

# 光折变晶体中与光强有关的 二波耦合及能量转移

王 韧\*\* 莫 党  
(物理学系)

**摘 要** 用一种模型对对称入射的两束相干光在光折变晶体内的耦合即能量转移进行了分析,导出了单边入射二波耦合的信号光放大率的解析表达式.分析了对 KNSBN 光折变晶体的二波耦合测量结果,求得与光强有关的耦合常数值.此外,给出了信号光放大率及两束光的光强随入射光强、束比、吸收系数、饱和耦合常数及介质厚度变化的曲线.

**关键词** 光折变晶体,二波耦合,光强,耦合常数

## 1 引 言

光折变现象自发现以来<sup>[1]</sup>,受到了研究者越来越多的注意和重视<sup>[2~4]</sup>.一是因为光折变材料是一类高技术新材料,有广阔的应用前景,可望应用于光学计算机、光信息处理、全息存储、图象修正等;二是许多光折变材料的非线性特性,是通过复杂的物理过程表现出来的,其本质还有待进一步的研究.二波耦合是研究光折变材料的非线性特性的一种重要方法.然而,至今大多数的理论和实验对二波耦合的研究,都是假定二波之间的能量转移的耦合常数与光强无关(一般实验条件下,光电导远大于暗电导<sup>[5,6]</sup>).可是,近年来也有些实验发现,对于某些光折变材料在某些场合下,二波耦合强度是强烈地依赖于光强的<sup>[7~10]</sup>.

我们在对铌酸钾钠锆钽(简称KNSBN)晶体<sup>[11,12]</sup>的稳态二波耦合测量中,也发现对于某些掺杂晶体样品其二波耦合效应与光强有明显的依赖关系<sup>[13]</sup>.根据KNSBN晶体的测量结果,我们采用一种简单形式的唯象模型对二波耦合作了具体分析.本文所用的模型与Ja曾用过的一种模型相同<sup>[14]</sup>.但是,Ja用它来分析两边入射的二波耦合,这种情况下不能求得解析解,只能用数值解法;此外他的分析计算也还未与实验结果相比较.在本文,我们给出与光强有关的单边入射两波耦合的公式推导,得到信号光放大率的解析表达式.在此基础上,分析KNSBN光折变晶体的测量结果,并求出有关材料的耦合参数.实验结果与模拟曲线基本符合.

本文1991年2月26日收到

● 国家“863”高技术资助项目

\*\* 现在广东省科委工作

## 2 二波耦合公式的推导

讨论如图 1 所示的单边对称入射的二波耦合效应。泵浦光  $I_p$  和信号光  $I_s$  两束相干光在光折变晶体内形成强度栅, 即总光强  $I$  为

$$I(x, z, t) = I(x, t) (1 + m \cos K_g z) \quad (1)$$

其中  $m$  为光栅调制度:

$$m = (2\sqrt{I_p I_s} / I) \cos 2\theta_i = [2PS / (P^2 + S^2)] \cos 2\theta_i \quad (2)$$

这里,  $P$  和  $S$  各为泵浦光和信号光的波振幅:

$$P(x, t) = \sqrt{I_p(x, t)} e^{i\varphi_p(x, t)} \quad (3)$$

$$S(x, t) = \sqrt{I_s(x, t)} e^{i\varphi_s(x, t)} \quad (4)$$

式(2)中  $\theta_i$  为两束光在晶体内与入射角  $\theta$  对应的角。式(1)中  $K_g$  为光栅波矢, 有

$$K_g = 2K \sin \theta = (4\pi/\lambda) \sin \theta = 2\pi/\Lambda \quad (5)$$

其中  $K$  为两束光的波矢(空气中),  $\lambda$  为光在空气中的波长,  $\Lambda$  为干涉条纹间距。

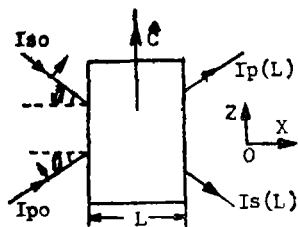


图 1 泵浦光和信号光入射和出射晶体示意图

Fig.1 Configuration of pump and signal beams in a photorefractive crystal

由于光折变效应, 光强度栅在晶体内形成折射率栅:

$$n(x, z, t) = n_0 + m \Delta n_s \cos(K_g z + \varphi_g) \quad (6)$$

其中  $n_0$  为均匀光照时晶体折射率,  $\Delta n_s$  为折射率动态范围,  $\varphi_g$  为折射率栅与强度栅的相移, 此即能量转移的起因。

