

静磁表面波对高斯光脉冲的衍射特性研究

高 翔 武保剑

(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 研究了磁光薄膜波导中线性啁啾高斯光脉冲与单频连续静磁波共线作用, 给出了水平磁化时基于静磁表面波的磁光耦合方程。分别采用解析法和数值法计算了 1310 nm 和 1550 nm 两种光波长入射时衍射光的压缩特性, 两种求解方法得到的结果一致。计算表明, 衍射光脉冲的半峰全宽(FWHM)随相位失配因子的频率变化率和啁啾系数的增大而减小; 在给定的计算参数下, 与 1310 nm 波长对应的衍射光脉冲具有较大的峰值强度, 但 1550 nm 波长输入时可以获得更窄的衍射光脉冲, 因而 1550 nm 光脉冲更适于作为磁光脉冲压缩的脉冲源。文章还分析了磁损耗对衍射光脉冲的光强和输出脉宽的影响, 对于普通的磁光薄膜, 损耗基本上不影响光脉冲压缩效果。

关键词 光通信; 磁光信号处理; 光脉冲压缩; 磁光 Bragg 衍射效应; 静磁表面波; 磁损耗

中图分类号 TN25 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092907.1784

Diffraction of Gaussian Optical Pulse Induced by Magneto-Static Surface Waves

Gao xiang Wu Baojian

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

Abstract The collinear interaction between incident linearly chirped Gaussian pulses and single-frequency continuous microwave magneto-static surface waves (MSSW) in a horizontally magneto-optical film waveguide is studied and the coupling equations between optical pulses and MSSWs are presented, which can be used to analyze MSSW-based optical pulse signal processing. The diffraction characteristics of incident linearly chirped Gaussian pulses at 1310 nm and 1550 nm wavelength are in detail analyzed by the analytical and numerical methods respectively, and the same results are obtained. It is shown that, the full width at half maximum (FWHM) of diffracted optical pulses can be reduced by using a larger slope of phase-mismatching distribution or an incident optical pulse with large chirp parameter. The diffracted optical pulse corresponding to the 1310 nm carrier has a larger peak intensity, while the 1550 nm optical pulse is much more easily compressed for the case considered here. The influence of magnetic loss on output pulse intensity and pulse width is analyzed. For an ordinary magneto-optic (MO) film, the pulse compression effect is not basically affected by magnetic loss.

Key words optical communications; magneto-optic signal processing; optical pulse compression; magneto-optic Bragg diffraction effect; magneto-static surface wave (MSSW); magnetic loss

1 引 言

在通信领域中, 高速光通信的迅猛发展一方面要求携带信息的光脉冲宽度越来越窄^[1]。而另一方面光信号在传输过程中会受到很多因素影响, 这些因素包括光纤及器件的群速度色散、偏振膜色散以

及各种非线性效应等^[2,3]。其恶化的结果是光信号脉冲展宽, 使得脉冲之间相互重叠造成码间干扰, 并且随着传输距离的增长展宽程度将越来越严重^[4]。为了提高传输距离, 降低误码率, 各类光脉冲压缩技术受到人们的关注, 如高阶孤子效应压缩技术、非线性

收稿日期: 2008-07-10; 收到修改稿日期: 2008-12-11

基金项目: 国家自然科学基金(60671027)资助项目。

作者简介: 高翔(1982-), 男, 硕士研究生, 主要从事光通信方面的研究。E-mail: gaoxiang@uestc.edu.cn

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

性光纤环境(NOLM)脉冲整形技术和色散递减光纤(DDF)中的绝热压缩技术等^[5]。在微波光电子学日益发展的今天,利用微波与光的相互作用实现脉冲压缩也具有重要的现实意义。Collins^[6]等利用啁啾超声波与光脉冲作用完成了时域光脉冲压缩的实验,Nikitov^[7]等考虑了线性啁啾的微波静磁波对光脉冲的共线作用。本文采用较严格的耦合模理论分析线性啁啾的高斯光脉冲与连续静磁波的相互作用,推导了磁光脉冲耦合方程,并描述了两种求解方法,得到了基本一致的结果;研究了相位失配因子和啁啾系数对光脉冲压缩效果的影响,可为这种新型磁光脉冲压缩器件的设计提供理论指导。

2 磁光脉冲耦合方程

考虑水平磁化时激发的静磁表面波与入射 TE 模光脉冲的共线作用,结构如图 1 所示,外加偏置磁场 H_0 沿 y 方向磁化,导波光近似沿 x 方向入射,静磁波沿 x 方向传播^[8]。使用衬底为钇镓石榴石

