

文章编号:1004-4213(2010)10-1862-5

磁光光纤中光脉冲的非线性传播特性研究*

周晓璟,武保剑†

(电子科技大学 通信与信息工程学院 宽带光纤传输与通信网技术教育部重点实验室,成都 611731)

摘 要:根据光纤中磁光效应与非线性效应的微扰理论,推导了磁光光纤中光脉冲的非线性耦合模方程,比较了修正的分步傅里叶算法中磁光效应的时域和频域处理方案,表明了步长足够小的情况下,两种方案的结果一致.分析了磁光效应、光纤非线性以及色散对光脉冲传输特性的影响,通过改变磁光耦合强度,不但可以灵活控制脉冲形状,还可以改变非线性引起的频率啁啾大小,有助于实现基于光脉冲展宽的动态整形功能.本文给出的理论分析方法,有助于开发可用于光纤通信、光纤传感等领域的基于非线性磁光光纤的新型磁光信息处理器件.

关键词:磁光光纤;光纤非线性效应;分步傅里叶算法

中图分类号:O437;TN253

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20103910.1862

0 引言

利用光纤的非线性效应可实现光脉冲的压缩、整形和波长转换等功能,在光纤通信和光信息处理等领域已得到广泛的应用^[1].与此同时,针对不同应用场合的各种特种光纤也倍受人们的关注,其中也包括磁光光纤^[2].将磁光效应与光纤非线性效应相结合,即研究磁光光纤的非线性效应,不但有助于开发新型的磁光器件,也是对非线性光纤光学应用领域的扩展^[3-4].目前,人们对光纤中的非线性效应已有较为深入的研究^[5],但很少研究磁光光纤的非线性效应,更未涉及光脉冲的演化.

本文根据导波光的耦合模理论,将磁光效应和光纤非线性效应视为微扰,推导了磁光光纤中导波光脉冲的非线性耦合方程.方程的数值求解采用修正分步傅里叶算法(Modified Split-Step Fourier Method, MSSFM),它与非线性光纤光学中常用的分步傅里叶算法不同^[6],前者涉及了对磁光效应的处理.我们通过比较频域和时域两种处理方案,发现后者更为合理,并在此基础上研究了磁光光纤中光脉冲的非线性传播行为.研究表明,色散、非线性效应及磁光效应之间的耦合可通过修正的分步傅里叶算法研究其规律;另外,磁光耦合对脉冲功率和宽度的作用,有望灵活可控地调节脉冲形状,从而优化脉冲整形的效果.

1 理论分析

根据导波光的耦合模理论,将磁光效应和非线性效应都作为微扰进行处理.法拉第磁光效应可归结为直角坐标系中附加介电系数张量的非对角元素,它引起各向同性光纤中正交线偏振光的模式转换^[7];而光纤的三阶非线性效应可用非线性折射率表示,它依赖于导波光的功率强度,可使两个导波光耦合在一起.

根据麦克斯韦方程,光纤中导波光的微扰传播方程可表示为

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 P_{\text{pert}}}{\partial t^2} \quad (1)$$

式中, E 为导波光的电场强度矢量, P_L 和 P_{pert} 分别表示电极化强度的线性部分和微扰部分.此时,磁光效应和光纤非线性微扰引起的附加相对介电系数张量 $\Delta\epsilon_r$ 可表示为

$$\Delta\epsilon_r = \begin{bmatrix} \Delta\epsilon_x & ig & 0 \\ -ig & \Delta\epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \Delta\epsilon_z \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中磁光系数 g 与Faraday效应相联系,而对角元素与光纤的线性双折射和非线性效应相关.

