

热释电效应对光折变全息光栅读出的影响

余卫龙 余振新

(中山大学激光与光谱学研究所, 广州 510275)

雷德铭

(中山大学物理系, 广州 510275)

(1995 年 7 月 20 日收到)

先用两束 0.27 mW 的 632.8 nm He-Ne 激光在掺 Mn 的 KNSBN 晶体中记录光折变全息光栅, 再用波长为 621.8 nm 的准连续染料激光读出, 观察到衍射光信号有一个从初始最大值衰减到稳定最小值的暂态过程. 初始值对稳定值的比可达 7.5 以上. 这一现象可用热释电效应的影响进行解释.

PACC: 4240E; 4265

1 引 言

Buse 等^[1]用 GW/cm^2 量级高强度激光脉冲在光折变晶体 SBN 中记录光折变全息光栅时, 发现在强激光脉冲作用下, 晶体中产生了一个附加光折变效应. 该附加光折变效应起源于激光干涉条纹诱导产生的热释电效应. 这使人们对光折变效应的产生机制有了新的认识. 最近, 我们用两束亚毫瓦的 632.8 nm 连续 He-Ne 激光先在掺 Mn 的 KNSBN 晶体中记录光折变全息光栅, 然后用波长为 621.8 nm, 重复频率为 4 MHz 连续锁模 ps 激光脉冲去读出时, 也观察到热释电效应诱导产生的附加光折变效应. 附加光折变效应使衍射光信号在读出的初始过程有一个突然增大然后衰减到稳定状态的变化. 我们观察到的附加光折变效应起源于整块晶体的热释电效应, 这与 Buse 等观察到的不同, 他们观察的附加光折变效应起源于干涉条纹小区域的热释电效应. 由于两者有差异, 所以 Buse 等的理论不能用来解释我们的实验结果. 本文报道有关的实验结果并给出理论解释.

2 实验及结果

图 1 为实验装置示意图, 其中 BS_1 和 BS_2 为分束器, M 为反射镜, P_1 , P_2 和 P_3 为格兰-汤姆逊棱镜. P_1 让 He-Ne 激光的水平偏振分量通过, 使入射到晶体的记录光 I_1 和 I_2 为 e 光. P_2 让染料激光的垂直偏振分量通过, 使读出光 I_3 为 o 光. P_3 是信号光检偏器, 它只让垂直偏振光通过. D 为探测器, 它与 X-Y 记录仪联合使用, 用以记录衍射光 I_4 的时间变化曲线. F 为可变光衰减器, 用以改变读出光的功率. C 是掺 Mn 的 KNSBN 晶体, 其通光厚度为 3.92 mm, 它在 c 轴方向的长度为 1 cm, 两个 c 面镀上金电极. c 轴沿水平方

向放置. 实验中 I_1 和 I_2 的夹角固定为 7.5° , 夹角的平分线接近平行于晶体入射表面法线. $I_1 = 0.27 \text{ mW}$, $I_2 = 0.27 \text{ mW}$, 光束直径均约为 0.5 mm . 读出光为主动锁模 Nd:YAG 倍频同步泵浦 Rh6G 染料激光器的输出光, 波长为 621.8 nm , 重复频率为 4 MHz , 脉冲宽度为 $4\text{--}10 \text{ ps}$. 光束直径也约为 0.5 mm . 因脉冲重复率比较高, 对慢速度信号测量而言, 读出光可看成是准连续的. 由于读出光的波长和记录光的波长有些差异, 故实际上读出光 I_3 并不与 I_1 共线, 信号光 I_4 也不与 I_2 共线, 但因偏离角很小, 在理论分析中不重要, 故未在图中特别加以区分.