(GGG),薄膜为钇铁石榴石(YIG)。

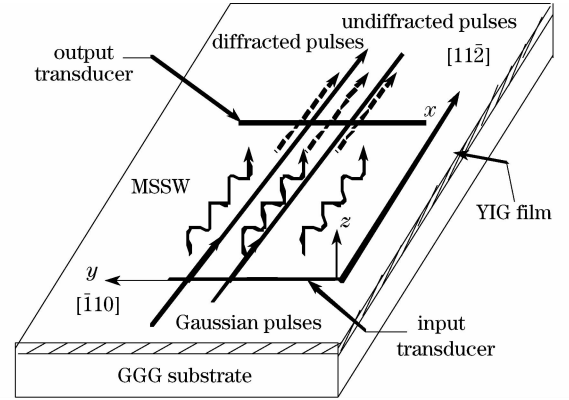


图 1 静磁表面波与光脉冲的共线作用

Fig. 1 Collinear interaction between optical pulses and magneto-static surface waves

将光脉冲的电场分量 E_z 和 E_y 分别用无微扰时的 TM 模和 TE 模分量展开,并代入微扰波动方程^[9] 可得出斯托克斯相互作用情形的磁光耦合方程:

$$\begin{cases} \frac{dC_{TE}(x,t)}{dx} + \frac{\omega_{TE}}{\beta_{TE}} \mu \epsilon \frac{dC_{TE}(x,t)}{dt} = \frac{k_0 \Delta \epsilon_{23}(t)}{2j\epsilon_0 \sqrt{\epsilon_r}} \left[C_{TM}(x,t) - 2j \frac{1}{\omega_{TM}} \frac{dC_{TM}(x,t)}{dt} \right] e^{-j(\beta_{TM} - \beta_{TE}) \cdot x}, \\ \frac{dC_{TM}(x,t)}{dx} + \frac{\omega_{TM}}{\beta_{TM}} \mu \epsilon \frac{\partial C_{TM}(x,t)}{\partial t} = \left[\frac{k_0 \Delta \epsilon_{32}(t)}{2j\epsilon_0 \sqrt{\epsilon_r}} C_{TE}(x,t) - \frac{\mu \omega_{TE}}{\sqrt{\epsilon_r} k_0} \Delta \epsilon_{32}(t) \frac{\partial C_{TE}(x,t)}{\partial t} \right] e^{j(\beta_{TM} - \beta_{TE}) \cdot x}, \end{cases} \quad (1)$$

其中 $C_{TE}(x,t)$, $C_{TM}(x,t)$, β_{TE} , β_{TM} 和 ω_{TE} , ω_{TM} 分别为 TE 模和 TM 模的复振幅、波矢和载波频率; μ 和 ϵ 分别为无微扰时的磁导率和介电常数,在光频范围内 $\mu \approx \mu_0$, $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$, ϵ_r 为相对介电常数; $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, λ_0 为真空中导波光波长。为简化分析,只考虑法拉第效应的影响,则附加介电系数张量为 $\Delta \epsilon_{23}(t) = [\Delta \epsilon_{32}(t)]^* = \epsilon_0 f_1 m_x(t)$,显然只需要考虑动态磁化强度的 x 分量 m_x 的贡献,其中 f_1 为一级磁光系数,与法拉第效应相联系^[10]。

3 耦合方程的求解

3.1 解析法

为了求解方便,可将偏微分方程组(1)通过傅里叶变换转换到频域:

$$\begin{cases} \frac{d\tilde{C}_{TE}(x, \omega - \omega_{TE})}{dx} = \kappa \tilde{C}_{TM}(x, \omega - \omega_{TE}) e^{-j\Delta_{TE}(\omega) \cdot x}, \\ \frac{d\tilde{C}_{TM}(x, \omega' - \omega_{TM})}{dx} = -\kappa^* \tilde{C}_{TE}(x, \omega' - \omega_{TM}) e^{j\Delta_{TM}(\omega') \cdot x}, \end{cases} \quad (2)$$

其中 $\tilde{C}_{TE}(x, \omega - \omega_{TE})$ 和 $\tilde{C}_{TM}(x, \omega' - \omega_{TM})$ 为 TE 模和 TM 模复振幅的频域表达式; $\Delta_{TE}(\omega) = \beta_{TM}(\omega - \omega_s) - \beta_{TE}(\omega) + k_m(\omega_s)$, $\Delta_{TM}(\omega') = \beta_{TM}(\omega') - \beta_{TE}(\omega' + \omega_s) + k_m(\omega_s)$ 为相位失配因子,磁光耦合参量 $\kappa = \frac{k_0 f_1}{4 \sqrt{\epsilon_r}} g_{mx}$,

