

# 可实现存储光栅快速增强的 新型全息存储结构\*

李晓春 邬敏贤 金国藩 严瑛白  
(清华大学精密仪器系, 北京 100084)

**摘 要** 提出一种新型全息数据存储结构。该结构包含两块存储内容完全相同的光折变晶体, 无需相位共轭器, 仅利用两束时域快速调制的平面参考光波便可实现对存储全息图的迅速增强。文章讨论了调制速率、读出光强比、晶体非线性耦合强度及初始光栅强度对增强速度及可获得的饱和衍射效率的影响。

**关键词** 体全息, 数据存储, 光栅增强。

## 1 引 言

利用光折变晶体很容易实现体全息光栅的记录。由于不需后处理, 记录过程可近实时完成, 因而光折变晶体目前已成为很多光学信息处理系统中的关键材料。在很多应用场合, 如全息数据存储、光学神经网络、实时图像处理等中, 需要利用体全息图的角度或波长选择性, 在光折变介质中顺序记录很多全息图。由于存在光擦除作用, 后面的曝光过程将引起以前已记录光栅强度的衰减, 使得单个全息图的衍射效率与记录图总数的平方成反比关系<sup>[1, 2]</sup>, 因而, 当记录全息图总数很大时, 每个全息图的衍射效率实际将很低。此外, 为防止读出光对光栅的擦除而采用的种种定影(fixing)方法<sup>[3, 4]</sup>还将使光栅强度进一步降低。为提高衍射效率, 1995 年 Yeh 等人利用光折变光栅的瞬态自增强作用<sup>[5~8]</sup>, 提出一种“双面交替读”<sup>[8, 9]</sup>方法来增强光折变晶体中的记录光栅。其基本做法是利用一相位共轭镜对读出的信号光进行波前共轭以实现反向读出。由于传统的利用介质高阶非线性极化率的相位共轭器共轭反射效率较低<sup>[10]</sup>, 而一般的光折变相位共轭器响应速率又较慢<sup>[10]</sup>, 特别是在入射光较弱时, 这两个问题尤为突出, 因此利用相位共轭器对读出信号光进行共轭反射的“双面交替读”方法, 实际实现起来存在很大困难。

本文提出一种新的全息数据存储结构。该结构包含两块具有完全相同存储内容的光折变晶体, 无需相位共轭器, 利用两束快速时域调制的平面读出光便可实现对存储全息图的快速增强。文章首先研究光折变晶体中定影体光栅读出的瞬态过程, 然后分析单块晶体中光栅的增强问题, 最后讨论由两块晶体构成的新型存储结构中光栅的快速互增强, 重点研究增强速

\* 国家自然科学基金(69673033)和国防预研基金资助项目。

收稿日期: 1996 年 4 月 9 日; 收到修改稿日期: 1996 年 12 月 1 日

率与饱和衍射效率两个关键特性。

## 2 单块晶体中定影光栅的增强特性

为研究光折变晶体中弱定影光栅的增强特性,这里先假设由相位共轭器取得读出信号光的相位共轭,在下一部分专门讨论无相位共轭器的双晶体存储器中光栅的增强。

### 2.1 光折变晶体中定影光栅读出的瞬态过程

如图 1 所示,设晶体中有一定影体光栅,光栅矢量为  $\mathbf{K}$ ,读出平面光波 1 沿布拉格角入射到该光栅上,产生衍射光 2。记两光波电场为

$$E_j = A_j \exp [i(\omega t - \mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r})], \quad j = 1, 2 \quad (1)$$

其中  $\omega$  为光波角频率,  $\mathbf{K}_1$ 、 $\mathbf{K}_2$  为对应波矢,并满足

$$\mathbf{K}_2 = \mathbf{K}_1 + \mathbf{K} \quad (2)$$

采用慢变化包络近似,忽略晶体对光的吸收损耗,并设晶体的横向作用尺寸无限大,则描述光波间耦合作用的空时方程可写为<sup>[5, 11]</sup>

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = - (ik + \Gamma G/2) A_2 \quad (3)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = (ik + \Gamma G/2)^* A_1 \quad (4)$$

$$\frac{\partial G}{\partial t} = - \frac{1}{\tau_0} \left[ G - \frac{A_1 A_2^*}{I_0} \right] \quad (5)$$

