

doi: 10.3788/gzxb20134201.0029

# 磁光非线性光纤中光参量增益的研究

李述标, 武保剑, 文峰

(电子科技大学 通信与信息工程学院 光纤传感与通信教育部重点实验室, 成都 611731)

**摘 要:** 将光纤中磁光效应和非线性效应作为微扰, 推导了磁光四波混频的耦合模方程. 通过解析解研究了各向同性磁光非线性光纤的参量过程, 并指出利用磁光耦合系数的色散特性可以实现四波混频的相位匹配. 同时, 采用龙格-库塔法分析了在线双折射磁光非线性光纤中, 忽略费尔德常量的波长依赖性时, 左旋圆偏振光参量增益的磁控特性, 指出了实验中采用较高费尔德常量的非线性光纤的必要性. 研究表明: 1) 对于低线双折射磁光非线性光纤, 优化双折射大小可以获得最大的参量增益; 2) 根据参量增益对磁光耦合系数的单调依赖特性, 适当选择光纤长度、泵浦功率以及输入导波光的偏振态, 可使参量增益的磁可调范围大大提高.

**关键词:** 非线性光学; 磁光效应; 磁光非线性光纤; 参量增益

中图分类号: O437; TN2

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2013)01-0029-5

## Optical Parametric Gain in the Magneto-optic Nonlinear Fiber

LI Shu-biao, WU Bao-jian, WEN Feng

(Key Laboratory of Optical Fiber Sensing & Communication, Ministry of Education, School of Communication and Information Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China)

**Abstract:** The coupled-mode equation for the magneto-optic four-wave mixing existing in a fiber with magneto-optic and nonlinear effects as perturbation is derived. The parametric processes of the isotropic magneto-optical nonlinear fiber are analytically investigated, and the phase matching condition can be achieved by the dispersion characteristics for the magneto-optic coupling coefficient. In the case that the wavelength dependency of fiber Verdet constant is negligible, the magnetic control characteristics of fiber parametric gain are analyzed for the incident left-hand circular polarization. The necessity of using magneto-optic and nonlinear fiber with high Verdet constant in the experiments is pointed out. The results show that, 1) for the magneto-optical nonlinear fiber with low birefringence, the maximal parametric gain can be obtained by optimizing the magnitude of fiber birefringence; 2) from the monotonic dependence of parametric gain on the magneto-optic coupling coefficient, the magnetic adjustability of parametric gain can be improved by appropriately choosing fiber length, pump power and polarization states of guided optical waves.

**Key words:** Nonlinear optics; Magneto-optic effect; Magneto-optic nonlinear fiber; Parametric gain

基金项目: 国家重点研究发展计划 (No. 2011CB301703)、国家高技术研究发展计划 (No. 2012AA011304) 和国家自然科学基金 (No. 61271166) 资助

第一作者: 李述标 (1986-), 男, 硕士研究生, 主要研究方向为通信. Email: lishubiao1986@126.com

责任作者/导师 (通讯作者): 武保剑 (1970-), 男, 教授, 博导, 主要研究方向为光通信. Email: bjwu@uestc.edu.cn

收稿日期: 2012-06-28; 录用日期: 2012-08-28

## 0 引言

光传输与光交换(处理)是光纤通信的两大主题,其中光纤的各种非线性特性起到了不同的作用,比如在全光交换领域中,人们往往利用光纤的非线性效应实现全光信息处理<sup>[1-3]</sup>. 光纤非线性效应主要包括交叉相位调制(Cross-Phase Modulation, XPM)、自相位调制(Self-Phase Modulation, SPM)、四波混频(Four-Wave Mixing, FWM)等,其中四波混频在光信号参量放大、相位共轭、波长变换、信道解复用、脉冲产生、光 2R/3R 再生等领域倍受人们的关注<sup>[4-5]</sup>.

