

分段磁光光纤光栅的光谱特性研究

刘 芬 武保剑 程立伟 杨 颖

(电子科技大学宽带光纤传输与通信网技术教育部重点实验室, 四川 成都 610054)

摘要 分段磁光光纤布拉格光栅(MFBG)是指在同一根磁光光纤上依次写入不同周期的光栅而形成的级联磁光光栅系统。根据均匀 MFBG 的耦合模理论, 利用电磁场边界连续性条件, 研究了分段 MFBG 中圆偏振光的光谱特性。研究表明, 单段光栅时, 圆偏振光在分段 MFBG 中的反射或透射光谱特性与均匀 MFBG 一致, 理论计算的偏振相关损耗(PDL)变化曲线与实验结果基本吻合。两段或多段 MFBG 段级联时, 分析了在外加磁场的控制下采用不同光栅周期的多段 MFBG 结构实现可调色散补偿、分布式磁场传感等光子信息处理的功能原理。

关键词 光栅; 磁光光纤布拉格光栅; 圆偏振光; 偏振相关损耗; 可调色散补偿; 分布式磁场传感

中图分类号 O436 OCIS 050.2770 060.2270 文献标识码 A

Research on Spectral Properties of Sectional Magneto-Optic Fiber Bragg Grating

Liu Fen Wu Baojian Cheng Liwei Yang Ying

(Key Laboratory of Broadband Optical Fiber Transmission and Communication Networks, Ministry of Education, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, Sichuan 610054, China)

Abstract A sectional magneto-optic fiber Bragg grating (MFBG) is the grating structure fabricated by writing multi-subsectional gratings onto a magneto-optic fiber. According to the coupled-mode theory for uniform MFBGs and the boundary continuity conditions of the electromagnetic field, the spectral characteristics of the circularly polarized light in the multi-sectional MFBG were theoretically studied. The research indicates that, the optical spectrum of the one-sectional MFBG is identical with that of the uniform MFBG, and the theoretical results of polarization dependent loss are consistent with the experimental data. The analysis also shows that sectional MFBGs are useful for photonic information processing such as adjustable comb filtering, optical clock extraction and tunable dispersion compensation.

Key words gratings; magneto-optic fiber Bragg grating; circularly polarized light; polarization dependent loss; tunable dispersion compensation; distributed magnetic field sensing

1 引 言

光纤光栅作为一种新型的无源光器件, 在光纤通信、传感等方面有着广泛应用^[1-3], 特别是一些特殊结构光纤光栅, 如分段光纤光栅, 近年来已受到国内外广泛的关注。分段光纤光栅可视为几段均匀光纤光栅级联, 由它构成的半导体激光器外腔结构^[4,5], 具有稳定输出波长、降低成本等一系列优点, 解决了以掺铒光纤为增益介质的多波长光纤激光器^[6,7]设备复杂、器件昂贵等问题。Natalia. M. Litchinitser 等^[8]报道的级联光纤光栅的色散补偿特性有效弥补了在波分复用(WDM)系统中色散引起的信号脉冲展宽、信道串扰等缺陷。为了使分段光纤光栅可调, 引入了磁控作用。理论上均匀磁光光纤布拉格光栅(MFBG)^[9-11]的研究,

收稿日期: 2009-04-27; 收到修改稿日期: 2009-06-22

基金项目: 国家 863 计划(2009AA01Z216), 新世纪优秀人才计划。

作者简介: 刘 芬(1984—), 女, 硕士研究生, 主要从事光通信方面的研究。E-mail: liufen03@uestc.edu.cn

导师简介: 武保剑(1970—), 男, 教授, 主要从事光通信方面的研究。E-mail: bjwu@uestc.edu.cn

以及实验上 A. D. Kersey 等^[12]报道的基于法拉第效应的光纤布拉格光栅(FBG)磁场探测和 J. L. Arce-Diego 等^[13]研究的基于 FBG 的光纤滤波器, 为磁光效应在分段光纤光栅中的应用奠定了理论和实验基础。

