

文章编号: 1001- 4322(2001)s1- 0127- 04

# 二次谐波转换对激光脉宽影响的实验研究<sup>\*</sup>

陈 波, 刘 华, 苏春燕, 叶金祥, 夏彦文, 谢旭东

(中国工程物理研究院 高温高密度等离子体物理国家重点实验室, 四川 绵阳 919-988 信箱 621900)

**摘 要:** 实验研究了 KDP 晶体二次谐波转换非线性效应对脉宽测量精度的影响。结果表明: 在小信号近似下, 长度为 1~ 3cm 的 KDP II 类晶体, 对于近高斯脉冲, 其基频脉宽与倍频脉宽存在  $\sqrt{2}$  的关系; 对于非近高斯脉冲, 基频脉冲半宽与倍频脉冲波形的 1/4 高宽相等; 在输入功率密度和能量转换效率较高时, 基频与倍频脉宽无固定关系。

**关键词:** KDP 晶体; 非线性效应; 脉宽压缩

**中图分类号:** TN 247 **文献标识码:** A

条纹相机是激光脉冲波形精密测量的最重要的设备。S-20 条纹相机的光阴极的光谱响应范围为 400~ 800nm, 对于钕玻璃激光器输出的激光脉冲, 其时间波形的测量要借助倍频器将 1.06 $\mu$ m 红外激光转换为 0.53 $\mu$ m 可见光后方能进行, 这就存在一个脉宽转换问题。由于 KDP 晶体的谐波转换的非线性效应, 使得基频光经 KDP 晶体倍频后, 基频脉冲时间波形的宽度要发生变化, 其变化规律对脉宽的测量精度有较大的影响。因此在激光时间波形的精密测量中, 必须考虑到倍频晶体引入的测量误差。另外, 倍频压缩规律为 KDP 晶体的非线性效应研究也提供了实验基础。

实验研究了长度为 1cm, 2cm, 3cm 的 II 类 KDP 晶体, 在输入功率密度为 1 ~ 230MW/cm<sup>2</sup>, 倍频能量转换效率(此处及以后的转换效率均为二次谐波转换的外部能量转换效率)为 0.005% ~ 18% 的情况下脉宽压缩的规律, 取得了与理论相当一致的结果, 此结果可应用于激光参数的精密测量。

## 1 理论计算

由平面波的三波相互作用的波动方程, 可得到三波耦合方程组<sup>[1]</sup>为

$$\begin{cases} \frac{dE_1}{dz} = -K_1 E_3 E_2^* \exp(-i\Delta kz) - \frac{1}{2} r_1 E_1 \\ \frac{dE_2}{dz} = -K_2 E_3 E_1^* \exp(-i\Delta kz) - \frac{1}{2} r_2 E_2 \\ \frac{dE_3}{dz} = -K_3 E_3 E_1 \exp(-i\Delta kz) - \frac{1}{2} r_3 E_3 \end{cases} \quad (1)$$

其中,  $E_j$  是第  $j$  ( $j = 1, 2, 3$ ) 波矢的复振幅,  $r_j$  是吸收系数, 波矢失配  $\Delta k = k_3 - (k_2 + k_1)$ ,  $K_j$  是第  $j$  波的非线性系数, 由下式给出:  $K_j = \frac{\omega}{2c} (n_1 n_2 n_3)^{-1/2} \frac{d_{36}}{\epsilon_0} \sin(\gamma \theta_n)$ 。其中  $n_1, n_2, n_3$  为非线性折射率,  $d_{36}$  为非线性系数。对于 II 类 KDP 晶体,  $\gamma = 2$ ,  $\theta_n$  是最佳相位匹配角<sup>[1]</sup>  $\omega = 2\omega_0$ 。

对于三波耦合方程, 在倍频情况下,  $E_1 = E_2 = E_{\omega_0}$ 。在小信号近似条件下, 对方程组(1)积分, 可以得到倍频光强表达式<sup>[2]</sup>为

$$I_{2\omega} = 8K_d^2 d^2 C \mu_0 I_{\omega}^2 \alpha (1 - \alpha) (\sin^2 \Psi_d / \Psi_d^2) \quad (2)$$

其中,  $K_d$  是倍频晶体中的  $K$  值,  $d$  为晶体长度,  $\alpha$  为入射光在倍频晶体  $e, o$  轴上的分量, 二倍频晶体  $\alpha = 1/2$ ,  $\Psi_d = \Delta kd/2$ ,  $C$  和  $\mu_0$  为与晶体有关的常数。

