

# 掺氧化镁铌酸锂晶体中高强度近红外飞秒激光脉冲线性电光效应

钟东洲<sup>1,2</sup> 余卫龙<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> 中山大学光电子材料与技术国家重点实验室, 广东 广州 510275; <sup>2</sup> 五邑大学信息工程学院, 广东 江门 529020)

**摘要** 数值研究了掺氧化镁铌酸锂晶体中高强度近红外飞秒激光脉冲的线性电光效应。研究发现, 当在垂直于晶体光轴的方向上施加一定外电场使光脉冲实现最强的电光耦合时, 输出脉宽在正常色散区随着输入光强的增大而增大; 而在较强反常色散区, 输出脉宽随着输入光强增大而减小。对中心波长  $\lambda_0 = 1.6335 \mu\text{m}$  的光脉冲, 线性电光效应可使输出脉宽产生压缩。当输入脉宽  $T_0 = 5 \text{ fs}$  和光强  $I_0 = 20 \text{ GW/cm}^2$  时, 最小输出脉宽为输入脉宽  $T_0$  的 0.76 倍。而当  $T_0 > 5 \text{ fs}$  时, 最小输出脉宽小于  $0.76 T_0$ 。若在晶体光轴方向上施加另一个电场对光脉冲进行相位调制, 则最小输出脉宽的光脉冲中心波长发生蓝移或红移; 随着外电场的增大, 蓝移或红移量相应增大。

**关键词** 光电子学; 掺氧化镁铌酸锂晶体; 飞秒激光脉冲线性电光效应; 自相位调制; 交叉相位调制; 光脉冲压缩  
**中图分类号** O436.4 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/LOP49.072502

## Linear Electro-Optic Effect of Near-Infrared Femtosecond Laser Pulses with High Intensity in MgO:LiNbO<sub>3</sub> Crystal

Zhong Dongzhou<sup>1,2</sup> She Weilong<sup>1</sup>

<sup>1</sup> State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies, Sun Yat-Sen University, Guangzhou, Guangdong 510275, China  
<sup>2</sup> School of Information Engineering, Wuyi University, Jiangmen, Guangdong 529020, China

**Abstract** The linear electro-optic (EO) effect of near-infrared femtosecond laser pulses with high intensity in MgO:LiNbO<sub>3</sub> crystal is numerically investigated. It is found that, if an external electric field is applied along the direction perpendicular to the optical axis of crystal and is set at the optimization value of EO effect, a high input intensity will result in the broadening of output pulses in normal dispersion region. And in abnormal dispersion region, the output durations become narrower when the input light intensity becomes higher. For the light pulse with central wavelength at  $\lambda_0 = 1.6335 \mu\text{m}$ , the output durations can be compressed by this EO effect. For example, with the input pulse duration  $T_0 = 5 \text{ fs}$  and intensity  $I_0 = 20 \text{ GW/cm}^2$  fixed, the minimum output duration is  $0.76 T_0$ . And for  $T_0 > 5 \text{ fs}$ , the minimum output duration is less than  $0.76 T_0$ . If another external electric field is applied along the direction of optical axis of crystal to modulate the phase of light pulse, the central wavelength corresponding to the minimum pulse duration will make a blue or red shift and the shift becomes large with the increase of applied electric field.

**Key words** optoelectronics; MgO:LiNbO<sub>3</sub> crystal; linear electro-optic effect for femtosecond laser pulses; self-phase modulation; cross-phase modulation; light-pulse compression

**OCIS codes** 250.4110; 320.7110; 190.7110

## 1 引言

高强度近红外飞秒激光脉冲在精密材料加工、超快非线性现象研究、光学相干层析和生物细胞活体成像

收稿日期: 2012-04-05; 收到修改稿日期: 2012-04-16; 网络出版日期: 2012-05-21

基金项目: 国家自然科学基金(90921009)资助课题。

作者简介: 钟东洲(1977—), 男, 博士研究生, 副教授, 主要从事超短脉冲线性电光效应方面的研究。

E-mail: dream\_yu2002@126.com

导师简介: 余卫龙(1952—), 男, 博士, 教授, 主要从事线性电光效应、量子纠缠态、光子动量等方面的研究。

E-mail: shewl@mail.sysu.edu.cn(通信联系人)

等方面有独特的应用价值<sup>[1~11]</sup>。在这些应用中,激光脉冲的振幅、相位和偏振的操控是至关重要的。为了实现光脉冲的操控,空间光调制<sup>[12]</sup>、声光调制<sup>[13]</sup>、电吸收调制<sup>[14]</sup>和电光调制<sup>[12,15]</sup>等相继被研究,其中,基于线性电光效应的电光调制是常用和有效的脉冲控制方法。对于高强度飞秒激光脉冲线性电光效应,两个独立偏振分量之间的群速度失配(GVM),每一个独立偏振分量的群速度色散(GVD)以及一阶和二阶折射率色散效应都非常明显。另外,自相位调制(SPM)和交叉相位调制(XPM)效应也不可忽略。因此,传统的折射率椭球理论<sup>[16,17]</sup>运用到飞秒脉冲线性电光效应时变得相当困难以致无法实现。最近我们发展了飞秒脉冲线性电光效应耦合波理论,并研究了飞秒脉冲沿着铌酸锂(LiNbO<sub>3</sub>)晶体的光轴传输时的线性电光效应<sup>[18,19]</sup>。研究发现,当输入光强不超过 LiNbO<sub>3</sub> 晶体损伤阈值 840 MW/cm<sup>2</sup> 时,SPM 和 XPM 效应不明显。与 LiNbO<sub>3</sub> 晶体相比,掺氧化镁铌酸锂晶体(MgO:LiNbO<sub>3</sub>)有更高得多的损伤阈值<sup>[20]</sup>,所以它可以用于制作高强度飞秒激光脉冲线性电光效应器件。此外,MgO:LiNbO<sub>3</sub>有独特的材料色散特性<sup>[20~22]</sup>,即它在近红外波段内有从正常色散到反常色散的转换,而且,它在 L+U 波段内有较小甚至为零的色散,所以 MgO:LiNbO<sub>3</sub> 晶体中高强度近红外飞秒激光脉冲线性电光效应会有丰富的值得研究的物理现象。在本文中,选取 MgO:LiNbO<sub>3</sub> 为电光晶体,研究沿晶体光轴传播且中心波长处于近红外波段的高强度飞秒激光脉冲的线性电光效应,讨论在不同的输入光强下,输出脉宽在晶体的正常色散区和反常色散区处的变化。