与此同时,针对不同的应用场合会用到各种特种光纤,如光子晶体光纤<sup>[6]</sup>、聚合物光纤<sup>[7]</sup>、磁光非线性光纤(Magneto-Optic Nonlinear Fiber, MO-NLF)<sup>[8]</sup>等. 而对于磁光非线性光纤,将磁光效应(Magneto-Optic Effect, MOE)与光纤非线性效应相结合是对非线性光纤光学应用领域的一种扩展<sup>[9]</sup>. 最近,我们理论分析了磁光(Magneto-Optic, MO)光栅的非线性特性<sup>[9]</sup>以及 MO-NLF 中自相位调制和交叉相位调制效应<sup>[10]</sup>,并搭建了磁光四波混频实验平台<sup>[11]</sup>. 同时也开展了基于磁光光纤中 FWM 的参量整形实验. 实验表明,当加载到高非线性光纤(High Nonlinear Fiber, HNLF)上的磁场强度达到  $1.8 \times 10^{-2}$  T 时可使接收机的灵敏度提升 2 dB 左右(详细工作将另文发表),这激发了我们进一步系统对光纤非线性磁控机理的探索,同时也看出了 MOE 的潜在应用.

本文采用导波光微扰理论推导了磁光非线性光纤中 FWM 参量过程的耦合模方程. 并利用耦合模方程分析了各向同性 MO-NLF 和线双折射 MO-NLF 中,导波光以圆偏振光入射时的演化规律. 研究表明,采用磁场控制方式不但可以进一步提高光纤参量过程中信号的增益,还可以利用非线性光纤的磁光效应实现参量增益的磁可调功能,这将有利于在光纤通信、光信息处理等领域开发新型的磁光非线性器件.

## 1 磁光四波混频理论

对于简并四波混频(Degenerate Four-wave Mixing, DFWM)参量过程,当频率为  $\omega_1$  的泵浦光和频率为  $\omega_2$  的探测光同时注入磁光非线性光纤时,在适当的光偏振态和相位匹配条件下可产生新的频率产物——闲频光,其频率为  $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$ . 在磁光非线性光纤中,根据磁光光纤/光栅的耦合模理论<sup>[12-13]</sup>,将磁光效应、线双折射以及光纤非线性效应

作为微扰,其中法拉第 MOE 的贡献可归结为附加介电系数张量的非对角元素(在直角坐标系中),从而使同一方向传播的导波光偏振态沿光纤不断地发生偏振模转换<sup>[14]</sup>;另一方面, FWM 过程对光的偏振态有强烈的依赖性. 因此,它们的共同作用必然影响着导波光在光纤中的演化规律. 对于忽略泵浦消耗的小信号情形,可不考虑闲频光和探测光的 SPM 效应及其对泵浦光演化的影响(但应计及泵浦光偏振效应引起的交叉相位调制和四波混频). 于是,直角坐标系下,导波光场的复包络  $A_{j\bar{p}}(z)$  演化方程可表示为<sup>[10,15]</sup>

$$\frac{\partial A_{1p}}{\partial z} = i\gamma \left[ (|A_{1p}|^2 + \frac{2}{3}|A_{1\bar{p}}|^2) A_{1p} + \frac{1}{3} A_{1p}^* A_{1\bar{p}}^2 e^{i\Delta\beta_{1111}^{\bar{p}\bar{p}pp} z} \right] - \kappa_{1m}^{(p)} e^{-i\Delta\beta_{p\bar{p}} z} A_{1\bar{p}} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{l\bar{p}}}{\partial z} = & i\gamma \left[ (2|A_{1p}|^2 + \frac{2}{3}|A_{1\bar{p}}|^2) A_{l\bar{p}} + \left( \frac{2}{3} A_{1\bar{p}}^* A_{1p} e^{i\Delta\beta_{1111}^{\bar{p}\bar{p}pp} z} + \frac{2}{3} A_{1\bar{p}}^* A_{1p} \right) A_{l\bar{p}} e^{i\Delta\beta_{11l}^{\bar{p}\bar{p}pp} z} + \right. \\ & \left. (A_{1p}^2 + \frac{1}{3} A_{1\bar{p}}^2 e^{i\Delta\beta_{1111}^{\bar{p}\bar{p}pp} z}) A_{s\bar{p}}^* e^{i\Delta\beta_{1s}^{\bar{p}\bar{p}pp} z} + \frac{2}{3} A_{1p} A_{1\bar{p}} A_{s\bar{p}}^* e^{i\Delta\beta_{1s}^{\bar{p}\bar{p}pp} z} \right] - \kappa_{lm}^{(p)} e^{-i\Delta\beta_{p\bar{p}} z} A_{l\bar{p}} \quad (2) \end{aligned}$$