其中  $\Gamma$  为光折变耦合常数,  $k$  为定影光栅的耦合系数,  $G$  为感应光折变光栅振幅,  $\tau_0$  为晶体响应时间常数。(5) 式中右边第一项表示光擦除作用,第二项表示衍射光与读出光之间的耦合作用对感应光栅形成的贡献。

设记录的定影光栅为纯位相型,晶体中载流子输运以扩散机制为主,因而  $k$ 、 $\Gamma$  均为实数。取边界条件及初始条件

$$A_1(t, z = 0) = A_{10}, \quad A_2(t, z = 0) = 0 \quad (6)$$

$$G(t = 0, z) = 0 \quad (7)$$

即:在读出开始时,晶体中仅有定影光栅存在。

记  $ik + \Gamma G/2 = g = |g| \exp(i\phi)$ , 由(7)式可得读出开始时

$$g(t = 0, z) = ik \quad (8)$$

由于  $k$  为实数,因而此时  $g$  的相位分布  $\phi(t = 0, z)$  为常数  $\pi/2$  (不随距离而变化)。作变量代换<sup>[12]</sup>

$$u(t, z) = \int_0^z |g(t, z')| dz' \quad (9)$$

可将  $t = 0$  时的耦合方程组(3)式和(4)式改写为

$$\frac{\partial A_1}{\partial u} = - i A_2 \quad (10)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial u} = - i A_1 \quad (11)$$

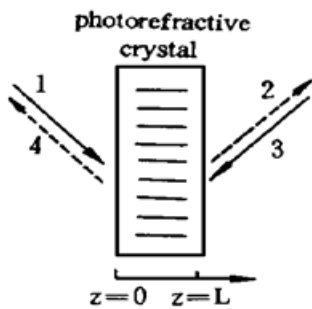


Fig. 1 Schematic drawing of the readout of a fixed grating in a photorefractive crystal

由边界及初始条件, 易得上两式的解为

$$A_1 = A_{10} \cos u, \quad A_2 = -iA_{10} \sin u \quad (12)$$

取时间间隔  $\Delta t (\Delta t \ll \tau_0)$ , 由(5)式可得

$$G(t = \Delta t, z) = G(t = 0, z) - \frac{\Delta t}{\tau_0} [G(t = 0, z) - \frac{i}{2} \sin(2u)] = i \frac{\Delta t}{2\tau_0} \sin(2u) \quad (13)$$

由于假设  $\Gamma$  为实数, 按上述对  $g$  的定义, 可知在  $t = \Delta t$  时  $g$  的相位分布仍为常数  $\pi/2$ 。

重复上述步骤, 可知在任何  $t > 0$  时  $g$  及  $G$  的相位分布均为常数  $\pi/2$ 。因而上述求解方法适用于任何时刻, 所得结果(12)式对任何  $t > 0$  均适用, 其中  $u$  由下式定义:

$$u(t, z) = kz + \frac{\Gamma}{2} \int_0^z G(t, z') | dz' \quad (14)$$

记  $U$  为平均感应光栅强度, 即

$$U = \frac{1}{L} \int_0^L |G| dz \quad (15)$$

由(12)式可得强度衍射效率  $\eta$  为

$$\eta = \left| \frac{A_2(z=L)}{A_{10}} \right|^2 = \sin^2 \left( \int_0^L |g| dz \right) = \sin^2 \left( kL + \frac{\Gamma L}{2} U \right) \quad (16)$$

