Si_{TO} 峰的强度将大大超过 $SiGe_{NP}$ 的发射强度. 对 $x=0.35$ 的 MQW 样品,其 $SiGe_{NP}$ 峰相对于 Si_{TO} 峰的强度比约为 $x=0.2$ 的样品中二者强度比的 100 倍. 可见,量子阱深对空穴的限制起非常明显的作用,并且是实现室温电致发光的重要因素.

最近,日本东京大学的 Shiraki 小组在 Si(111) 衬底上生长 P 型 $Si_{0.65}Ge_{0.35}/Si$ MQW 二极管结构,在 60℃ 时不仅看到了电致发光,而且可以清楚地分辨出 NP 峰和 TO 声子伴线[11].

电致发光的内量子效率估计为 2×10^{-4},这被认为是这一结构 LED 的下限,同室温下 Si 的发光效率 10^{-4}—10^{-5} 相比,提高了几倍,但仍然是很低的.进一步改进外延材料的质量,降低非辐射复合中心缺陷密度,可望进一步提高其发光效率. 但是,有一个固有的因素是比较难克服的,这就是 $Si_{1-x}Ge_x/Si$ 量子阱的导带势垒很低,基本上只有空穴受到限制作用,而电子则没有.这一情形与等电子中心的情形相似,后者也只有一种载流子受到限制. 因而,温度从 77K 上升到 300K 时,辐射复合的效率急剧下降.

寻找实现硅基发光二极管的途径,最近在硅锗超晶格,硅掺 Er 和多孔硅的电致发光方面都取得了实质性的进展. 室温下发光二极管的原型都已得到了演示,虽然它们的量子效率比较低,离实用器件的要求还有相当大的距离,但是可以相信,过去已等待了 40 年的硅工艺学家不需要再等 40 年便可实现全硅光电子集成的梦想[12].

[1] L. T. Canham, *Physics World*, **5**-3 (1993),41.
[2] S. S. Iyer and Y. H. Xie, *Science*, **260**-5104 (1993), 40.
[3] M. A. Gell, *Phys. Rev. B*, **38** (1988), 7535.
[4] L. T. Camham, *Appl. Phys. Lett.*, **57** (1990), 1064.
[5] 王 迅、侯晓远、郝平海,物理,**21**(1992),314.
[6] Q. Mi et al., *Appl. Phys. Lett.*, **60** (1992),3177.
[7] J. Weber and M. L. Alonso, *Phys. Rev. B*, **40** (1989), 5683.
[8] J. P. Noel et al., *Appl. Phys. Lett.*, **57** (1990), 1037.
[9] J. P. Noel et al., *Appl. Phys. Lett.*, **61** (1992), 690.
[10] D. J. Robbins, P. Calcott and W. Y. Leong, *Appl. Phys. Lett.*, **59** (1991), 1350.
[11] S. Fukatsu et al., *Appl. Phys. lett.*, **63** (1993), 967.
[12] L. Canham, *Materials Research Society Bulletin*, **18**-7 (1993), 22.

光折变存储器的研究与进展

刘思敏 孙骞 张光寅 门丽秋 许京军

(南开大学物理系,天津 300071)

讨论了光折变存储器的特点,介绍了它的编码方式,曝光技术,光栅固定的主要方法以及当前应用中存在的主要问题和相应的解决方法,最后展望了光折变存储器诱人的应用前景.

关键词 光折变,存储器,编码,光栅固定

Abstract

Several fundenmental problems in photorefractive storages (such as their characters, coding methods, exposure techniques, phase-grating fixing methods) are discussed in this paper. Same of the present problems in their application and ways to overcome them are analysed. Here we give a simple preliminary description of the attractive application prospect of photorefractive storage is preliminarily given here.

