

# 光折变晶体中 ps 激光脉冲二波耦合 增益正负转换现象

郑光昭

(广东工业大学数理系 广州五山 510643)

**提要** 用二列脉宽为 60 ps 的连续锁模 Nd:YAG 激光的倍频光在掺 Ce 的 KNSBN 晶体中进行二波耦合。当泵浦光脉冲迟于信号光脉冲到达晶体,或泵浦光脉冲虽先于信号光脉冲到达晶体,但时间提前量小于激光脉冲半高宽时,信号光的二波耦合平均增益是非负的;当泵浦光脉冲先于信号光脉冲到达晶体且时间提前量大于激光脉冲半高宽时,信号光的二波耦合平均增益可变为负的。对此给出物理解释。

**关键词** 光折变晶体,二波耦合,增益

利用光折变效应实现快速光耦合是人们十分关心的课题。这方面近年来已有一系列的理论和实验研究工作<sup>[1~8]</sup>。过巴吉等人从理论上指出<sup>[3]</sup>,在慢响应的光折变晶体中可以通过二波耦合实现高速振幅调制光束的信息传输。他们还用实验证明,在光束调制频率达几十千赫的情况下,有关理论是适用的。随后,余卫龙等人又用重复频率为 82 MHz 的 ps 激光脉冲证实了该理论<sup>[4]</sup>,另一方面,Yao 等人从理论上指出,通过光折变晶体中的二波耦合,可以实现对光脉冲进行整形<sup>[5]</sup>。余卫龙等人将 Yao 的理论进行推广并用实验验证了该理论<sup>[6]</sup>,这一理论后来又被推广到光强依赖情况<sup>[7]</sup>并被实验证明是有效的<sup>[8]</sup>。对耦合系数为实数的情况,该理论实际已包含了过巴吉等人的理论。最近,我们用二列脉宽为 60ps 的连续锁模 Nd:YAG 激光的倍频光在掺 Ce 的 KNSBN 晶体中进行二波耦合时发现,当泵浦光脉冲迟于信号光脉冲到达晶体,或泵浦光脉冲虽先于信号光脉冲到达晶体,但时间提前量小于激光脉冲半高宽时,信号光的二波耦合平均增益是非负的;当泵浦光脉冲先于信号光脉冲到达晶体且时间提前量大于激光脉冲的半高宽时,信号光的二波耦合平均增益可变为负的。本文报道有关的实验并将结果与文献<sup>[7]</sup>的理论进行比较,然后给出一个物理解释。

## 1 实验及其结果

实验装置如图 1 所示,其中所用激光是连续锁模 Nd:YAG 脉冲激光器的倍频光,波长为 532 nm,脉冲重复率为 82 MHz,脉冲宽度为 50~75 ps,BS<sub>1</sub>,BS<sub>2</sub> 为分束器, M 为反射镜, F 为可变光衰减器, L 为长焦距凸透镜, PM 为光电倍增管, ND 为中性滤色片。PM 探测信号光 I<sub>2</sub>, 其输出信号由 X-Y 记录仪记录。激光束经透镜 L 聚集后,成为发散角很小的准平行光束,经分束器

分成泵浦光  $I_1$  和信号光  $I_2$ ,  $I_1$  和  $I_2$  的直径约为 0.7 mm。它们皆为  $e$  光。实验所用的晶体为掺 Ce 的 KNSBN 晶体, 尺寸为  $5 \times 6 \times 7$  (mm), 透光厚度为 6 mm。实验中, 固定  $I_{10} = 30$  mW (平均功率),  $I_{20}$  则取 16 mW 和 28 mW 两个值。图 2 是实验得到的信号光平均功率与泵浦光时间延迟的关系。图中水平曲线是信号光无耦合本底功率。对应图 2 的结果, 我们用条纹照相机监测得激光脉冲半高宽为 60 ps。图 2 中当  $I_1$  的时间延迟量为正时, 表示泵浦光脉冲迟于信号光脉

