

文章编号:1004-4213(2010)02-0214-5

短脉冲光在光伏光折变晶体中写入和擦除 光折变光栅理论研究*

杨冰¹, 阎晓娜², 路灿云¹

(1 聊城大学 物理科学与信息工程学院, 山东 聊城 252059)

(2 上海大学 理学院 物理系, 上海 200444)

摘 要:利用 G C Valley 的准连续光(Quasi-cw)近似模型,研究了短脉冲激光(纳秒 ns 量级)在光伏光折变材料 LiNbO₃ 晶体中写入和擦除光折变光栅的过程,给出了空间电荷场随时间变化的表达式.理论研究表明,空间电荷场的形成和擦除与两个时间参量有关,在考虑或者不考虑光生伏打效应两种情况下,这两个参量随擦除光强的变化有基本相同的变化规律,光栅的写入和擦除有相同的结果.同样,擦除一个光栅所需的光能量在两种情况下也有相同的结果.因此,在短脉冲光入射光折变晶体材料情况下,考虑光生伏打效应与不考虑光伏效应,对短脉冲光在光折变 LiNbO₃ 晶体中写入和擦除光栅基本没有影响.

关键词:非线性光学;光折变效应;光伏效应;光栅;准连续光近似;空间电荷场

中图分类号: O436.1

文献标识码: A

doi: 10.3788/gzxb20103902.0214

0 引言

近年来短脉冲光与光折变材料的相互作用一直是很多学者研究的热点^[1-13],G C Valley 在 1983 年提出的准连续光(Quasi-cw)和瞬态(Instantaneous)脉冲光模型^[2]被很多学者采用.在 Valley 的模型中没有考虑光生伏打效应的影响,但光伏效应在某些材料中是确实存在的,其中最常用的光折变材料 LiNbO₃ 晶体就具有很强的光伏效应.基于 Valley 的瞬态脉冲光模型,Okamura^[12]研究了弱激发条件下皮秒锁模脉冲激光在光伏光折变 Fe:LiNbO₃ 晶体中写入和擦除光栅的性质.但对于短脉冲光,如 ns 量级的脉冲光,还没有人研究过它在光伏光折变晶体中写入和擦除光栅的过程.本文根据 Valley 准连续光模型,研究短脉冲激光在光伏光折变材料 LiNbO₃ 中写入和擦除光栅的过程,并与不考虑光伏效应的结果进行了比较.

1 短脉冲光在光伏光折变材料中的带 运输方程

考虑光伏效应时,光折变效应动力学方程应写为^[14]

$$\frac{\partial n}{\partial t} - \frac{\partial N_D^+}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial J}{\partial z} \quad (1)$$

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = sI(N_D - N_D^+) - \gamma_R n N_D^+ \quad (2)$$

$$J = e\mu n E - k_B T \mu \frac{\partial n}{\partial z} + \kappa s(N_D - N_D^+) I \quad (3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial z} = \frac{4\pi e}{\epsilon} (n + N_A - N_D^+) \quad (4)$$

即在电流连续性方程(第 3 个方程)中引入光生伏打电流项,它是与入射光强和未电离的掺杂浓度有关的.式中 z 为光栅矢量方向; n 为电子数密度; N_D^+ 为晶体内电离的施主(受主)数密度; N_D 为施主数密度; N_A 为负电荷密度; e 为电子电荷, $e < 0$; J 为电流密度; sI 为光激发几率, I 是光强, s 是光激发常量; $\gamma_R n N_D^+$ 为电子的俘获率, γ_R 为复合常量; μ 为迁移率, $\mu < 0$; E 为电场,包括外电场和空间电荷场; k_B 为玻尔兹曼常量; T 为绝对温度; κ 为 Glass 常量; ϵ 为晶体的介电常量.假设入射光强分布为