Key words photorefractive, storage, coding, phase-grating fixing

一、光折变存储器的主要特点

随着科学技术的飞速发展，对于高速度、大容量和高分辨率存、取信息的要求日益强烈．目前已经发展得较为成熟的二维存储器(如磁盘、光盘等)已远不能满足需要．因此，近20年来人们对于三维的光折变存储器表现了越来越浓厚的兴趣，这促使它有了长足的发展．

人们对光折变存储器感兴趣的原因是因为它具有以下特点:

1. 大容量

众所周知，衍射结构的空间分辨率精度只能达到照明波长的数量级，即可见光为10^{-5}cm，X射线为10^{-8}cm，由此决定了一维存储信息量的极限值．光折变存储器是三维的，其理论存储容量的极限值为$1/\lambda^3$．如果$\lambda = 5000$Å，则此极限容量为8×10^{12}bits/cm^3．目前在一块约1cm^{3}的$LiNbO_3$:Fe晶体中存储750个[1]乃至5000个(晶体略大于1cm^3)[2]全息图的工作已见报道．这相当于数千页的书可以一页一页地全部存储在一块约1cm^{3}的晶体中．按每页的信息量为320 × 220pixel(象素)，则5000个全息图的存储量才达到3.5×10^8bits/cm^3，远未达到存储的极限值．因此，这么大的存储量是二维存储器所不能比拟的．

2. 并行性

每页全息图中的信息量至少是10^3—10^4 bits，它们作为一个全息图一次全部存入．因此，虽然光折变存储器的写入与擦洗时间长一些(磁心存储器的存取时间是0.4μs，磁盘约为3ms，光折变晶体 ≥ ms)，但并行性可使存储速度比实际写入速度加快了3—4个数量级，这在一定程度上弥补了此不足．

3. 实时性

与传统的全息记录手段（全息干板）相比较，它不需要显影、定影等手续而可以实时写入与读出，这大大方便了使用．

4. 可循环使用

如果需要更新存储器中的信息，可在均匀光辐照下或用升温（$LiNbO_3$:Fe升至200℃)的方法便可全部擦洗，也可通过相减光学运算部分修改全息图．

5. 选择性

利用体全息图的布拉格选择性，可进行有选择地检索并实现联想记忆．

6. 可接受的暗存储时间

室温下，在无辐照情况下晶体的介电弛豫时间$\tau = \varepsilon/\sigma_0$，这里$\varepsilon$为介电常数，$\sigma_0$为暗电导率．大部分铁电晶体的暗电导率都很低，$\sigma_0 < 10^{-18}\Omega^{-1}\text{cm}^{-1}$，因而暗存储时间从10h (KTN)，到几星期（SBN，$BaTiO_3$)，甚至到几个月（$LiNbO_3$)．

对于信息的不断更新的要求使得一般可接受的暗存储时间为一星期到几个月．因此，只要选择适当的存储材料便可达到此要求．对于需要长期甚至永久保存的信息，则可采用光栅固定的方法．

上述特点使得光折变存储器具有诱人的应用前景，可应用于光学相关器、光学中性网络、光学互连器及光学动态记忆器等．但是，它也存在着一些内在的困难，例如响应时间长，光感应光散射引起的噪音放大以及存储过程中的光擦洗等问题．如何克服这些困难，也正是光折变存储器的前沿课题之一．

二、光折变存储器的基本原理及编码方式

光折变存储器中全息图的写入是基于二波混合的几何配置，即参考光束与载有被存储信息的信号光束在光折变晶体中相干写入全息图．这在形式上类似于通常的全息图记录过程．折射率光栅是由参考光A_1和物光束A_2写入的．全息图的透射函数为

$$t \propto \Delta n \propto A_{10}^* A_{20} \exp(-i\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{r}) + \text{c.c.},$$

其中$\boldsymbol{K} = \boldsymbol{k}_1 - \boldsymbol{k}_2$，为光栅波矢，$\boldsymbol{k}_1$与$\boldsymbol{k}_2$分别为参考光$A_1$与物光束$A_2$的波矢．当用参考光$A_{10}\exp(-i\boldsymbol{k}_1\cdot\boldsymbol{r})$读出时，衍射光束写成

$$\eta A_{10} A_{10}^* A_{20} \exp(-i\boldsymbol{k}_2\cdot\boldsymbol{r}),$$

注意到A_1的相位信息取消了，衍射光束是物

光束 $A_{20}\exp(-ik_2\cdot r)$ 的再现；当用物光束 $A_{20}\exp(-ik_2\cdot r)$ 读出时，衍射光束则是参考光束 A_1 的再现。