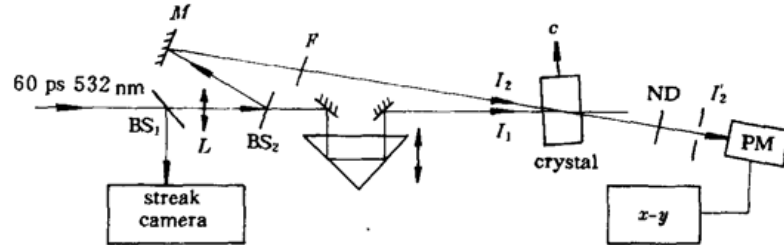


图 1 二波耦合实验装置

Fig. 1 Schematic of the experimental set up for two-wave coupling

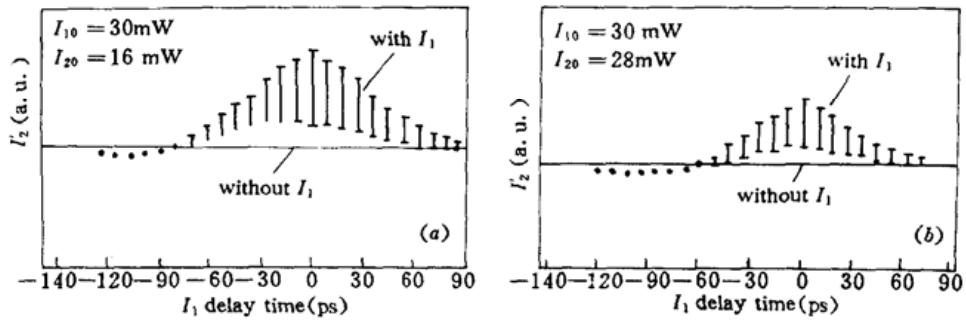


图 2 信号光平均功率 ( $\overline{I_2}$ ) 作为  $I_1$  时间延迟的函数

Fig. 2 The signal power ( $\overline{I_2}$ ) vs the delay time of  $I_1$

冲到达晶体, 而  $I_1$  时间延迟量为负时, 表示泵浦光脉冲先于信号光脉冲到达晶体。从图 2 可看到, 当泵浦光脉冲迟于信号光脉冲到达晶体, 或泵浦光脉冲虽先于信号光脉冲到达晶体, 但时间提前量小于激光脉冲半高宽时, 信号光的二波耦合平均增益是非负的; 而当泵浦光脉冲先于信号光脉冲到达晶体且时间提前量大于激光脉冲半高宽时, 信号光二波耦合平均增益可变为负的。应该指出, 当泵浦光脉冲延迟时间大于 90 ps 而小于  $1/(82 \times 10^6)$  s 时, 信号光平均增益基本为零。对信号光平均增益为负的情况, 测得泵浦光的平均增益微大于零。另外, 所用的晶体光扇开很弱, 特别是在 532 nm 的 ps 激光脉冲作用下, 光扇开更弱, 其影响基本可略。

## 2 讨 论

按文献[7], 二波耦合方程为

$$\frac{dU_1(z,t)}{dz} = -\frac{\gamma}{I_0' + Qe^{\alpha z}} \overline{U_1(z,t)U_2^*(z,t)U_2(z,t)} \tag{1}$$

$$\frac{dU_2(z,t)}{dz} = -\frac{\gamma}{I_0' + Qe^{\alpha z}} \overline{U_1^*(z,t)U_2(z,t)U_1(z,t)}$$

式中  $\gamma$  为二波耦合系数,  $\alpha$  为光强吸收系数,

$$I_0' = |\overline{U_1(z,t)}|^2 + |\overline{U_2(z,t)}|^2 = \overline{I_{10}} + \overline{I_{20}} \tag{2}$$

$\overline{I_{10}}$  和  $\overline{I_{20}}$  分别为入射泵浦光和信号光平均光强。由文献[7]的(8)式可得

$$\begin{aligned} U_1(z, t) &= E_1(z, t)e^{i\omega t/2} \\ U_2(z, t) &= E_2(z, t)e^{i\omega t/2} \end{aligned} \quad (3)$$

$E_1(z, t)$  和  $E_2(z, t)$  分别为泵浦光和信号光光场。 $\overline{(\quad)}$  表示在比调制周期长, 但比光折变响应时间短的时间内求平均。由(1)式容易导出

$$\frac{d[|\overline{U_1(z, t)U_2^*(z, t)}|^2]}{dz} = \frac{2\gamma}{I_0' + Qe^{-\alpha z}} |\overline{U_1(z, t)U_2^*(z, t)}|^2 (\overline{I_1} - \overline{I_2})e^{-\alpha z} \quad (4)$$