由 Kogelnik 的 Bragg 衍射的耦合波理论<sup>[15]</sup>, 假定波振幅随空间变化缓慢, 忽略振幅的二阶导数, 可得

$$\begin{cases} \frac{dP(x, t)}{dx} = i \frac{\cos 2\theta_i}{\cos \theta_i} K \Delta n_s \frac{P \cdot S}{P^2 + S^2} e^{i(\varphi + \varphi_g)} \cdot S - \frac{\alpha}{2} P \\ \frac{dS(x, t)}{dx} = i \frac{\cos 2\theta_i}{\cos \theta_i} K \Delta n_s \frac{P \cdot S}{P^2 + S^2} e^{-i(\varphi + \varphi_g)} \cdot P - \frac{\alpha}{2} S \end{cases} \quad (7)$$

其中  $\varphi = \varphi_p - \varphi_s$ ,  $\alpha$  为吸收系数。

转换成光强, 得

$$\begin{cases} dI_p(x, t)/dx = -\Gamma [I_p I_s / (I_p + I_s)] - \alpha I_p \\ dI_s(x, t)/dx = \Gamma [I_p I_s / (I_p + I_s)] - \alpha I_s \end{cases} \quad (8)$$

这里参量  $\Gamma = 2(\cos 2\theta_i / \cos \theta_i) K \Delta n_s \sin \varphi_g$ , 即耦合常数。

此外, 有边界条件:

$$I_p(x) |_{x=0} = I_{p0}, \quad I_s(x) |_{x=0} = I_{s0} \quad (9)$$

入射总光强 $I_t$ 为

$$I_t = I_{p0} + I_{s0} \quad (10)$$

许多文献对方程(8)的处理是假定 $\Gamma$ 与光强无关, 则

$$I_p(x) = [I_t / (1 + \beta e^{\Gamma x})] e^{-\alpha x} \quad (11a)$$

$$I_s(x) = [I_t \beta / (1 + \beta e^{\Gamma x})] e^{(\Gamma - \alpha)x} \quad (11b)$$

其中束比 $\beta = I_{s0} / I_{p0}$ .

我们认为 $\Gamma$ 与光强有关, 并取如下形式:

$$\Gamma = \Gamma_s [(I_p + I_s) / (AD + I_p + I_s)] \quad (12)$$

即光强 $I_p + I_s$ 很大时 $\Gamma$ 趋向饱和值 $\Gamma_s$ , 而光强趋于零时 $\Gamma$ 也趋于零.  $\Gamma_s$ 称为饱和耦合常数,  $AD$ 是材料参数, 与光电离参数和热衰减时间有关<sup>[14]</sup>.

把 $\Gamma$ 表达式(12)代入方程(8), 可得解:

$$\alpha = 0 \text{ 时, } \begin{cases} I_p(x) = A(x) e^{-[\Gamma_s I_t / (AD + I_t)]x} \\ I_s(x) = \beta A(x) \end{cases} \quad (13)$$

$$\text{其中, } A(x) = I_t / (\beta + e^{-[\Gamma_s I_t / (AD + I_t)]x}) \quad (14)$$

$$\alpha \neq 0 \text{ 时, } \begin{cases} I_p(x) = B(x) (AD + I_t e^{-\alpha x}) \Gamma_s / \alpha \\ I_s(x) = B(x) \beta (AD + I_t) \Gamma_s / \alpha \end{cases} \quad (15)$$

$$\text{其中, } B(x) = I_t e^{-\alpha x} / [(AD + I_t e^{-\alpha x}) \Gamma_s / \alpha + \beta (AD + I_t) \Gamma_s / \alpha] \quad (16)$$