$$I = I_0 + \delta I \exp(ikz) \quad (5)$$

式中 δI 为入射光强调制幅度,光栅写入时 $\delta I = mI_0$, m 为调制度,光栅擦除时 $\delta I = 0$; k 是光栅矢量大小, $k = 2k_0 \sin \theta$, $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为入射光波数, λ 为晶体外入射波波长, θ 为晶体外入射角.假定 $\delta I \ll I_0$,则式(1)~(4)的解可表示为

$$n = n_0(t) + \delta n(t) e^{ikz} \quad (6)$$

$$N_D^+ = N_A + n_0(t) + \delta N_D^+(t) e^{ikz} \quad (7)$$

$$E = E_0 + \delta E(t) e^{ikz} \quad (8)$$

* 国家自然科学基金(60377017、60571062)、上海市重点学科基金(T0104)和聊城大学科研基金(X061017)资助

Tel:0635-8231222

Email:internet@ruyi.com

收稿日期:2009-01-13

修回日期:2009-05-07

式中 $n_0(t)$, $N_A + n_0(t)$ 和 E_0 分别为 n , N_D^+ 和 E 的零阶分量, 而 δ 量为其相应的一阶分量. 只考虑零阶近似, 平均载流子数密度满足方程

$$\frac{dn_0}{dt} = sI_0(N_D - N_A - n_0) - \gamma_R n_0(n_0 + N_A) \quad (9)$$

考虑一阶近似, 并忽略高阶小量, 由式(1)~(9)得到

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} - \frac{\partial \delta N_D^+}{\partial t} = -ik\mu E_0 \delta n - ik\mu n_0 \delta E - \frac{k_B T \mu k^2}{e} \cdot \delta n - i \frac{\kappa s k}{e} (N_D - N_A - n_0) \delta I + i \frac{\kappa s k}{e} I_0 \delta N_D^+ \quad (10)$$

$$\frac{\partial \delta N_D^+}{\partial t} = -sI_0 \delta N_D^+ + s\delta I (N_D - N_A - n_0) - \gamma_R n_0 \delta N_D^+ - \gamma_R (n_0 + N_A) \delta n \quad (11)$$

$$\delta E = \frac{4\pi e}{ik\epsilon} (\delta n - \delta N_D^+) \quad (12)$$

2 光伏光折变材料 LiNbO₃ 晶体中的空间电荷场

在通常的 LiNbO₃ 晶体中, 载流子的复合时间是 ns 量级 (0.3 ns)^[2], 扩散时间大约是 220 ns^[13]. 若考虑入射脉冲光的持续时间在几十纳秒 (20~30 ns), 则可以用 Valley 的准连续模型来分析光栅形成.

由于扩散时间远大于复合时间, 因此在光照期间, 载流子只是发生电离, 没有来得及扩散和漂移. 根据 Valley 的讨论, 大概在一个复合时间 τ_R 内, 平均载流子数密度就会达到稳态, 因而可认为在脉冲光作用期间 n_0 是一个常量. 所以方程(9)简化为

$$sI_0(N_D - N_A - n_0) - \gamma_R n_0(n_0 + N_A) = 0 \quad (13)$$

其解为

$$n_0/N_A = \frac{1}{2} \{ -(1+f) \pm [(1+f)^2 + 4f \cdot (r-1)]^{1/2} \} \quad (14)$$

式中 $f = sI_0/(\gamma_R N_A)$, $r = N_D/N_A$. 在下面的计算中只取“+”号, 原因是载流子数密度不可能为负值.