利用(5)、(12)、(14)、(15)、(16)各式及数值计算方法, 可容易求得  $\eta$  及  $U$  随时间的演化规律。图 2 给出了衍射效率  $\eta$ 、平均感应光栅强度  $U$  随时间的变化及在不同时刻感应光栅振幅  $|G|$  的空间分布, 其中时间是按晶体响应时间常数  $\tau_0$  进行归一化的。可见在读出开始阶段, 平均感应光栅强度  $U$  及衍射效率  $\eta$  不断增长, 直到最后趋于稳定, 这便是光折变光栅的瞬态自增强效应<sup>[6-8]</sup>。根据(12)式, 衍射光 2 随作用距离增大而增强, 因而感应光栅主要分布于晶体的后部[见图 2(b)]。在  $z = 0$  处, 恒有  $|G| = 0$ 。也就是说, 衍射效率的增强主要来自于晶体后部, 前部对增强作用贡献很小。不难想象, 如果先用光 1 由  $z = 0$  面对光栅读出一段时间, 等在晶体后部建立起一定强度的感应光栅后, 再改用光 2 的共轭光 3 由  $z = L$  面对该光栅读出(见图 1), 则晶体前部也可生成一定强度的感应光栅。这样即可增强整个光栅的平均强度, 从而提高衍射效率。这就是双面交替读出法增强光栅的基本思想。

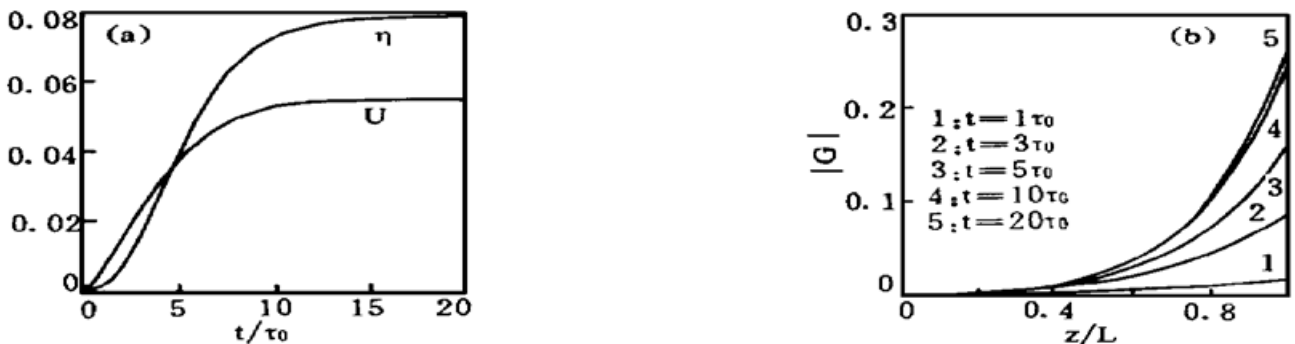


Fig. 2 (a) Temporal variation of the diffraction efficiency  $\eta$  and the average grating strength  $U$ , (b) Spatial dependence of the grating amplitude  $|G|$  at  $t = \tau_0, 3\tau_0, 5\tau_0, 10\tau_0$  and  $20\tau_0$ . For both (a) and (b),  $kL = 0.01, \Gamma L = 10$

### 2.2 单块晶体中定影光栅的增强特性

设左右两端口的读出光强比为  $q$ , 即

$$q = \left| \frac{A_3(L)}{A_{10}} \right|^2 \tag{17}$$

由于光折变晶体响应时间常数与作用总光强成反比<sup>[13, 14]</sup>, 因此当由右端口读出时, 晶体响应时间常数  $\tau$  应为

$$\tau = \frac{\tau_0}{q} \tag{18}$$

其中  $\tau_0$  为与光强  $I_{10} = A_{10}^2$  对应的响应时间常数。

设  $\tau_R$  为左右两边每次的读出持续时间, 图 3 给出了当  $\tau_R = \tau_0$ 、光强比  $q = 1$  时在不同读出时刻感应光栅振幅  $|G|$  的空间分布, 可清楚看出感应光栅的不断增强过程。图 4 为  $\tau_R$  取几个不同值时衍射效率随时间的变化, 表明交替读出方法对衍射效率有明显的提高作用。而且可见, 随着每次读出时间的减少, 即随着交替读出光调制频率的提高, 衍射效率的增长速度不断提高, 且其随时间的变化更加平滑, 稳态值趋于一常数。

