

光折变晶体中二波耦合光强依赖 皮秒光脉冲整形

余卫龙 何穗荣 汪河洲 余振新

(中山大学激光与光谱学研究所, 广州 510275)

莫 党

(中山大学物理系, 广州 510275)

(1994年8月3日收到)

波长为 532nm、主脉冲脉宽为 55ps、重复频率为 82MHz 的激光脉冲列在掺 Ce 的 KNSBN 晶体中进行二波耦合。当探测脉冲(倒空脉冲)相对于泵浦脉冲有一定时间延迟时, 泵浦脉冲发生整形。整形效果随入射总光强的增大而变得越来越明显。实验结果与理论符合很好。

PACC: 4265; 4265M; 4265G

1 引 言

利用光折变效应实现快速光耦合是人们关心的课题。这方面近年来已有一系列理论和实验研究。理论指出,在诸如 BaTiO₃, SBN, KNSBN 等慢响应铁电型光折变晶体中,可以通过二波耦合实现高速调制光束的信息传输和 ps 光脉冲整形^[1-3]。对 ps 激光脉冲列情况,我们已报道了有关的实验结果^[3,4]。可是,这些理论和实验,尚未研究二波耦合光强依赖问题。在连续光情况,早已发现在某些光折变晶体中,二波耦合是光强依赖的^[5,6,7]。这就提醒我们必须从理论和实验上研究超短激光脉冲二波耦合的光强依赖问题。我们已从 Kukhtarev 方程^[7]出发,导出了一个高速振幅调制光束光强依赖二波耦合理论^[8]。该理论预言,在扩散机制起主导作用的光折变晶体中,无论是连续光还是高速振幅调制光(例如高重复率超短激光脉冲列),二波耦合一般是光强依赖的,而光强依赖效应与晶体的热激发和晶体的线性吸收紧密相联系。本文报道掺 Ce 的 KNSBN 晶体中二波耦合光强依赖 ps 光脉冲整形的实验结果。该实验结果与文献[8]的理论符合得很好。

2 实验及其结果

图1为实验装置示意图。图中 $BS_i (i=1,2,3)$ 为分束器; $M_i (i=1,2,\dots,6)$ 为反射镜; F_1 和 F_2 为光衰减器, F_1 用于控制总入射光强, F_2 用于调节参考光束 I_3 (从泵浦束 I_1 分出)和经历整形后的泵浦光束 I_4 的相对光强; F-P 为法布里-珀罗干涉器,用

它将锁模良好的激光脉冲变成振幅依次递减的脉冲列,以便观察脉冲整形,它的两块反射镜的振幅反射率乘积的绝对值 $|r_1 r_2| = 0.547$, 两块反射镜的距离 $e = 1.6 \text{ cm}$; 所用激光为连续主动锁模 Nd: YAG 激光的倍频光, 波长为 532 nm , 脉宽为 55 ps , 脉冲重复率为 82 MHz ; 探测光束(在本文中称倒空光束) I_2 和泵浦光束 I_1 在空气中的夹角为 2° , 两光束稍微偏离对称入射, I_1 和 I_2 皆为 e 光; 光折变晶体 C 为掺 Ce 的 KNSBN 晶体, 其通光长度为 0.55 cm , 对 532 nm e 光的线性吸收系数 $\alpha = 1.37 \text{ cm}^{-1}$; 探测仪器为分辨率为 10 ps 的

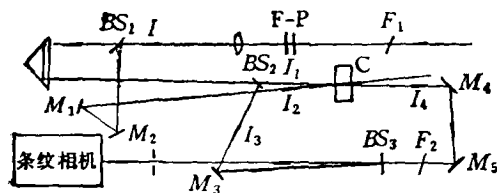


图1 实验装置示意图

为 82 MHz ; 探测光束(在本文中称倒空光束) I_2 和泵浦光束 I_1 在空气中的夹角为 2° , 两光束稍微偏离对称入射, I_1 和 I_2 皆为 e 光; 光折变晶体 C 为掺 Ce 的 KNSBN 晶体, 其通光长度为 0.55 cm , 对 532 nm e 光的线性吸收系数 $\alpha = 1.37 \text{ cm}^{-1}$; 探测仪器为分辨率为 10 ps 的