本文将分段光纤光栅与磁光效应相结合, 引入了分段磁光光纤光栅模型。与传统分段光纤光栅相比, 分段磁光光纤光栅结合了磁光作用, 弥补了分段光纤光栅制作后的光栅周期等参量不可调等缺陷, 其可调色散补偿特性可动态补偿 WDM 系统中色散引起的信号脉冲展宽、信道串扰等缺陷, 而反射峰随外加磁场移动的特性可用于实现分布式磁场传感, 扩展了其在光通信和光传感等方面的应用。本文主要研究了分段磁光光纤光栅的光谱特性, 以及其在色散补偿、磁场传感等方面的潜在应用。

2 分段磁光光纤光栅的理论模型

具有高磁光效应的磁光光纤光栅可通过在光纤布拉格光栅中掺入 Ce, Bi 等元素增强磁光特性或在拉制的 YIG 光纤上写入光栅等方法获得^[14]。由两段均匀的磁光光纤布拉格光栅组成的分段光栅结构如图 1 所示, l_1, l_2, l_3 分别为未刻有光栅的区段长度, L_1 和 L_2 分别为每小段光栅的长度, 光栅周期分别为 Λ_1 和 Λ_2 , $z_k (k=1,2,3,4)$ 为分界面处的纵向坐标, 则布拉格波长 $\lambda_{Bi} = 2\bar{n}\Lambda_i (i=1,2)$, \bar{n} 为平均折射率。这种复合光栅系统中总光场分布可以通过均匀磁光光纤光栅理论逐段分析得到。

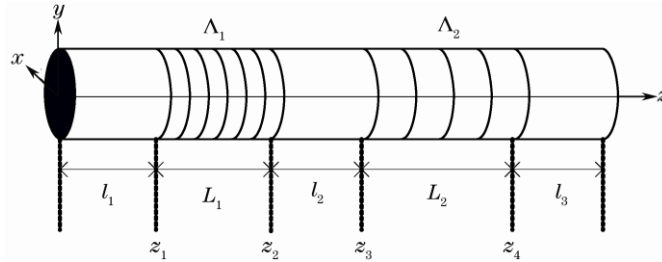


图 1 两段均匀的磁光光纤布拉格光栅组成的分段磁光光纤光栅结构示意图
Fig.1 Structure of the sectional magneto-optic fiber Bragg grating in the two-sectional MFBG

2.1 磁光光栅段和磁光光纤段中的光场分布

根据均匀磁光光纤光栅的耦合模理论^[9~10], 磁光光栅段中圆偏振光的慢变包络 $A_j^{(s)}(z, t) (j=R, L)$ 满足的线性耦合模方程为

$$\begin{cases} s \frac{\partial A_R^{(s)}}{\partial z} = i(\delta + \kappa_m) A_R^{(s)} + i\kappa_g A_R^{(-s)} \\ s \frac{\partial A_L^{(s)}}{\partial z} = i(\delta - \kappa_m) A_L^{(s)} + i\kappa_g A_L^{(-s)} \end{cases}, \quad (1)$$

式中省略了失配项的贡献, 上标 $s = \pm 1$ 分别表示导波光沿 z 轴正向和反向传播, $\delta = (\omega - \omega_B)\bar{n}/c$ 是与 z 无关的相对于布拉格波长的失谐量, 布拉格角频率 $\omega_B = \beta_B c / \bar{n}$, $\beta_B = \pi / \Lambda$ 为布拉格传播常数, Λ 为光栅周期, c 为真空中的光速, 光栅耦合系数 $\kappa_g = k_0 \Delta n > 0$, Δn 为光栅折射率变化系数, 偏振模式转换强度

$\kappa_m = \frac{k_0 f_1}{2\sqrt{\epsilon_r}} M_{0z}$, f_1 为一级磁光系数, M_{0z} 为磁化强度沿纵向 z 方向的分量。对微分方程组(1)求解, 可得

磁光光栅段中圆偏振光复振幅的一般形式

$$\left\{ \begin{array}{l} \begin{bmatrix} A_R^+(z) \\ A_R^-(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{i q_+ \cos(q_+ z) - (\delta + \kappa_m) \sin(q_+ z)}{\kappa_g} & \frac{-i q_+ \sin(q_+ z) - (\delta + \kappa_m) \cos(q_+ z)}{\kappa_g} \\ \sin(q_+ z) & \cos(q_+ z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \end{bmatrix} \\ M_R(z) \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} A_L^+(z) \\ A_L^-(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{i q_- \cos(q_- z) - (\delta - \kappa_m) \sin(q_- z)}{\kappa_g} & \frac{-i q_- \sin(q_- z) - (\delta - \kappa_m) \cos(q_- z)}{\kappa_g} \\ \sin(q_- z) & \cos(q_- z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_3 \\ C_4 \end{bmatrix} \\ M_L(z) \begin{bmatrix} C_3 \\ C_4 \end{bmatrix} \end{array} \right. , \quad (2)$$