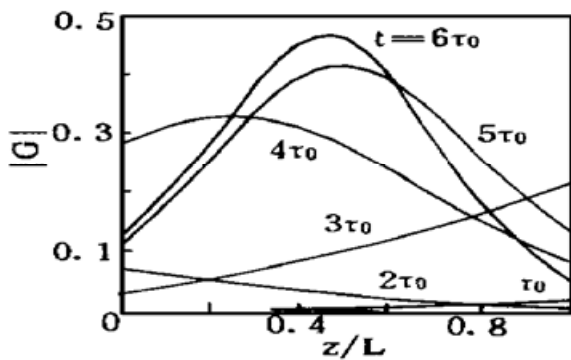


Fig. 3 Spatial dependence of the photoinduced grating amplitude  $|G|$  at  $t = \tau_0, 2\tau_0, 3\tau_0, 4\tau_0, 5\tau_0$  and  $6\tau_0$  with  $kL = 0.01, \Gamma L = 10, q = 1$  and  $\tau_R = \tau_0$

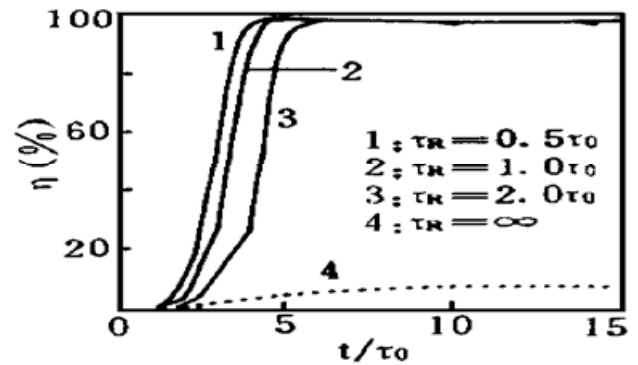


Fig. 4 Temporal variation of the diffraction efficiency  $\eta$  for double-side alternating readout scheme (curves 1, 2 and 3) and conventional direct reading method (curve 4).  $kL = 0.01, \Gamma L = 10, q = 1$

图 5 为双面交替读出法中光强比  $q$  对衍射效率  $\eta$  的影响。由于光折变响应时间常数与作用总光强之间的反比关系, 因而  $q$  越大,  $\eta$  增长越快。当  $q$  值很偏离 1 时, 由于形成的稳态感应光栅分布峰偏离晶体中央, 因而引起平均感应光栅强度减小, 所以稳态衍射效率随之降低。另外还发现: 若晶体可提供的非线性耦合强度值  $\Gamma L$  越大, 初始定影光栅越强 ( $kL$  越大), 则衍射效率的增长速度就愈快; 增强过程最终得到的稳态衍射效率主要由  $\Gamma L$  及光强比  $q$  决定, 而受初始光栅强度  $kL$  的影响很小。

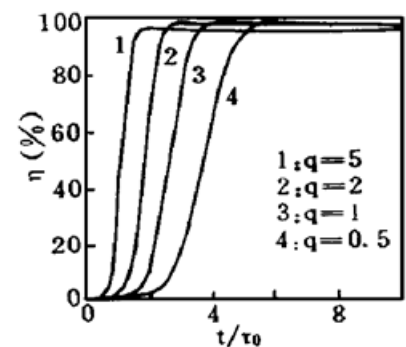


Fig. 5 Diffraction efficiency  $\eta$  versus time  $t$  during the double-side alternating readout process for different values of  $q$ .  $kL = 0.01, \Gamma L = 10, \tau_R = 0.05\tau_0$