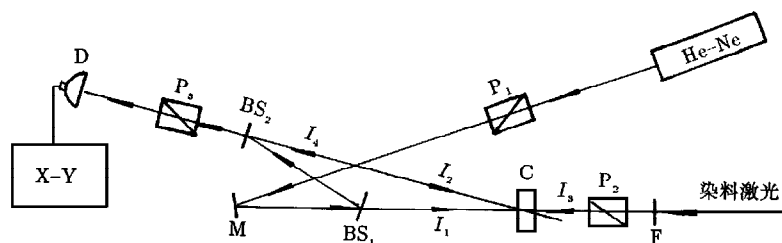


图 1 实验装置

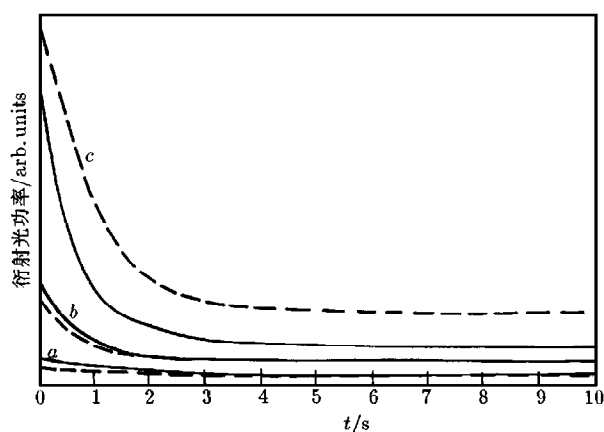


图 2 热释电效应对光折变全息光栅读出的影响 实线为实验曲线;
虚线为理论曲线

三条实验曲线对应的入射光平均功率分别为 0.4 mW , 0.8 mW 和 1.6 mW . 如果定义信号衰减过程时间常数 τ 为从打开读出光到信号衰减至 $(I_{4\max} - I_{4\min}) \cdot e^{-1}$ 时所经历的时间, 则实验结果表明, τ 对入射光平均功率不甚敏感, 已经测得, τ 约为 0.6 s . 这显然远小于折射率光栅的建立时间^[2].

2.2 晶体的热释电效应

我们猜想, 上述现象可能与晶体的热释电效应有关, 因此, 对晶体的热释电进行了测量. 将晶体的两个电极连接到低阻静电计上, 静电计的输入阻抗为 $10 \text{ M}\Omega$. 它有一输出口

2.1 衍射光时间变化特性

实验中, 先挡住读出光, 用两束 He-Ne 激光在晶体中记录光折变全息光栅, 约 20 s 后, 光栅趋于稳定^[2], 保持记录光开着, 突然打开读出光 I_3 , 这时衍射光信号有一个突然上升然后再衰减到稳定值的变化过程. 通过改变读出光的平均功率, 观察到信号最大值对稳定值之比随读出光功率的增大而增大. 图 2 中的实线为部分实验结果. a, b 和 c

可与 X-Y 记录仪连接. 热释电电流信号可由静电计表头读出及由 X-Y 记录仪记录. 图 3 曲线 *b* 是平均功率为 1.6 mW 的染料激光入射时记录到的热释电电流信号. 电流信号初始最大值对应的表头读数为 $1.4 \times 10^{-12} \text{ A}$. 图 3 中曲线 *a* 是函数 $f(t) = e^{-t} + 0.3$ 的计算曲线. 两条曲线高度已归一化. 实验观察到, 当染料激光平均功率从 0.4 mW 变到 1.6 mW 时, 热释电信号最大值随染料光平均功率的增大而增大, 但信号衰减速度对激光平均功率不敏感.