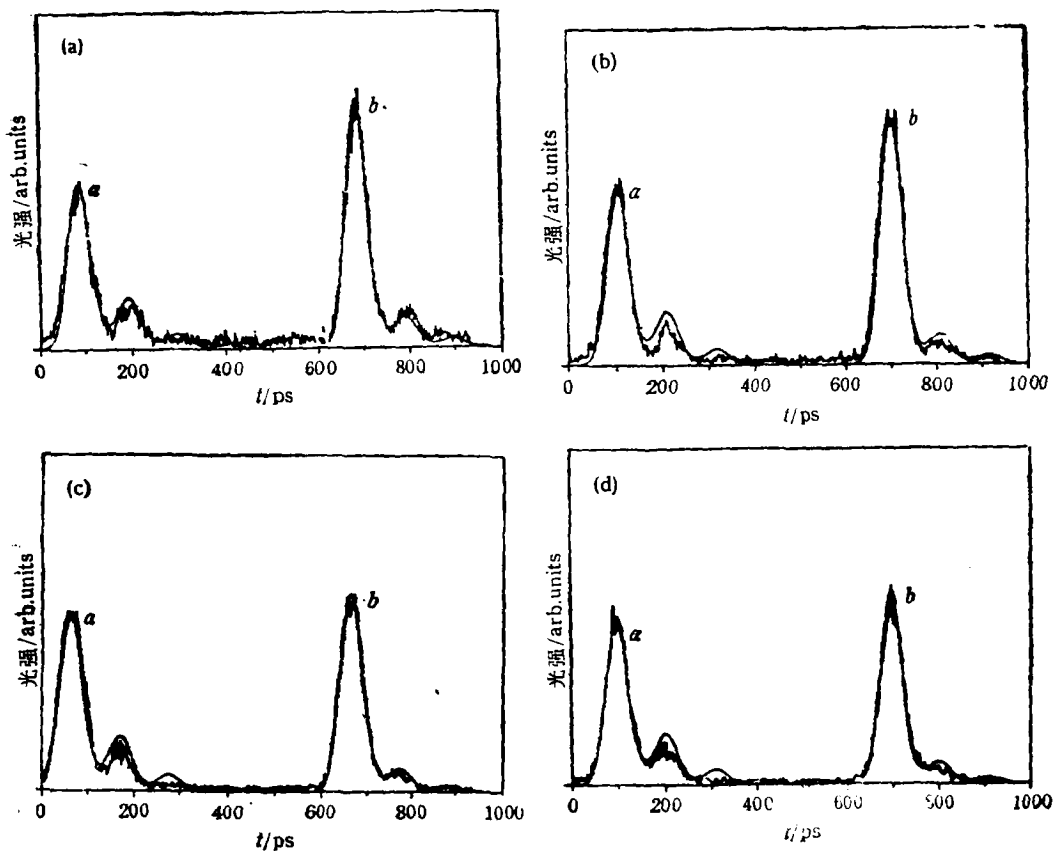


图 2

同步扫描条纹照相机, 用它可对参考脉冲和整形脉冲进行同时观察和记录。

在实验中, 泵浦光束和倒空光束光强比固定为 $31/13$ 。从文献[3]知道, 当倒空脉冲相对于泵浦脉冲的时间延迟约等于主脉冲和第一次脉冲的时间间隔时, 可看到最明显的脉冲整形, 因此, 我们就取 I_2 和 I_1 的脉冲时间延迟 τ 等于主脉冲的时间间隔 T , 其值约为 106.7 ps 。为了定量测定脉冲整形与总入射光强的关系, F_2 一经调节好就固定不动。我们观察到, 当入射总平均光强 $I_0 < 10 \text{ W/cm}^2$ 时, 泵浦脉冲经整形后其子脉冲表观上