$\kappa^* = \frac{k_0 f_1}{4 \sqrt{\epsilon_r}} g_{mx}^*$, g_{mx} 和 g_{mx}^* 为静磁波复振幅及其共轭, k_m 和 ω_s 为静磁波的波数和频率。由方程组(2)可以看出, $\tilde{C}(x, \omega - \omega_{TE})$ 和 $\tilde{C}(x, \omega' - \omega_{TM})$ 的频率项不同,所以无法直接求解。可利用代换方法,将 ω' 替换为 $\omega - \omega_{TE} + \omega_{TM} = \omega - \omega_s$ (对于斯托克斯作用,取 $\omega_{TM} = \omega_{TE} - \omega_s$), 方程组频率变化就归于一致,则可得频域耦合方程组(2)的解析解:

$$\begin{cases} \tilde{C}_{\text{TE}}(x, \omega - \omega_{\text{TE}}) = \frac{1}{\sqrt{\delta^2 + \kappa^2}} \tilde{C}_{\text{TE}}(0, \omega - \omega_{\text{TE}}) e^{-j\delta \cdot x} [j\delta \sin(\sqrt{\delta^2 + \kappa^2} \cdot x) + \sqrt{\delta^2 + \kappa^2} \cos(\sqrt{\delta^2 + \kappa^2} \cdot x)], \\ \tilde{C}_{\text{TM}}(x, \omega - \omega_{\text{TE}}) = -\frac{\kappa^*}{\sqrt{\delta^2 + \kappa^2}} \tilde{C}_{\text{TE}}(0, \omega - \omega_{\text{TE}}) e^{j\delta \cdot x} \sin(\sqrt{\delta^2 + \kappa^2} \cdot x), \end{cases} \quad (3)$$

其中 $\delta = \frac{\Delta(\omega)}{2}$, 由方程组(3)可以看出衍射光脉冲的复振幅 $\tilde{C}_{\text{TM}}(x, \omega - \omega_{\text{TE}})$ 与入射光脉冲和相位失配因子密切相关。在输入端, 若考虑入射为 TE 模线性啁啾的高斯光脉冲 $C_{\text{TE}}(0, T) = \exp\left(-\frac{1+jC}{2} \frac{T^2}{\tau_0^2}\right)$, 其中 C 为啁啾系数, τ_0 为高斯脉冲 $1/e$ 光强处的半宽。将其转换成频域表达式后构成方程组(2)的输入边界条件^[12]:

$$\begin{cases} \tilde{C}_{\text{TE}}(0, \omega - \omega_{\text{TE}}) = \tau_0 \sqrt{\frac{2\pi}{1+jC}} \exp\left[-\frac{\tau_0^2(\omega - \omega_{\text{TE}})^2}{2(1+jC)}\right], \\ \tilde{C}_{\text{TM}}(0, \omega - \omega_{\text{TE}}) = 0. \end{cases} \quad (4)$$

求得出射端 ($x=L$, L 为磁光作用长度) 频域复振幅后, 利用快速傅里叶变换可得光脉冲的时域分布。

3.2 数值法

耦合模方程也可以采用数值方法求解。根据傅里叶逆变换的性质, 同时考虑将两个脉冲信号在频域离散化, 则 TE 模和 TM 模的复振幅 $C_{\text{TE}}(x, t)$, $C_{\text{TM}}(x, t)$ 可表示为

$$C_{\text{TE}}(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{C}_{\text{TE}}(x, \omega - \omega_{\text{TE}}) e^{j(\omega - \omega_{\text{TE}})t} d\omega \approx \frac{\Delta\omega}{2\pi} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \tilde{C}_{\text{TE}}(x, m\Delta\omega) e^{jm\Delta\omega t}, \quad (5)$$

$$C_{\text{TM}}(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{C}_{\text{TM}}(x, \omega - \omega_{\text{TM}}) e^{j(\omega - \omega_{\text{TM}})t} d\omega \approx \frac{\Delta\omega}{2\pi} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \tilde{C}_{\text{TM}}(x, n\Delta\omega) e^{jn\Delta\omega t}, \quad (6)$$

