delta z - \Phi)] \quad (24)$$

代入里卡蒂方程, 得到 σ 的差分方程的形式:

$$\sigma = jR\{\exp [-j(2\delta z - \Phi)] + \sigma^2 \exp [j(2\delta z - \Phi)]\} \quad (25)$$

在低反射率的条件下, 第二项 σ^2 可以忽略, 因此经积分产生如下结果:

$$\Phi(z) = -\Phi(-z)\sigma(-L/2) = -j \int_{-L/2}^{L/2} R(z) \exp [-j(2\delta z - \Phi(z))] dz \quad (26)$$

上式表明, 除了相位因子, 响应函数 $\rho(\delta)$ 是变迹耦合函数 $R(z) \exp [j\Phi(z)]$ 的傅里叶变换的形式, 即:

$$\rho(\delta) = \mathcal{F}\{R(z) \exp [j\Phi(z)]\} \exp \{j[-\delta L - \Phi(z)]\} \quad (27)$$

现在来考虑光栅滤波器的对称性, 有关对称响应即要求:

$$\rho(\delta) \rho^*(\delta) = \rho(-\delta) \rho^*(-\delta) \quad (28)$$

* 号表示取复数共轭, 由(27)式傅里叶变换的关系和傅里叶变化的性质, 则在 1) $\Phi(z) = 0$, 2) $R(z)$ 与 $\Phi(z)$ 都对称[即 $R(z) = R(-z)$, $\Phi(z) = \Phi(-z)$]的条件下, 光栅响应是对称的。由 1) $\Phi(z) = 0$, $R(z)$ 为实函数, 则 $\rho(-\delta) = \mathcal{F}[R(z)]^* = \rho^*(\delta)$; 由 2) $R(z) = R(-z)$ 及 $\Phi(z) = \Phi(-z)$, $\rho(-\delta) = \mathcal{F}\{R(-z) \exp [j\Phi(-z)]\} = \rho(\delta)$, 因此在 1)、2) 两条件下光栅响应满足对称关系(28)式。

(26)式是在小反射率下得到的结论, 实际上对于所有的反射率, 对称性条件(28)式都是成立的。由里卡蒂方程两边取复共轭得到:

$$(-\rho^*)' = j[-2\delta + \Phi(z)](-\rho^*) + jR[1 + (-\rho^*)^2] \quad (29)$$

当 δ 、 $\Phi(z)$ 分别以 $-\delta$ 、 $-\Phi(z)$, 则此对 $(-\rho^*)$ 的差分方程等同于对(7)式 ρ 的差分方程, 表明具有相同的反射率 $\rho(\delta) \rho^*(\delta)$ 。其中, δ 代之以 $-\delta$ 对应着中心频率的另一边, $\Phi(z)$ 代之以 $-\Phi(z)$, 相当于替换为另一滤波器结构。在结构具有对称性的情况, $\Phi(z) = -\Phi(-z)$, 上面的替换意味着将滤波器倒了个方向, 因为结构是无损耗并且是互易的, 由两端看的反射率应该相等, 因此证明了条件 2), 对于条件 1) 可以由(29)式很容易地看出。

由上面不同变迹、啁啾下的光栅响应的计算结果与 1)、2) 两对称性关系预测的相一致, 因此 1)、2) 两条件可以作为光栅对称响应的一般关系式。

结 论 本文用四阶龙格-库塔法求解了里卡蒂形式的光栅响应的方程, 建立了数值计算的模型, 分别进行了线性、二次方、高斯及超高斯等不同形式光栅变迹与线性及二次啁啾下的非均匀光栅响应的数值计算。由计算结果表明了具有钟形函数过渡过程的光栅能降低响应的

二阶旁瓣的水平, 光栅在二次方等啁啾下会产生响应的不对称性。在研究讨论光栅响应的不对称性基础上, 提出了光栅响应对称性的两个一般的条件。

参 考 文 献

- [1] Morton P A, Mizrahi V, Andrekson P A *et al.*. Mode-locked hybrid soliton pulse source with extremely wide operating frequency range. *IEEE Photon. Tech. Lett.*, 1993, **5**(1) : 28~ 31
- [2] Mizrahi V, Digiovanni D J, Atkins R M *et al.*. Stable single-mode erbium fiber-grating laser for digital communications. *J. Lightwave Technol.*, 1993, **11**(12) : 2021~ 2025
- [3] Bilodeau F, Hill K O, Malo B *et al.*. High-return-loss narrowband all-fiber bandpass Bragg transmission filter. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1994, **6**(1) : 80~ 82
- [4] Urban Eriksson, Blixt P, Jens A *et al.*. Design of fiber gratings for total dispersion compensation. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(14) : 1028~ 1030
- [5] Matsuhara M, Hill K O. Optical-wave guide band-rejection filters: Design. *Appl. Opt.*, 1974, **13**(12) : 2886~ 2888
- [6] Quелlette F, Cliche J-F, Gagnon S *et al.*. All-fiber devices for chromatic dispersion compensation based on chirped distributed resonant coupling. *J. Lightwave Technol.*, 1994, **12**(10) : 1728~ 1737
- [7] Bird D M, Armitage J R, Kashyap R *et al.*. Narrow line semiconductor laser using fiber grating. *Electron. Lett.*, 1991, **27**(13) : 1115~ 1116
- [8] Uchida N. Calculation of diffraction efficiency in hologram gratings attenuated along the direction perpendicular to the grating vector. *J. Opt. Soc. Am.*, 1973, **63**(3) : 280~ 287
- [9] Hill K O. A periodic distributed parameter waveguide for integrated optics. *Appl. Opt.*, 1974, **13**(8) : 1853~ 1856
- [10] Kermisch D. Nonuniform sinusoidally modulated dielectric gratings. *J. Opt. Soc. Am.*, 1969, **59**(11) : 1409~ 1414
- [11] Kogelnik H. Theory of dielectric waveguides. in *Integrated Optics*, ed. T. Tamir, Heidelberg: Springer, 1975
- [12] Yariv A. Coupled-mode theory of guided-wave optics. *IEEE. J. Quantum Electron.*, 1973, **QE-9**(9) : 919~ 933
- [13] 李大侃编. 常微分方程的数值解. 杭州: 浙江大学出版社, 1994. 33~ 42

Non-Uniform Optical Fiber Grating Response

Jin Xiaofeng

(Department of Information and Electronics Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

Zhang Zhongxian

(The State Key Lab of Modern Optical Instruments, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

(Received 12 January 1998; revised July 15 1998)

Abstract Optical fiber gratings will play very important roles in future's optical fiber communication and sensing systems. The responses of non-uniform optical fiber gratings with different types of apodising and chirping structure are numerically studied. Based on the general of non-symmetric response of non-uniform optical fiber grating, two conditions for symmetric response are provided.

Key words optical fiber grating, apodised grating, chirped grating, optical fiber grating response.