把 n_0 看作一常量后, 方程(10)~(12)可以合并为

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \delta E}{\partial t^2} + \left(\frac{1}{\tau_+} + \frac{i}{\tau_E} + \frac{1}{\tau_{di}} + \frac{1}{\tau_D} \right) \frac{\partial \delta E}{\partial t} + \\ \left[\frac{1}{\tau_+ \tau_{di}} + \left(\frac{1}{\tau_+} - \frac{1}{\tau_1} \right) \frac{i}{\tau_{ph}} + \frac{i}{\tau_1 \tau_E} + \frac{1}{\tau_1 \tau_D} \right] \delta E = \\ \frac{4\pi e \delta I (N_D - N_A - n_0)}{\epsilon k} \left[s \left(-\frac{1}{\tau_E} + \frac{i}{\tau_D} + \frac{1}{\tau_{ph}} \right) - \frac{1}{I_0 \tau_+ \tau_{ph}} \right] \end{aligned} \quad (15)$$

式中

$$\tau_{di} = \frac{\epsilon}{4\pi e \mu n_0}, \tau_E = \frac{1}{k\mu E_0}, \tau_D = \frac{e}{\mu k_B T k^2}, \tau_{ph} =$$

$\frac{e}{\kappa s k I_0}, \tau_+ = (sI_0 + 2\gamma_R n_0 + \gamma_R N_A)^{-1}, \tau_1 = (sI_0 + \gamma_R n_0)^{-1}$. τ_{di} 是介电弛豫时间, τ_E 是电场漂移时间, τ_D 是扩散时间, τ_+ 在低入射光强下退化载流子的复合时间, τ_1 为光激发几率和电子复合率之和的倒数, τ_{ph} 称为光伏时间.

方程(15)是一个二阶常系数微分方程, 其解为 $\delta E(t) = E_{p_1} e^{t/\tau_{p_1}} + E_{p_2} e^{t/\tau_{p_2}} + T_2^2 P$ (16)

式中

$$\frac{1}{\tau_{p_1, p_2}} = \frac{1}{2} \left[-\frac{1}{T_1} \pm \left(\frac{1}{T_1^2} - \frac{4}{T_2^2} \right)^{1/2} \right] \quad (17)$$

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{\tau_+} + \frac{i}{\tau_E} + \frac{1}{\tau_{di}} + \frac{1}{\tau_D} \quad (18)$$

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{\tau_+ \tau_{di}} + \left(\frac{1}{\tau_+} - \frac{1}{\tau_1} \right) \frac{i}{\tau_{ph}} + \frac{i}{\tau_1 \tau_E} + \frac{1}{\tau_1 \tau_D} \quad (19)$$

$$E_{p_1} = \frac{\delta E(0) - T_2^2 P - \tau_{pb} \frac{\partial \delta E}{\partial t} \Big|_{t=0}}{(1 - \tau_{pb}/\tau_{p_1})} \quad (20)$$

$$E_{p_2} = \frac{\delta E(0) - T_2^2 P - \tau_{pa} \frac{\partial \delta E}{\partial t} \Big|_{t=0}}{(1 - \tau_{pa}/\tau_{p_2})} \quad (21)$$

$$P = \frac{4\pi e \delta I (N_D - N_A - n_0)}{\epsilon k} \left[s \left(-\frac{1}{\tau_E} + \frac{i}{\tau_D} + \frac{1}{\tau_{ph}} \right) - \frac{1}{I_0 \tau_+ \tau_{ph}} \right] \quad (22)$$

式中 $\delta E(0), \frac{\partial \delta E}{\partial t} \Big|_{t=0}$ 是初始条件. 对于写入过程, 初始时刻没有光栅形成, 因而 $\delta E(0) = 0$; 而对于擦除过程, 光栅已经形成, $\delta E(0) = E_g$. 由方程(10)和(12), 可以得到

$$\frac{\partial \delta E}{\partial t} \Big|_{t=0} = -\frac{1}{\tau_{di}} \left[\delta E(0) + E_0 \frac{\delta n(0)}{n_0} - iE_D \frac{\delta n(0)}{n_0} \right] - \frac{4\pi \kappa s}{\epsilon} [\delta I (N_D - N_A - n_0) - I_0 \delta N_D^+(0)] \quad (23)$$

式中 $E_D = k k_B T/e$ 是扩散场. 式(23)的解依赖于 $\delta E(0), \delta n(0)$ 和 $\delta N_D^+(0)$, 并且这些值对于光栅写入和光栅擦除过程是不相同的.