通过改变参考光束的入射角(角度编码)或者改变这双光束在晶体中相互作用的区域（空间编码)，可实现多个全息图在同一块晶体中的多像存储。

1. 角度编码

所有全息图完全叠置在光折变晶体中的同一区域中；每个全息图的分离是靠参考光束的角度偏离来达到的(见图 1)。由于每个全息图都分别与一定的布拉格角相关联，因此按照布拉格定律只有以正确的布拉格角对全息图读出时才能出现有效的衍射，即使得被存储信息再现。所以，有选择地读出这些全息图是可以做到的。为了减小各全息图之间的交扰（cross talk)，必须使记录相邻两个全息图时参考光的最小角度间隔 $\delta\theta\geqslant 0.01°$。1971 年[3]和 1991 年[4]，在 $1cm^3$ 的 $LiNbO_3$:Fe 晶体中存储500个全息图就是采用这种角度编码技术的。当每相邻两个全息图之间的角度分离为 $\delta\theta=0.01°$ 时，全息图之间的交扰是不明显的。

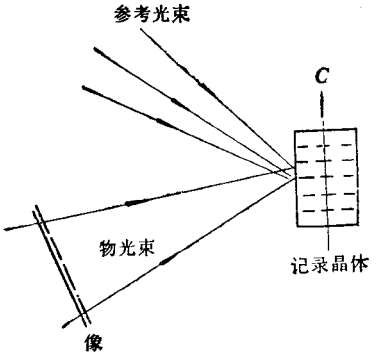


图 1　在光折变晶体中用参考光束的角度编码进行多像存储[5]

2. 空间编码[1]

每个全息图被存储在晶体中空间相邻但又彼此分离的区域中(见图2)，它通常形成了二维傅里叶变换全息图阵列，最适用于薄的表面存储介质。

3. 空间-角度编码[1,2]（SAM）

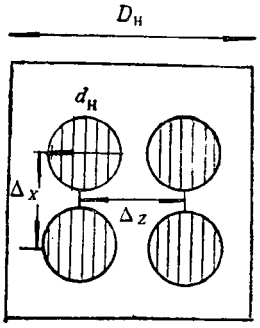


图 2　纯空间编码[1]

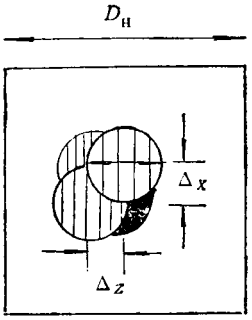


图 3　空间-角度编码[1]

如图 3 所示，在每个参考光束的光斑尺寸 d_H 内和相邻两个全息图之间，不仅有微小的参考光束的角度分离 $\delta\theta$，而且还有微小的空间分离 $\Delta_X,\Delta_Z\ll d_H$，这样在每个 d_H 内可写入彼此空间-角度分离的 N 个全息图的亚阵列。在 M 个彼此空间分离的 d_H 内均可按此方式写入 N 个全息图，因此总共可写入 MN 个全息图。这比纯角度编码写入全息图的数目增多了 M 倍，因而具有高存储密度的优点。用此方法在 $1cm^3$ 的 $LiNbO_3$:Fe 晶体中存储了 750 个全息图[1]。它一定程度地克服了纯角度编码中交扰大和易擦洗的缺点。这是因为相邻两次记录之间，不仅有微小的参考光束角度改变，而且还有微小的空间分离，而读出光对相邻两个全息图的互擦洗正比于全息图之间的交叠面积。同时这种方法还提高了每个全息图的衍射效率。因为，对纯角度编码，一个全息图的衍射效率为

$$\eta=[(\tau_e\pi\Delta n_s d)/(\tau_r N\lambda\cos\theta)]^2,$$

其中 τ_e 和 τ_r 分别为擦洗和写入时间常数，Δn_s 是饱和时折射率的调制深度，θ 是光束之间的半夹角，d 是记录材料的厚度，N 是叠置全

息图的数目。在空间-角度编码中，由于在一个给定的区域中全息图交叠数目N减小，因而会得到较高的衍射效率。

另一种空间-角度编码方法是分空间多通道（fractal-space multiplexing，FSM）。利用此方法在一块 2cm × 1.5cm × 1cm（厚）的 $LiNbO_3$:Fe 晶体中存储了 5000 个全息图[2]。其原理如图 4 所示。通常的角度多通道实现了二维物空间和一维参考空间的存储，如图 4(a) 所示。在物空间的 XY 内表示多个象素，而参考空间的每个单元表示参考光束的可能位置，它们是具有不同传播矢量的准直平面波。这种存储方式并没有充分利用三维存储介质所允许的三维几何能力。因此，Mok 提出了 FSM 方案[见图 4(b)]，参考空间由间距为 Y 的数个一维排组成，所允许的排的数目由光学装置的数值孔径所限制。这样，在一排参考光束中记录了 1000 个全息图，使用五排参考单元记录了 5000 个全息图。角度改变是用声光器件（AOD）和一倍望远镜实现的。

