

Ce:KNSBN 晶体中 ps 激光脉冲二波耦合的直接观察与记录

余卫龙 李庆行 余振新 高兆兰

中山大学激光与光谱学研究所, 广州 510275

莫 党 朱德瑞

中山大学物理系, 广州 510275

1992 年 12 月 23 日收到

重复频率为 82MHz 的 ps 激光脉冲可在慢响应的光折变晶体 Ce:KNSBN 中实现二波耦合. 本文报道用条纹照相机直接记录的实验结果并给出解释.

PACC:4265;4265M;4265G

一、引 言

许多光折变材料在 $1\text{W}/\text{cm}^2$ 的入射光强作用下, 通常意义下的光折变效应响应时间的理论值大于 10^{-6}s ^[1], 而 SBN 和 KNSBN 等晶体的响应时间尤其长, 常在 s 数量级. 理论上说, 可通过增大入射光强来提高光折变效应的响应速度, 但要达到 ps 数量级的响应, 光强应达 $10^7\text{W}/\text{cm}^2$ 以上数量级^[1], 而这又存在着材料的抗光破坏和实用性等方面的问题. 另一方面, 响应速度快而又效率高的光折变材料目前还难以找到. 因此, 利用慢响应的光折变效应实现快速光相互作用过程就成为近年来理论和实验研究的新课题. 理论指出, 在慢响应的光折变晶体中可实现高速振幅调制光束的二波耦合^[2]和脉冲整形^[3]. 振幅调制频率为几十千周的光束的二波耦合已有报道^[2]. 就我们所知, 直接观察和记录重复频率为 10MHz 以上的 ps 光脉冲的二波耦合实验尚未见报道. 我们以掺 Ce 的 KNSBN 晶体为介质, 以同步扫描条纹照相机为探测仪器, 对重复频率为 82MHz 的 ps 光脉冲的二波耦合进行直接观察和记录. 本文报道有关的实验结果并给出理论解释.

二、实验及结果

图 1 为实验装置图. 其中 $BS_i (i=1, 2, 3)$ 为分束器; $M_i (i=1, 2, \dots, 6)$ 为反射镜; F_1 和 F_2 为连续可变光衰减器, F_1 用来改变泵浦光束 I_1 和探测光束 I_2 的相对强度, F_2 用来控制参考泵浦光束 I_3 和信号光束 I_4 的相对强度; F-P 为法布里-珀罗干涉仪, 用它将良好的锁模脉冲变成带有子脉冲的脉冲, F-P 两反射镜之间的距离为 16mm, 两反射镜振幅反射率乘积的绝对值 $|r_1 r_2| = 0.51$; I_1 和 I_2 两束光在空气中的夹角为 2° , 光束直径均为

* 国家自然科学基金资助的课题.

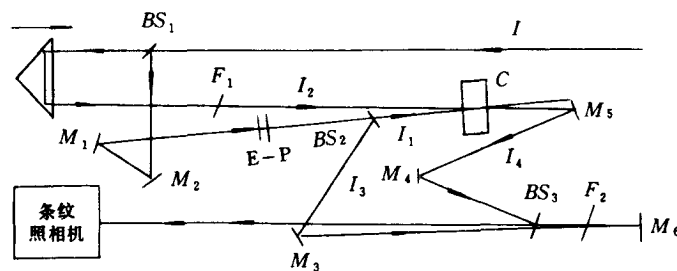
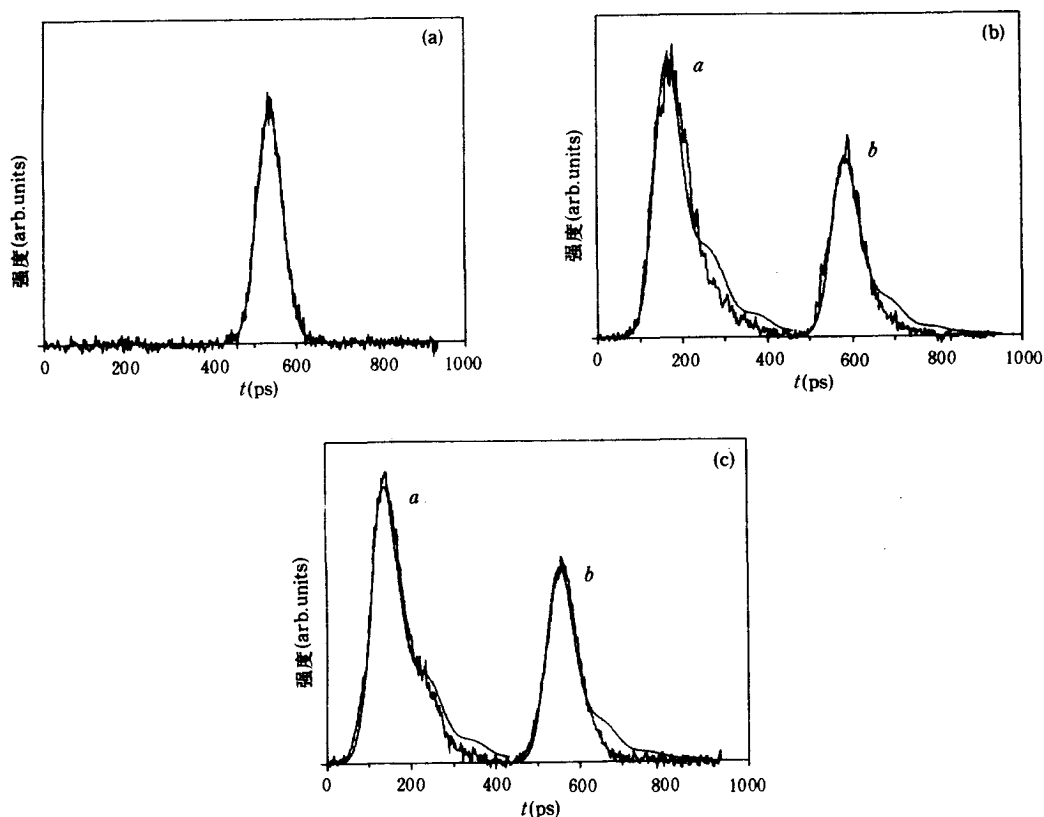