其中 $\Delta\omega$ 为 TE 模和 TM 模光脉冲的最小频率间隔。将(5), (6)式代入耦合方程组(1)化简可得

$$\begin{cases} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{d\tilde{C}_{\text{TE}}(x, m\Delta\omega)}{dx} e^{j(m\Delta\omega + \omega_{\text{TE}})t} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{k_0 f_1}{4\sqrt{\epsilon_r}} g_{\text{mx}} \tilde{C}_{\text{TM}}(x, n\Delta\omega) e^{-j\Delta_{\text{mn}} \cdot x} e^{j(n\Delta\omega + \omega_{\text{TM}} + \omega_s)t}, \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{d\tilde{C}_{\text{TM}}(x, n\Delta\omega)}{dx} e^{j(n\Delta\omega + \omega_{\text{TM}})t} = -\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{k_0 f_1}{4\sqrt{\epsilon_r}} g_{\text{mx}}^* \tilde{C}_{\text{TE}}(x, m\Delta\omega) e^{j\Delta_{\text{mn}} \cdot x} e^{j(m\Delta\omega + \omega_{\text{TE}} - \omega_s)t}, \end{cases} \quad (7)$$

式中 $\Delta_{\text{mn}} = \beta_{\text{TM}}(n\Delta\omega + \omega_{\text{TM}}) - \beta_{\text{TE}}(m\Delta\omega + \omega_{\text{TE}}) + k_m(\omega_s)$ 。根据能量守恒定律, 相应的时间因子应相等, 即: $m\Delta\omega + \omega_{\text{TE}} = n\Delta\omega + \omega_{\text{TM}} + \omega_s$ 。对于斯托克斯作用, 取 $\omega_{\text{TM}} = \omega_{\text{TE}} - \omega_s$, 则 $m\Delta\omega = n\Delta\omega$ 。取 $m=n=k$, (7)式可简化为如下矩阵形式的耦合方程

$$\frac{d}{dx} \begin{bmatrix} C_{k\text{TE}}(x) \\ C_{k\text{TM}}(x) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \kappa e^{-j\Delta_k \cdot x} \\ -\kappa^* e^{j\Delta_k \cdot x} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{k\text{TE}}(x) \\ C_{k\text{TM}}(x) \end{bmatrix}, \quad (8)$$

其中 k 取整数, 对应于相应矩阵的一个元素分量; 磁光耦合参量 $\kappa = \frac{k_0 f_1}{4\sqrt{\epsilon_r}} g_{\text{mx}}$ 。在输入端, 线性啁啾高斯

光脉冲离散后的频域表达式为 $A_{0k} = \frac{d_c}{2} \sqrt{\frac{2\pi}{1+jC}} \times \exp\left[-\frac{(\pi k d_c)^2}{2(1+jC)}\right]$, 其中 $d_c = \frac{\Delta\omega\tau_0}{\pi}$ 为占空比, $k =$

$\frac{\tau_0}{\pi d_c}(\omega - \omega_{\text{TE}})$ 是与频率相关的整数, 可在区间 $\left[-\frac{N}{2}, \frac{N}{2}\right]$ 上取值, 因此有边界条件:

$$\begin{cases} C_{k\text{TE}}(x=0) = A_{0k}, \\ C_{k\text{TM}}(x=0) = 0. \end{cases} \quad (9)$$

将边界条件(9)代入矩阵方程(8)计算出光脉冲在输出端 ($x=L$) 的复振幅 $C_{k\text{TE}}$ 和 $C_{k\text{TM}}$ 后, 同样可通过快速傅里叶变换求出光脉冲的时域分布。

4 理论计算与分析

由于掺 Bi 的 YIG 薄膜材料具有更高的磁光法拉第作用效应, 因此选择 Bi: YIG 磁光薄膜波导结构进行计算, 计算参数取自文献[8], 如表 1 所示。计算中不考虑导波光 and 静磁波的传播损耗。

下面针对光纤通信中常用的 $\lambda = 1310 \text{ nm}$ 和 $\lambda = 1550 \text{ nm}$ 的光载波波长分别进行计算。当静磁波频率 $f = 5.102 \text{ GHz}$ 时, 调节外加偏置磁场 H_0 分别为 85.79 kA/m 和 84.63 kA/m , 使得静磁波的波数与相应波长光脉冲在载波频率处满足相位匹配关系, 即 $\Delta_{\text{TM}}^{\text{st}} = \beta_{\text{TM}}(\omega_{\text{TM}}) - \beta_{\text{TE}}(\omega_{\text{TE}}) + k_m(\omega_s) = 0$ ^[13]。