## 2 理论模型

MgO:LiNbO<sub>3</sub> 晶体中飞秒激光脉冲线性电光效应如图 1 所示,图中输入光脉冲为一束线性偏振飞秒激光脉冲,它沿着晶体的  $z$  轴(光轴)方向传播。外加电场为  $\mathbf{E}_0$ 。在晶体坐标系中,外加电场表示为  $\mathbf{E}_0 = (\mathbf{E}_{01}, \mathbf{E}_{02}, \mathbf{E}_{03})$ ,其中  $\mathbf{E}_{01} = 0$ (图 1 中未标出)。晶体中的光场可以分解为两个独立偏振分量,即

$$\mathcal{E}(t, z) = \frac{1}{2} \sum_{s=1}^2 \{ \mathbf{E}_s(t, z) \exp[i(\omega_0 t - k_s z)] \} + c. c., \quad (1)$$

式中  $\mathbf{E}_1$  和  $\mathbf{E}_2$  分别为两个独立偏振分量的慢变振幅; $\omega_0$  为激光脉冲的中心频率; $k_1 = 2\pi n_1/\lambda_0$  和  $k_2 = 2\pi n_2/\lambda_0$  分别为两个独立偏振分量在  $\omega_0$  处的波数, $\lambda_0$  为脉冲中心波长, $n_1$  和  $n_2$  是未加电场时光场两个独立偏振分量在  $\omega_0$  处的折射率; $c. c.$  为共轭项。相应的线性极化强度为

$$\mathcal{P}_L(t, r) = \frac{\epsilon_0}{2\pi} \sum_{s=1}^2 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(\omega) \mathbf{E}_s(\omega - \omega_0, r) \exp(ik_s r - i\omega_0 t) d\omega + c. c., \quad (2)$$

式中

$$\chi^{(1)}(\omega) = \frac{\boldsymbol{\epsilon}(\omega)}{\epsilon_0} - \mathbf{I}, \quad (3)$$

式中  $\boldsymbol{\epsilon}(\omega)$  是介电张量,  $\mathbf{I}$  是单位张量。对于超短激光脉冲,  $\boldsymbol{\epsilon}(\omega)$  取决于频率,并且在  $\omega_0$  处被泰勒展开成一系列项,即

$$\boldsymbol{\epsilon}(\omega) = \boldsymbol{\epsilon}(\omega_0) + \sum_{q=1}^{\infty} \frac{1}{q!} \left. \frac{d^q \boldsymbol{\epsilon}(\omega)}{d\omega^q} \right|_{\omega=\omega_0} (\omega - \omega_0)^q. \quad (4)$$

对于线性电光效应,总电场应该包括外加电场  $\mathbf{E}_0$  和上面提及的光场,因此,二阶非线性极化强度可表示为

$$\mathcal{P}_{NL}^{(2)}(r, t) = \frac{\epsilon_0}{\pi} \sum_{s=1}^2 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(2)}(\omega) : \mathbf{E}_s(\omega - \omega_0, r) \mathbf{E}_0 \exp[i(k_s r - \omega_0 t)] d\omega + c. c., \quad (5)$$

式中

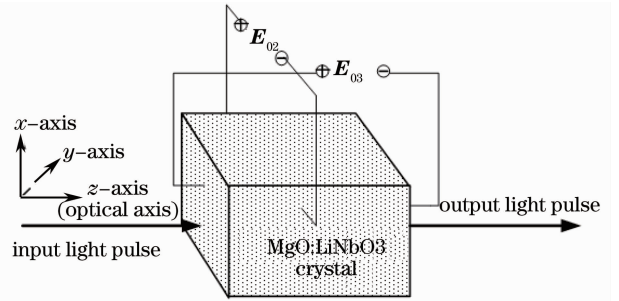


图 1 MgO:LiNbO<sub>3</sub> 晶体中飞秒激光脉冲线性电光效应示意图

Fig. 1 Schematic diagram of linear electro-optic effect for ultrashort laser pulses in MgO:LiNbO<sub>3</sub> crystal

$$\chi^{(2)}(\omega) = - \sum_{j,k,l} \epsilon_{jj}(\omega) \epsilon_{kk}(\omega) \gamma_{jkl} / 2, \quad (j, k, l = 1, 2, 3) \quad (6)$$

式中  $\gamma_{jkl}$  为铌酸锂晶体电光张量元<sup>[14]</sup>,  $\epsilon_{jj}$  和  $\epsilon_{kk}$  是相对介电张量对角元, 并且可表示为

$$\epsilon_{jj}(\omega) = n_{jj}^2(\omega), \epsilon_{kk}(\omega) = n_{kk}^2(\omega). \quad (7)$$

当激光脉冲满足平面波近似且晶体的吸收损耗可以忽略时, 把(2)~(7)式代入光脉冲波动方程中, 并考

虑  $\mathbf{E}_1(t, z) = \mathbf{a} \sqrt{\frac{\omega_0}{n_1}} A_1(t, z)$ ,  $\mathbf{E}_2(t, z) = \mathbf{b} \sqrt{\frac{\omega_0}{n_2}} A_2(t, z)$  ( $\mathbf{a}$  和  $\mathbf{b}$  为单位向量), 忽略二阶以上的微分, 类似文献

[18], 可以得到在新的归一化坐标参考系  $\xi = \frac{|\beta_{21}|}{T_0^2} z$  和  $\tau = \frac{t}{T_0} - \frac{\beta_{11}}{T_0} z$  下的高强度飞秒激光脉冲线性电光效应耦合波方程:

$$\begin{aligned} & i \left[ r_{11} \frac{\partial^2 A_1(\tau, \xi)}{\partial \xi^2} - r_{12} \frac{\partial^2 A_1(\tau, \xi)}{\partial \tau \partial \xi} \right] - i(s - d_{22}) \frac{\partial^2 A_1(\tau, \xi)}{\partial \tau^2} + \frac{\partial A_1(\tau, \xi)}{\partial \xi} - d_{21} \frac{\partial A_1(\tau, \xi)}{\partial \tau} = \\ & \left[ id_{10} A_2(\tau, \xi) + d_{11} \frac{\partial A_2(\tau, \xi)}{\partial \tau} + id_{12} \frac{\partial^2 A_2(\tau, \xi)}{\partial \tau^2} \right] \exp(i\delta k \xi) + id_{20} A_1(\tau, \xi) - \\ & i[l_1 |A_1(\tau, \xi)|^2 + 2l_2 |A_2(\tau, \xi)|] A_1(\tau, \xi), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} & i \left[ r_{12} \frac{\partial^2 A_2(\tau, \xi)}{\partial \xi^2} - r_{22} \frac{\partial^2 A_2(\tau, \xi)}{\partial \tau \partial \xi} \right] + i(G_2 + d_{42}) \frac{\partial^2 A_2(\tau, \xi)}{\partial \tau^2} + \frac{\partial A_2(\tau, \xi)}{\partial \xi} + (\delta - d_{41}) \frac{\partial A_2(\tau, \xi)}{\partial \tau} = \\ & \left[ id_{30} A_1(\tau, \xi) + d_{31} \frac{\partial A_1(\tau, \xi)}{\partial \tau} + id_{32} \frac{\partial^2 A_1(\tau, \xi)}{\partial \tau^2} \right] \exp(-i\delta k \xi) + id_{40} A_1(\tau, \xi) - \\ & i[l_3 |A_2(\tau, \xi)|^2 + 2l_4 |A_1(\tau, \xi)|] A_2(\tau, \xi). \end{aligned} \quad (9)$$

