

光折变效应和带输运模型

凌振芳 郭 儒 刘思敏 张光寅

(南开大学物理系,天津 300071)

由于光折变效应的光学非线性与光强无关,因而在低功率激光作用下也会产生显著的光学非线性效应。同时光折变效应具有非局域响应性,这导致光耦合的光能不可逆转移。这为通过非线性作用放大信号光提供了一种新途径。由于这些特性,自1966年发现光折变效应以来,它一直是非线性光学领域内较为活跃和引人注目的研究课题,其应用也十分广泛。本文介绍了描述光折变效应的Kukhtarev带输运模型,并从Kukhtarev方程出发讨论了在稳态条件下的光折变性质,说明光折变效应的起因。

光折变效应 (photorefractive effect) 是光致折射率变化效应 (photo-induced refractive index change effect) 的简称。这一术语的含义是,在空间调制光强或非均匀光强的辐照下,电光材料的折射率指数发生相应的变化。折射率的这种变化与通常意义下由光场作用所导致的折射率变化完全不同,后者起因于瞬态非线性电极化,而光折变效应是发生在电光材料中的一种自电光过程。这个过程可以概括如下:电光晶体内的杂质、空位或缺陷充当电荷的施主心和受主心。当晶体在空间调制光或非均匀光照射下,它们被光激发。光激发的电荷进入最近邻的能带。在能带中,载流子由于浓度梯度而扩散,或在电场作用下漂移,或由于光生伏打效应而运动。迁移的载流子可以被再次俘获,经过再激发,再迁移,再俘获,最后告别了光照区而定居在暗光区。这样在晶体内部形成了与光强空间分布相对应的空间电荷分布 [见图 1(c)]。这些光致分离的空间电荷按照泊松方程产生出相应的空间电荷场 [见图 1(d)]。尽管光致空间电荷的密度并不太大,典型的量级在百万分之一左右,但它所产生的空间电荷场可以显著地引起晶格的畸变,特别是对于那些比较“松软”的晶体。如果晶体固有或人为地失去反演对称性,空间电荷场将通过线性电光效应 [泡克耳斯 (Pockels) 效应] 导致折射率的变化,或者说在晶体内部形成体相位光栅 (volu-

me phase grating)。这就是光折变效应的全过程,也是光折变效应的物理含义。具有这种效应的晶体称为光折变晶体。

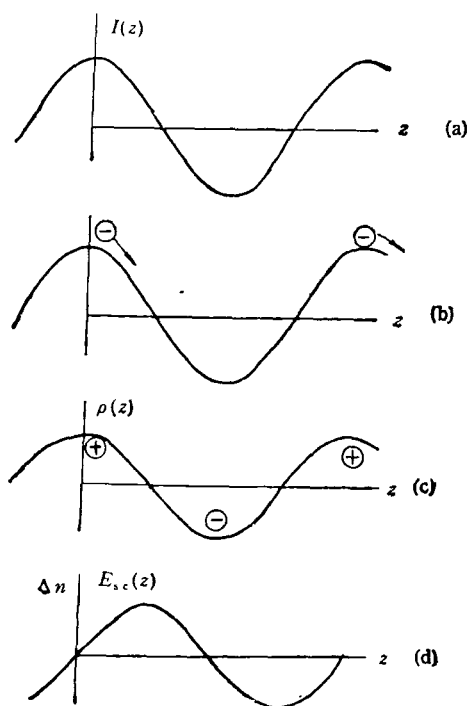


图1 光折变效应的物理过程
(a) 光强分布; (b) 光激发电荷分布; (c) 空间电荷分布; (d) 空间电荷场 $E_{sc}(z)$ 和相位栅 $\Delta n(z)$

光折变效应是在1966年首次由贝尔实验室的Ashkin发现^[1]。当时他们用 LiNbO_3 , LiTaO_3 晶体进行光倍频实验时,意外地发现在强光辐照区折射率的不均匀变化。它严重地破

坏了相位匹配条件,故当时称为“光损伤”。这种“光损伤”还相当顽固,可以在暗光下保留相当长的时间。这一性质,首次被 Chen^[2] 等人认识到。光损伤材料是一种优良的光数据存贮材料,从此引起人们的普遍兴趣。人们发现,通过均匀光照或加热晶体等办法,这种光损伤的痕迹可以被清洗擦除掉,使损伤的晶体恢复原状。现在人们把这一效应称为光折变效应。