式中 $q_{\pm} = \sqrt{(\delta \pm \kappa_m)^2 - \kappa_g^2}$ ，分别为右旋和左旋圆偏振光的本征传播常数， C_1 ， C_2 ， C_3 和 C_4 为待定系数。

同理，对于磁光光纤段，由于没有光栅的微扰，则该段中圆偏振光的光场分布为

$$\left\{ \begin{array}{l} \begin{bmatrix} A_R^+(z) \\ A_R^-(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp(i\kappa_m z) & 0 \\ 0 & \exp(-i\kappa_m z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C'_1 \\ C'_2 \end{bmatrix} = N_R(z) \begin{bmatrix} C'_1 \\ C'_2 \end{bmatrix} \\ \begin{bmatrix} A_L^+(z) \\ A_L^-(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \exp(-i\kappa_m z) & 0 \\ 0 & \exp(i\kappa_m z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C'_3 \\ C'_4 \end{bmatrix} = N_L(z) \begin{bmatrix} C'_3 \\ C'_4 \end{bmatrix} \end{array} \right. , \quad (3)$$

式中 C'_1 ， C'_2 ， C'_3 和 C'_4 为待定系数。

2.2 分段磁光光纤光栅的反射率和透射率

考虑光从前端 $z=0$ 入射的情形，在光栅结束区 ($z=L'$ ， $L'=l_1+l_2+l_3+l_4$ 为分段磁光光纤光栅中光栅结束区处的纵向长度) 光栅折射率微扰已不存在，不可能产生新的后向光波，有边界条件

$$\begin{bmatrix} A_R^+(0) \\ A_L^+(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{0R} \\ A_{0L} \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} A_R^-(L') \\ A_L^-(L') \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

考虑无源界面两侧电场连续条件

$$A_j^s(z') \exp(is\beta_1 z') = B_j^s(z') \exp(is\beta_2 z'), \quad (5)$$

式中 β_1 和 β_2 分别为无源界面两侧光场的传播常数， z' 为无源分界面处的纵坐标， A_j 和 B_j 为两侧光场的

复振幅 ($j=R, L$)，可知磁光光栅段与磁光光纤段分界面两侧光场表达式中待定系数向量 $\boldsymbol{\tau} = \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \\ C_3 \\ C_4 \end{bmatrix}$ 和 $\boldsymbol{\tau}' = \begin{bmatrix} C'_1 \\ C'_2 \\ C'_3 \\ C'_4 \end{bmatrix}$

之间的传输关系为：

$$\left\{ \begin{array}{l} \boldsymbol{\tau}' = \begin{bmatrix} \mathbf{T}_{M,N}^R(z') & 0 \\ 0 & \mathbf{T}_{M,N}^L(z') \end{bmatrix} \boldsymbol{\tau} = \mathbf{T}_{M,N}(z') \boldsymbol{\tau} \\ \boldsymbol{\tau} = \mathbf{T}_{M,N}^{-1}(z') \boldsymbol{\tau}' = \mathbf{T}_{N,M}(z') \boldsymbol{\tau}' \end{array} \right. , \quad (6)$$

其中 $\mathbf{T}_{M,N}(z')$ 和 $\mathbf{T}_{N,M}(z')$ 为传输矩阵， $\mathbf{T}_{M,N}^j(z') = \exp[is(\beta_B - \beta_0)z'] \mathbf{N}_j^{-1}(z') \mathbf{M}_j(z')$ ， $j=R, L$ 。因此， $\boldsymbol{\tau}'_3 = \mathbf{T}_{M,N}(z_4) \boldsymbol{\tau}_2 = \mathbf{T}_{M,N}(z_4) \mathbf{T}_{N,M}(z_3) \mathbf{T}_{M,N}(z_2) \boldsymbol{\tau}'_1$ ，其中 $\boldsymbol{\tau}'_i (i=1,2,3)$ 分别图 1 中磁光光纤段 l_i 的光复振幅待定系数向量， $\boldsymbol{\tau}_i (i=1,2)$ 分别为图 1 中磁光光栅段 L_i 的光复振幅待定系数向量。再结合边界条件(4)和光场表达(3)式，可得待定系数向量 $\boldsymbol{\tau}'_3$ 和 $\boldsymbol{\tau}'_1$ ，于是分段磁光光纤光栅输出端的复振幅

$$\mathbf{A}(L) = \begin{bmatrix} A_R^+(L) \\ A_R^-(L) \\ A_L^+(L) \\ A_L^-(L) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} N_R(z) & 0 \\ 0 & N_L(z) \end{bmatrix} \boldsymbol{\tau}'_3.$$

