

光折变现象及其应用

凌振芳 郭 儒 刘思敏 张光寅

(南开大学物理系)

在非线性光学领域内,近几年来出现了一个引人注目的课题——光折变效应.本文简要地介绍了光折变现象的基本原理,由光折变效应所引起的光能量、光信息转移理论和一些有关的应用.

一、光折变现象及其应用

光折变现象是光致介质折射率变化的一类现象.该现象首次于1966年由Ashkin等人^[1]在贝尔实验室发现.他们将激光束聚焦在铁电材料(LiNbO_3 ; LiTaO_3)上,观察到介质的折射率变化,折射率的变化又引起光波波前的变化,从而产生了光衍射.这将影响这类材料在强光光学方面的应用,故当时把这种现象称为“光损伤”(optical damage).随后又发现,通过适当地加热或进行均匀光照,“光损伤”可以消除,材料又恢复到初态.为了避免与破坏性的损伤相混淆,现在广泛地将这种现象称为光感应折射率变化效应(photo-induced refractive index change effect)或简称光折变效应(photorefractive effect).事实上,光折变效应这一术语表示光在电光晶体中所发生的一种特殊过程.当空间调制的光(如将两束相干的光)照射在电光晶体上,该晶体又具有一个或数个部分填充的深能级.光激发的载流子(电子、空穴)从杂质能级进入导带(电子)和价带(空穴),并作自由运动.这些载流子通过诸如扩散、在电场作用下的漂移以及光生伏打效应,从光照区迁移至光暗区,最后被深能级俘获,形成空间电荷分布,并产生空间电荷场.该电场又通过线性电光效应(pockls effect)导致折射率的空间调制分布,这就是光折变效应的物理含义.折射率的这种变化,可在晶体内存存较长的时间.Chen等人^[2]首次指出这一性质在全息存贮方面的应用.

后来,人们又发现一大类晶体都具有这种效应.除铁电氧化物, LiNbO_3 , LiTaO_3 , KNbO_3 , BaTaO_3 , KTN , KTP , SBN , BNN 外,还有立方硅族氧化物 $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ 和半绝缘的半导体 GaAs , InP , CdTe 等.这些晶体多属商品化的,而且具有较大的电光效应,所使用的激光也很方便(如 He-Ne , Ar^+ 激光).因此,光折变现象的研究无论在实验上还是在理论上都受到普遍的重视^[3].目前研究的主要方向是:(1)改进质量和制造高质量的光折变材料;(2)发现与光折变效应相关的非线性光学和电光过程;(3)利用光折变效应制作新器件(如光象放大器、光限制器、光二极管单向器、光学位相共轭器、空间光调制器等);(4)探讨载流子的迁移机制.

众所周知,当两束相干光(一束为参考光,另一束为物光或信号光)同时照射在记录介质片上,由于光束的相干叠加,在记录片上形成复杂的干涉条纹——全息图.这个过程又称全息记录或全息照相.它记录了物光波前各点的全部信息(振幅和位相).当用同样的一束光——读出光束照在全息记录片上时,其衍射波将再现原物.这个过程称再现过程.类似地将两束相干的写入光束照射在光折变晶体上,相干叠加后形成空间分布的干涉条纹.^[4]由于存在光折变效应,在晶体内存形成体分布的调制折射率光栅(体全息图).这种三维的光栅起着类似于晶体内存面的作用,当读出光束满足布喇格条件时,才会实现再现过程.有趣的是,这种全息记录也发生在入射光和反射光,以及入射光与各级

衍射光之间，它们的写入形成新的光折射率光栅，并彼此影响，致使在晶体内形成一系列动态折射率光栅。反过来它们又影响光的传播，导致形形色色的自衍射现象。所谓自衍射，就是在衍射过程中光栅的写入和读出同时出现，并且以自洽方式进行。它是一种复杂的非线性效应，不同于一般的非线性电极化所导致的折射率变化，后者起源于电的极化，是瞬态效应。一般来说，由光折变效应所形成的折射率光栅与产生它的相干光的干涉条纹的空间分布有一定的相移 (ϕ_g)。折射率光栅又称为相位栅。相差 ϕ_g 关系到两束相干光通过其自写入相位栅的耦合程度。 ϕ_g 的大小决定两光束的能量转移和位相转移(图 1)^[4]。