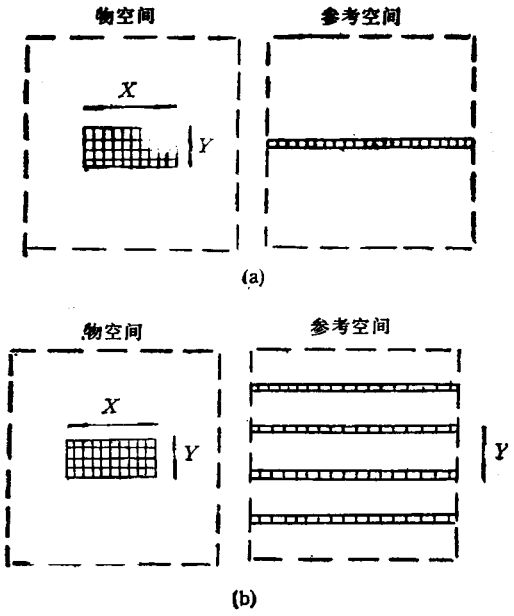


图 4 (a) 通常的角度编码；(b) 分空间多通道[2]

4. 相位编码[6]

实验装置如图 5 所示。参考波前是由一个

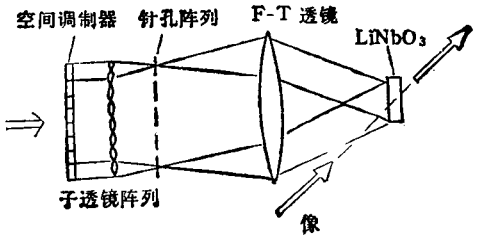


图 5 相位编码的实验装置[6]

相位调制器、子透镜阵列和针孔阵列组成的装置产生一组正交相位编码的M个单位振幅平面波，它们彼此间分离距离大于布拉格选择角。每个全息图依次由相位编码中的一个相应的平面波分别与物光束在晶体中相干涉来记录。其相位编码是这样选择的，使每一个编码与另一个编码的内积为零，即它们彼此是正交的。当晶体被其中一个相位编码的平面波辐照时，由其他全息图引起的不期望的交叉项在晶体中干涉相消，而由相位编码记录的输出被相干增强，产生了最大强度的再现。一般来说，对M个平面波的参考波前存在着M个正交相位编码，在$M = 2^k$ 的特殊情况下，答案是一组二进制相位编码（0 和 π），它等效于双向的 Walsh 函数。这些编码能够由$k = \log_2 M$ 个 bit 地址产生。因此，对于快速、并行检索来说，这种相位编码技术是有用的。

三、曝光技术

体全息图的叠置存储实现了大容量信息存储，并允许对所存储信息进行快速和并行读取。但由此也带来了后一个全息图在存储过程中对前一个全息图的擦洗问题，这致使依次以相等曝光时间写入的多个全息图的衍射效率会明显不均匀(即第一个全息图 η 最低，最后一个 η 最高)。例如，在 1975 年报道的存储 500 个全息图的衍射效率从 2.5%—25% 不等[7]。为了得到均匀衍射效率的多个彼此叠置的全息图，目前提出的曝光技术主要有以下两种。

1. 顺序记录(时间表法)[4]

这种方法是：每个全息图一次曝光完成，曝

光时间随曝光顺序的增加而减少，即最长的第一次曝光，随后是越来越短的曝光。曝光时间是由材料的响应时间和可达到的最大折射率调制来计算的。因为，光栅写入和擦洗过程可分别近似为指数形式:

$$\Delta n(t) = \Delta n_{\max}[1 - \exp(-t/\tau_w)]\text{(写入)},$$

$$\Delta n(t) = \Delta n_0 \exp(-t/\tau_e)\text{(擦洗)},$$

其中 $\Delta n_{\max}$ 为最大折射率调制值，Δn_0 为擦洗开始时 Δn 的初始值，τ_w 为写入时间常数，τ_e 为擦洗时间常数。对于 $\tau_w = \tau_e = \tau$，第 n 个全息图的曝光时间 t_n 为[8]

$$t_n = \tau \ln\left[\frac{(n-1)\beta + 1}{(n-2)\beta + 1}\right],$$

其中 $\beta = \Delta n_1/\Delta n_s$ 为在第一次曝光期间所记录的折射率调制与达到饱和值之比。Δn 对曝光序数 n 的依赖关系为[8]

$$\Delta n_n = \Delta n_s\left[\frac{\beta}{1 + (n-1)\beta}\right] \xrightarrow{\beta = 1} \frac{\Delta n_s}{n}.$$