另一方面,对于沿 $+z$ 方向传播的导波光,其光电场可表示为

$$E(x, y, z, t) = \frac{1}{2} [\hat{x}E_x(x, y, z, t) + \hat{y}E_y(x, y, z, t)\exp(-i\omega_0 t)] + c. c. \quad (3)$$

式中 $E_x(x, y, z, t)$ 和 $E_y(x, y, z, t)$ 为时间 t 慢变函数,它可进一步表示为

$$E_j(r, t) = F_j(x, y)A_j(z, t)\exp(i\beta_0 z) \quad (4)$$

* 国家高技术研究发展计划(863)(2009AA01Z216)和新世纪优秀人才支持计划资助

† Tel:028-61830268 Email:qingqin3723@gmail.com

收稿日期:2010-05-17

修回日期:2010-07-01

式中, $F_j(x, y)$ 是第 j 个场的横向模式分布 ($j = x, y$), $A_j(z, t)$ 是慢变复振幅, β_{0j} 是载频 ω_0 处对应的传播常量. 将式(2)~(4)代入式(1), 可得直角坐标系下非线性磁光光纤的慢变包络演化方程^[3,5]

$$\begin{cases} \frac{\partial A_x}{\partial z} + \beta_{1x} \frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_x = i\gamma(|A_x|^2 + (2/3)|A_y|^2)A_x + \frac{i\gamma}{3} A_x^* A_y^2 \exp(-2i\Delta\beta z) - \kappa_m e^{-i\Delta\beta z} A_y \\ \frac{\partial A_y}{\partial z} + \beta_{1y} \frac{\partial A_y}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_y}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_y = i\gamma(|A_y|^2 + (2/3)|A_x|^2)A_y + \frac{i\gamma}{3} A_y^* A_x^2 \exp(2i\Delta\beta z) + \kappa_m e^{i\Delta\beta z} A_x \end{cases} \quad (5)$$

式中 α 为光纤损耗系数, β_{1j} ($j = x, y$) 是群速度 v_{gj} 的倒数, β_2 为群速色散参量, $\Delta\beta = \beta_{0x} - \beta_{0y}$ 与光纤线性双折射效应有关; γ 为光纤非线性系数, $\kappa_m = gk_0 / (2n_0)$ 为磁光耦合系数, 即单位长度的法拉第旋转角. 从式(5)中可以看出, 方程中包括了色散项、非线

性耦合项和磁光耦合项, 与传统的光纤非线性耦合方程相比, 多出了磁光耦合项. 根据各向同性一维磁光子晶体理论^[7-8], 当入射光为 x 偏振时, 法拉第效应可使导波光发生模式转换(y 偏振光).

2 修正分步傅里叶算法(MSSFM)

在传统的分步傅里叶计算中, 色散和非线性效应的影响是分别在频域和时域上进行的, 这样就存在磁光效(Magneto-Optical Effects, MOE)贡献应该在哪个域处理的问题, 即需要对现有的分步傅里叶算法进行修正. 为了更好地揭示非线性效应、色散与磁光效应(Magneto-Optic, MO)效应的耦合作用, 忽略光纤衰减且 $\beta_{1x} \gg \beta_{1y} = 1/v_g$, 采用移动坐标系, 即令时间变量 $T = t - z/v_g$, 则方程(5)可表示为

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} \bar{A}_x \\ \bar{A}_y \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} \bar{A}_x \\ \bar{A}_y \end{bmatrix} \quad (6)$$

式中, $\bar{A}_x = A_x \exp(i\Delta\beta z/2)$, $\bar{A}_y = A_y \exp(-i\Delta\beta z/2)$.

$$M = \begin{bmatrix} \left(i\gamma(|\bar{A}_x|^2 + \frac{2}{3}|\bar{A}_y|^2) + \frac{i\Delta\beta}{2} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} \right) & \left(\frac{i\gamma}{3} \bar{A}_x^* \bar{A}_y - \kappa_m \right) \\ \left(\frac{i\gamma}{3} \bar{A}_y^* \bar{A}_x + \kappa_m \right) & \left(i\gamma(|\bar{A}_y|^2 + \frac{2}{3}|\bar{A}_x|^2) - \frac{i\Delta\beta}{2} - \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} \right) \end{bmatrix}$$

根据分步傅里叶算法的原理, 当光纤非线性与磁光效应一起在时域进行时, 方程(6)可表示为 $\partial A/\partial z = T_m A$, 其中 $A = [\bar{A}_x(z, T) \ \bar{A}_y(z, T)]^T$ (角标“T”表示转置), $T_m = M|_{\beta_2=0}$; 类似的, 当色散项与磁光效应一起在频域进行处理时, 方程(6)可化为: $\partial B/\partial z = F_m B$, 其中 $B(z, \Omega) = \text{FFT}[A(z, T)] = [B_x(z, \Omega) \ B_y(z, \Omega)]^T$, $F_m = M|_{\gamma=0}$ 且 $\Omega = \omega - \omega_0$.