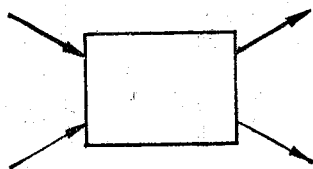


图 1 两光束稳态能量转移

由于自衍射效应，光束之间的能量转移还可以发生在入射光与反射光，入射光与各级衍射光之间。光能的转移为光象放大，制作光单向器，以及防止强光辐照制作光学功率限制器开辟了一条新途径。这种能量转移不仅发生在恒定的写入光束之间，对于时间变化的相干光也会发生光强的转移。

另一个有趣的现象是，当两束相干光 1 和 2 各自携带不同的空间信息 T_1 和 T_2 入射在光折变晶体上，其各自的自衍射光束 3 和 4 将携带对方入射光的相位共轭信息从晶体出射(图 2)^[5]，即光束 3 携带光束 2 的相位共轭信息 T_2^* ，光束 4 携带光束 1 的相位共轭信息 T_1^* 。若将两束相干光和一束携带空间信息 T 的非相干光同时照射在光折变晶体上，则相干光的自衍射光束 I_{rd} 将携带非相干光的信息 T 出射(图 3)^[6]。上述这些性质可用于空间光调制器和非相干光到相干光的信息转移。

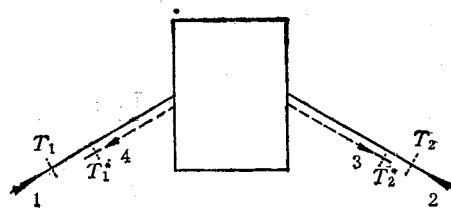


图 2 光束的空间信息转移

另一个重要的应用是，在光折变晶体中产生自泵浦位相共轭波。利用四波混频产生的位相共轭波，可以校正位相发生了畸变的图象。这一技术已被广泛地应用在光学图象处理中。近年来人们发现，在光折变晶体中不仅可以通过四波混频获得位相共轭波，更引人注目的是，利用光折变晶体内的内反射可制成高质量的自泵浦位相共轭器^[7]。这种器件不同于传统的四波混频，需要外加泵浦束和反射镜。在这种器件中作为四波混频的泵浦束完全来自在光折变晶体内传播的入射波。由于光折变效应，入射光自散焦形成扇形光束，当照射在晶体内的一个晶棱处，晶棱的作用如同一个直角反射器，入射光经两次反射后形成两对沿反方向传播的泵浦束，并分别在两个相互作用区实现四波混频，产生入射波的位相共轭波。

由于泵浦束完全是在晶体内形成并传播的，而且是自准直、自启动的，所以这种器件在结构上是自封闭的，十分简单，具有对外抗振能力。目前，用 $BaTiO_3$ 晶体制成的自泵浦位相共轭器的反射率已达 30% 以上。它除了用于光学图象处理外，国外还用在环形染料激光器上，作为频率自扫描的连续波位相共轭镜，以代替通常的输出镜。

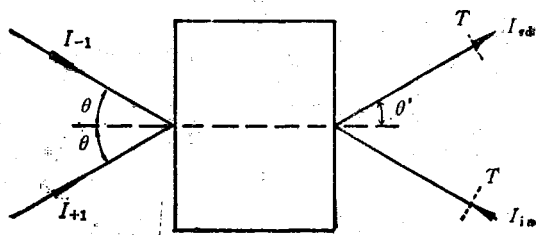


图 3 非相干光向相干光的空间信息转移

二、光折变现象的理论说明

1. 稳态能量转移和瞬态能量转移

由于光折变效应，在光折变晶体内可形成折射率相位栅。这种相位栅是体全息记录，只有满足布喇格条件 ($2\Lambda \sin \theta = \lambda_n$) 的入射光才发生强烈的衍射。基于Kogelnik^[6]的布喇格衍射的耦合波理论，考虑光波在折射率随空间周期变化的介质中传播，其波的约化方程为