式中,  $s, l = 2, 3$  且  $s \neq l$ ,  $A_{j\bar{p}}(z)$  的下脚标  $j = 1, 2, 3$  分别对应于泵浦光、探测光和闲频光;  $p = x, y$  表示光的偏振方向,  $\bar{p}$  表示取不同于  $p$  的值,  $p = x$  时  $\kappa_m^{(p)} = \kappa_m$ ,  $p = y$  时  $\kappa_m^{(p)} = -\kappa_m$ ;  $\kappa_m = V_B B$  为磁光耦合系数,即单位长度的法拉第旋转角,  $V_B$  为 Verdet 常量,  $B$  为磁感应强度;  $\gamma$  为光纤非线性系数;失配因子  $\Delta\beta_{ijst}^{p_i p_j p_s p_t} = \beta(\omega_i, p_i) + \beta(\omega_j, p_j) - \beta(\omega_s, p_s) - \beta(\omega_l, p_l) = \Delta\beta_{ijst} + \Delta\beta_{p_i p_j p_s p_t}$ , 可以写成如下两项之和:

一是与色度色散有关的相位失配项

$$\Delta\beta_{ijst} = \beta_{0i} + \beta_{0j} - \beta_{0s} - \beta_{0l};$$

二是与偏振模色散(线双折射  $\Delta n_b$ )有关的相位失配项

$$\begin{aligned} \Delta\beta_{p_i p_j p_s p_t} = & s_{p_i} \Delta\beta_{ib} + s_{p_j} \Delta\beta_{jb} - s_{p_s} \Delta\beta_{sb} - s_{p_t} \\ \Delta\beta_{ib} \approx & (s_{p_i} + s_{p_j} - s_{p_k} - s_{p_l}) \Delta\beta_b \end{aligned}$$

式中  $\Delta\beta_{ib} = \frac{\beta(\omega_i, x) - \beta(\omega_i, y)}{2}$  为线双折射引起的传播常量变化,  $s_p = \pm 1$  分别对应于  $x, y$  分量. 可见,  $\beta(\omega_i, p_i) = \beta_{0i} + s_{p_i} \Delta\beta_{ib}$ ,  $\Delta\beta_{p\bar{p}} = \beta(\omega, p) - \beta(\omega, \bar{p})$ . 显然,线双折射( $\Delta\beta_{xy} \neq 0$ )的存在导致了不同偏振光分量的耦合. 对于各向同性的非磁性光纤( $\Delta\beta_{ib} = 0$  和  $\kappa_m = 0$ ),上述耦合模方程可退化为与文献[5]一致的形式.

为了体现四波混频效率与入射导波光为圆偏振

态的关系,将  $A_x = \frac{A_L + A_R}{\sqrt{2}} e^{-i\Delta\beta_{xy}z/2}$ ,  $A_y = \frac{i}{\sqrt{2}} (A_L - A_R) e^{i\Delta\beta_{xy}z/2}$  代入耦合模方程式(1)、(2),可得到圆坐标系下磁光四波混频(Magneto-Optic Four-Wave Mixing, MO-FWM)耦合模方程

$$\frac{\partial A_{1q}}{\partial z} = i\gamma \left[ \frac{2}{3} |A_{1q}|^2 A_{1q} + \frac{4}{3} |A_{1\bar{q}}|^2 A_{1q} \right] - i\kappa^{(q)} A_{1q} + \frac{i\Delta\beta_{xy}}{2} A_{1\bar{q}} \quad (3)$$

$$\frac{\partial A_{lq}}{\partial z} = i\gamma \left[ \frac{4}{3} (|A_{1q}|^2 + |A_{1\bar{q}}|^2) A_{lq} + \frac{4}{3} A_{1q} \cdot A_{1\bar{q}}^* A_{l\bar{q}} + \frac{2}{3} A_{1q}^2 A_{s\bar{q}}^* e^{-i\Delta\beta} + \frac{4}{3} A_{1q} A_{1\bar{q}} A_{s\bar{q}}^* \cdot e^{-i\Delta\beta} \right] - i\kappa_m^{(q)} A_{lq} + \frac{i\Delta\beta_{xy}}{2} A_{l\bar{q}} \quad (4)$$

$q$  表示光的偏振方向,且  $q=L,R$ ;  $\bar{q}$  表示取不同于  $q$  的值;对应 L 分量时,  $\kappa_{jm}^{(p)}$  为  $\kappa_{jm}$ , 对应 R 分量时,  $\kappa_{jm}^{(p)}$  为  $-\kappa_{jm}$ , 式中  $A_L$  和  $A_R$  分别为左右旋圆偏振基矢  $e_L = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}$  和  $e_R = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix}$  对应的复振幅分量. 注意到信号光功率  $P_2 = |A_{2x}|^2 + |A_{2y}|^2 = |A_{2R}|^2 + |A_{2L}|^2$ . 下面利用耦合模方程式(3)和式(4)来分析圆偏振光入射时导波光在各向同性磁光光纤和线双折射磁光光纤中的演化特点.