(8), (9)式的右边最后两项分别表示由三阶非线性效应引起的 SPM 和 XPM, 其他项的物理意义与文献[18]中一样。这里, 使用了归一化变量如下:  $\delta k = T_0^2 \Delta k / |\beta_{21}|$ , 其中两偏振分量光脉冲的相位失配  $\Delta k = k_1 - k_2$ ,  $T_0$  是在输入光脉冲光强的  $1/e$  处的半峰全宽,  $\beta_{21} = d^2 k_1(\omega) / d\omega^2 |_{\omega=\omega_0}$  为  $A_1$  光脉冲的群速度色散;  $\delta = T_0(\beta_{12} - \beta_{11}) / |\beta_{21}|$  为归一化群速度失配;  $\beta_{11} = dk_1(\omega) / d\omega |_{\omega=\omega_0}$ ,  $\beta_{12} = dk_2(\omega) / d\omega |_{\omega=\omega_0}$ ; 系数  $r_{11} = |\beta_{21}| / (T_0^2 k_1)$ ,  $r_{12} = \beta_{11} / T_0 k_1$ ,  $r_{21} = |\beta_{21}| / T_0^2 k_2$ ,  $r_{22} = \beta_{11} / T_0 k_2$ ,  $s = (\text{sign } \beta_{21}) / 2$ ;  $A_2$  光脉冲有效群速度色散  $G_2 = (\beta_{11}^2 - \beta_{12}^2 - k_2 \beta_{22}) / (2k_2 |\beta_{21}|)$ ,  $\beta_{22} = d^2 k_2(\omega) / d\omega^2 |_{\omega=\omega_0}$  为  $A_2$  光脉冲群速度色散; 归一化自相位调制系数  $l_1 = 3T_0^2 k_0 \omega_0 R_{\text{eff}1} / (8 |\beta_{21}| n_1^2)$ ,  $l_3 = 3T_0^2 k_0 \omega_0 R_{\text{eff}3} / (8 |\beta_{21}| n_2^2)$ ; 归一化交叉相位调制系数  $l_2 = 3T_0^2 k_0 \omega_0 R_{\text{eff}2} / (8 |\beta_{21}| n_1^2)$ ,  $l_4 = 3T_0^2 k_0 \omega_0 R_{\text{eff}4} / (8 |\beta_{21}| n_2^2)$ 。有效三阶非线性系数  $R_{\text{eff}l} = \sum_{ijkl} \chi_{ijkl} a_i a_j a_k a_l$ , ( $i, j, k, l = 1, 2, 3$ , 以下相同),  $R_{\text{eff}2} = \sum_{ijkl} \chi_{ijkl} a_i a_j b_k b_l$ ,  $R_{\text{eff}3} = \sum_{ijkl} \chi_{ijkl} b_i b_j b_k b_l$ , 其中  $\chi_{ijkl}$  为电光晶体的三阶电介张量。另外, (8), (9)式中归一化系数  $d$  为

$$d_{1q} = \frac{k_0 T_0^{2-q}}{2 |\beta_{21}| \sqrt{n_1 n_2}} \sum_{m=0}^q \frac{1}{\omega_0^m} \sum_{jkl} \frac{d^{(q-m)}(n_{jj}^2 n_{kk}^2)}{d\omega^{q-m}} \Big|_{\omega=\omega_0} \gamma_{jkl} a_j b_k E_{0l} + f_c \frac{1}{\omega_0} \sum_{jkl} \frac{d^{(q-1)}(n_{jj}^2 n_{kk}^2)}{d\omega^{q-1}} \Big|_{\omega=\omega_0} \gamma_{jkl} a_j b_k E_{0l}, \quad (10)$$

$$d_{2q} = \frac{k_0 T_0^{2-q}}{2 |\beta_{21}| n_1} \sum_{m=0}^q \frac{1}{\omega_0^m} \sum_{jkl} \frac{d^{(q-m)}(n_{jj}^2 n_{kk}^2)}{d\omega^{q-m}} \Big|_{\omega=\omega_0} \gamma_{jkl} a_j a_k E_{0l} + f_c \frac{1}{\omega_0} \sum_{jkl} \frac{d^{(q-1)}(n_{jj}^2 n_{kk}^2)}{d\omega^{q-1}} \Big|_{\omega=\omega_0} \gamma_{jkl} a_j a_k E_{0l}, \quad (11)$$

$$d_{3q} = d_{1q}, \quad (12)$$

$$d_{4q} = \frac{k_0 T_0^{2-q}}{2 |\beta_{21}| n_2} \sum_{m=0}^q \frac{1}{\omega_0^m} \sum_{jkl} \frac{d^{(q-m)}(n_{jj}^2 n_{kk}^2)}{d\omega^{q-m}} \Big|_{\omega=\omega_0} \gamma_{jkl} b_j b_k E_{0l} + f_c \frac{1}{\omega_0} \sum_{jkl} \frac{d^{(q-1)}(n_{jj}^2 n_{kk}^2)}{d\omega^{q-1}} \Big|_{\omega=\omega_0} \gamma_{jkl} b_j b_k E_{0l}, \quad (13)$$

式中  $m = 0, 1, 2$ , 且  $j, k, l = 1, 2, 3$  (以下相同); 若  $q = 0$ ,  $f_c = 0$ , 而当  $q = 1, 2$  时,  $f_c = 1$ ;  $d_{1q}$  和  $d_{3q}$  描述两偏振分量光脉冲的耦合强度;  $d_{2q}$  和  $d_{4q}$  分别导致了光脉冲两偏振分量之间的相位延迟。

### 3 结果与讨论

我们知道, 当输入光脉冲沿着晶体的光轴传输时, 其两个偏振分量的相位和群速度同时匹配, 即  $\Delta k = 0$ ,  $\delta = 0$ 。此时, 由于  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  晶体为单轴晶体, 所以两偏振光脉冲的单位矢量分别为  $\mathbf{a} = (\sin \phi, -\cos \phi, 0)$  和  $\mathbf{b} = (-\cos \phi, -\sin \phi, 0)$ ,  $\phi$  为脉冲的方位角。从(10)~(13)可知, 取  $\phi = \pi/4$ ,  $\mathbf{a} = (\sqrt{2}/2, -\sqrt{2}/2, 0)$ ,  $\mathbf{b} =$