$$\nabla^2 E + \tilde{K}^2 E = 0, \quad (1)$$

其中 E 是光波电场强度， ∇^2 为拉普拉斯算符，

$$\tilde{K}^2 = k^2 \tilde{n}^2 + i\omega\mu\sigma, \quad (2)$$

式中 k 是自由空间传播常数， \tilde{n} 是介质折射率， ω 是角频率， μ 是导磁系数， σ 为电导率。设两束平面波以 θ 角对称地入射在晶体上 (图 4)，

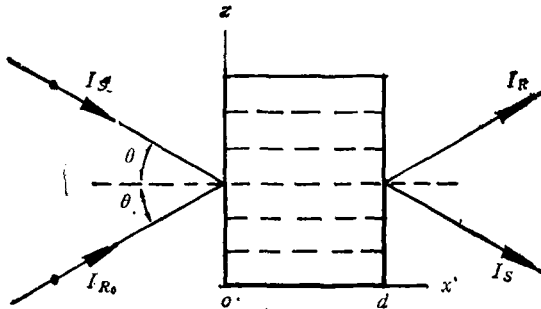


图 4 双光束耦合

并假定在光折变晶体内传播的波场是如下两列平面波之和：

$$\left. \begin{aligned} e_y R(x, t) e^{iK_R x} &= e_y \sqrt{I_R(x, t)} e^{i\phi_R(x, t)} e^{iK_R x}, \\ e_y S(x, t) e^{iK_S x} &= e_y \sqrt{I_S(x, t)} e^{i\phi_S(x, t)} e^{iK_S x}, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中 e_y 是 y 方向上偏振基矢； $R(x, t), S(x, t)$ 是波振幅； $I_R(x, t), I_S(x, t)$ 是光强； $\phi_R(x, t), \phi_S(x, t)$ 是位相； k_R, k_S 是波矢。波场 [(3) 式] 在晶体内形成干涉条纹，其强度分布为

$$\begin{aligned} I(x, z, t) &= I_0 \left\{ 1 + \frac{2\sqrt{I_R I_S}}{I_0} \cos[(k_R x - k_S x) \right. \\ &\quad \left. + (\phi_R - \phi_S)] \right\} \\ &= I_0 (1 + m \cos(K_g z + \phi(x, t))), \end{aligned} \quad (4)$$

其中

物理

$$\phi(x, t) = \phi_R(x, t) - \phi_S(x, t), \quad (5)$$

$$K_g = 2K \sin \theta = \frac{4\pi n}{\lambda} \sin \theta = \frac{2\pi}{\Lambda},$$

$\Lambda = \lambda/2n \sin \theta$ 是干涉条纹的间距，所以称 k_g 为光栅波矢。

在光折变晶体中，

$$\Delta n \propto E_{sc} \propto N \propto I,$$

其中 Δn 为折射率的变化， E_{sc} 空间电荷场， N 为载流子密度， I 为光强。所以，光折变效应所引起的折射率相位栅可表示为

$$\begin{aligned} \Delta n(x, z, t) &= n_1 \frac{2\sqrt{I_R I_S}}{I_0} \cos(K_g z + \phi \\ &\quad + \phi_g), \end{aligned} \quad (6)$$

其中 ϕ_g 是相位栅相对入射光干涉条纹的相移。将

$$\begin{aligned} \tilde{n}^2 &= (n + \Delta n)^2 \approx n^2 + 2n\Delta n \\ (n \gg \Delta n) \end{aligned}$$