对光栅写入情况, $\delta E(0) = 0$, 并且 $I_0 \neq 0, \delta I = mI_0 \neq 0, m$ 是调制度. 把 $\delta E(0) = 0$ 代入到方程(12)中, 可以得到 $\delta n(0) = \delta N_D^+(0)$. 这说明初始时刻载流子的数密度等于被电离的施主离子的数密度. 这是因为载流子的复合时间相对于脉冲持续时间、载流子漂移和扩散时间都很小, 因而在光照的初始时刻, 载流子来不及迁移, 从而使得载流子数密度和电离的施主数密度相同. 把 $\delta n(0) = \delta N_D^+(0)$ 代入到式(11)中, 可以得到

$$\delta n(0) = \delta N_D^+(0) = s\delta I (N_D - N_A - n_0) \tau_+.$$

对于擦除过程, 晶体内已经存在光折变光栅, $\delta E(0) = E_g$; 此时均匀光入射, $\delta I = 0, I_0 \neq 0$, 由式

(11)和(12)可以得到

$$\delta n(0) = \frac{\tau_+}{\tau_-} \left(\frac{i k \epsilon}{4 \pi e} E_g \right) \text{ 和 } \delta N_D^+(0) = \delta n(0) -$$

$$\frac{i k \epsilon}{4 \pi e} E_g = \left(\frac{\tau_+}{\tau_-} - 1 \right) \frac{i k \epsilon}{4 \pi e} E_g.$$

3 理论分析及讨论

从式(16)可以看出,在光栅擦除过程中有两个时间参量 τ_{pa} 和 τ_{pb} ,它们随入射光强的不同而变化.考虑无外加电场即 $E_0=0$ 时的情况,其它参量^[13]取作 $r = N_D/N_A = 10$, $e\mu/(\epsilon\gamma_R) = 0.7$ 和 $\tau_R/\tau_D = 1.4 \times 10^{-3}$,研究考虑光伏效应和不考虑光伏效应时两个时间参量的差别.首先不考虑光伏效应, τ_{pa}/τ_R 和 τ_{pb}/τ_R 随 $I_0 s \tau_R$ 即擦除光强 I_0 的变化关系曲线如图 1. 计算中取 $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$, $\theta = 30^\circ$, 然后考察考虑光

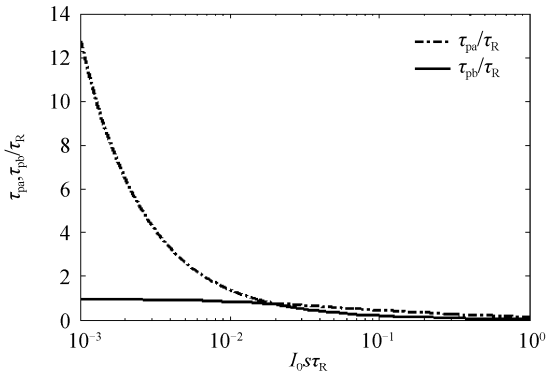


图 1 $\tau_{pa}, \tau_{pb}/\tau_R$ 随 $I_0 s \tau_R$ 的变化关系

Fig. 1 $\tau_{pa}, \tau_{pb}/\tau_R$ as a function of $I_0 s \tau_R$

伏效应对两时间参量的影响.此时 $1/\tau_{ph} \neq 0$, 方程(19)右边第二项可写成

$$\left(\frac{1}{\tau_+} - \frac{1}{\tau_-} \right) \frac{i}{\tau_{ph}} = \gamma_R (n_0 + N_A) \frac{i}{\tau_{ph}} = i \frac{n_0/N_A + 1}{\tau_R^2} \cdot f \cdot L_{ph} \cdot k.$$