由(2)式可得

<sup>\*</sup> 收稿日期: 2000-09-06; 修订日期: 2000-11-13  
基金项目: 国防科技基础研究基金资助课题  
作者简介: 陈 波(1967-), 男, 副研究员, 主要从事激光参数的精密测量。

$$\frac{I_{2\omega}}{I_{\omega}^2} = 8K_d^2 d^2 C \mu_0 \alpha (1 - \alpha) (\sin^2 \Psi_d / \Psi_d^2) \quad (3)$$

可见在小信号近似下, 即入射基频光强度足够小时,  $I_{2\omega}/I_{\omega}^2$  保持常数, 即满足平方律关系。如已知入射基频光的脉冲波形, 由测得的倍频光脉冲宽度通过变换可直接求得基频光的脉冲宽度。

对于高斯光脉冲波形, 在小信号近似条件下

$$I_{2\omega}(t) = I_{2\omega_0} e^{-t/\tau_{2\omega}^2} \quad (4)$$

$$I_{\omega}^2 = [I_{\omega_0} e^{-t/\tau_{\omega}^2}]^2 = I_{\omega_0}^2 e^{-\sqrt{2} t/\tau_{\omega}^2} \quad (5)$$

因  $I_{2\omega}(t) \propto I_{\omega}^2(t)$ , 可得

$$\tau_{2\omega} = \tau_{\omega} / \sqrt{2} \quad (6)$$

其中  $\tau$  为激光脉冲宽度。此结果对任意高宽都成立, 对于半高宽 FWHM, 有

$$\tau_{2\omega 1/2} = \tau_{\omega 1/2} / \sqrt{2} \quad (7)$$

由上式可以看到, 半高宽的变换关系与入射基频光的脉冲波形有关, 但只有在入射脉冲时间波形为近高斯的情况下, 才有较高的测量精度, 并满足  $\sqrt{2}$  压缩因子的关系。

## 2 实验研究

### 2.1 仪器设备

实验中的激光器为高能 YAG 激光系统, 其性能指标为: 激光波长  $1.06 \mu\text{m}$ , 激光能量为  $1.1 \text{ J}$ , 脉冲宽度为  $1 \sim 5 \text{ ns}$ , 远场发散角为  $1.1$  倍衍射极限, 重复频率为  $10 \text{ Hz}$ , 输出能量稳定性为  $15\%$ 。

选用的脉冲宽度测量设备为双平面光电二极管 (R1328U-01 型双平面光电二极管, 响应时间约  $60 \text{ ps}$ , 响应波长  $1.06 \mu\text{m}$ ) 和 SCD5000 快速数字化示波器 (示波器带宽  $4.5 \text{ GHz}$ , 单次采样率为  $20 \text{ GHz}$ , 脉冲上升前沿响应时间为约  $60 \text{ ps}$ )。

### 2.2 光路排布

如图 1 所示, 基频入射激光束取样后输入强流光电管, KDP 输出的倍频光经光路延迟后进入同一强流光电管, 用 SCD5000 示波器同时记录  $I_{\omega}$  和  $I_{2\omega}$  的时间波形。衰减器组的作用是控制晶体和探头的入射光强, 卡计分别用来测量基频和倍频的能量。测量的波形如图 2 所示, 图 3 是特殊波形下的测量结果,  $d$  为晶体长度。

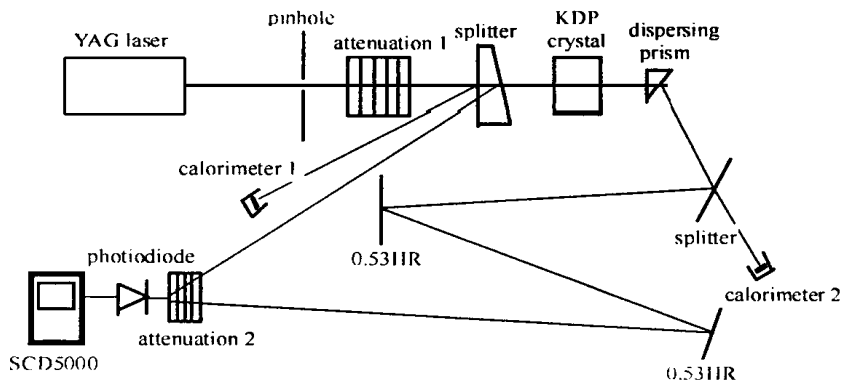


Fig. 1 The layout of optical components

图 1 实验光路排布图

### 2.3 实验数据

我们对长度为  $1 \text{ cm}$ ,  $2 \text{ cm}$ ,  $3 \text{ cm}$  的 II 类 KDP 晶体, 在不同的输入功率密度和能量转换效率的情况下进行了实验, 其结果如图 4~ 图 9。