变化较小。当 $I'_0 > 10 \text{ W/cm}^2$ 时, 泵浦脉冲整形效果随入射总平均光强的增大而变得越来越明显。图 2 给出部分实验结果, 其中不光滑的曲线即为实验曲线, 曲线 a 为参考脉冲, 曲线 b 为整形脉冲。各图对应的入射总平均光强分别为: (a) $I'_0 = 13.2 \text{ W/cm}^2$; (b) $I'_0 = 16.5 \text{ W/cm}^2$; (c) $I'_0 = 19.8 \text{ W/cm}^2$; (d) $I'_0 = 22.4 \text{ W/cm}^2$ 。

3 理论解释

设两耦合光束的光场可表示为

$$E_j(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_j E_j(z, t) \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r})] + \text{c.c.} \quad (j = 1, 2), \quad (1)$$

其中 $\mathbf{e}_j$ 为电场强度方向上的单位矢量。利用载流子少量近似、一阶光栅近似和慢变振幅近似, 对扩散机制起主导作用的光折变晶体 KNSBN, 忽略光伏效应, 在准稳态情况下, 从 Kukhtarev 方程^[7]出发得到二波耦合方程^[8]

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_1(z, t)}{\partial z} &= -\frac{\gamma}{\bar{I}_0 + Q} \overline{E_1(z, t) E_2(z, t)^*} E_2(z, t) - \frac{1}{2} \alpha E_1(z, t), \\ \frac{\partial E_2(z, t)}{\partial z} &= -\frac{\gamma}{\bar{I}_0 + Q} \overline{E_1(z, t)^* E_2(z, t)} E_1(z, t) - \frac{1}{2} \alpha E_2(z, t), \end{aligned} \quad (2)$$

其中 γ 为饱和耦合系数, Q 为正比于热激发率的常量, $\overline{(\cdot)}$ 表示在光折变响应时间内对时间求平均值。

$$\overline{I_0(z, t)} = \overline{|E_1(z, t)|^2} + \overline{|E_2(z, t)|^2}. \quad (3)$$

上述 I'_0 与 $\bar{I}_0$ 的关系为 $I'_0 = \bar{I}_0(0, t)$ 。令

$$\begin{aligned} E_1(z, t) &= U_1 \exp(-1/2 \alpha z), \\ E_2(z, t) &= U_2 \exp(-1/2 \alpha z), \end{aligned} \quad (4)$$

对于上述实验条件, 我们已解得^[8]

$$\begin{aligned} U_1(z, t) &= 1/2 U_1(0, t) [a_1 a_2 + \eta b_1 b_2] \\ &\quad + 1/2 U_2(0, t) e^{i\phi(0)} [\eta a_2 b_1 - a_1 b_2], \\ U_2(z, t) &= 1/2 U_1(0, t) e^{-i\phi(0)} [a_1 b_2 - \eta a_2 b_1] \\ &\quad + 1/2 U_2(0, t) [\eta b_1 b_2 + a_1 a_2], \\ \eta &= \begin{cases} 1 & \text{当 } V(x) > 0, \\ -1 & \text{当 } V(x) < 0, \end{cases} \end{aligned} \quad (5)$$

$$a_1 = \sqrt{1 + \text{sech}[V(x)]}, \quad a_2 = \sqrt{1 + \text{sech}[C_1]},$$

$$b_1 = \sqrt{1 - \text{sech}[V(x)]}, \quad b_2 = \sqrt{1 - \text{sech}[C_1]},$$

$$V(x) = -\frac{(\gamma C_0)z}{I'_0} + \frac{\gamma C_0}{\alpha I'_0} \ln \left(\frac{I'_0 + Q e^{\alpha z}}{I'_0 + Q} \right) + C_1,$$