光折变材料与一般非线性光学材料相比有一个最显著、最重要的特点,那就是光折变材料的光学非线性效应与光强无关。也就是说,用弱激光束照射光折变晶体也会显示出可观的非线性效应。光强的大小只影响光折变过程的进行速度。甚至用微瓦量级功率的激光照射晶体,只要时间足够长,也可产生出明显的折射率变化。众所周知,为了在通常的受激布里渊散射和受激拉曼散射实现有效的光耦合,需要强光强。而在光折变晶体内进行双光束耦合,仅用普通弱激光就可以产生显著的光能转移。用光折变晶体 BSO 制作的相位共轭器在 mW 级功率的激光作用下就可以运行。毫瓦级功率作用下的光折变行为无疑对光学信息处理与光计算机技术是十分必要的。可以说光折变效应为弱光作用下的非线性光学开辟了新天地。光折变材料的另一个特点是它对光强的非局域响应,即折射率的最大变化处不对应光强的最大处。这种相移型的光栅将引起耦合双光束的不可逆光能有效转移。利用光折变效应人们已制作了各种用途的非线性光学器件,如体全息实时存储器、光放大器、相位共轭器和空间调制器等。

随着光折变效应应用广泛深入的发展,人们从理论上对光折变效应的机理也作了大量的工作。在这些探索工作中,人们还发现了异常光生伏打效应和激发态极化效应^[3]。在对空间电荷的形成和迁移机制方面人们提出了带运输模型^[4]和跳跃模型^[5]。由于带运输模型在预言稳态光折变效应上取得令人信服的成功,它被公认为是描述光折变效应的可接受理论。下边简单地介绍这个理论的一些要点。

带运输模型认为,在光照下光激发电子(空穴)从施主(受主)位被激发至导带(价带)中,然后迁移到暗光区被复合,如图 2 所示。假定晶体内的施主和陷阱中心的浓度分别为 N_D 和 N_D^+ , N_D^+ 也是电离的施主浓度,在光照下,光激发电子的产生率为 $(N_D - N_D^+)(sI + \beta)$,其中 sI 是光激发几率, β 是热激发几率。电子在复合过程中,其俘获率为 $\gamma_r N_D^+ \rho$, 其中 γ_r 是复合常数, ρ 是导带中电子密度。因此不动的陷阱中心密度应满足

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (N_D - N_D^+)(sI + \beta) - \gamma_r N_D^+ \rho. \quad (1)$$

电子的连续性方程是

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \frac{\partial N_D^+}{\partial t} + \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{J}, \quad (2)$$

其中 q 是电子电荷, \mathbf{J} 是电流密度,它包括扩散、漂移和光生伏打电流密度三部分,即

$$\mathbf{J} = qD\nabla\rho + q\mu\rho\mathbf{E} + \mathbf{J}_{ph}, \quad (3)$$

式中 D 是扩散系数, μ 是迁移率, \mathbf{E} 是电场包括外场和空间电荷场。此外空间电荷应满足静电场的高斯定理:

$$\nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}) = q(N_D^+ - N_A - \rho), \quad (4)$$