式中 L_{ph} 为光伏传输长度,它被认为是载流子速度随机化前的平均传输距离.取^[13] $L_{ph} = 5 \times 10^{-10} \text{ m}$; 其它参量的选择和不考虑光伏效应时相同,重新作出 τ_{pa}/τ_R 和 τ_{pb}/τ_R 随 $I_0 s \tau_R$ 的变化曲线,同图 1 相同. τ_{pa} 和 τ_{pb} 是决定光栅写入和擦除速度的物理量,它们在考虑和不考虑光伏效应两种情形下随入射光强的变化情况基本相同.这就说明:在这两种情况下,短脉冲光写入和擦除光折变光栅的速度是基本相同的.这主要是因为,在准连续模型下,虽然短脉冲的入射光强比较大 (MW/cm^2),但由光伏效应引起的光伏传输长度非常短,因而使得光伏效应在短脉冲光与光折变材料的相互作用过程中贡献相对很小.

下面研究在考虑光伏效应情况下,擦除一个光栅所需的能量.对于擦除过程来说, $\delta E(0) = E_g$, $\delta I = 0$, 假设擦除光强为 I_0 , 从式(16)可得光栅的时

间演化为

$$\delta E(t) = E_{p_1} e^{t'/\tau_{pa}} + E_{p_2} e^{t'/\tau_{pb}} \quad (24)$$

式中

$$E_{p_1} = \frac{\frac{\tau_{pa}}{\tau_R} + \frac{\tau_{pa}}{\tau_R} \frac{\tau_{pb}}{\tau_R} \left[\frac{\tau_R}{\tau_{di}} + \frac{\tau_+}{\tau_-} \frac{\tau_R}{\tau_D} - i \left(\frac{\tau_+}{\tau_-} - 1 \right) \frac{\tau_R}{\tau_{ph}} \right]}{\left(\frac{\tau_{pa}}{\tau_R} / \tau_R - \tau_{pb} / \tau_R \right)} E_g \quad (25)$$

$$E_{p_2} = \frac{\frac{\tau_{pb}}{\tau_R} + \frac{\tau_{pa}}{\tau_R} \frac{\tau_{pb}}{\tau_R} \left[\frac{\tau_R}{\tau_{di}} + \frac{\tau_+}{\tau_-} \frac{\tau_R}{\tau_D} - i \left(\frac{\tau_+}{\tau_-} - 1 \right) \frac{\tau_R}{\tau_{ph}} \right]}{\left(\tau_{pb} / \tau_R - \tau_{pa} / \tau_R \right)} E_g \quad (26)$$

因为有光伏效应存在, $1/\tau_{ph}$ 项不为零, 故式(24)中的指数部分, 式(25)和(26)中 E_{p_1} 和 E_{p_2} 全都是复数. 令

$$E_{p_1} = a + ib, E_{p_2} = h + ig, \tau_R/\tau_{pa} = c + id,$$

$$\tau_R/\tau_{pb} = p + iq, t' = t/\tau_R$$

则式(24)可以写成

$$\begin{aligned} \delta E(t) &= E_{p_1} e^{t'/\tau_{pa}} + E_{p_2} e^{t'/\tau_{pb}} = (a + ib) \cdot \\ &\exp [t'(c + id)] + (h + ig) \exp [t'(p + iq)] = \\ &A \exp(ct') \exp(iv_1 + it'd) + B \exp(pt') \cdot \\ &\exp(iv_2 + it'q) \end{aligned} \quad (27)$$

式中

$$A = |a + ib|, v_1 = \arg(a + ib) = \arctan(b/a)$$

$$B = |h + ig|, v_2 = \arg(p + iq) = \arctan(q/p)$$

从式(27)可以看出,光栅的演化与两项有关,并且这两项在振幅和位相上都是随时间变化的,光栅的时间演化就是这两项随时间变化的综合.图 2 表示了 E_{p_1} 和 E_{p_2} 的振幅随光强变化的规律.