由式(13)、(15)得信号光放大率 $\gamma_0(L)$ :

$$\gamma_0(L) = \frac{I_s(L) \text{ (有泵浦光时)}}{I_s(L) \text{ (无泵浦光时)}} = \begin{cases} \frac{\beta + 1}{\beta + \exp\{-[\Gamma_s I_t / (AD + I_t)]L\}} & \alpha = 0 \text{ 时} \\ \frac{(\beta + 1)(AD + I_t) \Gamma_s / \alpha}{(AD + I_t e^{-\alpha L}) \Gamma_s / \alpha + \beta (AD + I_t) \Gamma_s / \alpha} & \alpha \neq 0 \text{ 时} \end{cases} \quad (17a)$$

$$\quad \quad \quad (17b)$$

这里 $L$ 是光折变作用有效距离(有时等于晶体厚度).

### 3 与实验结果的比较

由式(17b)可以看出, 当 $I_t$ 足够大时, 即 $I_t \gg AD$ 时, 式(17b)与式(11b)等价, 由此可定出 $\Gamma_s$ . 在我们对掺杂KNSBN光折变晶体的二波耦合测量中, 采用波长为514.5nm的氩激光器光束. 当总入射光强 $I_t \geq 10 \text{ W/cm}^2$ 时, 发现 $\gamma_0(L)$ 渐趋饱和, 符合我们采用的模型. 这时, 根据式(11b)可以得到 $\Gamma_s$ 值, 即

$$\Gamma_s = (1/L) \ln\{[I_s(L) / I_p(L)] (I_{p0} / I_{s0})\} \quad (18)$$

$$\text{或} \quad \Gamma_s = (1/L) \ln\{I_s(L) / [(\beta + 1) I_{s0} e^{-\alpha L} - \beta I_s(L)]\} \quad (19)$$

其中 $L$ 为两束光在晶体内相互作用长度,  $I_s(L)$ 、 $I_p(L)$ 分别是信号光和泵浦光相互作用后透过晶体的光强.

由于耦合常数 $\Gamma$ 与光强有关, 不再能用一个参数来表征, 即不是严格意义的常数. 按这里所采用的模型, 需由两个参数, 即 $\Gamma_s$ 和 $AD$ 来表征光折变材料的耦合特性. 实验上测量光折变材料的耦合常数(称耦合参数更确切), 需测量不同光强条件下的信号光

放大率,取得一系列数据,根据未饱和区的公式(17a)或(17b)定出材料参数 $\Gamma_s$ 、 $AD$ 和 $\alpha$ 值。在未饱和区,有

$$AD = \frac{I_t(1 - e^{-\alpha L})}{1 - [(\beta + 1)/\gamma_0(L) - \beta]^\alpha / \Gamma_s} - I_t \quad (20)$$

图2是对掺Ce的KNSBN晶体在不同光强 $I_t$ 下测得的二波耦合信号光放大率的测量结果。图中点是实验数据,是同一样品在不同入射角 $\theta$ 条件下的结果。圆点对应于 $2\theta = 53^\circ$ , 圆圈对应于 $2\theta = 37^\circ$ 。曲线则是式(17b)对实验点的拟合曲线,得到如下参数:

- $2\theta = 53^\circ$ 时,  $\Gamma_s = 3.5 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\alpha = 2.5 \text{ cm}^{-1}$ ,  $AD = 0.85 \text{ W/cm}^2$ ;
- $2\theta = 37^\circ$ 时,  $\Gamma_s = 4.0 \text{ cm}^{-1}$ ,  $\alpha = 2.8 \text{ cm}^{-1}$ ,  $AD = 0.45 \text{ W/cm}^2$ 。