$(-\sqrt{2}/2, -\sqrt{2}/2, 0)$ ,  $d$  系数达最大值, 此时可获得最强电光效应。假设输入光脉冲的中心波长在近红外波段内, 且为一偏振分量的高斯脉冲, 即  $A_1(\tau, 0) = \sqrt{2I_0/c\epsilon_0\omega_0} \exp[-(1+iC_1)\tau^2/2]$  和  $A_2(\tau, 0) = 0$ ,  $I_0$  为输入光脉冲的光强,  $C_1$  为高斯脉冲的归一化初始啁啾参量<sup>[23]</sup>。在下面的计算中, 将用到如下参数: 晶体温度  $T_k = 273$  K;  $C_1 = 0$ ; 中心波长  $\lambda_0$  处于近红外波段, 即介于  $1.5 \sim 2 \mu\text{m}$  之间; 有效三阶非线性系数  $R_{\text{eff1}}, R_{\text{eff2}}$  和  $R_{\text{eff3}}$  同文献[18];  $\chi_{12} = 1.12 \times 10^{-21} \text{ m}^2/\text{V}^2$ ;  $\chi_{14} = 10^{-21} \text{ m}^2/\text{V}^2$ ;  $\chi_{33} = 9 \times 10^{-21} \text{ m}^2/\text{V}^2$ ;  $\chi_{23} = 8 \times 10^{-22} \text{ m}^2/\text{V}^2$ <sup>[24]</sup>。

根据  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  晶体的 Sellmerier 折射率公式<sup>[25]</sup>, 给出了两个独立偏振分量光脉冲的 GVD 即  $\beta_{12}$  和  $\beta_{22}$  与输入脉冲中心波长的依赖关系, 相关结果如图 2 所示。从图中可以看出, 两偏振分量光脉冲的 GVD 完全相同, 这是由于当光脉冲沿晶体的光轴传输时, 两偏振分量的折射率变化相同。此外, 当输入光脉冲的中心波长  $\lambda_0$  介于  $1.5 \sim 1.632 \mu\text{m}$  之间时, 两偏振分量光脉冲有正常 GVD, 且它随着  $\lambda_0$  增大而线性减小为零。而当  $\lambda_0$  介于  $1.632 \sim 2 \mu\text{m}$  之间时, 光脉冲有反常 GVD, 它随  $\lambda_0$  增大而线性增大。这表明, 当中心波长在近红外波段时, 随着中心波长的增大, 光脉冲分别经历了正常色散、零色散和反常色散效应。

下面进一步讨论激光脉冲的电光效应转换效率与中心波长的依赖关系。 $A_2$  光脉冲在晶体中的电光效应转换效率定义为

$$\eta = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I_2(\tau, L) d\tau}{\int_{-\infty}^{\infty} [I_1(\tau, L) + I_2(\tau, L)] d\tau}, \quad (14)$$

式中  $L$  为晶体长度;  $I_1(\tau, L) = c\epsilon_0\omega_0 |A_1(\tau, L)|^2/2$  和  $I_2(\tau, L) = c\epsilon_0\omega_0 |A_2(\tau, L)|^2/2$  分别是两偏振分量光脉冲光强。固定  $E_{02} = 3 \times 10^6 \text{ V/m}$ ,  $E_{03} = 0$ ,  $T_0 = 5 \text{ fs}$  和  $I_0 = 20 \text{ GW/cm}^2$ , 计算出两偏振光脉冲的电光效应转换效率随晶体长度变化, 图 3 给出了相关的结果。从图 3 可以发现, 当固定中心波长  $\lambda_0 = 1.5 \mu\text{m}$  时,  $A_2$  光脉冲的电光效应转换效率随着晶体长度增大呈周期性变化, 且在  $L = 14.5 \text{ mm}$  处有最大的转换效率  $\eta_{\text{max}} = 100\%$ 。当中心波长  $\lambda_0$  从  $1.5 \mu\text{m}$  开始逐渐增大时,  $\eta_{\text{max}}$  对应的晶体长度也逐渐增大。例如, 当  $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$  时,  $\eta_{\text{max}}$  位于  $L = 15.6 \text{ mm}$ 。然而当  $\lambda_0$  达到  $2 \mu\text{m}$  时,  $\eta_{\text{max}}$  位于  $L = 19 \text{ mm}$  处。当  $T_0 > 5 \text{ fs}$ , 且  $I_0 > 20 \text{ GW/cm}^2$  时,  $A_2$  光脉冲的电光效应转换效率与中心波长的依赖关系与  $T_0 = 5 \text{ fs}$  和  $I_0 = 20 \text{ GW/cm}^2$  时的情形相同, 这是因为当光脉冲沿着晶体光轴传输时, 两偏振分量光脉冲的群速度和相位完全匹配, 且两偏振分量光脉冲的群速度色散也相同, 这时  $\eta$  仅取决于晶体长度和中心波长。

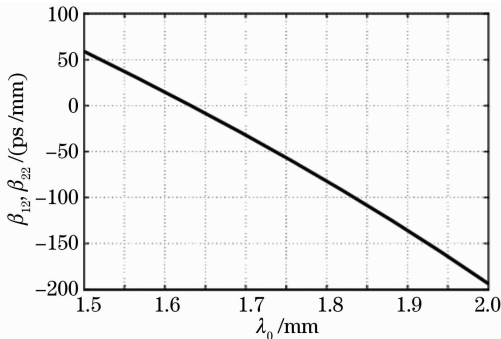


图 2 两个偏振分量光脉冲的 GVD 与输入脉冲中心波长的关系

Fig. 2 Dependence of two polarization component light pulses on the central wavelength of input light pulse

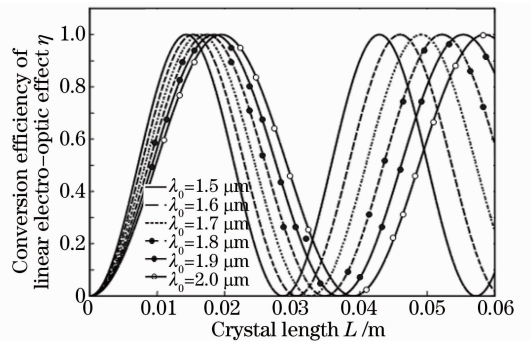


图 3 对不同的晶体长度, 输出光脉冲  $A_2$  的电光效应转换效率与晶体长度的关系

Fig. 3 For the different crystal lengths, the dependence of the conversion efficiency of electro-optic effect on the crystal length

首先讨论外电场  $E_{02}$  和初始输入光强  $I_0$  对线性电光效应的影响。在以下数值计算中固定  $L = 15.6 \text{ mm}$ , 以使光脉冲获得较强的电光耦合。使用均方根脉宽  $\sigma_0$  ( $\sigma_0 = \sqrt{2}T_0/2$ ) 记输入初始脉宽而用  $\sigma$  记调制后光脉冲的脉宽, 其中

$$\sigma = [\langle \delta\tau^2 \rangle - \langle \delta\tau \rangle^2]^{1/2}, \quad (15)$$