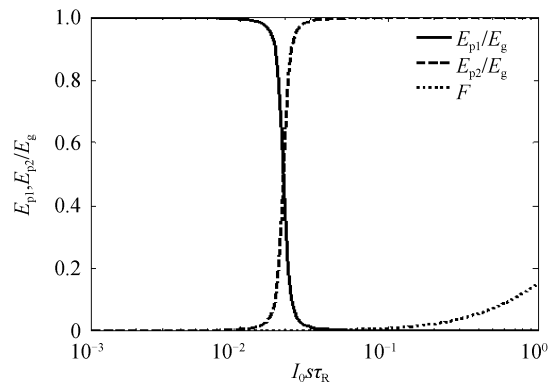


图 2 E_{p_1}, E_{p_2} 振幅及部分擦除参量 $F = \delta E(t = 1/(10sI_0))/E_g$ 随入射光强的变化

Fig. 2 Amplitudes of E_{p_1}, E_{p_2} and fractional erasure $F = \delta E(t = 1/(10sI_0))/E_g$ as a function of irradiance I_0

由图可以看出,在光强较小的区域 ($I_0 s \tau_R < 10^{-2}$), E_{p_1} 和 E_{p_2} 各自基本保持自己的数值为 E_g 和 0 不变, 当入射光强继续增大时, E_{p_1} 的幅值开始减小, E_{p_2} 的幅值开始增大, 在很小的范围内 ($10^{-2} < I_0 s \tau_R < 3 \times 10^{-2}$), E_{p_1} 和 E_{p_2} 的幅值发生了互换, 当光强继续增大时, 两者幅值各自为其定值 E_g 和 0, 在变化过程中 E_{p_1} 与 E_{p_2} 的幅值的和为 E_g . 这就说明入射光强不同时, E_{p_1} 与 E_{p_2} 各自占有不同的权重,

并随着时间的延续分别按指数规律变化,从而决定光栅的演化.

图中同时表示出了部分擦除参量 F 随光强的变化. 部分擦除参量 F 定义为在 $t=1/(10sI_0)$ 时刻, 晶体内剩余空间电荷场与初始空间电荷场的比值: $F=\delta E(t=1/(10sI_0))/E_g$. 由图可以看出,随着擦除光强的增大, F 的值也逐渐增大. 这说明随着擦除光强的增强,在 $t=1/(10sI_0)$ 时刻,剩余空间电荷场增大,擦除作用就减小. 因而,擦除同样一个光栅,擦除光强越大,所需的擦除能量也就越大. 这主要是由于,随着擦除光强的增强,光激发载流子将趋于饱和,载流子的饱和使得擦除作用变弱,因而导致擦除同样一个光栅所需的入射脉冲光能量增加.

为定量研究擦除光栅所需脉冲光的能量与入射光强的关系,考察将一个光栅擦除至其初始值 $1/e$ 时的情况. 假定所需时间用 t_e 表示,并令 $t'_e=t_e/\tau_R$, 则 t'_e 满足方程

$$|A \exp(ct'_e) \exp(iv_1 + it'_e d) + B \exp(pt'_e) \cdot \exp(iv_2 + it'_e q)| = E_g/e.$$

由式可以得到

$$\{A^2 \exp(2ct'_e) + B^2 \exp(2pt'_e) + 2AB \exp[(c+p)t'_e] \cos(v_1 - v_2 + it'_e d - it'_e q)\}^{1/2} = E_g/e.$$

对于连续光擦除情况,将光栅擦除至其初始值的 $1/e$ 所需的能量为 ϵ_{cw}

$$\epsilon_{cw} = I_{0cw} \tau_{di} = \frac{\epsilon \gamma_R N_A}{4\pi e \mu_s (N_D - N_A)},$$

式中 I_{0cw} 为入射连续光的光强. 对于脉冲擦除光,所需能量为 $\epsilon_p = I_0 t_e$, 因而所需脉冲光能量与连续光能量的比值为

$$\frac{\epsilon_p}{\epsilon_{cw}} = \frac{I_0 t_e}{I_{0cw} \tau_{di}} = \frac{I_0 t'_e \tau_R}{\epsilon \gamma_R N_A} 4\pi e \mu_s (N_D - N_A) = 4\pi I_0 s \tau_R t'_e \frac{e\mu}{\epsilon \gamma_R} (r-1) \quad (28)$$

对式(28)进行数值计算的结果如图 3.