由方程(3)可以看出,当给定啁啾系数和激发静磁波 RF 功率时,相位失配因子的改变直接影响到衍射脉冲的波形,因此有必要监测失配因子的变化情况。取 $C=20$, $P_{rf}=20$ dBm,中心波长为 1310 nm 和 1550 nm 的入射光脉冲的相位失配因子在相应载频 ± 10 GHz 的范围内随频率的变化曲线如图 2 所示。

表 1 计算参量

Table 1 Parameters used in our calculation

Parameters	Values
Radio-frequency (RF) drive power P_{rf} /dBm	20
Magneto-optical coefficient $f_1/(10^{-8} \text{ m/A})$	-1.675
Thickness of Bi: YIG film $d/\mu\text{m}$	4.7
Refractive index of Bi: YIG film n_{YIG}	2.347
Saturation magnetization $M_s/(\text{kA/m})$	143.24
Length of microstrip line L/mm	6

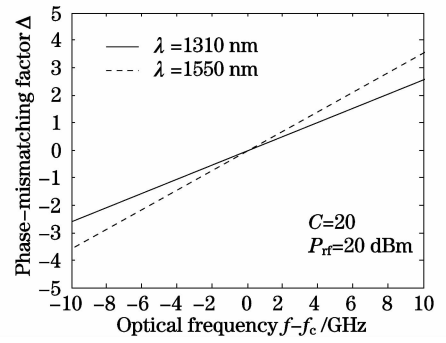


图 2 相位失配因子变化曲线

Fig. 2 Phase-mismatching factors variation curve

从图 2 可以看出,伴随着光频的增加,两者的相位失配因子都在缓慢递增;在载频 ± 10 GHz 的范围内曲线都呈线性变化,1550 nm 的失配斜率要大于 1310 nm 的失配斜率(f_c 为相应中心波长光脉冲的载频)。由方程组(3)可知,失配特性的不同必然会导致衍射脉冲的不同。

图 3 分别给出了 1310 nm 和 1550 nm 两个波长入射时 TM 模衍射光脉冲的相对峰值强度 I_{rel} 、相对 FWHM R_{FWHM} 随啁啾系数 C 变化曲线,其中相对峰值强度 I_{rel} 和相对 FWHM R_{FWHM} 分别定义为衍射光脉冲与入射光脉冲的峰值光强之比和 FWHM 之比。

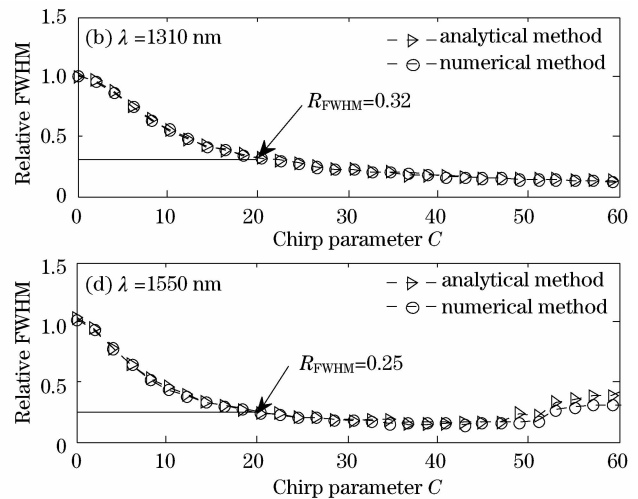
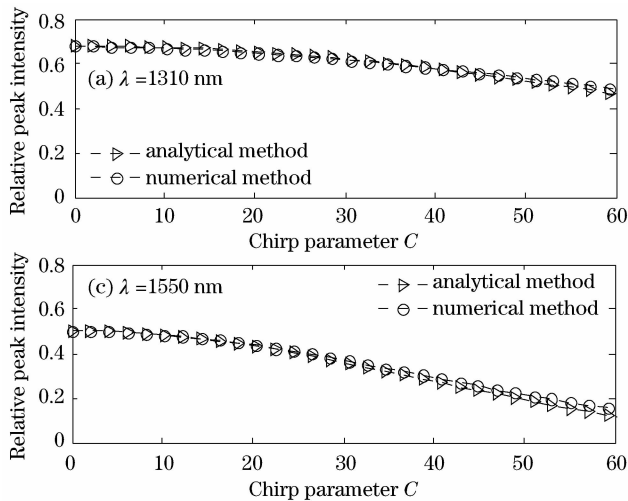