其中 ϵ 是静介电常数, N_A 是负离子密度,它保证了光折变晶体在无光照下至少有 $N_D^+ = N_A$ 的电离施主中心。最后一个方程是折射率调制方程,

$$\Delta n = -\frac{1}{2} n_b^3 \gamma_{eff} E_{sc}(z), \quad (5)$$

其中 n_b 是晶体的折射率, γ_{eff} 是有效电光系

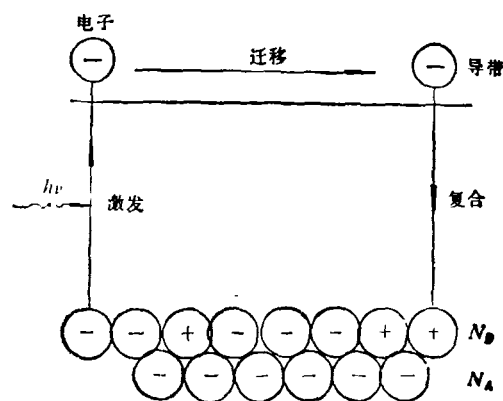


图 2 带运输模型

数。(5)式指出由于泡克耳斯电光效应,空间电荷场 $E_{sc}(z)$ 将导致晶体折射率的空间调制变化。(1)–(5)式是描述光折变效应的基本方程式,又称 Kukhtarev 方程。这组方程是由电荷平衡方程、泊松方程和线性电光效应方程组成的。它是一组非线性耦合方程,直接求解是困难的,必须作进一步的假设和近似方可讨论。下面就几种简单情况进行分析。

一、均匀光照和光清洗

改写(1)–(3)式为

$$\frac{\partial}{\partial t} (N_D^+ - \rho) + \nabla \cdot (D \nabla \rho + \mu \rho \mathbf{E}) = 0. \quad (6)$$

这里忽略了光生伏打电流的贡献。将(4)式对时间求导数,并将(6)式代入,有

$$\nabla \cdot \left(\epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + qD \nabla \rho + q\mu \rho \mathbf{E} \right) = 0. \quad (7)$$

在长时间的均匀光照下,导带中的电子密度取为常数,即 $\rho = \rho_c$ 。于是由(7)式给出

$$E(t) = E_{sc}(z) e^{-t/\tau_c}. \quad (8)$$

式中 $\tau_c = \epsilon/q\mu\rho_c = \epsilon/\sigma_c$ 称麦克斯韦弛豫时间。 $E_{sc}(z)$ 是 $t = 0$ 时刻以前记录在光折变晶体内的空间电荷场。(8)式指出,在均匀光照下,由于记录了在晶体内的空间电荷场,因而所写入的相位栅将随时间而消失,消失的快慢取决于麦克斯韦弛豫时间 τ_c (量级在 10^{-3} – 10^0 s 内)。它是光清洗的数学表示。光清洗的直观理解见图 3。若在 $t = 0$ 时刻以前晶体内已记录了周期分布的空间电荷场 $E_{sc}(z) \propto \sin Kz$ [如图 3(a) 所示],那么在均匀光照下,光激发电子在 $E_{sc}(z)$ 的作用下(图中的箭号表示作用在电子上的电场力),形成电流,并导致了空间电荷的分布,如图 3(b) 所示。这些空间电荷分布按照泊松方程产生出新的空间电荷场 $E'_{sc}(z)$, 见图 3(c)。不难看出,新产生出的空间电荷场 $E'_{sc}(z)$ 与原记录在光折变晶体内的空间电荷场 $E_{sc}(z)$ 相位相反,这大大地削弱了原场,最后使其完全消失。这就是均匀光照

清除记录在光折变晶体内的光信息的基本道理。

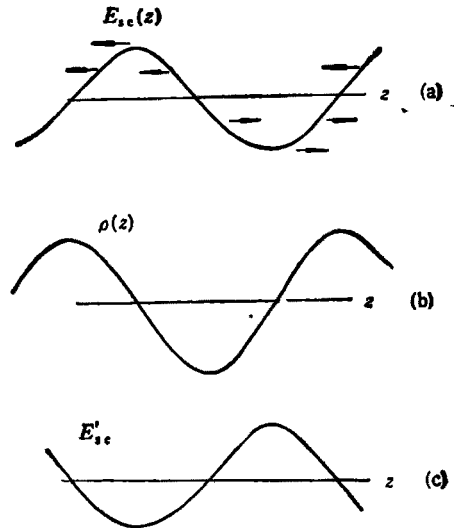


图 3 光清洗过程

二、周期光照和光栅写入

如果用两束平面波激光束照射光折变晶体,则在晶体内形成干涉条纹,其光强分布为

$$I = I_0(1 + M \cos Kz), \quad (9)$$

其中 $M = 2\sqrt{I_R I_S} / I_0$ 为调制度, K 是光栅波矢。假定 $\rho \ll N_D - N_A, N_A, N_D^+ \sim N_A$, 并在稳态情况下,有

$$dN_D^+ / dt = 0, \quad d\rho / dt = 0.$$

于是由(6)式给出

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{N_D - N_A}{\gamma_R N_A} [sI_0(1 + M \cos Kz) + \beta] \\ &= \rho_0(1 + m \cos Kz), \end{aligned} \quad (10)$$