从而, 左右旋圆偏振光在图 1 所示的分段磁光光纤光栅两端的透射率 T_j 和反射率 R_j ($j=R,L$) 分别为

$$T_j = \left| \frac{A_j^+(L)}{A_j^+(0)} \right|^2, \quad R_j = \left| \frac{A_j^-(0)}{A_j^+(0)} \right|^2, \quad (7)$$

式中 $L=l_1+L_1+l_2+L_2+l_3$ 为分段磁光光纤光栅的总长度。在线性条件下, 右旋与左旋圆偏振光之间不发生耦合, 它们分别对应不同的本征波数 q_{\pm} 。同理, 分别写出磁光光纤段和磁光光栅段中的光场表达式, 并根据传输关系式(6)和边界条件(4)求解出各磁光光纤段和磁光光栅段中光场分布中的待定系数, 再结合(7)式可分析三段或以上光栅段级联的磁光光纤光栅的光谱特性。

3 分段磁光光纤光栅的光谱特征

根据左旋和右旋圆偏振光的反射率和透射率(7)式, 可分析分段磁光光纤光栅的透射与反射光谱特性对偏振模式转换强度 κ_m 和光栅耦合系数 κ_g 等参数的依赖。

3.1 单段光栅

当 $l_1=l_2=l_3=0$ 且 $A_1=A_2=A$ 时, 依据分析, (7)式可写为

$$\begin{cases} R_j = \left| \frac{A_j^-(0)}{A_j^+(0)} \right|^2 = \frac{i\kappa_g \sin[q_{\pm}(L_1+L_2)]}{q_{\pm} \cos[q_{\pm}(L_1+L_2)] - i(\delta \pm \kappa_m) \sin[q_{\pm}(L_1+L_2)]}, \\ T_j = \left| \frac{A_j^+(L_1+L_2)}{A_j^+(0)} \right|^2 = \frac{q_{\pm}}{q_{\pm} \cos[q_{\pm}(L_1+L_2)] - i(\delta \pm \kappa_m) \sin[q_{\pm}(L_1+L_2)]} \end{cases}, \quad (8)$$

式中 $j=R, L$ 分别对应于正负号, 可看到(8)式与均匀磁光光纤光栅的透射率和反射率是一致的, 即分段磁光光纤光栅变为均匀磁光光纤光栅。当单段光栅外加磁场时, 右旋圆偏振光的反射谱随外加磁场的变化如图 2 所示。图中, 磁感应强度 $B = \kappa_m/V$, 费尔德常数 $V=0.8 \text{ rad}/(\text{T} \cdot \text{m})$, 光栅长度 $L=L_1+L_2=10 \text{ mm}$, 光栅周期 $A=535 \text{ nm}$, $\lambda_B=1547.54 \text{ nm}$, 调制深度 $\Delta n=1 \times 10^{-4}$ 。可看到, 磁场越大, 反射峰移动距离越大, 因而可依据圆偏振光的反射峰移动距离实现磁场传感。同理, 对于多段光栅级联构成的分段磁光光纤光栅, 在各磁光光栅段光栅周期间隔大时, 圆偏振光的反射谱中各磁光光栅段处对应的反射峰移动距离可分别用于测量各磁光光栅段处的外加磁场, 实现分布式传感。与此同时, 由图 2 可看到, 虽外加磁场较大, 但反射峰的移动距离却很小, 这是因为石英材料的费尔德常数很小, 磁场导致的反射峰移动很小。因此, 对于弱磁场, 在目前光谱分析仪精度约为 50 pm 的限制下, 直接利用反射峰的漂移量来测量弱磁场, 可行性不大, 此时可考虑采用偏振相关损耗(PDL)进行测量^[15]。