本文比较了磁光效应分别在频域和时域处理的两种方案. 计算中, 整段光纤被分成若干个小的区间段 Δz , 光场从一个区间传播到下一个区间. 对于频域处理方案, 先单独在时域计算非线性效应的影响, 再将磁光效应与色散一起在频域处理, 如图 1(a), 即 F_m 中包含磁光耦合项和色散项, 而 T_m 只有非线性效应的作用; 另一种是时域处理方案, 即磁光效应与非线性效应都在时域进行处理, 然后在频域单独计算色散的影响, 具体计算过程如图 1(b), 此时 F_m 中只包含色散项, 而 T_m 中包含了非线性耦合项和磁光耦合项. 下面分别对两种方案进行分步傅里叶数值计算, 并通过考察磁光效应和非线性效应的耦合, 或者磁光效应和色散效应的耦合, 来比较它们与理论分析结果的差别.

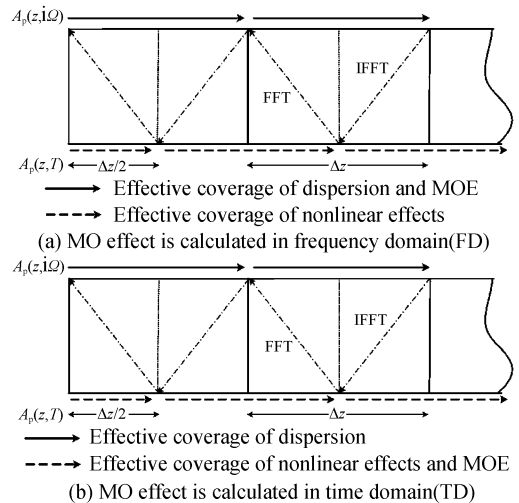


图 1 修正的分步傅里叶算法
Fig. 1 Modified split-step Fourier method (MSSFM)

首先, 考察非线性效应和磁光效应的相互耦合作用(忽略色散的影响). 对于仅有 x 偏振的高斯脉冲输入情形, 其慢变包络可表示为

$$A_x(0, T) = \sqrt{P_{0x}} \exp(-T^2/2T_0^2)$$

它在磁光光纤中传播时, 磁光效应的存在将使其发生模式转换, 出现 y 偏振光分量, 最后输出的脉冲功率是它们的功率叠加, 其频谱也类似于高斯分

布. 根据式(5), 采用修正分步傅里叶算法, 对于磁光效应分别与非线性效应一起在时域处理和单独在频域处理两种情形进行了计算, 计算中除考虑非线性效应对步长的要求外, 还要考虑磁光耦合的限制. 一般来说, 分布傅里叶算法对步长有较高的依赖性, 脉冲能量需守恒, 但步长的选择还取决于问题的复杂程度. 根据磁光光纤耦合作用导致的模式转换, 步长取值的范围还应该监测单位步长内磁光耦合的大小, 以确保其精确性.

另外, 由于式(5)尚无解析解可参照, 为保证计算程序的可靠性, 我们也对圆坐标系下的耦合方程进行独立编程计算. 当忽略色散的影响时, 式(5)可改写为

$$\begin{cases} \frac{\partial A_R}{\partial z} = i\kappa_m A_R + \frac{i\Delta\beta}{2} A_L + \frac{i2\gamma}{3} (|A_R|^2 + 2|A_L|^2) A_R \\ \frac{\partial A_L}{\partial z} = -i\kappa_m A_L + \frac{i\Delta\beta}{2} A_R + \frac{i2\gamma}{3} (|A_L|^2 + 2|A_R|^2) A_L \end{cases} \quad (7)$$