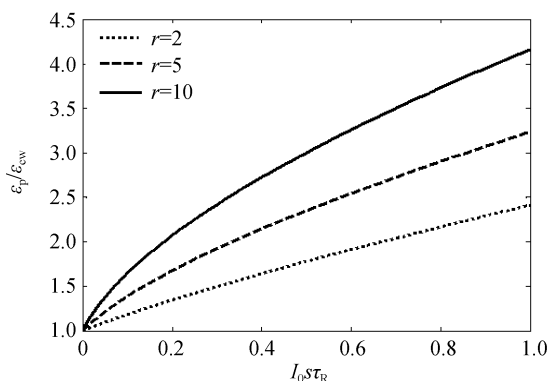


图 3 擦除光栅至其初始值 $1/e$ 所需的脉冲光能量与连续光能量比值随入射脉冲光强的变化

Fig. 3 Ratio of pulse energy and CW energy required to erasure an grating to $1/e$ of its initial value

图中分别作出了 $r=2, 5$ 和 10 三种情况下所需脉冲光能量与连续光能量的比值. 由图可以看出,随着入射脉冲光强增加,擦除一个光栅所需的能量也越来越大,并且 r 数值越大,所需能量越大. 当光强增加至一定值时,所需能量与入射光强基本成正比关系增长. 这主要是由于光激发载流子引起饱和的缘故,这个结论也与图 2 中部分擦除参量的变化规律相吻合. 若不考虑光伏效应,重复上面的计算过程,可以得到相同的关系曲线,因而考虑光伏效应对擦除光栅基本没有影响.

4 结论

由以上的分析可以看出,在短脉冲光入射光折变材料情况下,考虑光生伏打效应和不考虑光伏效应,对短脉冲光在光折变 LiNbO_3 晶体中写入和擦除光栅基本没有影响. 虽然脉冲光入射光强比较大 (MW/cm^2),使得光伏时间很短,但是由光伏效应引起的光伏传输长度非常短,故使得光伏效应在短脉冲光与光折变材料的相互作用过程中贡献很小. 本文内容对研究短脉冲光与光伏光折变晶体材料的相互作用有一定的指导意义.

参考文献

- [1] CHE-TSUNG C H, KIM D M, VON DER LINDE D. Efficient hologram recording in $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ using optical pulses[J]. *Appl Phys Lett*, 1979, **34**(5):321-324.
- [2] VALLEY G C. Short - pulse grating formation in photorefractive materials [J]. *IEEE J of Quantum Electronics*, 1983, **19**:1637-1645.
- [3] YANG Bing, YAN Xiao-na, ZHANG Yu. Study of diffraction effect of a photorefractive volume holography under ultrashort pulsed-laser beam illumination [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(1):149-153.
杨冰, 阎晓娜, 张瑜. 光折变光栅在超短脉冲光照射下衍射的研究[J]. *光子学报*, 2006, **35**(1):149-153.
- [4] ZHANG Sen, SHI Shun-xiang; MA Lin. Study on photorefractive adaptive optical heterodyne detection technology with Q-switched laser[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(5):897-900.
张森, 石顺祥, 马琳. 调 Q 激光光折变自适应光外差探测技术研究[J]. *光子学报*, 2008, **37**(5):897-900.
- [5] HON-FAI Y, EN-YEA P, PEIR-JYH W, et al. Mechanism for ultra-short phase conjugate pulse with photorefractive crystal [J]. *Chin Jour of Phys*, 1998, **36**(6):791-799.
- [6] WANG Chun-hua, YAN Ai-min, LIU Li-ren, et al. Ultrashort pulsed laser beam diffraction by one dimensional reflection volume holographic grating[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35**(12):1803-1807.
王春花, 闫爱民, 刘立人, 等. 超短脉冲激光束在一维反射型体全息光栅中的衍射光子学报[J]. *光子学报*, 2006, **35**(12):1803-1807.
- [7] STEVE YAO X, VINCE D, JACK F. Theory of beam coupling