文献[7]已解得

$$\begin{aligned} |\overline{U_1(z, t)U_2^*(z, t)}|^2 &= C_0^2/4\text{sech}^2[V(z)] \\ V(z) &= -\frac{\gamma C_0 z}{I_0'} + \frac{\gamma C_0}{\alpha I_0'} \ln\left(\frac{I_0' + Qe^{-\alpha z}}{I_0' + Q}\right) + C_1 \end{aligned} \quad (5)$$

$$C_1 = \text{th}^{-1}\left(\frac{\overline{I_{10}} - \overline{I_{20}}}{C_0}\right)$$

$$C_0^2 = 4|\overline{U_1(z, t)U_2^*(z, t)}|^2_{z=0} + (\overline{I_{10}} - \overline{I_{20}})^2$$

$Q$  为一个与热激发有关的常数。将(5)式代入(4)式并利用  $\overline{I_1} + \overline{I_2} = (\overline{I_{10}} + \overline{I_{20}})e^{-\alpha z}$ , 易导出

$$\overline{I_2(z, t)} = \{\overline{I_{10}} + \overline{I_{20}} - C_0 \text{th}[V(z)]\}e^{-\alpha z}/2 \quad (6)$$

我们知道, 在无耦合情况下, 信号光平均光强在通过晶体后变为

$$\overline{I_2(z, t)} = \overline{I_{20}}e^{-\alpha z} \quad (7)$$

要使耦合后的光强小于无耦合时的光强, 比较(6)和(7)两式, 应有

$$\{\overline{I_{10}} + \overline{I_{20}} - C_0 \text{th}[V(z)]\}/2 < \overline{I_{20}} \quad (8)$$

或

$$\overline{I_{10}} - \overline{I_{20}} < C_0 \text{th}[V(z)] \quad (9)$$

可以证明,  $V(z)$  是  $z$  的减函数,  $V(z)$  的最大值是在  $z = 0$  处, 但是

$$V(0) = C_1 = \text{th}^{-1}\left(\frac{\overline{I_{10}} - \overline{I_{20}}}{C_0}\right) \quad (10)$$

又  $\text{th}(V)$  是  $V$  的增函数, 故  $V(z)$  达到最大值时,  $\text{th}(V)$  达到最大(本问题中的最大), 而

$$C_0 \text{th}[V(0)] = \overline{I_{10}} - \overline{I_{20}} \quad (11)$$

将(11)代入(9)得

$$\overline{I_{10}} - \overline{I_{20}} < \overline{I_{10}} - \overline{I_{20}} \quad (12)$$

在我们的实验中, 泵浦光和信号光光束的直径基本一样, 故平均功率可用平均光强来代替。这样, (12)式的矛盾结果表明, 文献[7]的理论结果未能解释上述图 2 负增益的结果, 但是, 这个理论又暗示我们, 在掺 Ce 的 KNSBN 晶体中, 可能存在一种响应时间短于激光脉冲重复时间  $[1/(82 \times 10^6) \text{ s}]$  的附加光折变效应。因为上述理论包括了一个在长于激光脉冲重复时间但又短于光折变效应响应时间内求平均的步骤, 故该理论只适用于光折变响应时间长于激光脉冲重复时间的情况。

实验已经观察到, 在通常表现为慢响应的光折变晶体  $\text{BaTiO}_3$  中, 超短激光脉冲能诱导出皮秒光折变效应<sup>[9]</sup>。为了解释以上实验结果, 我们假定在所用的光折变晶体中也存在着一种响应时间短于激光脉冲重复时间但是比较弱的快速光折变效应。我们知道, 在二波耦合过程中, 泵浦光在光折变光栅上产生衍射, 其衍射光加到信号光束上, 与此同时信号光束也在光折变光栅上产生衍射, 其衍射光则加到泵浦光束上。如果泵浦光的衍射光的能量大于信号光的衍射光的能量, 则信号光束就获得二波耦合平均正增益, 否则获得负增益。在我们的实验中, 当泵浦光脉冲和信号光脉冲重叠区比较大时(这有两种情况, 即是泵浦光脉冲先到达晶体或后到达晶体, 但两脉冲先后到达时间差小于激光脉冲半高宽), 慢响应光折变效应起主导作用, 按文献[7], 这时信号平均增益是非负的。当泵浦光脉冲迟于信号光脉冲到达晶体且时间延迟量大于