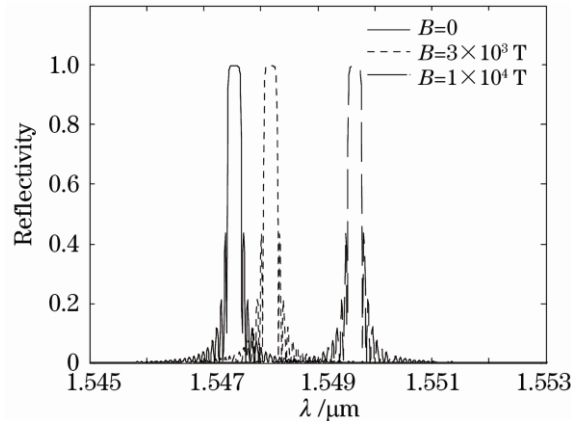


图 2 均匀磁光光纤光栅中右旋圆偏振光的反射谱的变化图

Fig.2 Reflective spectrum of the right rotation circularly polarized light in the MFBG

依 PDL^[16,17]的定义 $L_{PD}(\lambda) = 10 \left| \lg \frac{T_L(\lambda)}{T_R(\lambda)} \right|$, 可绘出均匀 MFBG 中圆偏振光的 PDL 峰值随磁场大小的变化曲线, 如图 3 所示。由于光栅本身的非圆性会导致 0.3 dB 的固有 PDL^[15], 费尔德常数也将受光栅非圆性引入的线双折射效应的影响。线双折射对费尔德常数的影响可表示为^[18] $V_{ef} = V \frac{2}{\Delta\beta z} \sin\left(\frac{\Delta\beta z}{2}\right)$, 其中 $\Delta\beta$ 为线双折射系数。图 3 中, 点划线为无线双折射 [$\Delta\beta L = 0$, $V_{ef} = 0.8 \text{ rad}/(\text{T} \cdot \text{m})$] 时 PDL 峰值随磁场的变化, 实线为无线双折射 [$\Delta\beta L = 3\pi/2 \text{ rad}$, $V_{ef} = 0.24 \text{ rad}/(\text{T} \cdot \text{m})$] 时 PDL 峰值随磁场的变化。其他参数取值分别为: 磁感应强度 $B = \kappa_m/V$, 光栅长度 $L = L_1 + L_2 = 10 \text{ mm}$, 光栅周期 $A = 535 \text{ nm}$, $\lambda_B = 1547.54 \text{ nm}$, 调制深度 $\Delta n = 1 \times 10^{-4}$ 是依据文献[15]中实验的实测透射谱设定的。由图 3 可见, 在考虑了约为 0.3 dB 的固有 PDL 情况下, 线双折射影响得到的理论 PDL 峰值与实验值吻合程度高。因此, 在理论分析中, 应该同时考虑固有 PDL 和线双折射对费尔德常数的影响。

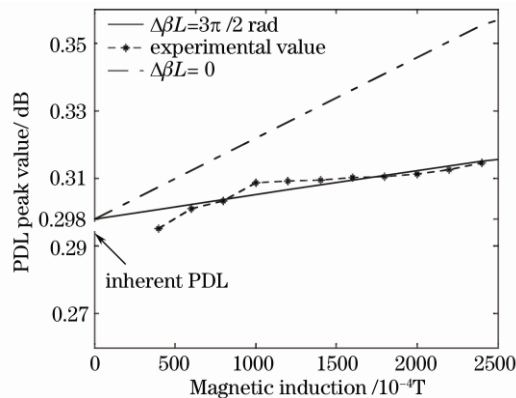


图 3 双折射影响下的偏振相关损耗峰值随磁感应强度的变化趋势

Fig.3 PDL peak value versus magnetic induction under the influence of birefringence

3.2 两段光栅

均匀磁光光纤光栅中右旋圆偏振光的色散关系为 $q_+^2 = (\delta + \kappa_m)^2 - \kappa_g^2$, 与非磁性光纤光栅类似, 只是色散曲线平移了 κ_m , 因而可以仿照一般光纤光栅分析均匀磁光光纤光栅的色散关系。对于如图 1 所示的两段光栅级联的情形, 依据文献[8], 在考虑两段光栅具有相同的耦合系数 κ_m 和 κ_g , 且两光栅的布拉格频率差 $\Delta\nu = |\nu_1 - \nu_2|$ 远大于每个光栅段的禁带宽度的情形下, 可求得两段光栅级联的分段磁光光纤光栅中右旋圆