### 3 双晶体存储器的光栅增强特性

由上可知, 利用读出信号光的共轭光, 采用双面快速交替读出方法可迅速增强晶体中的

光栅强度。然而在实际中, 不管是采用基于介质高阶非线性极化率的传统相位共轭器, 还是使用光折变相位共轭器, 要同时取得较大的共轭反射率(对应大的  $q$  值)和快速的共轭器时间响应特性, 通常都是很困难的。为克服此问题, 这里提出一种不需相位共轭器的光栅增强方法, 图 6 为这种新型全息存储结构示意图。使用两块光折变晶体  $PR_1$  及  $PR_2$ , 在记录时, 用两束平面参考波  $I_{R1}$  和  $I_{R2}$  与同一物光  $I_0$  干涉, 从而形成存储内容完全相同的两套定影光栅。读出时, 交替使用平面参考波  $I_{R1}$  和  $I_{R3}$ , 其中  $I_{R3}$  与  $I_{R2}$  波矢方向严格相反, 由于这两束读出光产生的信号光在两晶体之间互为共轭, 由上述讨论可知, 通过相互作用, 两晶体中的光栅将同时得到快速增强, 最后由分束器 BS 输出有用信号光  $I_s$ 。由于晶体  $PR_1$  直接提供  $I_s$ , 因而称  $PR_1$  为主存储晶体, 而  $PR_2$  为辅助存储晶体。

重新定义读出时的光强比

$$q = \frac{I_{R3}}{I_{R1}} \quad (19)$$

假设分束器 BS 的强度透射率为  $T$ , 则这种双晶体存储器的有效衍射效率  $\eta_{\text{eff}}$  为

$$\eta_{\text{eff}} = \eta(1 - T) \quad (20)$$

其中  $\eta$  为主晶体  $PR_1$  自身的衍射效率。

按照上述对单块晶体中读出过程的求解方法分别计算在交替读出时两晶体中的作用过程, 可以求得双晶体存储器的瞬态响应。图 7 给出了在不同光强比  $q$  值、 $T = 1$  (即不考虑信号输出) 时晶体  $PR_1$  自身衍射效率  $\eta$  随时间的变化。与一般情况下直接对晶体中的存储光栅进行读出的方法(对应图中曲线 5)相比, 可见双晶双面交替读出方法在不需相位共轭器的情况下, 可明显增强存储光栅强度, 提高衍射效率。与前述利用相位共轭器的单块晶体时的情况相同,  $q$  值越大,  $\eta$  增长越快, 而对应的稳态衍射效率值相对要低。比较图 7 与图 5, 可以看出, 在光强比及晶体参数都相同的情况下, 利用双晶体时的光栅增强速度要比利用相位共轭器的单晶体情况时稍慢一些。

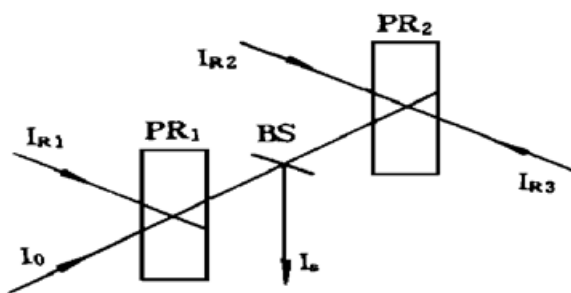


Fig. 6 Schematic diagram of a double-crystal memory for the enhancement of weak fixed gratings. For recording,  $I_0$ ,  $I_{R1}$  and  $I_{R2}$  are used. For readout,  $I_{R1}$  and  $I_{R3}$  are used. BS, beam splitter