## 2 各向同性磁光光纤

考虑泵浦光和探测光均为左旋圆偏振光情形,令  $B_j = A_{jL} \exp[-i(\frac{4\gamma P_1}{3} - \kappa_{jm})z]$  ( $j=2,3$ ), 则式(4)可简化为如下形式

$$\frac{\partial B_{2,3}}{\partial z} = \frac{2i\gamma}{3} P_1 B_{3,2}^* e^{-i\kappa z} \quad (5)$$

式中  $P_1$  为  $z=0$  处的入射泵浦光功率,  $\kappa = \Delta\beta + 4\gamma P_1/3 + 2\kappa_{1m} - \kappa_{2m} - \kappa_{3m}$  为总相位失配. 对于没有闲频光输入的情形  $B_3(0)=0$ , 由式(5)可得

$$B_2(z) = B_2(0) \left[ \cosh(gz) + \frac{i\kappa}{2g} \sinh(gz) \right] e^{-i\kappa z} \quad (6)$$

式中  $g = \sqrt{(2\gamma P_1/3)^2 - (\kappa/2)^2}$  为增益系数. 于是信号光的功率增益  $G_s$  随  $z$  的变化关系为

$$G_s = \frac{|B_2(z)|^2}{|B_2(0)|^2} = 1 + \left( 1 + \frac{\kappa^2}{4g^2} \right) \sinh^2(gz) \quad (7)$$

显然,信号光增益  $G_s$  通过增益系数  $g$  和总相位失配  $\kappa$  与磁光耦合系数  $\kappa_{jm}$  相联系,同时也揭示了利用磁光耦合系数  $\kappa_{jm} = V_B(\omega_j)B$  的色散特性实现四波混频相位匹配的可能性. 同理,当入射的泵浦光和探测光均为右旋圆偏振光时,由上述推导方法可求的总相位失配分别为:  $\kappa = \Delta\beta + 4\gamma P_1/3 - 2\kappa_{1m} + \kappa_{2m} + \kappa_{3m}$ , 且信号光功率增益的表达式保持不变. 因

此,两导波光以左旋(右旋)圆偏振光入射时,利用磁光耦合系数的色散特性可实现相位匹配技术. 此时,当 Verdet 常量  $V_B$  的波长依赖性可以忽略时,磁光耦合系数对信号增益并不产生影响. 而对泵浦光和探测光以不同圆偏振态入射时,泵浦光只有一个分量,则根据式(4)可以看出:四波混频效应并不存在.

则式(4)可退化为:  $\frac{\partial A_{lq}}{\partial z} = i \frac{4\gamma P_1}{3} A_{lq} - i\kappa^{(q)} A_{lq}$ , 由上式看出,此时并没有表现出参量增益. 同时,在忽略磁光效应时,所得结果则与文献[16]结论保持一致. 注意,上述结论只适用于各向同性磁光光纤的情形,并可在下面的计算中得到证实.

## 3 线双折射磁光光纤

为了产生明显的四波混频效应,实验中需采用相位匹配技术,这要求泵浦光、信号光和闲频光的频率间隔不能太大,这样 Verdet 常量  $V_B$  随频率变化往往可以忽略,即  $\kappa_{jm} = \kappa_m = V_B B$ .