当第一次记录的全息图达到饱和时，$\beta = 1$，则总的记录时间 T 是[8]

$$T = t_1 + \sum_{m=2}^{N} t_m = t_1 + \tau \ln[1 + (N-1)\beta].$$

当 $\tau_w \neq \tau_e$ 时，$t_n \simeq \tau_e/n$，$\Delta n_n \simeq \frac{\tau_e}{\tau_w}\frac{\Delta n_s}{n}$，

$$\sum_{m=1}^{N} \Delta n_m \simeq (\tau_e/\tau_w) \cdot \Delta n_s.$$

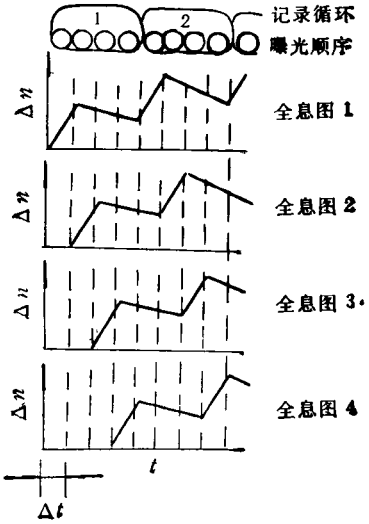
1991 年报道的在 $1cm^3$ 的 $LiNbO_3$:Fe 晶体中存储 500 个有均匀衍射效率的全息图[4] 就是采用这种曝光技术得到的，其衍射效率为 $0.01 \pm 0.001\%$。这种曝光技术存在的主要问题是:

(1) 材料特征参量中小的起伏（即非均匀性或材料特征的改变）能够形成很不均匀的衍射效率。

(2) 第一次长时间曝光 (t_1) 会引起光折变扇形效应及记录光束之间的光耦合等。这会限制所达到的折射率调制 Δn 低于理论值并引起较强的噪音光，而用一系列短曝光记录全息图便可避免这些问题。

2. 增量记录[6]

在增量记录中，需要记录的 N 个全息图中的每一个全息图都用一系列短曝光 Δt 来记录完成，每个 Δt 与材料的响应时间 τ_{sc} 相比较都是极短的。在记录期间，每个像和参考光束都依次被显示，对所有 N 个像重复循环。第一个全息图最初用曝光时间 Δt 记录，在随后的 $(N-1)$ 次曝光的总时间 $(N-1)\Delta t$ 内会被擦洗，而其他的全息图被记录，如图 6 所示。由于材料的写入和擦洗灵敏度都强烈地依赖于折射率调制深度，因而在记录曲线的起始点附近写入灵敏度是最高的，而擦洗灵敏度是最低的。利用这写入与擦洗灵敏度的不对称性，第一个记录的全息图在增加了 $(N-1)$ 个全息图之后仍会保留一部分。当这个过程被重复时，所有全息图的衍射效率急剧增加。在许多次循环之后，记录接近饱和，而记录增量的增加是与 $(N-1)$ 个擦洗增量的减小严格匹配的。最大



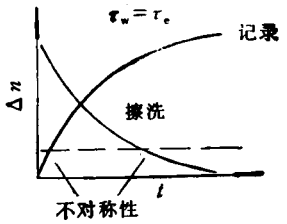


图 6 (a) 叠置全息图的增量记录;
(b) 折射率调制 Δn 对曝光时间的依赖关系[6]