实验是在 $\beta = 0.05$ 情况下测量的。由图2可见信号光放大率 $\gamma_0(L)$ 随光强变化显著,不能认为 $\Gamma$ 与光强无关。实验结果表明,不同入射角时 $\Gamma_s$ 和 $AD$ 值(特别是 $AD$ 值)也不同。

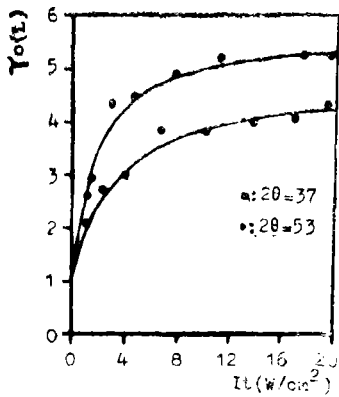


图2 掺Ce KNSBN晶体二波耦合中光放大率与光强的关系(实验点●对应 $2\theta = 53^\circ$ , ○对应 $2\theta = 37^\circ$ ; 曲线为拟合计算)

Fig.2 Experimental and theoretical results for the dependence of the two-wave mixing gain on the total intensity in Ce-doped KNSBN crystal

在 $\Gamma$ 与光强有关的情况下,测定光折变材料的 $\Gamma$ 值时要注意采用合适的方法和公式,不应使用常用的式(11b)或类似于式(18)的公式。

### 4 光放大率和光束光强的关系曲线

根据式(17a)和(17b),计算了信号光放大率 $\gamma_0(L)$ 随参数 $I_t$ (总光强)、 $\Gamma_s$ (饱和耦合常数)和光束比 $\beta$ 的变化关系,示于图3。

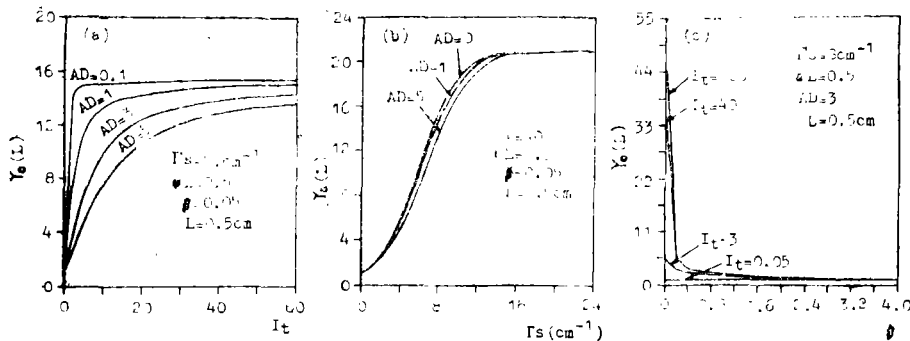


图3 信号光放大率与(a)入射总光强,(b)饱和耦合常数,(c)光束比的关系

Fig.3 The dependence of the gain of signal beam on (a) the incident total intensity,(b)the saturated coupling constant and (c)the initial intensity ratio

由图3可看出：①表示 $\gamma_0(L)$ 达饱和值所需光强随 $AD$ 值的增大而增大；同一光强下 $\gamma_0(L)$ 值随 $AD$ 增大而减小。即是说，材料的光折变特性对光强的依赖性越强，则对光的能量转移越不利。②显示了 $\gamma_0(L)$ 与 $\Gamma_s$ 的非线性关系。开始 $\gamma_0(L)$ 随 $\Gamma_s$ 增长缓慢，接着急速提高直至饱和。饱和后 $\gamma_0(L)$ 对应于所有泵浦光能量转移给了信号光。③表示 $I_t$ 较大时，随着束比 $\beta$ 的减少， $\gamma_0(L)$ 明显增大。但当 $I_t \ll 1$ 时， $\gamma_0(L)$ 几乎无变化，因为这时光强太小，光折变作用未能显示出来。