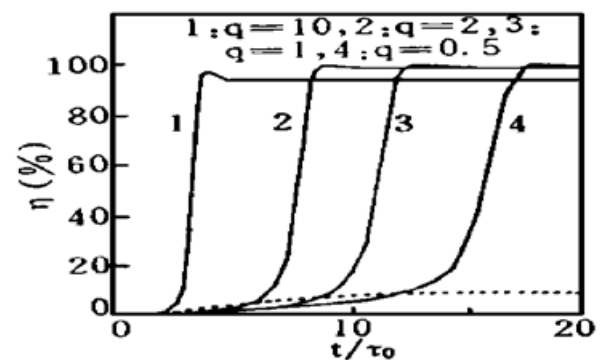


Fig. 7 The main diffraction efficiency  $\eta$  as a function of the readout time  $t$  for various intensity ratio  $q$  with  $kL_1 = kL_2 = 0.01$ ,  $\Gamma L_1 = \Gamma L_2 = 10$ ,  $\tau_R = 0.05\tau_0$ ,  $T = 1$ . The dotted curve corresponds to the diffraction efficiency of the ordinary direct reading method

假设两晶体中定影光栅的初始强度相同, 图 8 表示在两晶体的非线性耦合强度值不同组合情况下主晶体  $PR_1$  的衍射效率随时间的变化情况(光强比  $q = 10$ )。计算结果表明: 1) 提高

受强光照射晶体的耦合强度能更有效地加快主光栅的增强速度; 2) 主晶体稳态衍射效率主要由其自身耦合强度决定, 而受辅助晶体耦合强度大小影响较小。

图 9 为考虑读出系统有输出(即  $T < 1$ ) 时主晶体衍射效率  $\eta$  及有效衍射效率  $\eta_{\text{eff}}$  随时间的变化。可见提高系统输出值, 光栅增强速度就要相应降低。因此, 必须适当选择分束器分光比, 以取得适当的光栅增强速度和输出信号大小。

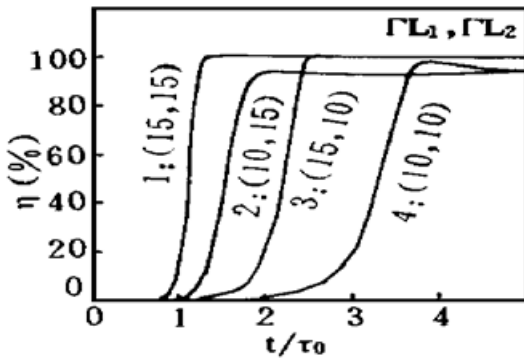


Fig. 8 Temporal variation of the main diffraction efficiency  $\eta$  for different combinations of the two crystals' coupling strength ( $\Gamma L_1$ ,  $\Gamma L_2$ ).  $q = 10$ ,  $kL_1 = kL_2 = 0.01$ ,  $T = 1$

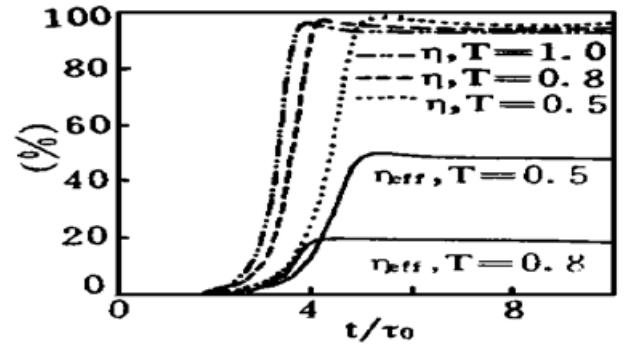


Fig. 9 The influence of the signal output introduced by the beam splitter on the enhancement of the photoinduced grating strength.  $q = 10$ ,  $kL_1 = kL_2 = 0.01$ ,  $\Gamma L_1 = \Gamma L_2 = 10$ ,  $\tau_R = 0.05\tau_0$