另一方面,线双折射的存在( $\Delta\beta_{xy} \neq 0$ )导致了不同偏振光分量的耦合,这使得很难通过解析分析方法得到非线性耦合模方程式(3)、(4)的解. 光纤线双折射的影响可用  $\Delta\beta_{xy} = 2\pi/L_B$  表示,其中  $L_B$  为拍长. 低线双折射光纤的拍长通常在  $10 \sim 100$  m, 对应的  $\Delta\beta_{xy} < 0.6 \text{ m}^{-1}$ . 本文则是采用 Matlab 中 ODE23t(龙格—库塔法)数值方法计算,具体计算参量如下:光纤的零色散波长及其色散斜率分别取为  $1556 \text{ nm}$  和  $0.0168 \text{ ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$ , 非线性系数  $1000 \text{ W}^{-1}/\text{km}$ ; 泵浦光和信号光的波长分别为  $1549 \text{ nm}$  和  $1560 \text{ nm}$ , 输入信号光功率  $0 \text{ dBm}$ . 我们实验室绕制的螺绕环磁场加载装置可产生  $0 \sim 1.8 \times 10^{-2} \text{ T}$  的磁场,若按掺铽磁光光纤<sup>[17]</sup> 的 Verdet 常量  $V_B = 32 \text{ rad}/(\text{T} \cdot \text{m})$  进行估算,对应的磁光耦合系数可达  $0.57 \text{ rad}/\text{m}$ .

作为例子,本文主要分析左旋圆偏振光入射时,导波光在线双折射磁光非线性光纤中的参量过程. 图1画出了泵浦功率为  $17 \text{ dBm}$ , 线双折射取  $\Delta\beta_{xy} = 0.5 \text{ m}^{-1}$  时信号光增益对磁光光纤长度  $L$  和磁光耦合系数  $\kappa_m$  的依赖特性.

由图1可以看出,信号光增益随光纤长度的变化近似具有周期性(此时的周期约为  $L_c \approx 140 \text{ m}$ ), 每个光纤长度周期内都有一个使信号增益最大的最佳光纤长度  $L_{\text{opt}}$ . 例如,在第一个光纤长度周期内,所能达到的最大信号增益约为  $6.8 \text{ dB}$ , 它对应的光纤长度和磁光耦合系数分别为  $L_{\text{opt}} = 80 \text{ m}$  和  $\kappa_m = 0.2 \text{ rad}/\text{m}$ . 对于给定的光纤长度,信号增益随磁光耦合系数的变化规律是:当光纤长度  $L > L_{\text{opt}}$  (后半

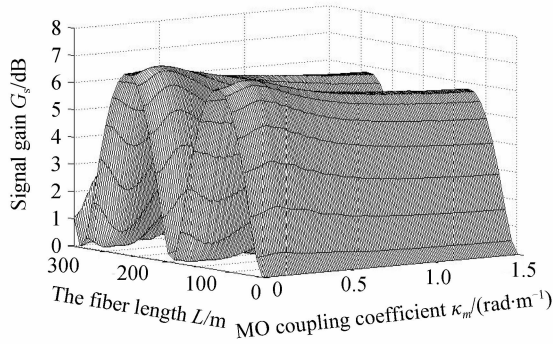


图1 信号参量增益随光纤长度和磁光耦合系数的变化曲线

Fig. 1 The variation of signal gain with the fiber length and Magneto-optic coupling coefficient

周期)时类似于“V”变化(下凹曲面),当 $L < L_{opt}$ (前半周期)时类似于“(”变化(上凸曲面);当磁光耦合系数较大时( $\kappa_m \gg \Delta\beta_{xy}$ ),信号增益基本保持不变.因此,对于给定长度的磁光非线性光纤,调节磁场可使信号增益达到极大值 $G_{max}$ 或极小值 $G_{min}$ .在光纤长度 $L$ 为200 m、泵浦功率为17 dBm时信号增益的极大值 $G_{max}$ 随线双折射的增加呈阻尼振荡变化,如图2所示.显然,优化低线双折射磁光非线性光纤的双折射大小,加载较小的磁场就可以获得最大的参量增益.