图4是泵浦光和信号光经光折变晶体出射后的光强与晶体吸收系数 $\alpha$ 和饱和耦合常数 $\Gamma_s$ 的关系。可见，两束光的光强与 $\alpha$ 及 $\Gamma_s$ 的关系皆是非线性的。图4(b)显示 $I_p(L) = I_s(L)$ 时的 $\Gamma_s$ 值随 $\alpha$ 增加而增大，相应的光强值随 $\alpha$ 增加而减小，这反映晶体中能量转移与吸收的竞争。

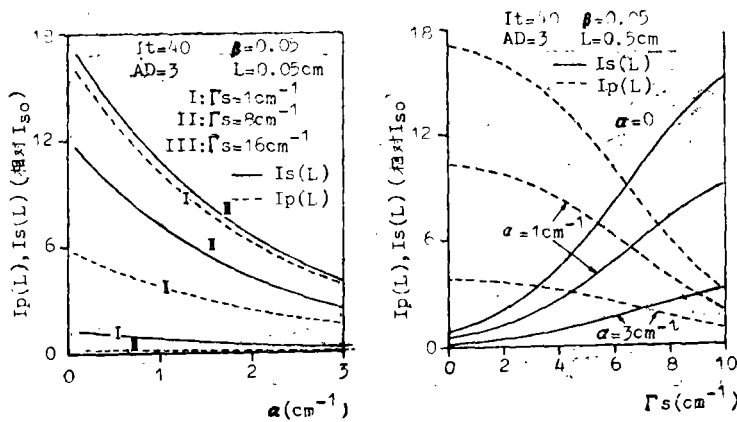


图4 泵浦光和信号光在出射晶体后的光强与(a)晶体吸收系数，(b)饱和耦合常数的关系  
Fig.4 The dependence of the intensities of pump and signal beams out of the crystal on (a) the absorption coefficient and (b) the saturated coupling constant

图5是在晶体内各点的泵浦光和信号光的光强随各类参量而变化的曲线。从图5(a)可见，吸收系数 $\alpha = 0$ 时 $I_p(x)$ 和 $I_s(x)$ 是很对称的，即 $I_p(x) + I_s(x)$ 为常数。当 $\alpha \neq 0$ 时，图5(a)中的 $I_s(x)$ 曲线有极大点出现，极大点相应的晶体中位置 $x_m$ 则随 $\alpha$ 增大而减小。图5(b)和(c)表示不同 $\Gamma_s$ 的影响；(b)相应于 $\beta$ 小于1，(c)相应于 $\beta$ 大于1。图5(b)中， $x_m$ 也随 $\Gamma_s$ 增大而减小。图5(c)中， $\Gamma_s$ 值不够大时没有极值。图5(d)显示 $x_m$ 随 $\beta$ 减小而增大。这些均反映晶体中能量转移与吸收(损耗)的相互竞争。实验所用的晶体尺寸是有讲究的，要使信号光得到最佳放大，必须使 $\Gamma_s$ 、 $AD$ 、 $\alpha$ 、 $I_t$ 、 $\beta$ 和 $L$ 相互匹配。实际上，根据光折变晶体的参数 $\Gamma_s$ 、 $AD$ 和 $\alpha$ ，选取适当的光强、束比、晶体尺寸和光束直径(因为光束直径决定在晶体中光折变起作用的有效距离)等，才能使信号光得到最佳放大。因此，图3~5这些计算曲线，对光折变晶体二波耦合的实验设计是有用的。