式中, $A_R = (\bar{A}_x + i\bar{A}_y)/\sqrt{2}$, $A_L = (\bar{A}_x - i\bar{A}_y)/\sqrt{2}$. 研究表明, 当一个步长内法拉第旋转角 $\Delta\varphi_F = \kappa_m \Delta z$ 满足 $\Delta\varphi_F \leq 5^\circ$ 条件下, 可模拟真实的情况. 两种坐标系下数值计算结果相同, 图2给出了输出脉冲频谱的峰值随光纤长度的变化, 计算参量已标于图中. 图中虚线是只有非线性效应时的情形, 结果与理论计算一致. 由图2可以看出, 在步长很小时, 时域和频域处理方案的结果是一样的, 也就是说在步长的取值满足非线性和磁光效应的准确度时, 时域和频域处理方案都可用于式(5)的数值模拟, 得到可靠的计算结果.

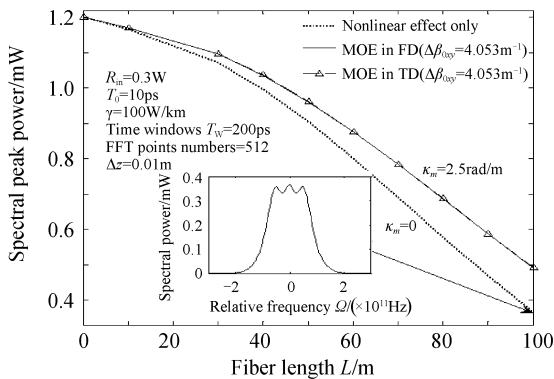


图2 频域峰值功率随传播长度的变化

Fig. 2 The length dependency of spectral peak power

3 计算与讨论

3.1 磁光光纤的非线性作用

这里考虑磁光效应和非线性效应的相互耦合作用, 忽略了色散的影响, 此时可采用时域处理方案.

当没有磁光效应时, 光纤中光波的非线性自相位调制会使光脉冲发生频率啁啾, 当对应的最大相移 $\varphi_{\max} = \gamma P_{\text{in}} L \approx (M-1/2)\pi \approx 1.9\pi$ 时, 频率啁啾所产生峰值的个数为 $M=2$, 我们的计算结果与理论一致^[5], 参见图3. 在此基础上, 若考虑磁光耦合的影响, 模式转换使 x 和 y 偏振光之间相互转换, 且两个频谱峰值对应的频率间隔 Δf 变小, 输出的光脉冲时域波形及其频谱分别如图3.

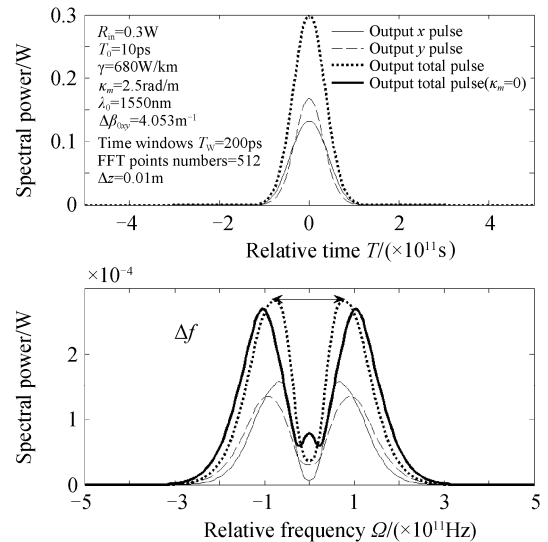


图3 非线性磁光光纤输出的光脉冲

Fig. 3 Output optical pulse from the nonlinear MO fiber

为了说明磁光光纤中磁光效应引起的模式转换对非线性效应的影响, 图4给出了 Δf 随磁光耦合系数 κ_m 的变化曲线, κ_m 的正和负意味着不同的磁化方向. 由图4可以看出, 当磁光耦合系数 κ_m 的取值约在 $0.5 \sim 1.5$ rad/m 范围时, Δf 与 κ_m 近似呈线性关系, 此时磁光耦合系数对频率间隔的影响也最