图 3 啁啾高斯脉冲入射时衍射光脉冲特性

Fig. 3 Characteristics of diffracted pulses for incident linearly chirped Gaussian pulses

1) 两种载波波长条件下利用解析法和数值法所得到的 I_{rel} 和 R_{FWHM} 变化曲线一致,两种方法都可以用来分析磁光脉冲压缩问题。对于单频连续静磁波情形,解析法更为直观;然而当考虑静磁波脉冲与光脉冲作用时,仍需利用数值方法求解耦合方程。2) 随着啁啾系数的增大,1310 nm 和 1550 nm 衍射光脉冲的相对峰值强度和相对 FWHM 都在缓慢递减,相比较而言,前者的相对峰值强度变化得比较

小,而后者的相对 FWHM 在 $C=50$ 时略有增大(此时衍射光脉冲旁瓣高度超过了主脉冲光强的一半)。通过增大啁啾系数的方式可进一步压缩光脉冲,如当 $\lambda=1310 \text{ nm}$ 、 $C=60$ 时可获得 $R_{\text{FWHM}}^{\text{min}}=0.12$ 的压缩脉冲。3) 当 $C=20$ 时,1310 nm 衍射光脉冲的相对峰值强度较大,相对 FWHM 为 0.32,而 1550 nm 的相对 FWHM 为 0.25(其脉冲波形如图 4 所示),这种差别一定程度上可由失配因子的频率变化率不

同来解释。

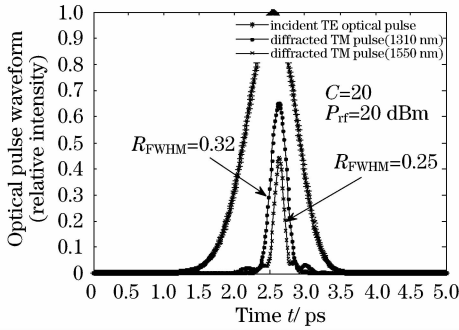


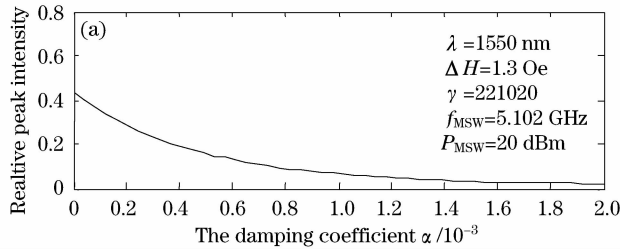
图 4 1310 nm 和 1550 nm 光脉冲时域波形

Fig. 4 Optical pulse waveforms of 1310 nm and 1550 nm in time domain

由图 4 可以看出,两种载波条件下的衍射光脉冲相对于入射啁啾高斯光脉冲都保持了相同的脉冲形状。由于 1550 nm 衍射脉冲具有相对较窄的压缩宽度,所以选取脉冲源为中心波长是 1550 nm 的线性啁啾高斯光脉冲来进行磁光脉冲压缩更具有优势。

5 磁光波导损耗对磁光脉冲的影响

以上计算忽略了介质损耗对磁光脉冲衍射的影响。由于掺 Bi 的 YIG 薄膜波导对波长在 $1\sim 6\ \mu\text{m}$ 的导波光有很低的吸收系数,而且磁光作用距离很短 ($L=6\ \text{mm}$),导波光损耗可以忽略,因此实际上



只需要考虑静磁波损耗的影响。静磁波损耗可用磁损耗系数 α 来表示,当 α 为与静磁场无关的常数且 $\alpha \ll 1$ 时, $\alpha = \Delta H \cdot \gamma / (2\omega_s)$, 其中 ΔH 为铁磁共振线宽(FMR), γ 为旋磁比。此时,磁光耦合参量也与磁损耗系数 α 相联系,即 $\kappa(\alpha) = \frac{k_0 f_1}{4\sqrt{\epsilon_r}} g_{\text{mx}}(\alpha)$, 式中斜向场作用下磁损耗介质波导中静磁波的复振幅可表示为^[14]

$$g_{\text{mx}}(\alpha) = \frac{jG_s \omega_m}{\omega_a^2 - \omega_s^2} [(\omega_a - \omega_s \beta \sin \theta) T e^{\beta \Gamma_s (d+z)} + (\omega_a + \omega_s \beta \sin \theta) e^{-\beta \Gamma_s (d+z)}], \quad (10)$$