朱德瑞参与二波耦合测量，山东大学宋永远提供了KNSBN单晶，特此致谢。

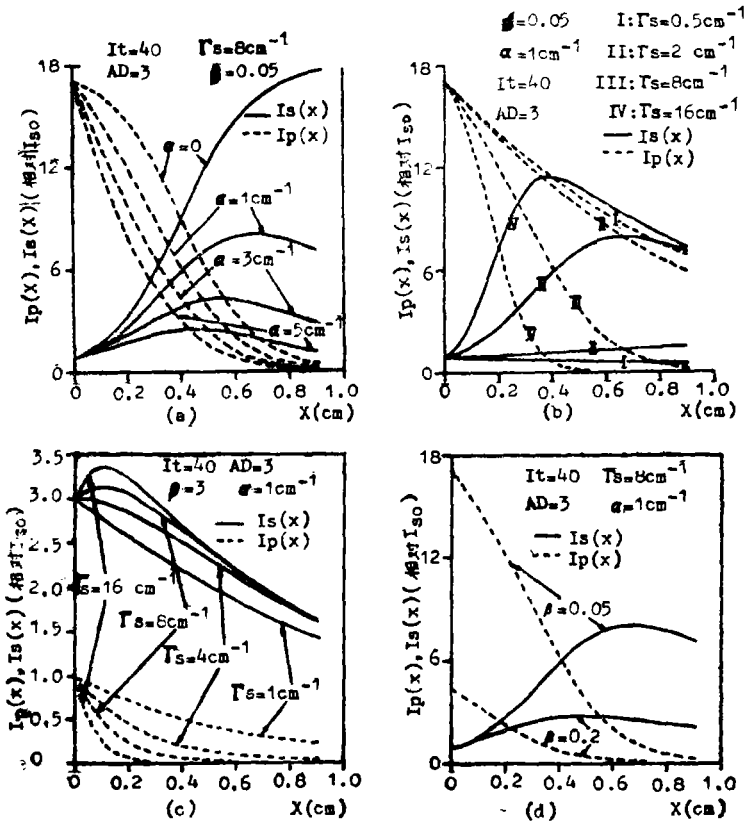


图5 在晶体内的泵浦光和信号光的光强在不同深度随各类参数的变化  
 Fig.5 The intensities of pump beam and signal beam as functions of the depth in the crystal with different varying parameters

### 参 考 文 献

- 1 Ashkin A, Boyd G D, Dziedzic J M *et al.* Appl Phys Lett, 1966, 9: 72
- 2 Kukhtarev N V, Markov V B, Odulov S G *et al.* Ferroelectrics, 1979, 22: 961
- 3 Huignard J P, Marrakchi A, Opt Commun, 1981, 38: 249
- 4 Gunter P. Phys Rep, 1982, 93: 199
- 5 Ducharme S, Feinberg J. J Opt Soc Am, 1986, B3: 283
- 6 Klein M B, Valley G, J Appl Phys, 1985, 57: 4901
- 7 Rak D, Ledoux I, Huignard J P. Opt Commun, 1984, 49: 302
- 8 Motes A, Kim J J. Opt Lett, 1987, 12: 199
- 9 Ewbank M D, Neurgaonkar R R, Cory W K *et al.* J Appl Phys, 1987, 62: 374
- 10 Brost G A, Motes R A, Rotge J R, J Opt Soc Am, 1988, B5: 1879
- 11 陈焕章, 许煜寰. 物理, 1981, 10: 729
- 12 Xu Yuhuan, Chen Huanch, Cross L E. Ferroelectrics, 1984, 54: 123

- 13 Mo D, Xu Y H, Zhu D R *et al.* In: Ahn S H, Cheon H-T, Choh S H *et al.*, eds. Proc 4th Asia Pacific Physics Conference, Seoul, 1990, Singapore: World Scientific, 1991: 401
- 14 Ja Y H. Opt Quantum Electron, 1985, 17: 291
- 15 Kogelnik H. Bell Syst Tech J, 1969, 48: 2909

## Intensity Dependent Energy Transfer through Two-wave Mixing in Photorefractive Crystal

Wang Ren\* Mo Dang

**Abstract** The analytical expression for the gain of signal beam through two-wave mixing in photorefractive crystal is deduced with a simple model. The experimental data of two-wave mixing in KNSBN crystal are analyzed and the intensity-dependent coupling constant is determined. In addition, the gain of the signal beam and the intensities of two coupling waves both inside and outside the crystal are presented in graphic forms.

**Keywords** photorefractive crystal, two-wave mixing, coupling constant

---

\* Department of Physics