- and pulse shaping of mode-locked laser pulses in a photorefractive crystal[J]. *J Opt Soc Am B*, 1990, **7**(12): 2347-2355.
- [8] DING Y, BRUBAKER R M, NOLTE D D, *et al.* Femtosecond pulse shaping by dynamic holograms in photorefractive multiple quantum wells[J]. *Opt Lett*, 1997, **22**(10): 718-720.
- [9] MAZURENKO YURI T, UDALTSOV VLADIMIR S, VENIAMINOV ANDREI V, *et al.* Recording and reconstruction of femtosecond light pulses using volume holograms[J]. *Opt Comm*, 1993, **96**: 202-207.
- [10] HIDEKI OKAMURA, KAZUO KURODA. Two-dimensional measurement of the temporal correlation function of picosecond light pulses recorded in a photorefractive crystal [J]. *J Opt Soc Am B*, 1997, **14**(4): 860-868.
- [11] HIDEKI OKAMURA, KAZUO TAKEUCHI, TAKUYA TANAKA, *et al.* Grating formation with very short pulses in photorefractive materials; weak excitation limit[J]. *J Opt Soc Am B*, 1997, **14**(10): 2650-2656.
- [12] HIDEKI OKAMURA. Bulk photovoltaic effect and photorefractive grating formation in lithium niobate with picosecond light pulses[J]. *J Opt Soc Am B*, 2001, **18**(7): 960-965.
- [13] LIU Bo, LIU Li-ren, XU Liang-ying. Characteristics of recording and thermal fixing in lithium niobate[J]. *Appl Opt*, 1998, **37**(11): 2170-2176.
- [14] KUKHTAREV N V, MARKOV V B, ODULOV S G, *et al.* Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state [J]. *Ferroelectrics*, 1979, **22**: 949-960.

Theoretical Study on Writing and Erasing of Gratings in Photovoltaic Photorefractive Crystal with Short Light Pulses

YANG Bing¹, YAN Xiao-na², LU Can-yun¹

(1 School of Physics Science and Information Engineering, Liaocheng University, Liaocheng Shandong 252059, China)

(2 Physics Department of Science College, Shanghai University, Shanghai 200444, China)

Abstract: Based on Valley's quasi-cw approximation, the writing and erasing of gratings in materials exhibiting bulk photovoltaic effect on illumination with short light pulses (such as ns pulses) is investigated. The expression of space-charge field is given out in the paper with two time constants τ_{pa} and τ_{pb} . When considering and not considering the photovoltaic effect, the diagrams of the two time constants as a function of irradiance in units of $1/(\sigma\tau_R)$ are the same. The energy required to erase a grating to $1/e$ of its initial value is also studied in the two cases and the two results are also the same. In the case of short light pulses irradiance, photovoltaic effect has no effect on the writing and erasing photorefractive gratings in the LiNbO₃ crystal.

Key words: Nonlinear optics; Photorefractive effect; Photovoltaic effect; Grating; Quasi-cw approximation; Space charge field



YANG Bing was born in Shandong province in 1977, received his master's degree in the Physics Department of Science College from Shanghai University in 2005. At present, he is a lecturer in the School of Physics Science and Information Technology of Liaocheng University. His research area mainly focuses on the photorefractive optics and ultra-short pulse laser.



YANG Xiao-na received her doctor's degree in 1999. Now she is an associate professor, her research area includes the process of ultra-short pulse laser and material, photorefractive optics and information optics.