图1 实验装置

0.5mm, 两光束的平均功率分别为 $I_1=6\text{mW}$, $I_2=0.3\text{mW}$; 实验所用的光折变晶体为掺 Ce 的 KNSBN 晶体, 其通光厚度为 5.5mm; 所用的激光束为主动锁模 Nd^{3+} :YAG 激光器输出光的倍频光, 波长为 532nm, 脉宽为 50—70ps, 重复频率为 82MHz。

先调整好时间延迟器, 使 I_1 的主脉冲和 I_2 的脉冲同时到达晶体。挡去泵浦光束 I_1 , 记录探测脉冲透过晶体后的光强波形, 结果如图 2(a), 然后, 让 I_1 和 I_2 同时入射到晶体, 用条纹照相机同时记录参考泵浦脉冲和二波耦合后的信号脉冲, 图 2(b) 和 (c) 上的不光滑曲线为不同次记录的结果, 其中脉冲 a 为参考泵浦脉冲, 脉冲 b 为信号脉冲。图 2(b) 上的信号脉冲与参考泵浦脉冲比较相似, 而图 2(c) 上的则不相似。

图2 ps 激光脉冲二波耦合 (a) 为关闭泵浦光束 I_1 时的信号脉冲; (b) 和 (c) 为打开泵浦光束时的情况。

a 为参考泵浦脉冲; b 为信号脉冲

三、解释与讨论

为了解释图 2(b) 上信号脉冲与泵浦脉冲相似这一事实, 首先就要承认泵浦脉冲和探测脉冲已经在晶体中产生耦合. 为作定量分析, 假定在 Ce:KHSBN 晶体中扩散机制起主导作用, 按文献[2], 高速振幅调制光束在该晶体中进行二波耦合后, 产生的信号光场为

$$E_2(L, t) = \frac{1}{2} \exp(-\frac{1}{2} \alpha L) H_1 E_{10}(t) + \frac{1}{2} \exp(-\frac{1}{2} \alpha L) H_2 E_{20}(t), \quad (1)$$

式中

$$\begin{aligned} H_1 &= [-B_+(0)B_-(L) + B_-(0)B_+(L)], \\ H_2 &= [B_-(0)B_-(L) + B_+(0)B_+(L)], \\ B_+(L) &= [1 + \operatorname{sech}(-\frac{c_0 \Gamma_1}{I_0} L + c_1)]^{\frac{1}{2}}, \\ B_+(0) &= [1 + \operatorname{sech} c_1]^{\frac{1}{2}}, \\ B_-(L) &= [1 - \operatorname{sech}(-\frac{c_0 \Gamma_1}{I_0} L + c_1)]^{\frac{1}{2}}, \\ B_-(0) &= [1 - \operatorname{sech}(c_1)]^{\frac{1}{2}}, \\ c_0^2 &= 4 |\overline{m^2}|_{z=0} + (\overline{I_{10}(t)} - \overline{I_{20}(t)})^2, \\ c_1 &= \tanh^{-1}[(\overline{I_{10}(t)} - \overline{I_{20}(t)})/c_0], \end{aligned} \quad (2)$$

式中 Γ_1 为耦合系数, L 为通光厚度, $\overline{I_{10}(t)}$ 和 $\overline{I_{20}(t)}$ 分别为入射泵浦光和探测光的平均光强, $I_0 = \overline{I_{10}(t)} + \overline{I_{20}(t)}$,

$$|\overline{m^2}|_{z=0} = |\overline{E_1(0, t) E_2^*(0, t)}|^2, \quad (3)$$

上横线表示在光折变响应时间内对时间求平均值.