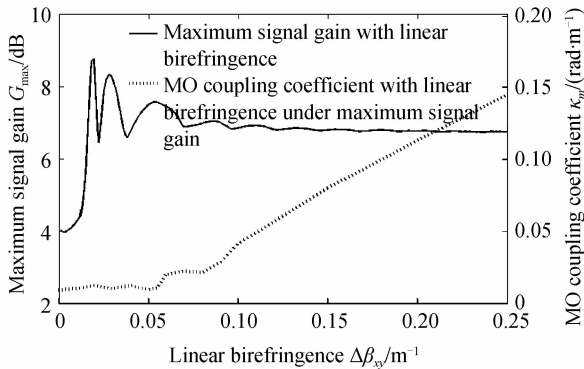


图2 不同线双折射对应的最大信号增益曲线

Fig. 2 Maximum signal gain with the different linear birefringence

根据信号增益对磁光耦合系数的依赖特性,可确定光纤参量放大器的磁可调增益范围.本文比较了左旋圆偏振光入射和 $x$ 线偏振光入射两种情形下光纤参量放大器的磁可调增益范围,如图3所示.计算参量与图1相同,同时光纤长度取值为200 m.可以看出,在磁场可调节的范围内(如 $\kappa_m \leq 0.5 \text{ rad/m}$ ),线偏振输入情形下具有更大的磁可调增益范围,即 $\Delta G_m = G_{max} - G_{min} \approx 20 \text{ dB}$ ,此时所要求的磁光耦合系数仅为 $0.25 \text{ rad/m}$ .

上述分析表明,参量增益的磁可调特性与光纤长度密切相关,图4给出了MO-NLF长度为200 m时信号光增益随入射泵浦功率的变化曲线.由图4可知,当磁光耦合系数增加时,信号增益的泵浦功率

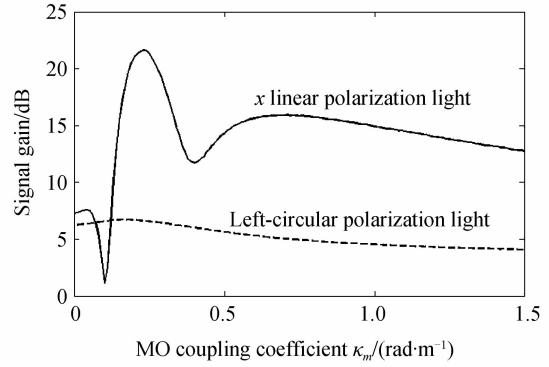


图3 圆偏振光和线偏振光两种输入情形下磁控参量增益的比较

Fig. 3 Compared with magnetic-control parametric gain between the incident circular polarization light and linear polarization light

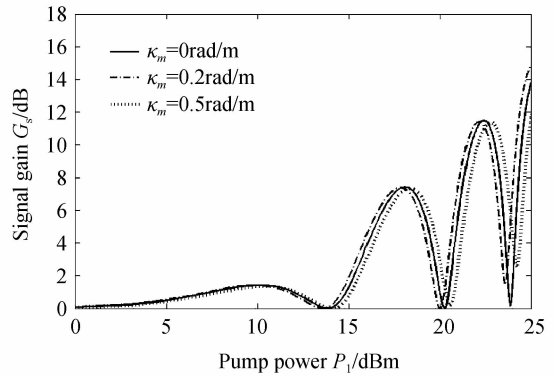


图4 信号增益与泵浦功率的关系曲线

Fig. 4 The variation of signal gain with the pump power 依赖曲线形状基本保持不变,只是向左或向右平移.信号增益随磁光耦合系数的变化规律不但依赖于磁光非线性光纤的长度,而且还与输入泵浦功率的大小有关.因此,通过适当设置泵浦功率的大小也可以优化信号增益的磁场依赖曲线,从而提高磁可调增益范围.

由于硅光纤在波长1550 nm处的费尔德常量 $V_B \approx 0.5 \text{ rad}/(\text{T} \cdot \text{m})$ ,磁光耦合系数的可调节范围太小,因此在MO-FWM实验中引起的信号功率变化很小.因此,要想实验印证上述理论分析结果,必需采用高磁光效应的非线性光纤.值得指出的是,尽管目前这种特种光纤还难以得到,但我们还是在硅光纤中观察出了磁场对四波混频整形性能的影响.显然,本文的理论分析不但有助于探索光纤非线性磁控机理,对认识磁光非线性光纤材料的应用特性和开展进一步的实验工作也有着十分重要的指导作用.

## 4 结论

本文分别在直角坐标系和圆坐标系下给出了磁光非线性光纤中导波光的参量耦合模方程,详细分析了左旋圆偏振泵浦光和信号光的光纤参量增益特

性,揭示了四波混频相位匹配技术可利用磁光耦合系数的色散特性来实现的可能性.研究表明:当光纤费尔德常量的波长依赖性可以忽略时,磁场对各向同性光纤中的参量过程没有影响;对于低线双折射磁光非线性光纤,最大的参量增益可通过优化双折射大小获得;根据参量增益对磁光耦合系数的单调依赖特性,适当选择光纤长度、泵浦功率以及输入导波光的偏振态,可使参量增益的磁可调范围大大提高.同时,分析了实验中采用较高费尔德常量的非线性光纤的必要性.