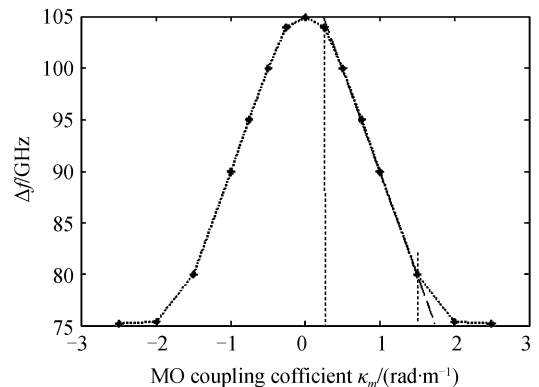


图4 Δf 对磁光耦合系数 κ_m 的依赖特性

Fig. 4 The variation of Δf with the MO coupling coefficient κ_m

为灵敏; 考虑高掺铽 T (Highly Terbium-doped) 光纤, 其 Verdet 常量 V_B 约为 $20 \text{ rad}/(\text{T} \cdot \text{m})$ ^[10], 与该线性区域对应的磁场范围约为 $0.025 \sim 0.075 \text{ T}$, 在常规的实验条件下很容易实现. 可见, Δf 与磁光耦合系数大小 $|\kappa_m|$ 有关, 但不依赖于磁化方向. 这样,

可将磁光非线性光纤中磁光效应对脉冲频谱形状的控制作用应用于非线性整形,也就是,通过调节磁光耦合强度,灵活控制脉冲形状,优化整形效果^[11].

3.2 群速度色散的影响

上述修正分步傅里叶算法同样可以计算磁光效应、群速度色散(GVD)以及非线性效应^[12]的共同作用下光脉冲的演化,其规律性依赖于它们耦合作用的相对大小,讨论起来十分复杂.作为例子,图5给出了脉冲较窄且色散长度可与光纤长度相比拟时,脉冲在光纤中的演化.

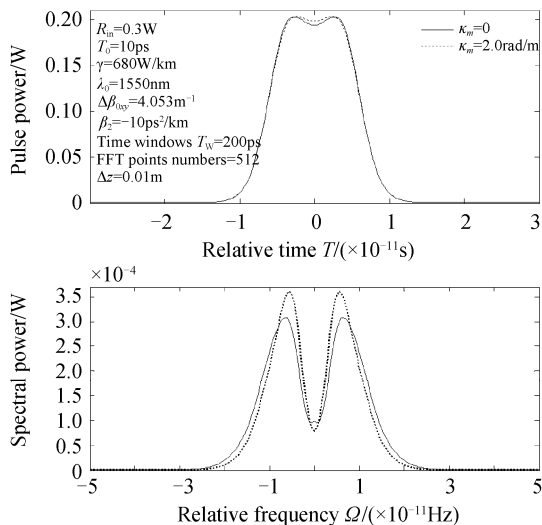


图5 非线性磁光光纤输出的光脉冲($\beta_2 \neq 0$)

Fig.5 Output optical pulse from the nonlinear MO fiber($\beta_2 \neq 0$)

从图5中可以看出,色散导致脉冲展宽,在有磁光耦合的情况下,如图中虚线所示,光脉冲在时域和频域都发生了改变.可见,利用修正的分步傅里叶算法对非线性磁光耦合方程进行数值计算,可分析非线性磁光光纤中多种效应的耦合作用规律,有助于开发新的光信息处理器件,并用于光纤通信和光纤传感等领域.

4 结论

本文给出了磁光光纤中光脉冲的非线性耦合方程,讨论了磁光效应、非线性效应以及色散对光脉冲传播特性的影响.采用修正的分步傅里叶算法和磁

光效应的时域处理方案,重点分析了磁光耦合作用对非线性频率啁啾的贡献,指出了频率啁啾的磁可调特性以及它在光脉冲整形中的应用前景.本文的理论方法,还可用于分析三种效应同时存在时光脉冲的演化规律.