其中

$$\rho_0 = \frac{(N_D - N_A)(sI_0 + \beta)}{\gamma_R N_A},$$

$$m = \frac{M}{1 + \beta/sI_0}.$$

而(2)式化为

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(qD \frac{\partial \rho}{\partial z} + q\mu \rho E \right) = 0. \quad (11)$$

积分后给出

$$E = \frac{J - qD \frac{\partial}{\partial z} \rho}{q\mu\rho} = \frac{J}{q\mu\rho_0} \frac{1}{1 + m \cos Kz} - \frac{DK}{\mu} \frac{m \sin Kz}{1 + m \cos Kz}, \quad (12)$$

其中 J 是积分常数。由边界条件

$$V/L = \frac{1}{L} \int_0^L E dz = E_0, \quad (13)$$

其中 E_0 是外加场, 给出积分常数 J 的大小是

$$J = \sqrt{1 - m^2} \sigma_c E_0, \quad (14)$$

式中 $\sigma_c = q\mu\rho_c$ 。于是(12)式可写作

$$E = E_0 \frac{\sqrt{1 - m^2}}{1 + m \cos Kz} - E_D \frac{m \sin Kz}{1 + m \cos Kz}, \quad (15)$$

其中 $E_D = \frac{DK}{\mu} = \frac{k_B T}{q} K$ 是扩散场。将(15)式作傅里叶展开

$$E = \sum_{i=-\infty}^{\infty} E_i e^{iKz}, \quad (16)$$

其中

$$E_0 = \frac{V}{L},$$

$$E_1 = (E_0 + iE_D)(-1)^i \left(\frac{1 - \sqrt{1 - m^2}}{m} \right)^i,$$

$$E_i^* = E_{-i}.$$

基频成分为

$$E_{1,c} = E_1 e^{iKz} + E_{-1} e^{-iKz} = -2 \left(\frac{1 - \sqrt{1 - m^2}}{m} \right) \cdot \sqrt{E_0^2 + E_D^2} \cos(Kz + \phi), \quad (17)$$

其中 $\phi = \tan^{-1} \frac{E_D}{E_0}$, 为空间电荷场相对干涉条纹的位相差。当调制度 m 很小时 (一般是这种情况), (17)式近似为

$$E_{1,c}(z) = -m \sqrt{E_0^2 + E_D^2} \cdot \cos(Kz + \phi). \quad (18)$$

对比光强分布(9)式, 可见空间电荷场分布与干涉条纹的分布呈线性关系。如果 $E_0 \gg E_D$, 则 $\phi = 0$; $E_D \gg E_0$, 则 $\phi = \pi/2$ 。按照光耦合理论^[6], $\pi/2$ 相移对应最大的增益系数 Γ (因为 $\Gamma \propto \sin \phi$), 从而有强烈的光耦合, 使光能从一束光 (I_2) 有效地转移到另一束光 (I_1)。而施加外场 E_0 会减少这个相移量, 这对光耦合是不利的。由(5)式, 写入光折变晶体内的稳态折射率相位栅是

$$\Delta n(x) = \frac{1}{2} n_b \gamma_{eff} m \sqrt{E_0^2 + E_D^2} \cdot \cos(Kz + \phi). \quad (19)$$

这个体相位栅又反作用于写入它的人射光波, 使它们发生强烈相互耦合, 使它们的强度和位相发生变化, 从而导致了双光束光能、位相、空间信息和偏振态的不可逆转移。

- [1] A. Ashkin et al., *Appl. Phys. Lett.*, **9** (1966), 72.
- [2] F. S. Chen et al., *Appl. Phys. Lett.*, **13** (1968), 223.
- [3] A. M. Glass, *Opt. Eng.*, **17** (1978), 470.
- [4] N. V. Kukhtarev et al., *Ferroelectrics*, **22** (1979), 949.
- [5] J. Feinberg et al., *J. Appl. Phys.*, **51** (1980), 1297.
- [6] P. Gunter, *Phys. Rep.*, **93** (1982), 200; 凌振芳等, *物理*, **19**(1990), 1.