#### 参考文献

- [1] YU Jin-long, WANG Yao-tian, ZHANG Ai-xu, *et al.* Experimental study on 40Gb/s all optical 3R regeneration[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(5): 801-806.  
于晋龙,王耀天,张爱旭,等. 40 Gb/s 信号全光 3R 再生实验[J]. 光学学报,2007,**27**(5):801-806.
- [2] YAN Zi-heng, YU Jin-long, WANG Ju, *et al.*  $4 \times 40$  Gb/s multi-wavelength all optic 3R regeneration using data-pumped FOPA[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2011, **38**(10): 1005003-1-1005003-5.  
颜子恒,于晋龙,王菊,等. 基于数据抽运的光纤光参量放大的  $4 \times 40$  Gb/s 多波长全光 3R 再生实验研究[J]. 中国激光, 2011, **38**(10): 1005003-1-1005003-5.
- [3] MA Jian-xin, YU Jian-jun, YU Chong-xiu, *et al.* Wavelength conversion based on four-wave mixing in high-nonlinear dispersion shifted fiber using a dual-pump configuration[J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2006, **24**(7): 2851-2858.
- [4] HANSRYD J, ANDREKSON P A, WESTLUND M, *et al.* Fiber based optical parametric amplifiers and their applications [J]. *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 2002, **8**(3): 506-520.
- [5] YU Tian, PENG Dong, CHANG Xi-yang. Polarization independent wavelength conversion in fibers using incoherent pumps[J]. *Optics Express*, 2008, **16**(8): 5493-5498.
- [6] RUSSELL J. Photonic-crystal fibers [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2006, **24**(12): 4729-4749.
- [7] ARGYROS A. Microstructured polymer optical fibers [J]. *Journal of Lightwave Technology*, 2009, **27**(11): 1571-1579.
- [8] MAO T C, CHEN J C, HU C C. Effect of the pulling rate on the quality of cerium-substituted YIG single-crystal fibers[J]. *Journal of Crystal Growth*, 2006, **296**(1): 110-116.
- [9] QIU Kun, WU Bao-jian, WEN Feng. Nonlinear propagation of circularly polarized light in magneto-optic fiber Bragg gratings[J]. *Acta Physica 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.
- [10] ZHOU Xiao-jing, WU Bao-jian. Analysis of nonlinear propagating characteristics of optical pulses in magneto-optic fibers[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(10): 1862-1866.  
周晓璟,武保剑. 磁光光纤中光脉冲的非线性传播特性研究[J]. 光子学报,2010, **39**(10): 1862-1866.
- [11] HAN Rui, WU Bao-jian, LI Shu-biao, *et al.* Experimental platform for magneto-optical four wave mixing[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2012, **39**(7): 0705002-1-0705002-5.  
韩瑞,武保剑,李述标,等. 磁光四波混频实验平台[J]. 中国激光, 2012, **39**(7): 0705002-1-0705002-5.
- [12] 武保剑. 微波磁光理论与磁光信号处理[M]. 成都:电子科技大学出版社,2009: 190-217.
- [13] WU Bao-jian, LIU Xiao, QIU Kun. Characteristics of magneto-optic fiber bragg gratings for use in optical signal processing[J]. *Optical Fiber Technology*, 2009, **15**(2): 165-171.
- [14] YOSHINO T. Theory for the Faraday effect in optical fiber [J]. *JOSA B*, 2005, **22**(9): 1856-1860.
- [15] 阿加瓦尔 G P. 非线性光纤光学[M]. 贾东方,余震虹,译. 4 版.北京:电子工业出版社,2010: 275-302.
- [16] MARHIC M E. Fiber optical parametric amplifiers, oscillators and related devices[M]. New York: Cambridge University Press, 2008: 82-84.
- [17] SUN L, JIANG S, MARCIANTE J. Compact all-fiber optical Faraday components using 65-wt%-terbium-doped fiber with a record Verdet constant of  $-32 \text{ rad}/(\text{T} \cdot \text{m})$ [J]. *Optics Express*, 2010, **18**(12): 12191-12196.
- [18] CRUZ J L, ANDRES M V, HERNANDEZ M A. Faraday effect in standard optical fibers: dispersion of the effective Verdet constant[J]. *Applied Optics*, 1996, **35**(6): 922-927.