代入 (2) 式，得

$$\begin{aligned} \tilde{K}^2 &= K^2 + 2Kkn_1 \frac{\sqrt{I_R I_S}}{I_0} [e^{i(K_g z + \phi + \phi_g)} \\ &\quad + e^{-i(K_g z + \phi + \phi_g)}] + i\alpha' K, \end{aligned} \quad (7)$$

其中

$$K^2 = kn = \frac{2\pi n}{\lambda}, \quad \alpha' = \frac{\lambda}{2\pi n} \omega\mu\sigma.$$

将 (3) 式和 (7) 式代入约化波方程 [(1) 式] 中，并假定波振幅随空间变化缓慢，忽略振幅的二阶导数。最后得耦合波方程

$$\left. \begin{aligned} \frac{dR(x, t)}{dx} &= i \frac{k}{\cos \theta} n_1 \\ &\quad \cdot \frac{\sqrt{I_R I_S}}{I_0} e^{i(\phi + \phi_g)} \cdot S - \frac{\alpha'}{2 \cos \theta} R = 0, \\ \frac{dS(x, t)}{dx} &= i \frac{k}{\cos \theta} n_1 \\ &\quad \cdot \frac{\sqrt{I_R I_S}}{I_0} e^{-i(\phi + \phi_g)} R - \frac{\alpha'}{2 \cos \theta} S = 0. \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

将

$$\begin{aligned} R(x, t) &= \sqrt{I_R(x, t)} e^{i\phi_R(x, t)}, \\ S(x, t) &= \sqrt{I_S(x, t)} e^{i\phi_S(x, t)} \end{aligned}$$

代入 (8) 式，

分别取实部和虚部, 给出两束光的耦合方程

$$\left. \begin{aligned} \frac{dI_R(x, t)}{dx} &= -\Gamma \frac{I_R I_S}{I_0} - \alpha I_R, \\ \frac{dI_S(x, t)}{dx} &= \Gamma \frac{I_R I_S}{I_0} - \alpha I_S, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

和

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\phi_R(x, t)}{dx} &= \gamma \frac{I_S}{I_0}, \\ \frac{d\phi_S(x, t)}{dx} &= \gamma \frac{I_R}{I_0}, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

其中

$$\Gamma = 2 \frac{k}{\cos \theta} n_1 \sin \phi_g, \quad (11)$$

$$\gamma = \frac{k}{\cos \theta} n_1 \cos \phi_g, \quad (12)$$

$$\alpha = \alpha' / \cos \theta.$$

由(5)式, 上方程组可缩写为

$$\frac{dI_{R,S}}{dx} = \mp \Gamma \frac{I_R I_S}{I_0} - \alpha I_{R,S}, \quad (13)$$

$$\frac{d\phi}{dx} = \gamma \frac{I_S - I_R}{I_0}. \quad (14)$$

作代替, $I_{R,S} \rightarrow I_{R,S}(x, t)e^{-\alpha x}$, (13)式形式上化为一组无吸收的双光束耦合方程

$$\frac{dI_{R,S}}{dx} = \mp \Gamma \frac{I_R \cdot I_S}{I_0}. \quad (15)$$

满足边界条件

$$I_R(x=0) = I_{R_0},$$

$$I_S(x=0) = I_{S_0}$$

的稳态解为

$$\left. \begin{aligned} I_R(x) &= \frac{I_0}{1 + \beta e^{\Gamma x}}, \\ I_S(x) &= \frac{I_0 \beta e^{\Gamma x}}{1 + \beta e^{\Gamma x}}; \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

$$\phi(x) = \phi(0) + \frac{\gamma}{\Gamma} \ln \frac{(1 + \beta)^2 e^{\Gamma x}}{(1 + \beta e^{\Gamma x})^2}, \quad (17)$$

其中

$$\beta = I_{S_0} / I_{R_0}.$$

$\alpha \neq 0$ 的解为

$$\left. \begin{aligned} I_R(x) &= \frac{I_0}{1 + \beta e^{\Gamma x}} e^{-\alpha x}, \\ I_S(x) &= \frac{I_0 \beta}{1 + \beta e^{\Gamma x}} e^{(\Gamma - \alpha)x}. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