的 Δt 是由在时间 $(N-1)\Delta t$ 期间内的擦洗确定的

$$\Delta t = \frac{\tau_e}{2(N-1)} \ln(1+\epsilon),$$

其中 ϵ 是平衡时全息图衍射效率 η 的小的变化。因为 Δt 值只依赖于擦洗时间 τ_e，它对任何晶体都能精确测量，因此用这种技术控制信号均匀性是简单而精确的。

一系列的推导表明[8,9]，两种方法产生相同折射率调制时要求相同的记录时间。但是两种方法并不是等效的，前者对于不同全息图的衍射效率容易产生不均匀性，而后者则得到等衍射效率的全息图，最大的优点是短曝光不会产生扇形散射噪音。

四、光栅固定

妨碍光折变存储器进入应用的主要问题之一是在读出期间不期望的光擦洗。因为每读出一个全息图要求用纪录它时相应的参考光辐照晶体，而彼此叠置的全息图在此读出光的辐照下会引起先生载流子的再分配，这导致所存储的全息图一定程度被擦洗。为了避免这个问题，曾经提出过几种方法，最主要的是全息图的固定，它类似于对全息干板或胶片的定影过程。

1. 热固定法[3,7,10-13]

热固定方法首先是由 Amodei 和 Staebler 在 $LiNbO_3$:Fe 晶体的实验中实现的[3,7]。具体方法是在全息图记录期间或在记录之后将样品放到 100—160℃ 的温度下，此时热激活离子会中和电子的空间电荷场。当样品被冷却到室温后再用均匀光辐照样品，电子光栅被擦洗，只剩下了由离子电荷形成的全息图。这种离子光栅对光辐照是不敏感的，它只能通过再加热才能被擦洗掉，因而原来的全息图就被固定下来。

对热固定过程起主要作用的迁移离子的性质是目前集中研究的课题。Vormann 等人已经证明了，在 $LiNbO_3$:Fe 晶体中的热固定过程是质子中和了电子电荷图样[10]。质子与氧离子形成的 OH^- 中心可由近红外区域中在2.87μm的一个强吸收峰观察到(偏振垂直于 **c** 轴，吸收系数在 1—2cm^{-1})。具体实验方法是：首先，在辐照前测量了 OH^- 吸收的空间分布，表明在晶体中不同位置变化很小。然后用 3W 的 514.5nm 的激光束辐照样品 100min，激光束通过柱面透镜聚为一个条形光束(宽度 1mm，长度 10mm)并垂直于 **c** 轴 (见图 7)。在辐照期间，晶体同时被加热到 160℃，然后测量 OH^-吸收。测量结果表明，在辐照区域的+**c** 端，OH^-含量增加；而−**c** 端 OH^-含量减小。如果认为是 OH^- 的迁移，则会引起相反的结果，因为光折变过程中电子迁移到辐照区的+**c** 端。如果假设中和电子电荷的迁移离子是质子，则 OH^- 的空间分布结果与实验一致。这说明迁移离子是质子而不是 OH^-。质子的迁移可能以各种方式出现，可以通过质子跳跃而使 OH^-和 O^{2-} 位置交换。即

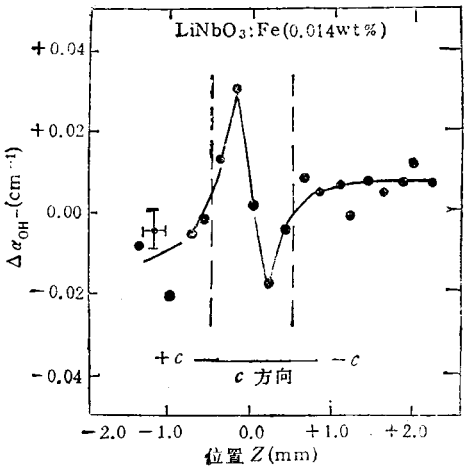


图 7　在由虚线表示的条形辐照区内辐照后 2.87μm 处 OH^- 吸收的空间分布变化[10]

+**c** 边：

$$O^{2-} + H^+ \rightarrow OH^-$$

−**c** 边：

$$OH^- - H^+ \rightarrow O^{2-}$$

因此形成了+**c** 边 OH^-吸收增加并为最大值；−**c** 边 OH^- 减小并为最小值。

最近，通过对 $KNbO_3$，$BaTiO_3$ 及 SBN 等晶体的热固定研究发现[12,13]，也可以用质子或氧空位 O^{2+} 的迁移来解释光栅的固定，并发现