显然, 信号光强的波形可表示为

$$I_2(L, t) \propto |H_1 E_{10}(t) + H_2 E_{20}(t)|^2, \quad (4)$$

实验表明, 所用的激光脉冲接近高斯型, 故未经过 F-P 干涉仪的脉冲 (例如探测脉冲) 的光场在时域上可表示为

$$E_{20}(t) \propto \exp(-t^2/\Delta t^2), \quad (5)$$

$\Delta t = \Delta \tau / \sqrt{2 \ln 2}$, $\Delta \tau$ 为脉冲半高宽. 泵浦光脉冲的光场在时域上可表示为

$$\begin{aligned} E_{10}(t) &\propto \{\exp(-t^2/\Delta t^2) + |r_1 r_2| \exp(i\varphi_0) \\ &\cdot \exp[-(t - T)^2/\Delta t^2] + |r_1^2 r_2^2| \exp(i2\varphi_0) \\ &\cdot \exp[i2(t - 2T)^2/\Delta t^2] + \dots\} \exp(i\varphi_1), \end{aligned} \quad (6)$$

式中 $\varphi_0 = 2\pi\nu_0 T + \theta$, θ 为 $r_1 r_2$ 的相角, $T = 2e/C$, e 为 F-P 干涉仪的厚度, φ_1 为 $E_1(t)$ 和 $E_2(t)$ 在入射面的初相差, ν_0 为脉冲中心频率.

现利用上述有关公式对实验结果进行解释. 因两束光有相同的直径, 故在上述公式中可用光束功率代替光强进行计算. 首先用 (5) 式拟合图 2(A) 实验数据, 得到 $\Delta t =$

61.18ps, 拟合曲线为图上的光滑曲线, 拟合曲线与实验曲线符合得较好, 可见将锁模脉冲视为高斯脉冲是合适的. 于是, 可利用 $e, \Delta t, |r_1 r_2|$ 的已知值及 (6) 式拟合图 2(b) 的参考泵浦脉冲 a 的实验数据. 拟合得到 $\varphi_0 = 0.42516$. 我们注意在参考脉冲的光强表达式里是不含参数 φ_1 的. 我们已测得 $\Gamma_1 L$ 的值为 1.40, 对 $|\bar{m}|^2|_{z=0}$, 取其最大值 $1.544(\text{mW})^2$ 作为已知值, 再利用 $e, \varphi_0, |r_1 r_2|, \Gamma_1 L, \Delta t$ 等已知数值及 (1), (2), (4), (6) 等式, 对图 2(b) 信号脉冲中 b 的实验数据进行拟合, 得到 $\varphi_1 = 0.50150$. 同理, 对图 2(c) 的实验数据进行拟合, 得到 $\varphi_0 = 0.16446, \varphi_1 = 0.46687$. 我们看到, 图 2(b) 的理论曲线与实验曲线的偏差情况对泵浦脉冲和信号脉冲来说是相似的, 即是说, 理论上要求的信号脉冲与泵浦脉冲的相似性在实验中得到证实. 至于泵浦脉冲的理论曲线与实验曲线的偏离, 我们认为是由激光脉宽起伏引起的. 于是, 理论和实验都表明, 在慢响应的光折变晶体 Ce:KNSBN 中, 重复频率为 82MHz 的 ps 光脉冲是可以实现二波耦合的, 从图 2(c) 中发现理论曲线与实验曲线的偏差情况对泵浦脉冲和信号脉冲来说是不相似的. 信号脉冲的尾部与泵浦脉冲的尾部不相似, 信号脉冲尾部的理论曲线与实验曲线的偏差较大. 这就说明二波耦合是不稳定的. 一个引起不稳定的因素是环境的振动导致光干涉场的不稳定. 这一点我们已经讨论^[4]. 其它因素有待于进一步研究.

[1] P. Yeh *et al.*, *International J. Nonlinear Opt. Phys.*, **1**(1)(1992), 167.

[2] 过已吉等, *光学学报*, **10**(1990), 299.

[3] X. S. Yao *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B7**(1990), 3247.

[4] 余卫龙等, *高束摄影与光子学*, **20**(1)(1991), 26.

DIRECT OBSERVATION AND RECORDING OF TWO-WAVE MIXING OF ps LIGHT PULSES IN Ce:KNSBN CRYSTAL

SHE WEI-LONG LI QING-XING YU ZHEN-XIN GAO ZHAO-LAN

Institute of Laser and Spectroscopy, Zhongshan University, Guangzhou 510275

MO DANG ZHU DE-RUI

Department of Physics, Zhongshan University, Guangzhou 510275

(Received 23 December 1992)

ABSTRACT

Two-wave mixing is realized in Ce doped KNSBN crystal by using ps light pulses with a repetition rate of 82 MHz. The experimental results recorded directly by using a streak camera and an explanation are presented.

PACC:4265;4265M;4265G