参考文献

- [1] HOLMES M J, WILLIAMS D L, MANNING R J. Highly nonlinear optical fiber for all optical processing applications [J]. *Photonics Technology Letters IEEE*, 2002, **7**(9): 1045-1047.
- [2] MAO T C, CHEN J C, HU C C. Effect of the pulling rate on the quality of cerium-substituted YIG single-crystal fibers by LHPG[J]. *J Crystal Growth*, 2006, **296**: 110-116.
- [3] WU Bao-jian, LIU Xiao, QIU Kun. Characteristics of magneto-optic fiber Bragg grating for use in optical signal[J]. *Optical Fiber Technology*, 2009, **15**: 165-171.
- [4] 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.
- [5] AGRAWAL G P. *Nonlinear fiber optics*[M]. 3rd ed, Elsevier (Singapore) Pte Ltd, 2005.
- [6] HASEGAWA A, TAPPERT F. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers [J]. *Applied Physics Letters*, 1973, **23**(4): 171-172.
- [7] YOSHINO T. Theory for the Faraday effect in optical fiber [J]. *J Opt Soc Am B*, 2005, **22**(9): 1856-1860.
- [8] SAKAGUCHI S, SUGIMOTO N. Multi-layer films composed of periodic magneto optical and dielectric layers for use as faraday rotators[J]. *Opt Commun*, 1999, **162**(4): 64-70.
- [9] WU Bao-jian, XIE Bao-xiang, LUO Cheng-you. Performance analysis of space-integrating magneto-optic correlation[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(1): 64-70. 武保剑,解宝祥,罗成友.基于空间积分的磁光相关处理性能分析[J]. *光子学报*, 2010, **39**(1): 139-143.
- [10] WU Bao-jian, LU Xin, QIU Kun. Magneto-optic fiber gratings useful for dynamic dispersion management and tunable comb filtering[J]. *Chin Phys Lett*, 2010, **27**(6): 1-4.
- [11] LEE Ju Han, KIKUCHI Kazuro. All-fiber 80 Gbit/s wavelength converter using 1-m-long bismuth oxide-based nonlinear optical fiber with a nonlinearity γ of 1 100/W/km [J]. *Optics Express*, 2005, **13**(8): 3144-3149.
- [12] POTASEK M J, AGRAWAL G P. Self-amplitude-modulation of optical pulses in nonlinear dispersive fibers[J]. *Phys Rev*, 1987, **36**(8): 3862-3867.

Analysis of Nonlinear Propagating Characteristics of Optical Pulses in Magneto-optic Fibers

ZHOU Xiao-jing, WU Bao-jian

(Key Lab of Broadband Optical Fiber Transmission and Communication Networks of the Ministry of Education, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 611731, China)

Abstract: According to the perturbation theory for magneto-optic (MO) effects and nonlinear effects, the nonlinear coupled-mode equations are derived for optical pulses propagating in magneto-optic nonlinear fibers. The time and frequency domain schemes of magneto-optic effects in the modified split-step Fourier method are brought into comparison, and it is found that both of them are the same, when the step-length is short enough. According to the coupling of magneto-optic effects, nonlinear effects and dispersion, the propagation characteristics of optical pulses in the MO fibers are analyzed in detail. By appropriately adjusting the MO coupling coefficient, the pulse shape can be flexibly controlled, and the frequency chirp related to the nonlinear effects is also be changed, which is useful for the dynamic reshaping function based on pulse widening. The theoretical analysis results presented in the article may help to develop novel magneto-optic information processing devices with applications to the fields of fiber optic communications and fiber optical sensors etc.

Key words: Magneto-optic fibers; Nonlinear effects; Modified split-step Fourier method



ZHOU Xiao-jing was born in 1986. She is currently working toward the M. S. degree in University of Electronic Science and Technology of China, where she is working on magneto-optic fibers and nonlinear effects and its applications in optical communications, fiber optical sensors etc.



WU Bao-Jian was born in 1970. He is a Professor. His research activity pertains to microwave magneto-optics, optical waveguide devices, optical fiber communications, and optical signal processing. He has coauthored over 70 papers and authored the book of Theory of microwave magneto-optics and magneto-optical signal processing. He is now involved in Program for New Century Excellent Talents in University (NCET) National High Technology Research and Development Program of China (863 Program, under Grant No: 2009AA01Z216).