许多 ABO_3 型氧八面体氧化物都有类似的热固定光栅的物理机制。

光栅热固定方法存在的主要问题是固定后的衍射效率明显下降，有时会降低 1—2 个数量级。其原因是：(1) 全息图的衍射效率 η 随温度升高而降低；(2) 样品中质子浓度不够，不足以全部中和电子栅。解决的办法是可在样品中注入氢。另一个问题是应用中由于实验条件限制，不便于对全息图进行实时热固定，而记录之后热固定比记录期间热固定衍射效率低得多[7]。因为，后者在固定过程中仍可通过记录不断加强电子栅，再则这种方法不可能进行选择固定。

2. 畴反转方法

人们通过外加电场使与空间电荷场相关的铁电畴发生反转，或者通过致冷样品使其通过铁电相变而获得畴反转，还可以用热循环与外加直流电场相结合的方法来实现光栅固定。

3. 室温下强光过写入固定[14]

最近，Yariv 等人首先提出了在室温下用强光过写入来固定全息图的新方法[14]。这是在 SBN 样品中实现的。当入射光强大于 $1W/cm^2$，在 2min 的写入时间即可得到明显的固定。当光强增加到 $4W/cm^2$ 时，全息图的衍射效率在写入的 2h 内增加到初值的 25 倍。固定后用 $1W/cm^2$ 的强光连续读出，其全息图的寿命超过 100 天。他们用实验证明了这种方法的物理机制是铁电畴反转。此方法的优点是：可有选择地对某个全息图进行固定，固定是自动地与写入过程同时进行，而且是在室温下实现固定。

我们使用这种方法对 $LiNbO_3$:Fe 晶体中的全息图进行固定，取得了初步成功。

五、光折变存储器目前存在的主要问题

1. 响应时间长

对于铁电体，响应时间为几秒到几十秒的数量级，对于半导体也为 ms 量级。虽然这可通过并行存储进行一定程度的弥补，但也大大限制了存储速度的进一步提高。

2. 读出过程中的擦洗

固定光栅的方法固然可以避免读出过程中的擦洗，但也限制了动态读/写的能力。文献中报道了其他避免读出过程中擦洗的一些方法。例如，动态循环存储方法[15]，差频全息图法[16]，用不同波长读出法以及双光子过程等[16]。

3. 动量失配光栅引起的信噪比降低[17,18]

在光折变存储器的读出过程中，读出光在布拉格失配情况下与以前存储的光栅的衍射光也能写入新光栅（图 8）。这新光栅就会成为存储器中的噪音栅。因为大量光栅叠置在光折变晶体中，通过依次曝光，在每次曝光期间以这种形式产生的噪音栅会明显降低存储器的信噪比。

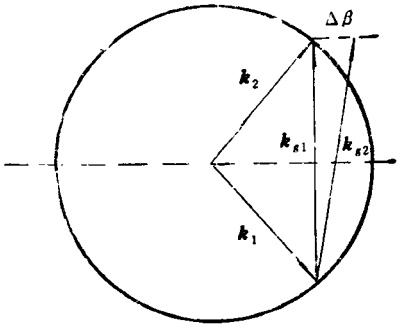


图 8 动量失配光栅的波矢图
（其中 k_1 为读出光波矢，k_2 为以前写入的波矢为 k_{g1} 的光栅的衍射光波矢，k_{g2} 为由 k_1 与 k_2 写入的动量失配光栅波矢，$\Delta\beta$ 为动量失配）[17,18]

4. 扇形效应引起的噪音

光折变存储器中噪音的另一个主要来源是扇形效应，即光感应光散射。它是由光折变效应引起的散射光放大。扇形效应的起因是入射光与光折变材料中的缺陷引起的散射光相干涉写入了噪音栅，通过噪音栅的衍射，使入射光的能量向散射光转移，从而放大了散射光。由于 $LiNbO_3$:Fe 晶体具有较高的光折变灵敏度，它的扇形效应较其他晶体来说是影响信噪比提高的一个更为严重的问题。

用增量记录的曝光方式，可以有效地避免由扇形效应引起的噪音。这是因为散射光远弱于信号光，因而噪音栅的写入时间远长于信号

栅，在远短于 τ_{sc} 的曝光时间 Δt 内，噪音栅不可能被写入．用 c 片进行存储，也可以有效地抑制扇形散射光．

六、光折变存储器的应用举例及展望

1. 多像存储

用上述各种编码方式均可实现多像存储，它可应用于并行光学记忆，样板匹配，光学中性网络及光学互连器等．

2. 关联记忆[19]