式中  $\langle \delta\tau^n \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \tau^n |A_2(\tau, L)|^2 d\tau / \int_{-\infty}^{\infty} |A_2(\tau, L)|^2 d\tau$  ( $n = 1, 2$ )<sup>[23]</sup>。固定  $E_{03} = 0, E_{02} = 3 \times 10^6$  V/m。对不同的输入脉宽  $T_0$  和光强  $I_0$ , 图 4 给出了比值  $\sigma/\sigma_0$  与中心波长  $\lambda_0$  的依赖关系。比较图 2 和图 4(a) 可以发现, 当  $\lambda_0$  处于正常色散区时 ( $1.5 \sim 1.632 \mu\text{m}$ ), 对  $T_0 = 5$  fs 和  $I_0 = 20$  GW/cm<sup>2</sup>, 输出光脉冲  $A_2$  的脉宽  $\sigma$  随着  $\lambda_0$  的增大而减小, 是由于光脉冲的正常色散效应随着  $\lambda_0$  的增大而减弱。若给定一个中心波长  $\lambda_0$ , 当  $I_0$  增大时, 输出脉宽  $\sigma$  随之增大。因为  $I_0$  越大, SPM 和 XPM 效应越明显, 导致输出脉冲啁啾量增加。若记啁啾增加量为  $\delta\omega_{\text{SPM+XPM}}$ , 则输出脉冲净啁啾量  $\delta\omega = \delta\omega_{\text{SPM+XPM}} + \delta\omega_{\text{GVD}} - \delta\omega_n$ ,  $\delta\omega_{\text{GVD}}$  和  $\delta\omega_n$  分别为 GVD 和一、二阶折射率色散效应引起的啁啾量, 因而它随  $I_0$  的增大而增大, 从而导致了  $\sigma$  展宽。当  $1.632 \mu\text{m} < \lambda_0 \leq 2 \mu\text{m}$  时, 输出脉冲经历反常色散效应, 它的净啁啾量  $\delta\omega = \delta\omega_{\text{SPM+XPM}} - \delta\omega_{\text{GVD}} - \delta\omega_n$ 。对某些波长值,  $\delta\omega_{\text{SPM+XPM}} = \delta\omega_{\text{GVD}}$ , 则  $\delta\omega = -\delta\omega_n$ , 输出脉宽能够得到压缩, 即线性电光效应引起的一阶和二阶折射率色散效应使输出脉冲产生压缩。例如, 如图 4(a) 所示, 在弱反常色散波长处 ( $\lambda_0 = 1.6335 \mu\text{m}$ ), 当  $I_0 = 20$  GW/cm<sup>2</sup> 时, 输出脉冲产生压缩, 有最小脉宽  $\sigma_{\text{min}} = 0.761 \sigma_0$ 。若  $\delta\omega_{\text{SPM+XPM}} = \delta\omega_{\text{GVD}} + \delta\omega_n$ , 则  $\delta\omega = 0$ , 输出脉宽与输入脉宽  $\sigma_0$  相等。对于  $\lambda_0 = 1.6335 \mu\text{m}$ , 当  $I_0 = 80$  GW/cm<sup>2</sup> 时,  $\sigma_{\text{min}} = \sigma_0$ , 这是因为输出脉冲有零净啁啾量。在较强的反常色散区 ( $\lambda_0 > 1.655 \mu\text{m}$ ),  $\delta\omega_{\text{GVD}} > \delta\omega_{\text{SPM+XPM}} - \delta\omega_n$ , 则对于一定的输入光强  $I_0$ , 随着  $\lambda_0$  增大,  $\delta\omega_{\text{GVD}}$  变大,  $\delta\omega$  跟着增大, 输出脉宽也增大。对于一个固定的强反常色散波长, 增大  $I_0$ ,  $\delta\omega_{\text{SPM+XPM}}$  变大, 因而可以补偿一部分  $\delta\omega_{\text{GVD}}$ , 相应的  $\delta\omega$  减小, 从而导致了输出脉宽  $\sigma$  随  $I_0$  增大而减小。例如, 固定  $\lambda_0 = 1.66 \mu\text{m}$ , 当  $I_0 = 20$  GW/cm<sup>2</sup> 时,  $\sigma = 6.906 \sigma_0$ ; 若  $I_0 = 60$  GW/cm<sup>2</sup>,  $\sigma$  为  $5.48 \sigma_0$ ; 当  $I_0$  增加到  $80$  GW/cm<sup>2</sup> 时,  $\sigma$  减小到  $2.4 \sigma_0$ 。在图 4(b)~(e) 中, 还可以看出, 随着  $T_0$  逐渐增大到  $50$  fs,  $I_0$  对输出脉宽  $\sigma$  的影响与  $T_0 = 5$  fs 的情形类似。但是输出脉冲在一定  $I_0$  条件下可进一步得到压缩, 且其最小的脉宽  $\sigma_{\text{min}} = 0.75 \sigma_0$ 。

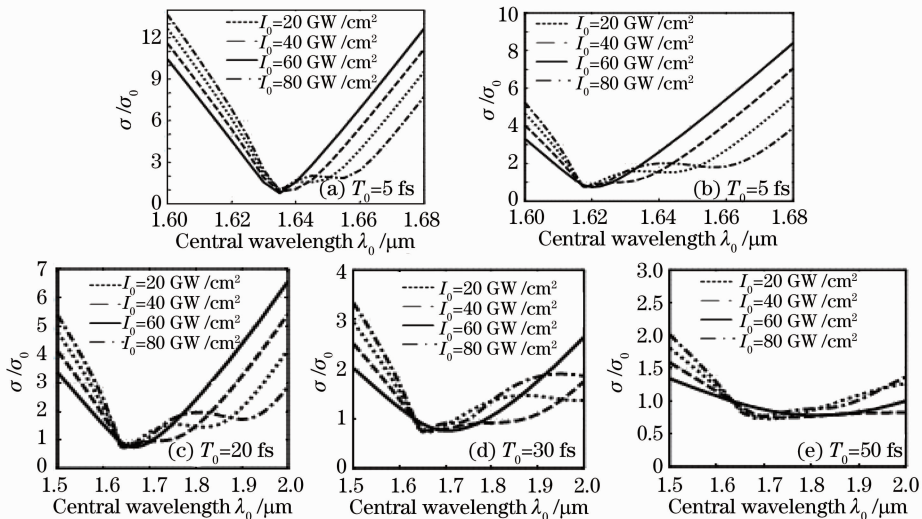


图 4 比值  $\sigma/\sigma_0$  与中心波长  $\lambda_0$  的关系

Fig. 4 Dependence of the ratio  $\sigma/\sigma_0$  on the central wavelength  $\lambda_0$