偏振光的群速度色散(GVD)参量

$$\beta_2^g = \kappa_g \cdot \left(\frac{\bar{n}}{c}\right)^2 \cdot \left(\frac{1}{\kappa_g^2}\right) \left\{ \frac{1}{\left[(\delta/\kappa_g + r_\kappa + \Delta/\kappa_g)^2 - 1\right]^{3/2}} - \frac{1}{\left[(\delta/\kappa_g + r_\kappa)^2 - 1\right]^{3/2}} \right\} \times \text{sign}(\delta + \kappa_m), \quad (9)$$

式中 $\Delta = 2\pi\bar{n}\Delta\nu/c$, $r_\kappa = k_m/k_g$ 。左旋圆偏振光的色散关系也可作同样的分析。

图 4 给出了不同磁场条件下 β_2^g/κ_g 与 δ/κ_g 的关系图。参数选取为：平均折射率 $\bar{n} = 1.5$ ，光栅折射率变化 $\Delta n = \bar{n} \times 10^{-4}$ ， $\lambda_B = 1550$ nm， $\Delta/\kappa_g = 4$ ， $\kappa_m = VB$ ， $V = 0.8$ rad/(T·m)。无外加磁场时，与两段光栅级联在一起的光纤光栅的色散曲线相同，可通过调节耦合系数 κ_g 和 Δ 改变曲线形状和零色散点。外加磁场时，因磁光耦合参量的改变引起了光子带隙的平移，色散曲线发生了平移，此时即使不改变频率，零色散点也可发生变化。选择合适的光纤参数，使 $\beta_2^g L_g = -\beta_2^f L_f$ ，级联光纤光栅的正常色散区就可以补偿 1.55 μm 通信波长区域内光纤的反常群速度色散，其中 L_g 和 L_f 分别为光栅长度和光纤长度， β_2^g 为级联光栅的群速度色散参量^[8]。由图 4 可知，分段磁光光纤光栅的色散特性可通过外加磁场进行调节，因此分段磁光光纤光栅可作为 WDM 系统中的可调色散补偿器。

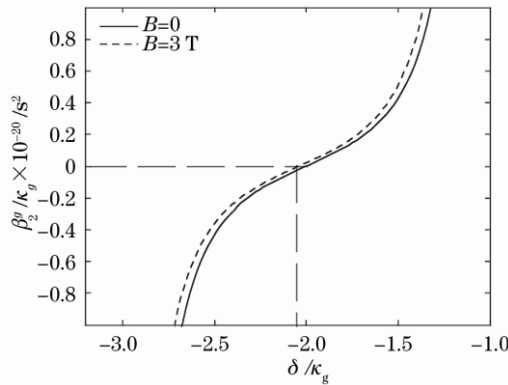


图 4 不同磁化条件下 β_2^g/κ_g 与 δ/κ_g 之间的关系图

Fig.4 Relation between β_2^g/κ_g and δ/κ_g at various magnetizations

3.3 多段光栅

图 5 为 4 段均匀的磁光光纤布拉格光栅组成的分段光栅结构图。图中 l_i ($i=1,2,3,4,5$) 分别为未刻有光栅的区段长度； L_i ($i=1,2,3,4$) 分别为每小段光栅的长度，光栅周期分别为 A_i ($i=1,2,3,4$)，则布拉格波长 $\lambda_{B_i} = 2\bar{n}A_i$ 。考虑各磁光光栅段周期 A_i 相距较大，也就是各磁光光栅段相互之间的布拉格频率差远大于各个磁光光栅的禁带宽度时的情形下，分别对各磁光光栅段施加不同磁场 B_i ($B_1=4 \times 10^2$ T, $B_2=8 \times 10^2$ T, $B_3=1 \times 10^3$ T, $B_4=2 \times 10^3$ T)，依 2.2 节计算方法算得图 5 结构的分段磁光光纤光栅中右旋圆偏振光的反射率

$R_R = \left| \frac{A_R^-(0)}{A_R^+(0)} \right|^2$ 谱线如图 6 虚线所示，图中实线为 $B_i=0$ 时的情形，此时因周期 A_i 相距较大，各个磁光光栅