解(16)或(18)式, 给出双光束之间的稳态能量转移. 由 $I_S/I_R = \beta e^{\Gamma x}$ 可知, 能量转移的多少取决于耦合长度和增益系数 Γ . Γ 的符号因而 ϕ_g 的大小[见(11)式]决定了双光束能量转移的方向. 反解(16)式, 得

$$\Gamma = \frac{1}{\alpha} \ln \left(\frac{I_S}{I_{S_0}} \frac{I_{R_0}}{I_R} \right). \quad (19)$$

该式表明, 通过测量入射和出射光强可以计算增益系数 Γ , Γ 正比于光激发载流子迁移后所形成的空间电荷场.

由于 $\Gamma \propto \sin \phi_g$, 所以 $\phi = \frac{\pi}{2}$ (这对应载流子扩散迁移机制, 或光电导漂移长度与干涉条纹间距 Λ 相比较的情况) 有最大的稳态能量转移. 由 $\gamma \propto \cos \phi_g$, 当 $\phi_g = 0$ 或 π 时(这对应施加适当的外场和 Λ 较大的漂移机制),

$$|\gamma| \gg |\Gamma|.$$

这时几乎没有稳态能量转移, 但是由(17)式可知, 存在两耦合光 ($I_R \neq I_S$) 之间的位相转移. 由于位相转移, 折射率光栅的等相面不再平行于 x 轴, 相对 x 轴发生倾斜. 干涉条纹的分布将按(17)式改变其位置. 位相转移对瞬态能量转移起着重要的作用. 如果介质是非瞬时响应的光折变介质, 在 $0 < t < \tau$ (τ 是介质的响应时间)内, 折射率光栅赶不上干涉条纹的分布变化, 因而出现了瞬态位相差 $\phi_g(x, t)$, 并导致瞬态能量转移. 当 $t \gg \tau$ 时(稳态), 折射率光栅赶上干涉条纹的分布, 位相差消失, 瞬态能量转移也随之消失. 瞬态能量转移可看作输入信息的时间微分器. 它是制作排除静态干扰的光学跟踪滤波器的基本原理^[9].

2. 空间信息转移

当两束相干光和一束携带空间信息的非相干光同时照射在光折变晶体(KNbO₃)上, 由于非相干的消迹清洗作用, 由相干光所写入的相位栅的调制振幅将局域地减弱, 从而影响了自衍射光束的强度分布, 使其携带着非相干光的信息, 并具有相反的对比如从晶体出射(图3). 为了说明光折变效应如何将非相干光的空间信息转移到相干的自衍射光束中, 考虑如下简单

模型^[6]。设两束相干写入光所产生的光强分布为

$$I(z, x) = I_0[1 + m \cos(K_g z)],$$

其中 m 是调制度 ($m = 2\sqrt{I_+ I_-}/I_0$)。非相干的信号光强记为 $I_{in} \cdot f(x, z)$, 其中 $0 \leq f(x, z) \leq 1$ 是二维信号函数。设光激发载流子的浓度为

$$N(x, z) = N_d + N_0[1 + m \cos(K_g z)] + N_{in} f(x, z), \quad (20)$$

式中 N_d 是热激发载流子的暗光浓度。 N_0 和 N_{in} 分别表示为

$$N_0 = \frac{\phi_0 N_D}{\gamma_R N_A}, \quad N_{in} = \frac{\phi_{in} N_D}{\gamma_R N_A}, \quad (21)$$