注意图 4(a), 对于  $T_0 = 5$  fs, 在  $\lambda_0 = 1.6335 \mu\text{m}$  和  $\lambda_0 = 1.66 \mu\text{m}$  处, 经历线性电光效应后, 光脉冲脉宽的变换情况截然不同, 一为脉宽可产生压缩, 一为脉宽产生展宽, 这已经讨论过。现在给出不同的输入光强  $I_0$  下的输出光脉冲时间轮廓曲线和频谱曲线, 如图 5 所示, 图中固定  $T_0 = 5$  fs, 其他参数  $L, E_{03}$  和  $E_{02}$  与图 4 相同。在图 5(a) 和 (b) 中可以看到, 对于  $\lambda_0 = 1.6335 \mu\text{m}$ , 当  $I_0 = 20$  GW/cm<sup>2</sup> 时, 输出脉宽  $\sigma$  为  $0.761 \sigma_0$ , 对应的频宽  $\Delta\Omega$  为 7; 对于  $I_0 = 60$  GW/cm<sup>2</sup>,  $\sigma = 0.92 \sigma_0$ ,  $\Delta\Omega = 6.4$ ; 若  $I_0$  达到  $80$  GW/cm<sup>2</sup>,  $\sigma = \sigma_0$ ,  $\Delta\Omega = 5$ 。从图 5(c) 和 (d) 可以看出, 当  $\lambda_0 = 1.66 \mu\text{m}$  时, 若  $I_0 = 20$  GW/cm<sup>2</sup>,  $\sigma = 6.906 \sigma_0$ ,  $\Delta\Omega = 0.8$ ; 若  $I_0 = 60$  GW/cm<sup>2</sup>,  $\sigma$  为  $5.48 \sigma_0$ ,  $\Delta\Omega = 0.9$ ; 若  $I_0 = 80$  GW/cm<sup>2</sup>,  $\sigma$  减小为  $2.4 \sigma_0$ ,  $\Delta\Omega$  增大为 2。这些数值结果表明, 在  $\lambda_0 = 1.6335 \mu\text{m}$  处, 当  $I_0 < 80$  GW/cm<sup>2</sup> 时, 输出脉冲可以产生压缩, 当  $I_0 = 20$  GW/cm<sup>2</sup> 时输出脉宽最小, 为输入脉宽  $T_0$  的 76%; 而在较强反常色散波长区, 输出脉冲总是产生展宽, 其展宽程度随着输入光强的增大而减小。



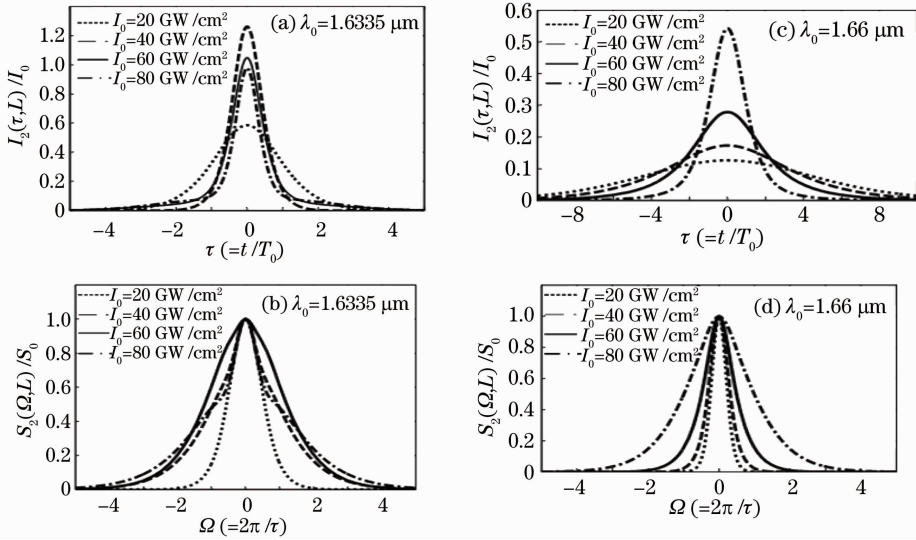


图5 归一化输出光强的时间轮廓(a),(b)和相应的频谱(c),(d)

Fig. 5 Temporal profile of the normalized output light intensity (a), (b) and the corresponding frequency spectrum (c), (d)

上述讨论结果是在晶体上只施加一个垂直于光轴方向的电场  $E_{0z}$  而光脉冲未经历相位调制的情况。我们发现,若在光轴方向施加另一个电场  $E_{03}$  对光脉冲进行相位调制,则最小输出脉宽的光脉冲中心波长发生蓝移或红移。数值结果如图6所示,固定  $I_0 = 20 \text{ GW/cm}^2$  和  $E_{0z} = 3 \times 10^6 \text{ V/m}$ 。从图6(a)可以发现,当  $T_0 = 5 \text{ fs}$  且  $E_{03} = 0$  时,最小输出脉宽  $\sigma_{\min}$  是在  $\lambda_0 = 1.6335 \mu\text{m}$  处。若外加电场  $E_{0z}$  与晶体  $z$  轴(光轴)方向相同(记为正向电场,如图1所示),则在正向  $E_{03}$  作用下,最小输出脉宽  $\sigma_{\min}$  会产生蓝移,并且增大正向  $E_{03}$  可使蓝移量增大。此外,假如外加电场  $E_{03}$  与晶体  $z$  轴方向相反(记为负向电场),则在负向  $E_{03}$  作用下,  $\sigma_{\min}$  会产生红移,并且红移量随着负向电场  $E_{03}$  增大而增大。例如,当  $E_{03} = 3 \times 10^6 \text{ V/m}$  时,最小输出脉宽  $\sigma_{\min}$  位于  $\lambda_0 = 1.6315 \mu\text{m}$  处;当达到  $6 \times 10^6 \text{ V/m}$  时,  $\sigma_{\min}$  位于  $\lambda_0 = 1.629 \mu\text{m}$  处。相比之下,对于  $E_{03} = -3 \times 10^6 \text{ V/m}$ ,在  $\lambda_0 = 1.635 \mu\text{m}$  处有最小输出脉宽  $\sigma_{\min}$ ;若  $E_{03} = -6 \times 10^6 \text{ V/m}$ ,最短输出脉冲发生在  $\lambda_0 = 1.6362 \mu\text{m}$  处。如图6(b)和(c)所示,当  $T_0$  从  $5 \text{ fs}$  增大到  $50 \text{ fs}$  时,外加电场  $E_{03}$  对最小输出脉宽  $\sigma_{\min}$  的影响与  $T_0 = 5 \text{ fs}$  时的情形相似。这些现象产生的原因如下:由(2),(3)式可知,外加正向电场  $E_{03}$  对输出脉冲进行相位调制时,会引起输出脉冲的负啁啾量增加,其增加量记为  $-\delta\omega_{E_{0z}}$ ,而负向电场  $E_{03}$  引起输出脉冲的正啁啾量增加,它记为  $\delta\omega_{E_{0z}}$ 。这样,在正向电场  $E_{03}$  作用下,输出脉冲在正常和反常色散区处的净啁啾量分别为  $\delta\omega = \delta\omega_{\text{SPM+XPM}} + \delta\omega_{\text{GVD}} - \delta\omega_n - \delta\omega_{E_{0z}}$  和  $\delta\omega = \delta\omega_{\text{SPM+XPM}} - \delta\omega_{\text{GVD}} - \delta\omega_n - \delta\omega_{E_{0z}}$ 。从图4的分析结果可知,对于  $I_0 = 20 \text{ GW/cm}^2$  和  $E_{03} = 0$  (对应的  $\delta\omega_{E_{0z}} = 0$ ),在弱反常色散波长  $\lambda_0 = 1.6335 \mu\text{m}$  处,由于  $\delta\omega_{\text{SPM+XPM}} = \delta\omega_{\text{GVD}}$ ,最小输出脉宽  $\sigma_{\min}$  对应的净啁啾量  $\delta\omega = -\delta\omega_n$ 。当加上一个正向电场  $E_{03}$  后,  $\delta\omega_{E_{0z}} \neq 0$ ,条件  $\delta\omega = -\delta\omega_n$  被破坏。中心波长为  $1.6335 \mu\text{m}$  的输出光脉冲不能获得最小脉宽  $\sigma_{\min}$ 。同理,其他中心波长落在反常色散区的输出光脉冲也有类似的行为。而在正常色散区,例如  $\lambda_0 = 1.6315 \mu\text{m}$ ,当  $E_{03} = 3 \times 10^6 \text{ V/m}$  时,它所导致的啁啾量刚好补偿了正常 GVD 以及 SPM 和 XPM 引起的啁啾量,即  $\delta\omega_{E_{0z}} = \delta\omega_{\text{SPM+XPM}} + \delta\omega_{\text{GVD}}$ 。从输出脉冲的净啁啾量  $\delta\omega$  的表达式可知,这时有  $\delta\omega = -\delta\omega_n$ ,因而最小输出脉宽  $\sigma_{\min}$  对应的中心波长出现在  $\lambda_0 = 1.6315 \mu\text{m}$  处,相对于原来  $E_{03} = 0$  时的中心波长  $1.6335 \mu\text{m}$  产生了蓝移。若进一步增大  $E_{03}$ ,  $\delta\omega_{E_{0z}}$  也随之变大,要对其进行补偿,最小脉宽  $\sigma_{\min}$  对应的中心波长将进一步蓝移。图6中的实点线和虚点线展示的就是这种现象。反之,在负向电场  $E_{03}$  作用下,输出脉冲在反常色散区处的净啁啾量是  $\delta\omega = \delta\omega_{\text{SPM+XPM}} - \delta\omega_{\text{GVD}} - \delta\omega_n + \delta\omega_{E_{0z}}$ 。对于  $E_{03} = 0$ ,中心波长  $1.6335 \mu\text{m}$  的输出光脉冲有最小的脉宽  $\sigma_{\min}$ 。当加上一个负向电场  $E_{03} = -3 \times 10^6 \text{ V/m}$  时,最小输出脉宽  $\sigma_{\min}$  对应的中心波长移至  $\lambda_0 = 1.635 \mu\text{m}$  处。这是因为此时  $E_{03}$  导致的啁啾量刚好补偿了反常 GVD 以及 SPM 和 XPM 引起的啁啾量,即  $\delta\omega_{E_{0z}} = \delta\omega_{\text{GVD}} - \delta\omega_{\text{SPM+XPM}}$ ,从而  $\delta\omega = -\delta\omega_n$ 。即是说,在负向电场  $E_{03}$  作用下,最小脉宽  $\sigma_{\min}$  的中心波长产生红移。若进一步增大负向电场  $E_{03}$ ,  $\delta\omega_{E_{0z}}$  也跟着变大,红移进