### 2.4 实验结果分析



Fig 2 Measurement of standard waveform with  $\tau_{\omega 1/2}/\tau_{2\omega 1/2}= 1.429, \tau_{\omega 1/2}/\tau_{2\omega 1/4}= 1.004$   
图2  $d=1\text{cm}, I_{\omega}=13\text{MW}/\text{cm}^2$  时测量波形

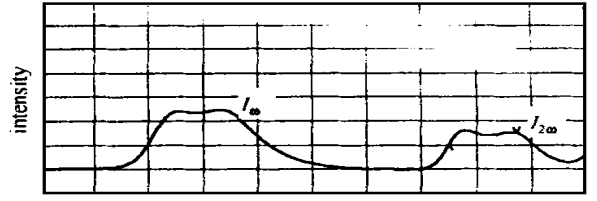


Fig 3 Measurement of special waveform  $\tau_{\omega 1/2}/\tau_{2\omega 1/2}= 1.184, \tau_{\omega 1/2}/\tau_{2\omega 1/4}= 0.98$   
图3 特殊波形情况下的测量波形

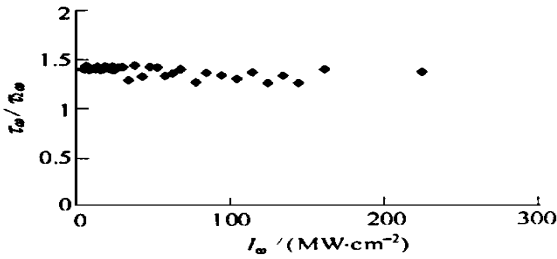


Fig 4 Relationship between power density and compress factor with  $d=1\text{cm}, I_{\omega}=5\sim 23\text{MW}/\text{cm}^2$   
图4  $d=1\text{cm}$  时功率密度与压缩因子的关系

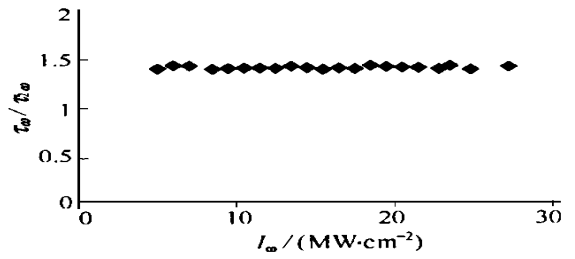


Fig 5 Relationship between power density and compress factor with  $d=1\text{cm}, I_{\omega}=5\sim 30\text{MW}/\text{cm}^2$   
图5  $d=1\text{cm}$  时功率密度与压缩因子的关系

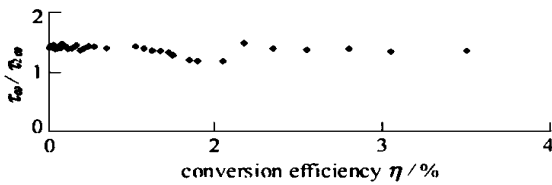


Fig 6 Relationship between conversion efficiency and compress factor with  $d=1\text{cm}, \eta=0.005\sim 5\%$   
图6  $d=1\text{cm}$  时转换效率与压缩因子的关系

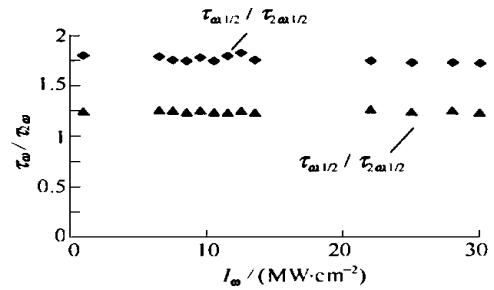


Fig 7 Relationship between power density and compress factor with  $d=2\text{cm}, I_{\omega}=1\sim 30\text{MW}/\text{cm}^2$   
图7  $d=2\text{cm}$  时功率密度和压缩因子的关系

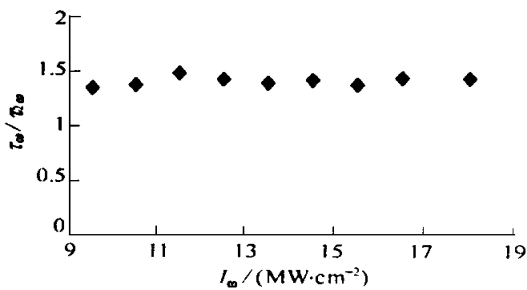


Fig 8 Relationship between power density and compress factor with  $d=3\text{cm}, I_{\omega}=9\sim 20\text{MW}/\text{cm}^2$   
图8  $d=3\text{cm}$  时功率密度与压缩因子的关系