如图 9 所示，首先由物光束与参考光束相干涉写入全息图．读出时由物光束或光束的一部分对全息图寻址，它在全息图上的衍射光沿参考光方向传播．由自泵浦相位共轭器得到了参考光束的相位共轭光，它又入射到全息图上，被衍射后便产生了最初的全部物信息．

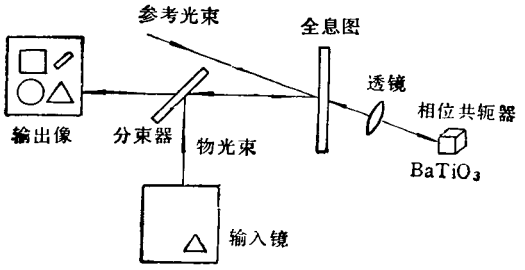


图 9　关联记忆，由部分输入像重现完整的物像[19]

3. 实时相关存储

光学相关器的发展由来已久，最初是基于指纹及特征字符识别的需要而产生的．但由于传统全息术存在着制备匹配滤波器工艺复杂、定位不便等问题，限制了光学相关器的发展．我们将存储器与相关器相结合，用角度编码方式在光折变晶体中存储多个空间叠置的全息图，它们又同时作为光学相关器的多个空间叠置的匹配滤波器．当在读出光中载有被存储的其中某一个信息时，会在写入该信息的全息图时，在相应的参考光方向上立即得到其相关点．与其有部分相关的被存储信号的相应参考光方向也会出现微弱的相关点．因此，从相关点的位置及强度即可识别出被存储的数个信息中与该输入信息相关的信息编码及相关程度．

这一器件利用了光折变存储器的高存储能力及存、取的实时性以及光学相关器的快速寻址能力，克服了传统光学相关器的非实时性及对被识别信息的数量限制．它具有从大量信息中实时、快速地挑选和识别所需信息的能力及特点．这种读出时信号光对多个空间叠置的匹配滤波器的筛选性实际上就是利用布拉格条件的选择性．因此，这种器件在信息检索、特征及指纹识别等方面具有诱人的应用前景．

[1] S. Tao, D. R. Selvaiah and J. E. Midwinter, *Opt. Lett.*, **18**-11 (1993), 912.
[2] F. H. Mok, *Opt. Lett.*, **18**-11 (1993), 915.
[3] J. J. Amodei and D. L. Staebler, *Appl. Phys. Lett.*, **18**(1971), 540.
[4] F. H. Mok, M. C. Tackitt and H. M. Stoll, *Opt. Lett.*, **16**-8 (1991), 605.
[5] P. Gunter and J. P. Huignard, Photorefractive Materials and Their Application, Springer-Verlag, Vol. 62, Topic of Applied Physics, (1989), 233.
[6] Y. Taketomi et al., *Opt. Lett.*, **16**-22 (1991), 1774.
[7] D. L. Staebler et al., *Appl. Phys. Lett.*, **26**-4 (1975), 182.
[8] E. S. Maniloff and K. M. Johnson, *Opt. Lett.*, **17**-13 (1992), 961.
[9] Y. Takétomi et al., *Opt. Lett.*, **17**-13 (1992), 962.
[10] H. Vormann et al., *Solid State Comm.*, **40**-5 (1981), 543.
[11] L. Arizmendi et al., *J. Phys.*, **3** (1991), 5399.
[12] G. Montemezzani and P. Gunter, *J. Opt. Soc. Am. B*, **7**-12 (1990), 2323.
[13] D. Kirillov and J. Feinberg, *Opt. Lett.*, **16**-19 (1991), 1520.
[14] A. Kewitsch, M. Segev and A. Yariv, *Opt. lett.*, **18**-15 (1993), 1262.
[15] H. Sasaki et al., *Opt. lett.*, **16**-23 (1991), 1874.
[16] S. Fries, *Appl. Phys. A*, **55** (1992), 104.
[17] C. Gu, J. Hong and P. Yeh, *J. Opt. Soc. Am. B*, **9**-8 (1992), 1473.
[18] C. Gu and J. Hong, *Opt. Comm.*, **93** (1992), 213.
[19] G. J. Dunniging et al., *Opt. Lett.*, **12**-5 (1987), 346.