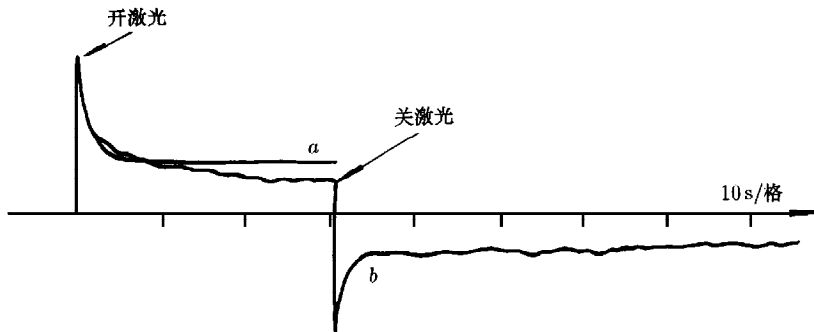


图 3 Mn:KNSBN 晶体的热释电效应 曲线 *a* 为函数 $f(t) = e^{-t} + 0.3$ 的计算曲线; 曲线 *b* 为热释电信号

3 理论解释

现对以上实验结果进行解释. 首先, 注意图 2 的实验曲线. 如上所述, 全息光栅读出过程衍射光的衰减时间常数 τ 为 0.6 s , 远小于光折变光栅的建立时间, 而且在我们所用的光功率范围内, τ 对读出光的功率不敏感. 特别是在比较弱的读出光功率下, 如 $I_3 = 0.4 \text{ mW}$, τ 也远小于折射率光栅的建立时间, 这表明衍射光的衰减过程不全是由读出光的洗栅作用造成的. 再将图 3 晶体热释电信号时间曲线与图 2 的实验曲线相比较, 发现两者存在着某些相似性. 另外, 由晶体的透射光谱^[2], 知道晶体对读出光 (621.8 nm) 的吸收比对记录光 (632.8 nm) 的吸收强很多, 晶体又未发现有明显的荧光, 故对相同功率的记录光和读出光而言, 读出光必在晶体中产生较强的热效应. 因此读出光在晶体中诱导产生的热释电电场强度也要比记录光诱导产生的热释电电场强度大. 由文献[1]知道热释电效应会诱导产生一个附加的光折变效应, 所以用 632.8 nm 光读出和用 621.8 nm 光读出会因它们诱导产生的热释电电场强度的差异而使衍射光在初始读出阶段表现出差异. 对比文献[2]的实验结果和本文的实验结果, 情况确是这样. 于是, 我们相信图 2 的现象是由热释电效应引起的.

下面再进行理论分析. 为减少定量分析的复杂性, 先作两个简化假设: (1) 忽略读出光的洗栅作用, 即折射率光栅在读出过程不发生变化. 这在读出光平均功率接近记录光功率的情况下是比较合理的. (2) 热释电效应产生的附加直流电场可近似用函数

$$E_0(t) = AI_3(e^{-t} + 0.3) \quad (1)$$

来描写. 这一假设主要是参考图 3 而作出的. 它对弱的入射光功率, 在 $t < 10$ s 的时间范围内是比较合理的. 式中 A 为常数. 引入(1)式的另一依据是, 热释电电场强度^[3]

$$E_0 \propto \Delta V \propto p \frac{dT}{dt}, \quad (2)$$

ΔV 为 c 轴方向的附加电压, p 为热释电系数, $\frac{dT}{dt}$ 为晶体温度对时间变化率. 显然, 在光开始照射的时刻, $\frac{dT}{dt}$ 应正比于入射光功率. 将 $E_0(t)$ 等效看成是一个外加电场, 就可以用光折变晶体中体全息光栅光衍射的耦合波理论来解释我们的实验结果. 按文献[4], 对 e 光记录的光折变全息光栅, 当用 o 光读出时, 其衍射光强

$$\begin{aligned} I &\propto I_3 \left| (\omega d/4c) n_o^3 r_{13} E \cos \theta \right|^2 \\ &= I_3 \left| (\pi d/2\lambda) n_o^3 r_{13} E \cos \theta \right|^2, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 λ 为读出光波长, d 为晶体透光厚度, n_o 为记录光 o 光折射率, 因记录光与读出光波长比较接近, 两者折射率差异较小, 可看成近似相等, r_{13} 为电光张量元, Q 为折射率光栅矢量与晶体 c 轴的夹角, 在本实验中, $\theta \approx 0$, 故 $\cos \theta \approx 1$, E 为空间电场振幅, 其大小为^[5]

$$E = mE_{sc} = mE_q \left[\frac{(E_0 - E_{oph})^2 + E_D^2}{\left(E_0 - \frac{N_A}{N_D} E_{oph}\right)^2 + (E_D + E_q)^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (4)$$

其中 m 为光栅调制度, E_0 为外加电场, E_{oph} 为光伏场,

$$E_D = \frac{k_B T K}{e}, \quad (5)$$

$$E_q = \frac{e N_A (N_D - N_A)}{\epsilon K N_D}. \quad (6)$$

我们所用的晶体是还原晶体, $N_D \gg N_A$, 上式化简为

$$E_q = \frac{e N_A}{\epsilon K}. \quad (7)$$

上面各式中, k_B 为玻耳兹曼常数, T 为绝对温度, K 为光栅波矢长, e 为基本电荷, ϵ 为静介电常数, N_D 和 N_A 分别为初始施主和受主密度. 从图 3 看, 信号曲线没有一个渐升过程, 这说明光伏效应的贡献较小. 通常认为, KNSBN 晶体的光伏效应较小, 可以忽略. 这与图 3 的实验结果是一致的. 忽略光伏效应, (4) 式化简为

$$E = mE_q \left[\frac{E_0^2 + E_D^2}{E_0^2 + (E_D + E_q)^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

(8) 式原来用于稳态情况, 但在假设(1)下, 它可用于瞬态读出过程, 用时将 E_0 换为(1)式的 $E_0(t)$.