一步变大。这正是图 6 中实线和虚线所示结果。上面的研究结果表明,通过在晶体的光轴方向上施加一个外电场  $E_{03}$  对光脉冲进行电光相位调制,当  $E_{03}$  介于  $-6 \times 10^5$  V/m 和  $6 \times 10^5$  V/m 之间时,可以对中心波长落在  $1.629 \sim 1.6362 \mu\text{m}$  范围内的超短光脉冲(脉宽介于  $5 \sim 50$  fs 之间)进行压缩。当  $T_0 = 5$  fs 和  $I_0 = 20$  GW/cm<sup>2</sup> 时,最小脉宽  $\sigma_{\min} = 0.76 \sigma_0$ 。

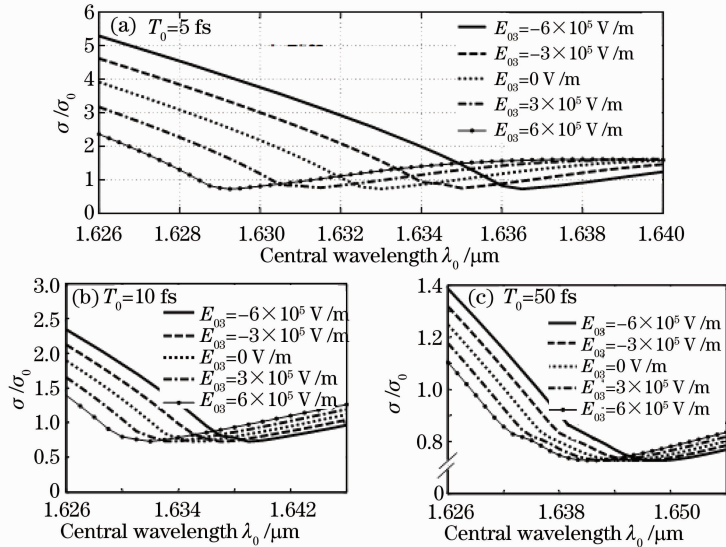


图 6 在不同外加电场  $E_{03}$  作用下,比值  $\sigma/\sigma_0$  与中心波长  $\lambda_0$  的依赖关系

Fig. 6 Under different applied external electric field  $E_{03}$ , the dependence of the ratio  $\sigma/\sigma_0$  on the central wavelength  $\lambda_0$

## 4 结 论

近红外飞秒激光脉冲在  $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$  晶体中传播可能经历正常色散、零色散和反常色散效应。当激光脉冲沿晶体的光轴方向传播且在垂直于晶体的光轴方向上施加一个外电场使其产生最强电光耦合时,输入光强对输出脉宽有显著的影响。在正常色散区,增大输入光强将使输出脉宽加剧展宽;在较强的反常色散区,增大输入光强会抑制脉冲展宽甚至使脉宽变小。特别是,对于中心波长位于  $\lambda_0 = 1.6335 \mu\text{m}$  的光脉冲,线性电光效应可使输出脉冲产生压缩,例如,当  $T_0 = 5$  fs 和  $I_0 = 20$  GW/cm<sup>2</sup> 时,最小输出脉宽可以达到  $0.76 T_0$ 。若进一步增大  $T_0$ ,最小输出脉冲小于  $0.76 T_0$ 。此外,若在光轴方向施加另一个电场对光脉冲进行相位调制,则最小输出脉宽的光脉冲中心波长发生蓝移或红移。