$$C_1 = \text{th}^{-1} \left[\frac{\bar{I}_{10} - \bar{I}_{20}}{C_0} \right],$$

$$C_0^2 = 4 [\overline{U_1 U_2^*}]_{z=0}^2 + (\bar{I}_{10} - \bar{I}_{20})^2,$$

其中 $\bar{I}_{10}$ 和 $\bar{I}_{20}$ 分别为泵浦光束和倒空光束在晶体入射表面处的平均光强, $\phi(0)$ 为两束

光在晶体入射表面处的位相差。按我们的实验条件,两束光在晶体入射表面处的慢变振幅可表示为

$$\begin{aligned}
 U_1(0, t) &\propto \left\{ \exp \left[-\frac{t^2}{\Delta t^2} \right] + |r_1 r_2| \exp(i\varphi_0) \exp \left[-\frac{(t-T)^2}{\Delta t^2} \right] \right. \\
 &\quad \left. + |r^2 r^2| \exp(i2\varphi_0) \exp \left[-\frac{(t-2T)^2}{\Delta t^2} \right] + \dots \right\} \exp[i\phi(0)], \quad (6) \\
 U_2(0, t) &\propto \exp \left[-\frac{(t-\tau)^2}{\Delta t^2} \right] + |r_1 r_2| \exp(i\varphi_0) \exp \left[-\frac{(t-T-\tau)^2}{\Delta t^2} \right] \\
 &\quad + |r^2 r^2| \exp(i2\varphi_0) \exp \left[-\frac{(t-2T-\tau)^2}{\Delta t^2} \right] + \dots
 \end{aligned}$$

其中 $T = 2e/c$, c 为真空中光速; $\varphi_0 = 2\pi\nu_0 T + \theta$, ν_0 为脉冲中心频率, θ 为 $r_1 r_2$ 的相角。将 $\Delta t, \varphi_0, \gamma, Q$ 作为待定参数,利用前面给出的已知数据 e, τ, α, l'_0 及(4),(5),(6)各式拟合图2的实验数据,得到 $\Delta t = 46.8\text{ps}$, $\varphi_0 = 0.22$, $\gamma = 2.9\text{cm}^{-1}$, $Q = 5\text{W/cm}^2$ 。拟合时 z 取晶体的通光长度。拟合曲线为图2上的光滑曲线。可见,理论与实验符合得很好。我们在这里还没有考虑到各向异性热透镜效应对 γ 值的影响^[9]。实际上,对 532nm 光,在所用的光强范围内,各向异性热透镜效应还比较弱,因此我们将其忽略。

上述工作的一个可能应用是:将一激光器的输出光束分出一小部分功率,再将这分束光与腔内光束进行二波耦合,从而实现激光器被动锁模。此法是否可行,有待于实验验证。

- [1] 过巴吉等,光学学报,10(1990),209.
- [2] X. S. Yao *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B7** (1990), 2347.
- [3] W. L. She *et al.*, *Opt. Commun.*, **101** (1993), 65.
- [4] 余卫龙等,物理学报,42(1993),1608.
- [5] D. Rak *et al.*, *Opt. Commun.*, **49** (1984), 302.
- [6] M. D. Ewbank *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **62** (1987), 374.
- [7] N. V. Kukhtarev *et al.*, *Ferroelectrics*, **22** (1979), 949.
- [8] W. L. She *et al.*, *Opt. Lett.*, to be published.
- [9] 余卫龙等,物理学报,44(1995),87.

INTENSITY DEPENDENT PICOSECOND LIGHT PULSE SHAPING IN PHOTOREFRACTIVE CRYSTAL BY TWO WAVE COUPLING

SHE WEI-LONG HE SUI-RONG WANG HE-ZHOU YU ZHEN-XIN

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

MO DANG

(Department of Physics, Zhongshan University, Guangzhou 510275)

(Received 3 August 1994)

ABSTRACT

Pulse shaping by two wave coupling in Ce doped KNSBN crystal is realized with a frequency-doubled CW modelocked Nd:YAG laser whose output pulsewidth is about 55ps. When the total incident intensity is higher than $10\text{W}/\text{cm}^2$, the shaping effect becomes more and more prominent with increasing incident intensity. The experimental results show good quantitative agreement with theory.

PACC: 4265; 4265M; 4265G