段之间的相互影响较小^[8]，引起分界面处的扰动很小，对整个反射谱线影响也较小。可看到，分段磁光光纤光栅的整个反射谱线中，不同磁光光栅段因外加磁场 B_i ($i=1,2,3,4$) 的不同，相对应的反射峰移动的距离也就各不相同，且移动的距离随外加磁场的增大而增大。因而在分段磁光光纤光栅周期间隔较大的各磁光光栅段外加不同磁场时，可依据相应布拉格波长处左/右旋圆偏振光反射峰的不同移动距离，探测各磁光

光栅段处的外加磁场 B_i ，实现分布式磁场传感，这对于高压电缆的故障检测、需要电火花防护的危险环境下大电流的测量有很重要的应用前景，尤其适合大电流或大磁场的多点测量。而对于弱磁场，可采用 3.1 节提供的 PDL 测量方法。

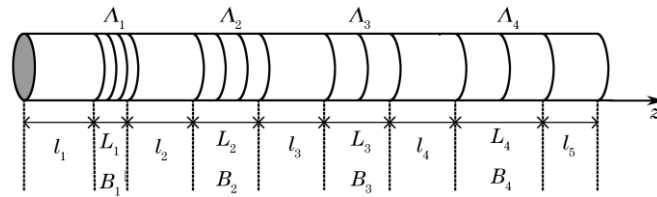


图 5 4 段均匀的磁光光纤布拉格光栅组成的分段磁光光纤光栅结构示意图

Fig.5 Structure of the sectional magneto-optic fiber Bragg grating in the four-sectional MFBG

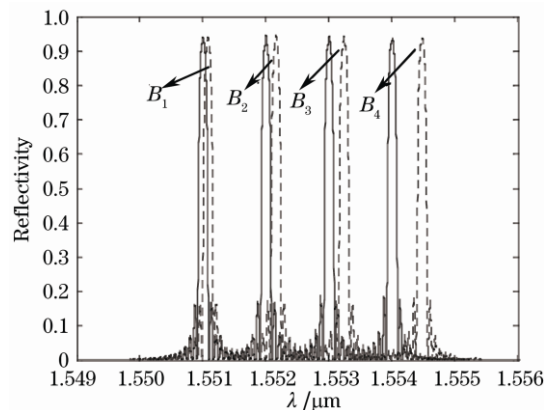


图 6 4 段不同光栅级联的分段磁光光纤光栅中右旋圆偏振光的反射谱

Fig.6 Reflective spectrum of the right rotation circularly polarized light in the four-sectional MFBG

4 结 论

本文基于均匀磁光光纤光栅中圆偏振光的耦合模理论，采用逐段分析法得到了分段磁光光纤光栅的光谱传播特性。分析了分段磁光光纤光栅的色散特性曲线随外加磁场的移动特性，实现了它在 WDM 系统中的可调色散补偿功能；外加磁场导致分段磁光光纤光栅中圆偏振光的布拉格反射波长的漂移，可实现大磁场的分布式传感，对于弱磁场，可采用 PDL 方法测量。单段时，理论计算的 PDL 峰值在双折射为 $\Delta\beta L = 3\pi/2 \text{ rad}$ 时与实验值吻合。此外，这种分段磁光光纤光栅还可以实现磁光可调的时钟提取、梳状滤波和脉冲压缩，有望在光信息处理方面取得更广泛的应用。

参 考 文 献

- Zhan Yage, Wu Hua, Xu Yumin *et al.*. Multi-parameter and multi-functional fiber grating sensing technology[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2007, **44**(9): 47~54
詹亚歌, 吴 华, 许毓敏 等. 多参量和多功能型光纤光栅传感技术[J]. 激光与光电子学进展, 2007, **44**(9): 47~54
- Chu Xingchun, Zhao Shanghong, Zhan Shengbao *et al.*. Beam combination of fiber laser array based on volume grating[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2008, **45**(5): 49~52
楚兴春, 赵尚弘, 占生宝 等. 基于体光栅的多单元光纤激光组束[J]. 激光与光电子学进展, 2008, **45**(5): 49~52
- Wu Bo, Liu Yongzhi, Zhang Qianshu *et al.*. High efficient narrow linewidth fiber laser based on fiber grating Fabry-Perot cavity[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(3): 350~353
伍 波, 刘永智, 张谦述 等. 基于光纤光栅法布里-珀罗腔的高效窄线宽光纤激光器[J]. 中国激光, 2007, **34**(3): 350~353
- Ma Junshan. 3-wavelength operation of an external cavity laser diode with cascaded fiber Bragg gratings[J]. *Acta Photonica*