ϕ_0 和 ϕ_{in} 分别为写入光和信号光的电离截面。 N_D 和 N_A 分别为施主和俘获心浓度, γ_R 是复合率。假定光激发载流子迁移是通过扩散过程(即无外电场,并忽略光生伏打效应),载流子通过扩散、俘获形成空间电荷分布,其稳态的空间电荷场 E_{sc} , 由下式给出:

$$e\mu \cdot N E_{sc} + eD \frac{dN}{dz} = 0, \quad (22)$$

其中 μ 是迁移率, D 是扩散系数。由爱因斯坦关系

$$\mu = \frac{e}{k_B T} D, \quad (23)$$

得

$$E_{sc} = - \frac{k_B T}{e} \frac{dN/dz}{n}. \quad (24)$$

将(20)和(21)式代入(24)式,并假定 $|\nabla f| \ll K_g$, $N_d \ll N_0$ 有

$$E_{sc} = \frac{k_B T}{e} \frac{K_g m \sin(K_g Z)}{1 + \frac{I_{in} \phi_{in}}{I_0 \phi_0} f + m \cos K_g Z} = E_D \frac{b \sin(K_g Z)}{1 + b \cos(K_g Z)}, \quad (25)$$

其中 $E_D = \frac{k_B T K_g}{e}$ 是扩散场强,

$$b = m / \left(1 + \frac{I_{in} \phi_{in}}{I_0 \phi_0} f \right).$$

由(25)式可见,非相干光的信息调制了空间电荷场的大小。在一级布喇格衍射条件下($K_{sd} = K_{+1} + K_g$),空间电荷场的一级傅里叶系数为

$$E_{sc}^{(1)} = \frac{2E_D}{b} (1 - \sqrt{1 - b^2}) \sin(K_g Z), \quad (26)$$

通过线性电光效应,空间电荷场 [(26)式] 产生出折射率相位栅 Δn 。相位栅形成的衍射光 I_{sd} 的衍射效率^[8]为

$$\eta = \frac{\cos \theta'}{\cos \theta} \sin^2 \left(\frac{\pi \Delta n d}{\lambda \cos \theta'} \right). \quad (27)$$

(27)式指出,衍射效率 η 依赖于 $\Delta n(E_{sc})$, 因而依赖于非相干信号光和相干写入光之光强比 I_{in}/I_0 。因此,自衍射光束 I_{sd} 将携带非相干光信息从晶体出射。利用各向异性自衍射以及非相干光向相干光信息转移,分别在 $BaTiO_3$ 、 $KNbO_3$ ^[9] 和 $Bi_{12}SiO_{20}$ ^[10] 成功地进行了实验。该性质可用于制作新型的空间光调制器。它的优点是,相干象是由记录光束通过自写入相位栅直接衍射而读出,不需要附加另外参考束(读出光)。通常,为了避免对相位栅的清洗作用,要求附加的读出光强足够地弱。

- [1] A. Ashkin et al., *Appl. Phys. Lett.*, 9(1966), 72.
- [2] F. S. Chen, *J. Appl. Phys.*, 38(1967), 3418.
- [3] P. Gunter, *Phys. Rep.*, 93(1982), 199.
- [4] J. Feinberg et al., *J. Appl. Phys.*, 51(1980), 1297.
- [5] S. Steinklar et al., *Opt. Eng.*, 26(1987), 423.
- [6] E. Voit & P. Gunter, *Opt. Lett.*, 12 (1987), 769.
- [7] J. Feinberg, *Opt. Lett.*, 7(1982), 486.
- [8] H. Kogelnik, *Bell Syst. Tech. J.*, 48(1969), 2909.
- [9] S. K. Kwong et al., *J. Opt. Soc. Am. B*, 5(1988), 1788.
- [10] A. Marrakchi et al., *Opt. Eng.*, 24(1985), 124.

(上接第40页)

出,当导体孔径大到相当于螺旋线圈内径 80 mm 时,磁通密度和不加盘片的情况一样。换言之,涡流的聚焦效应消失。

上述两种器件结构简单,它不仅能用作交

变强磁场源,也可用作感应电磁泵。

- [1] 罗阳,物理, 17(1988), 161.
- [2] K. Bessho et al., *IEEE Trans. Magnetics*, MAG-19, (1983), 2067.