激光脉冲的半高宽时,慢响应的光折变效应和快响应的光折变效应都对泵浦光脉冲的衍射有贡献,而快响应的光折变效应则对后继信号光脉冲的主峰的衍射没有贡献,即附加快速光折变效应只能增加信号光束的二波耦合平均增益。当泵浦光脉冲先于信号光脉冲到达晶体且时间提前量大于激光脉冲的半高宽时,快响应的光折变效应对信号光脉冲主峰的衍射有贡献而对泵浦光脉冲主峰的衍射没有贡献。另一方面,信号光脉冲主峰在光折变光栅上的衍射的同时,也对光折变光栅起部分洗栅作用。这样使后继泵浦光脉冲主峰“看到”的慢响应光折变光栅的调制度略微小些。当信号光束从慢响应的光折变效应获得的平均正增益小于它在快响应光折变光栅上衍射造成的损耗时,信号光束的二波耦合平均增益就变为负的。因为信号光脉冲的洗栅作用随信号光束的光强的增大而增强,而快响应光折变效应也随总入射光能的增大而增强<sup>[9]</sup>,所以在泵浦光光强不变的情况下,信号光二波耦合平均增益变负的现象应随信号光光强的增大而变得明显,这正是图 2 观察到的现象。

致谢 感谢中山大学激光与光谱学研究所 在实验上给予的帮助。

### 参 考 文 献

- 1 C. Joubert Marie L. Roblin, R. Grousson. Temporal reversal of picosecond optical pulses by holographic phase conjugation. *Appl. Opt.*, 1989, 28(21): 4604~4612
- 2 余卫龙,李庆行,余振新等. 相位共轭皮秒光脉冲的直接观察和记录. *物理学报*, 1993, 42(2): 264
- 3 过巴吉,石顺祥,关义春等. 光致折射晶体中高速调制光束传输和放大的理论研究. *光学学报*, 1990, 10(4): 299
- 4 余卫龙,李庆行,余振新等. Ce:KNSBN 晶体中 ps 激光脉冲二波耦合的直接观察和记录. *物理学报*, 1993, 42(10): 1608
- 5 X. S. Yao, V. Dominic, J. Feinberg. Theory of beam coupling and pulse shaping of mode-locked laser pulses in a photorefractive crystal. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1990, 7(12): 2347~2355
- 6 W. L. She, Q. Wu, Q. X. Li *et al.*. Picosecond light pulse shaping in photorefractive crystal by two-wave coupling. *Opt. Commun.*, 1995, 101(1,2): 65~68
- 7 She Weilong, Q. Wu, Yu Zhenxin *et al.*. Theory of intensity dependent two-wave mixing with high speed amplitude modulated beams in photorefractive crystal. *Chinese J. Laser*, 1995, B4(3): 235
- 8 余卫龙,何穗荣,汪河洲等. 光折变晶体中二波耦合光强依赖皮秒光脉冲整形. *物理学报*, 1995, 44(11): 1761
- 9 A. L. Smirl *et al.*. Formation, decay and erasure of photorefractive gratings written in bariun titanate by picosecond pulses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1989, 6(4): 606

## Positive and Negative Gains Transition of ps Laser Pulses Two-wave Coupling in a Photorefractive Crystal

Zheng Guangzhao

(Department of Mathematics and Physics, Guangdong University of Technology, Guangzhou 510643)

**Abstract** In a Ce:KNSBN crystal, two-wave coupling was carried out using two laser beams from a frequency-doubled cw modelocked Nd:YAG laser, with 82 MHz repetition rate and a pulse duration  $\Delta t = 60$  ps. When the time delay  $t$  of the pump laser pulses with respect to the probe ones is  $> 0$ , the average gain of the probe beam is  $\geq 0$ . And when  $t < -\Delta t$ , the average gain can be  $< 0$ . A physical explanation is put forwards.

**Key words** photorefractive crystal, two-wave coupling, gain