- Sinica*, 2008, **37**(7): 1305~1308
马军山. 基于级联光纤Bragg光栅的外腔半导体激光器三波长同时激射[J]. 光子学报, 2008, **37**(7): 1305~1308
- 5 Rao Yunjiang, Wang Yiping, Zhu Tao. Principles and Applications of Fiber Grating[M]. Beijing: Science Press, 2006
饶云江, 王义平, 朱涛. 光纤光栅原理及应用[M]. 北京: 科学出版社, 2006
- 6 Guo Yubin, Kikuchi Kazuro. Er³⁺-doped fiber laser based on fiber Bragg grating[J]. *Chinese. J. Lasers*, 2000, **A27**(7): 581~585
郭玉彬, 菊池和朗. 基于光纤 Bragg 光栅的掺铒光纤激光器[J]. 中国激光, 2000, **A27**(7): 581~585
- 7 Sun Guoyong, Yang Jing, Qu Ronghui *et al.*. Research and progress of multiwavelength erbium-doped fiber laser[J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2004, **41**(9): 19~22
孙国勇, 杨敬, 瞿荣辉等. 多波长掺铒光纤激光器的研究进展[J]. 激光与光电子学进展, 2004, **41**(9): 19~22
- 8 Natalia M. Litchinitser, Benjamin J. Eggleton, Govind P. Agrawal. Dispersion of cascaded fiber gratings in WDM lightwave systems[J]. *J. Lightwave Technol.*, 1998, **16**(8): 1523~1529
- 9 Baojian Wu, Xiao Liu, Kun Qiu. Characteristics of magneto-optic fiber Bragg gratings for use in optical signal processing[J]. *Opt. Fiber Technol.*, 2009, **15**(2): 165~171
- 10 Qiu Kun, Wu Baojian, Wen Feng. Nonlinear propagation of circularly polarized light in magneto-optic fiber Bragg gratings[J]. *Acta Phys. Sinica*, 2009, **58**(3): 1726~1730
邱昆, 武保剑, 文峰. 磁光光纤Bragg光栅中圆偏振光的非线性传输特性[J]. 物理学报, 2009, **58**(3): 1726~1730
- 11 Baojian Wu, Ying Yang, Kun Qiu. Magneto-optic fiber Bragg gratings with application to high-resolution magnetic field sensors[J]. *J. Electron. Science Technol. China*, 2008, **6**(4): 423~425
- 12 A. D. Kersey, M. J. Marrone. Fiber Bragg grating high-magnetic-field probe[C]. *SPIE*, 1994, **2360**(9): 53~56
- 13 J. L. Arce-Diego, R. López-Ruisánchez, J. M. López-Higuera. Fiber Bragg grating as an optical filter tuned by a magnetic field [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(9): 603~605
- 14 T. C. Mao, J. C. Chen, C. C. Hu. Effect of the pulling rate on the quality of cerium-substituted YIG single-crystal fibers by LHPG[J]. *J. Crystal Growth*, 2006, **296**(9): 110~116
- 15 Peng Hui, Su Yang, Li Yuquan *et al.*. Measurement for magnetic field with fiber grating[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(9): 1717~1722
彭晖, 苏洋, 李玉权等. 基于光纤光栅的磁场测量新方法[J]. 光学学报, 2008, **28**(9): 1717~1722
- 16 C. Caucheteur, S. Bette, R. Garcia-Olcina. Transverse strain measurements using the birefringence effect in fiber Bragg grating[J]. *IEEE Photo. Technol. Lett.*, 2007, **13**(19): 966~968
- 17 Ping Lu, Dan Grobncic, Stephen J. Mihailov. Characterization of the birefringence in fiber Bragg gratings fabricated with an ultrafast-infrared laser[J]. *J. Lightwave Technol.*, 2007, **25**(3): 779~786
- 18 J. L. Cruz, M. V. Andres, M. A. Hernandez. Faraday effect in standard optical fibers: dispersion of the effective Verdet constant[J]. *Appl. Opt.*, 1996, **35**(6): 922~927