其中 $\omega_a = \omega_0 + j\alpha\omega_s$, $\omega_0 = \gamma H_0$, $\omega_m = \gamma M_s$, $\beta = \sqrt{\frac{\mu_{22}}{\mu_{33}}}$,

$\Gamma_s = |K'_s| - j|K''_s|$, $T = \frac{(\mu_{33}\beta + \mu_{23} + 1)}{(\mu_{33}\beta - \mu_{23} - 1)}$, $G_s =$

$\frac{I_0 \sin(k_m \omega)}{4k_m \omega (\beta + k_m) d}$, (μ_{ij} , I_0 , ω 分别为磁导率张量元、

电流强度和微带线半宽),关于(10)式的详细推导过程可参见文献[14]。对于本文所考虑的水平磁化情形, $\theta = 90^\circ$ 。根据方程组(3)可以看出,静磁波损耗的存在将会通过磁光耦合参量 $\kappa(\alpha)$ 对衍射光脉冲的光强和 FWHM 产生影响。图 5 给出了 1550 nm 波长入射时 TM 模衍射光脉冲的相对峰值强度 I_{rp} 、相对 FWHM R_{FWHM} 随磁损耗系数 α 变化曲线。

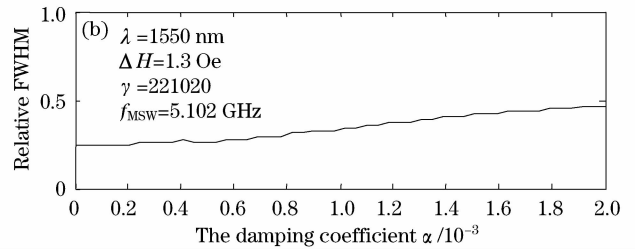


图 5 磁损耗介质波导中啁啾高斯脉冲入射时衍射光脉冲特性

Fig. 5 Characteristics of diffracted pulses for incident linearly chirped Gaussian pulses in magnetic loss waveguide

由图 5 可以看出,随着磁损耗系数 α 的增加,衍射光脉冲的相对峰值强度 I_{rp} 逐渐衰减,相对 FWHM R_{FWHM} 缓慢增大。以本文所选取的波导结构和实验参数为例,对于实验中常用的掺 Bi 的 YIG 薄膜, FMR 约为 $103.45\ \text{A/m}$ ($1.3\ \text{Oe}$)^[15], 对应的阻尼系数 $\alpha = \Delta H \cdot \gamma / (2\omega_s) = 3.5 \times 10^{-4}$ 。此时,相对于无损情形 R_{FWHM} 增大了 6%, I_{rp} 衰减了 53%。可见,静磁波损耗将会主要影响衍射光脉冲的光强(可以采用适当提高静磁波功率或光放大器^[16]的方法加以解决),而对本文所关注的衍射光输出脉宽改变较小。

6 结 论

为了实现磁光脉冲压缩,研究了静磁表面波与线性啁啾高斯光脉冲的共线作用,给出了磁光脉冲耦合方程。对于单频连续静磁波,利用解析法和数值法都能实现基于磁光 Bragg 衍射效应的光脉冲压缩,且得到的结果一致。相位失配对衍射光脉冲的波形影响比较大,通过调节失配因子和啁啾系数可获得 $R_{\text{FWHM}} = 0.12$ 的压缩光脉冲。分析了光纤通信中普遍使用的光载波波长为 1310 nm 和 1550 nm 的光脉冲信号并考虑了损耗条件下的磁光作用,结果表明选取 1550 nm 作为中心波长更有利于实现

脉冲压缩效果而且损耗基本不改变衍射光输出脉宽。与基于线性啁啾静磁波的脉冲压缩相比,利用啁啾光脉冲更具有优势,因为后者不涉及脉冲走离和信号同步问题^[17]。利用本文提出的理论可以制成基于磁光 Bragg 效应的光脉冲压缩器和调制器,实现高速光通信以及通信中的信号处理功能。