在我们的实验条件下, 已知晶体对 632.8 nm e 光的折射率为 2.22, 可算得两记录光束在晶体中的夹角 $\alpha = 3.37^\circ$, 全息光栅波矢长 $K = 2k \sin \frac{\alpha}{2} = 1.29 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$, 这里 k 为 632.8 nm 光波矢长. 对室温 $T = 300\text{K}$, 可算得 $E_D = 3.4 \times 10^4 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$. 已知 $n_o = 2.25$, 又 $m = 1$, 取参数 $r_{13} = 88 \times 10^{-12} \text{ mV}^{-1}$, $E_q = 4.5 \times 10^6 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$, $A = 6.8 \times 10^7 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$,

利用(1),(3)和(8)式可算出衍射光功率,图2中的虚线即为计算曲线.对KNSBN晶体,若取相对介电常数 $\epsilon_{33} = 200^{[6]}$,则上面所取的 E_q 值对应的 $N_A = 1.3 \times 10^{22} \text{ m}^{-3}$,这与文献[7]的估计值是一致的.对所取的 A 值,对 $I_3 = 1.6 \text{ mW}$,可算得 $E_0(0) = 1.41 \times 10^5 \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$.由电导率公式 $\sigma = n\mu e$ 及晶体的尺寸 $1 \text{ cm} \times 0.392 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$,若选载流子迁移率与 BaTiO_3 相近,为 $0.5 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}^{[8]}$,则可由 $E_0(0)$ 的值及热释电电流最大值估算出自由载流子的密度为 $0.316 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$,这与对光折变材料的自由载流子密度的估计值也是一致的^[7].

在小的读出平均功率下,上述假设比较合理,理论值应与实验值相接近.在读出光平均功率远大于记录光功率时,读出光的洗栅作用比较明显,预期衍射光信号的数值在开始读出后不久就要小于理论值,这些与图2给出的结果是一致的.

- [1] K. Buse *et al.*, *Opt. Lett.*, **19**(1994), 260.
- [2] 余卫龙等,中山大学学报(自然科学版),**29**(1990), 49.
- [3] 许煜寰等编,铁电与压电材料(科学出版社,北京,1978),第30页.
- [4] 岳学锋等,光学学报,**8**(1988), 727.
- [5] P. Yeh *et al.*, *Int. J. Nonlin. Opt. Phys.*, **1**(1992), 167.
- [6] R. R. Neurgaonkar *et al.*, *Opt. Engin.*, **26**(1987), 392.
- [7] M. Carrascosa *et al.*, *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-22** (1986), 1369.
- [8] G. C. Valley *et al.*, *Opt. Engin.*, **22**(1983), 704.

PYROELECTRIC AFFECTION ON THE READOUT OF PHOTO-REFRACTIVE HOLOGRAPHIC GRATING

SHE WEI-LONG YU ZHEN-XIN

(Institute for Laser and Spectroscopy, Zhongshan University, Guangzhou 510275)

LEI DE-MING

(Department of Physics, Zhongshan University, Guangzhou 510275)

(Received 20 July 1995)

ABSTRACT

The photorefractive holographic grating in a Mn doped $\text{K}_{1-y}\text{Na}_y\text{Ba}_{2-x}\text{Sr}_x\text{Nb}_5\text{O}_{15}$ (KNSBN) is written with two 0.27 mW He-Ne laser beams (632.6 nm) and is read with one quasicontinuous dye laser beam (621.8 nm, 1.6 mW or less). It is found that the Bragg diffracton suddenly reaches its maximum at the beginning and then decays to its minimum with a time constant of about 0.6 s. The ratio of the maximum to the minimum can be higher than 7.5. A theory including pyroelectric effect has been developed and it fits the experiment well.

PACC: 4240E; 4265