**总 结** 本文求解了光折变晶体中定影光栅读出的瞬态过程, 讨论了读出光调制速率、光强比及晶体耦合强度对光栅增强速度及稳态衍射效率的影响。提出了一种新的由两块光折变晶体构成的全息数据存储结构。理论分析表明: 无需相位共轭器, 仅利用两束快速调制的平面参考波, 这种新型结构便可有效增强感应光栅强度, 提高存储光栅衍射效率。计算结果显示: 提高光强比可加快光栅增强速度, 但稳态衍射效率相对要低; 保持信号光的实时输出将引起光栅增强速度的减慢。因此, 为同时取得快的增强速度和高的稳态衍射效率, 应采用变光强比和变分束器分光比方案。即在读出初始阶段, 采用大的光强比并尽量降低分束器的输出, 等感应光栅增强到一定强度后, 再降低光强比, 同时降低分束器透过率, 以提高有用信号光输出强度。

### 参 考 文 献

- [1] Y. Taketomi, J. E. Ford, H. Sasaki *et al.*, Incremental recording for photorefractive hologram multiplexing. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(22): 1774~ 1776
- [2] D. Psaltis, K. Wagner, D. Brady, Adaptive optical networks using photorefractive crystals. *Appl. Opt.*, 1988, **27**(9): 1752~ 1759
- [3] M. Carrascosa, F. Agullo-Lopez, Theoretical modeling of the fixing and developing of holographic gratings in LiNbO<sub>3</sub>. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1990, **7**(12): 2317~ 2322
- [4] Y. Qiao, S. Orlov, D. Psaltis *et al.*, Electrical fixing of photorefractive holograms in Sr<sub>0.75</sub>Ba<sub>0.25</sub>Nb<sub>2</sub>O<sub>6</sub>. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(12): 1004~ 1006
- [5] C. Gu, J. Hong, P. Yeh, Diffraction properties of momentum-mismatched gratings in photorefractive media. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1992, **9**(8): 1473~ 1479
- [6] M. Segev, A. Kewitsch, A. Yariv *et al.*, Self-enhanced diffraction from fixed photorefractive gratings

- during coherent reconstruction. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, **62**(9) : 907~ 909
- [7] M. Jeganathan, M. C. Bashaw, L. Hesselink, Trapping the grating envelope in bulk photorefractive media. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(18) : 1415~ 1417
- [8] S. Campell, P. Yeh, C. Gu *et al.*, Optical restoration of photorefractive holograms through self-enhanced diffraction. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(3) : 330~ 332
- [9] P. Yeh, C. Cu, C. Cheng *et al.*, Hologram enhancement in photorefractive media. *Opt. Engng.*, 1995, **34**(8) : 2204~ 2212
- [10] Jun-ichi Sakai, *Phase Conjugate Optics*. Tokyo, McGraw-Hill Inc., 1992 : 85~ 146
- [11] P. Yeh, *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics*. New York, Wiley, 1993 : 261~ 264
- [12] P. Yeh, *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics*. New York, Wiley, 1993 : 77
- [13] M. Jeganathan, M. C. Bashaw, L. Hesselink, Evolution and propagations of grating envelopes during erasure in bulk photorefractive media. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1995, **12**(7) : 1372
- [14] P. Yeh, *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics*. New York, Wiley, 1993 : 105~ 109

## A New Holographic Data Storage Architecture Capable of Fast Self-Enhancement of the Stored Gratings

Li Xiaochun    Wu Minxian    Jin Guofan    Yan Yingbai  
(*Department of Precision Instruments, Tsinghua University, Beijing 100084*)  
(Received 9 April 1996; revised 1 December 1996)

**Abstract** We present a new volume holographic data storage architecture which consists of two photorefractive crystals storing exactly the same contents. Without a phase conjugator, the new architecture is capable of fast self-enhancement of the stored gratings by using two temporally modulated plane waves. The effects of the modulation rate, reading beams' intensity ratio, initial fixed grating strength and the crystals' nonlinear coupling strength on the enhancement speed and steady-state diffraction efficiency are discussed.

**Key words** volume holography, data storage, grating enhancement.