参 考 文 献

- 1 Wu Jianwei, Xia Guangqiong, Wu Zhengmao. A designed model and related theoretical analysis on optical pulse compressor based on a SOA and cascaded NOLM[J]. *Acta Phys. Sin.*, 2004, **53**(4):1105~1109
吴建伟,夏光琼,吴正茂. 基于半导体光放大器和非线性光纤环镜的光脉冲压缩器的设计模型和理论分析[J]. *物理学报*, 2004, **53**(4):1105~1109
- 2 Xiaowei Chen, Zhinan Zeng, Jun Liu. Self-compression of loosely focused pulse in gases with power close to self-focusing critical value[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2007, **5**:S159~S162
- 3 Zhao Yuepeng, Zhang Mingjiang, An Yi *et al.*. Clock division of high-repetition rate optical pulses from Fabry-Perot laser diode [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(7):1236~1240
赵跃鹏,张明江,安义等. 基于法布里-珀罗半导体激光器实现高重复频率光脉冲的时钟分频[J]. *光学学报*, 2008, **28**(7):1236~1240
- 4 Yu Jinlong, Wang Yaotian, Zhang Aixu *et al.*. Experimental study on 40 Gb/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
- 5 Zhang Fan, Wu Jian, Lin Jintong. Performance study of a comb-like dispersion profiled fiber compressor[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(7):769~773
张帆,伍剑,林金桐. 利用梳状色散光纤实现光脉冲压缩的特性研究[J]. *光学学报*, 2001, **21**(7):769~773
- 6 J. H. Collins, E. G. H. Lean, and H. J. Shaw. Pulse compression by Bragg diffraction of light with microwave sound [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1967, **11**(3):240~242
- 7 S. A. Nikitov, Yu. V. Gulyaev, V. I. Pustovoit. Optical-magnetostatic spin wave interaction in a ferromagnetic waveguide [J]. *Opt. Commun.*, 1997, **138**(1-3):55~58
- 8 Wu Baojian, Wen Feng, Qiu Kun. Mode-conversion enhancement of guided optical waves by magnetostatic surface waves propagating collinearly in obliquely magnetized bismuth-doped yttrium-iron-garnet film waveguide[J]. *J. Appl. Phys.*, 2006, **100**(12):123104
- 9 Wu Baojian, Liu Gongqiang. Theory for magneto-optical couplings of magnetostatic waves and guided optical waves[J]. *Acta Optica Sinica*, 1999, **19**(5):633~639
武保剑,刘公强. 静磁波与导波光的磁光耦合理论[J]. *光学学报*, 1999, **19**(5):633~639
- 10 C. S. Tsai, D. Young. Magnetostatic-forward-volume-wave-based guided-wave magneto-optic Bragg cells and applications to communications and signal processing [J]. *IEEE Trans. Microw. Theory*, 1990, **38**(5):560~570
- 11 Zheng Hongjun, Liu Shanliang, Li Xin *et al.*. Autocorrelation characteristics of super-gaussian optical pulse [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(7):908~914
郑宏军,刘山亮,黎昕等. 超高斯光脉冲自相关特性[J]. *中国激光*, 2007, **34**(7):908~914
- 12 Govind P. Agrawal. Principle & Application of Nonlinear Fiber Optics, 3rd ed [M]. Jian Dongfang, Yu Zhenhong *et al.*. Transl. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002. 44~46
阿戈沃. 非线性光纤光学原理及应用[M]. 贾东方,余震虹等译. 北京:电子工业出版社,2002. 44~46
- 13 Wu Baojian. Analysis of phase mismatching in magneto-optic Bragg diffraction[J]. *Acta Phys. Sin.*, 2006, **55**(6):3095~3099
武保剑. 磁光 Bragg 衍射中的相位失配分析[J]. *物理学报*, 2006, **55**(6):3095~3099
- 14 Wu Baojian, Liu Gongqiang. Propagation characteristics of magnetostatic waves in medium waveguides with magnetic loss [J]. *Journal of Shanghai jiaotong university*, 1999, **33**(6):706~709
武保剑,刘公强. 磁损耗介质波导中静磁波的传播特性[J]. *上海交通大学学报*, 1999, **33**(6):706~709
- 15 D. Young, C. S. Tsai. Bismuth-doped yttrium iron garnet guided-wave magneto-optic Bragg cells and applications [J]. *Ultrasonics Symposium, Proc. IEEE*, 1989, **1**:521~523
- 16 Wang Hua, Yao Minyu, Zhang Hongming *et al.*. Multi-wavelength fiber ring laser with semiconductor optical amplifier [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(11):1502~1507
王华,姚敏玉,张洪明等. 采用半导体光放大器的多波长光纤环形激光器[J]. *中国激光*, 2007, **34**(11):1502~1507
- 17 S. A. Nikitov. Nonlinearity: magneto-optic-microwave interactions. Towards new devices [J]. *J. Magn. Magn. Mater.*, 1999, **196**(1-3):400~403