## 参 考 文 献

- 1 R. R. Gattass, E. Mazur. Femtosecond laser micromachining in transparent materials[J]. *Nature Photonics*, 2008, **2**(4): 219~225
- 2 Peng Yan, Wen Ya, Zhang Dongsheng *et al.*. Effect of the relation between femtosecond laser power and pulse number for fabricating surface-microstructured silicon[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(12): 1203005  
彭 滢, 温 雅, 张冬生 等. 飞秒激光功率与脉冲数的比例关系对制备硅表面微结构的影响[J]. *中国激光*, 2011, **38**(12): 1203005
- 3 S. W. Botchway, P. Reynolds, A. W. Parker *et al.*. Use of near infrared femtosecond lasers as sub-micron radiation microbeam for cell DNA damage and repair studies[J]. *Mutation Research*, 2010, **74**(1): 38~44
- 4 S. L. Chin, S. A. Hosseini, W. Liu *et al.*. The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications, and new challenges[J]. *Can. J. Phys.*, 2005, **83**(9): 863~905
- 5 Zhang Panzhen, Fan Wei, Wan Xiaochao *et al.*. All-fiber ultrashort  $\text{Yb}^{3+}$  doped fiber laser self-started by spectral filter[J]. *Acta Physica Sinica*, 2011, **60**(2): 024061  
张攀政, 范 微, 汪小超 等. 利用光谱滤波器实现自启动的全光纤超短脉冲掺  $\text{Yb}^{3+}$  光纤激光器[J]. *物理学报*, 2011, **60**(2): 0242061

- 6 Feng Zehu, Fu Xiquan, Zhang Lifu *et al.*. Experimental research of small-scale self-focusing of ultrashort pulse with spatial modulation[J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, **57**(4): 2253~3359  
冯则胡, 傅喜泉, 章礼富 等. 超短脉冲激光空间调制下小尺度自聚焦的实验研究[J]. *物理学报*, 2008, **57**(4): 2253~2259
- 7 Yang Yisheng, Zheng Wanguo, Han Wei *et al.*. Group-velocity-matching relation in the mixing process of broadband third-harmonic generation[J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **56**(11): 6468~6472  
杨义胜, 郑万国, 韩伟 等. 宽带三倍频混频过程的群速匹配关系[J]. *物理学报*, 2007, **56**(11): 6468~6472
- 8 Pan Xue, Wang Yanhai, Wang Jiangfeng *et al.*. Study on the energy conversion efficiency and spectral phase of cross-polarized wave generation filter[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(5): 1434~1440  
潘雪, 王艳海, 王江峰 等. 对交叉偏振波滤波器能量转化效率和频谱相位的研究[J]. *光学学报*, 2010, **30**(5): 1434~1440
- 9 Yan Caifan, Wang Hongjie, Jin Shuai *et al.*. Study on infrared spectrum of optical parametric oscillator[J]. *Chinese J. Lasers*, 2011, **38**(10): 1015003  
颜彩繁, 王宏杰, 金帅 等. 光参变振荡器的红外光谱研究[J]. *中国激光*, 2011, **38**(10): 1015003
- 10 Zhang Shuanggen, Huang Zhangchao, Xue Yuming *et al.*. Self-focusing effect of ultra-short laser pulse propagation during quasi-phase matched crystal[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(10): 2550~2553  
张双根, 黄章超, 薛玉明 等. 准相位匹配晶体中超短脉冲传输的自聚焦效应[J]. *中国激光*, 2010, **37**(10): 2550~2553
- 11 K. S. Layland, I. Riemann, U. A. Stockl *et al.*. Imaging of cardiovascular structures using near-infrared femtosecond multiphoton lasers scanning microscopy[J]. *J. Biomed. Opt.*, 2005, **10**(2): 024017
- 12 O. Masihzadeh, P. Schlup, R. A. Bartels. Complete polarization state control of ultrafast laser pulses with a single linear spatial light modulator[J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(26): 18025~18032
- 13 M. A. Dugan, J. X. Tull, W. S. Warren. High-resolution acousto-optic shaping of unamplified and amplified femtosecond laser pulses[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1997, **14**(9): 2348~2358
- 14 Zhu Hongliang, Liang Song, Li Baoxia *et al.*. Monolithically integrated and electro absorption modulated DFB lasers[J]. *J. Optoelectronics. Laser*, 2011, **22**(1): 13~15  
朱洪亮, 梁松, 李宝霞 等. 单片集成电吸收调制分布反馈激光器[J]. *光电子·激光*, 2011, **22**(1): 13~15
- 15 S. Matsunaga, H. Murata, Y. Okamura. Optical pulse generation using guided-wave electro-optic modulator with resonant electrodes and polarization reversal[J]. *J. Lightwave Technol.*, 2006, **24**(9): 3334~3340
- 16 D. F. Nelson. General solution for the electro-optic effect[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1975, **65**(10): 1144~1151
- 17 A. Yariv. Coupled-mode theory for guided-wave optics[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1973, **9**(9): 919~933
- 18 D. Zhong, W. She. Wave-coupling theory of linear electro-optic effect for ultrashort laser pulses[J]. *Appl. Phys. B*, 2011, **104**(4): 941~949
- 19 Zhong Dongzhou, She Weilong. The linear electro-optic effect of femtosecond laser pulses in LiNbO<sub>3</sub> crystal and its dispersion compensation[J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, **61**(6): 064214  
钟东洲, 余卫龙. 铌酸锂晶体中飞秒激光脉冲线性电光效应及其色散补偿[J]. *物理学报*, 2012, **61**(6): 064214
- 20 Xingbao Zhang, Baoquan Yao, Yuezhu Wang *et al.*. Middle-infrared intracavity periodically poled MgO:LiNbO<sub>3</sub> optical parametric oscillator[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2007, **5**(7): 426~427
- 21 Wei Xingbin, Peng Yuefeng, Wang Weimin *et al.*. Research on optical parametric oscillator based on periodically poled LiTaO<sub>3</sub> crystal [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(6): 0614001  
魏星斌, 彭跃峰, 王卫民 等. 基于周期极化钽酸锂晶体的光参变振荡器技术研究[J]. *光学学报*, 2011, **31**(6): 0614001
- 22 N. E. Yu, S. Kurimura, K. Kitamura *et al.*. Efficient frequency doubling of a femtosecond pulse with simultaneous group-velocity matching and quasi phase matching in periodically poled MgO-doped lithium niobate[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2003, **82**(20): 3388~3390
- 23 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics and Applications of Nonlinear Fiber Optics*[M]. Jia Dongfang, Yu Zhenhong, Tan Bin *et al.* Transl. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2010. 28~29  
阿戈沃. *非线性光纤光学原理及应用*[M]. 贾东方, 余震虹, 谈斌 等译. 北京: 电子工业出版社, 2010. 28~29
- 24 I. A. Kulagin, R. A. Ganeev, R. I. Tugushev *et al.*. Analysis of third-order nonlinear susceptibilities of quadratic nonlinear optical crystals[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2006, **23**(1): 75~79
- 25 G. Gayler, Z. Sacks, E. Galun *et al.*. Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO<sub>3</sub>[J]. *Appl. Phys. B*, 2008, **91**(2): 343~348