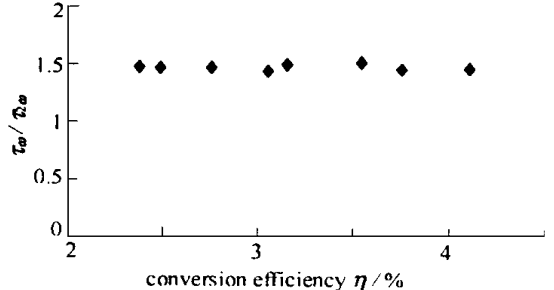


Fig 9 Relationship between conversion efficiency and compress factor with  $\eta=2\%\sim 5\%$   
图9  $d=3\text{cm}$  时转换效率与压缩因子的关系

由图4~ 图9可以看出,对于三种长度的晶体,其实验结果相差不大。即在长度  $3\text{cm}$ ,小信号近似条件下,满足 $\sqrt{2}$ 的压缩关系。

由图4,图7,图8可以看出,在输入功率密度  $30\text{MW}/\text{cm}^2$  时,得到的时间波形的压缩  $\tau_{\omega 1/2}/\tau_{2\omega 1/2}$

满足 $\sqrt{2}$ 的关系,得到的最后实验结果为 $\tau_{\omega 1/2}/\tau_{2\omega 1/2}=1.413(1\pm 0.3\%)$ 。

由图 7 可以看出,对于 2cm 晶体,倍频脉冲波形的 1/4 高宽与基频的半高宽,在满足小信号近似条件下基本相等,实验值为 $\tau_{\omega 1/2}/\tau_{2\omega 1/4}=0.994(1\pm 0.3\%)$ 。

由图 6、图 9 可以看出,对于不同长度的晶体,其能量转换效率与脉冲的压缩也有一定的关系。对于 1cm 的晶体转换效率低于 1%, 2cm 的晶体转换效率低于 5%, 3cm 晶体转换效率在 5% 以内,均满足小信号近似条件,实验结果为 $\tau_{\omega 1/2}/\tau_{2\omega 1/2}=1.430(1\pm 0.5\%)$ 和 $\tau_{\omega 1/2}/\tau_{2\omega 1/4}=0.990(1\pm 0.3\%)$ 。

由图 4 可以看出,在输入功率密度大于 $30\text{MW}/\text{cm}^2$ 后,脉宽压缩因子有明显变小的趋势,且数据涨落增大,无规律可循。在能量转换因子大于一定的值(1cm 晶体: 1%, 2cm 晶体: 5%)以后,结果也存在下降的趋势,且无规律可言。在此情况下,不能用测得的倍频脉宽反推基频光脉宽。

### 3 结 论

通过实验,我们得到的主要结论如下:(1)对于入射脉冲为近高斯光束,小信号近似条件下( $I_{\omega}<30\text{MW}/\text{cm}^2$ ),基频光脉宽与倍频光脉宽存在 $\sqrt{2}$ 的关系,可以由测得的倍频脉宽反推基频脉宽;(2)倍频压缩关系对晶体长度不灵敏,在晶体长度 $\leq 3\text{cm}$ ,满足小信号近似条件下,压缩关系成立;(3)倍频转换效率对波形的压缩有一定的影响,并与晶体长度有关,倍频效率较低时能满足小信号近似条件;(4)在输入脉冲功率密度较高时( $I_{\omega}>30\text{MW}/\text{cm}^2$ ),基频脉宽与倍频脉宽间无固定关系,其压缩因子小于 $\sqrt{2}$ ,这时不能用测得的倍频脉宽反推基频脉宽。

由以上的结果可知,在入射激光功率密度小于 $30\text{MW}/\text{cm}^2$ 时,可以利用倍频光脉冲的半高宽推导基频光脉冲的半高宽,从而利用 S-20 阴极条纹相机完成波长为 $1.054\mu\text{m}$ 激光脉冲的时间特性测量。同时,在激光参数的精密化测量中,必须考虑倍频对脉宽的影响。本实验是在 ns 脉冲条件下完成的,对于超短脉冲要考虑晶体群速度失配的影响,相对于条纹相机的应用,这个影响可忽略。

### 参考文献:

- [1] 蓝信钜 激光技术[M]. 北京: 科学出版社, 2000, 224-237.
- [2] 郑万国, 魏晓峰, 张子民, 等. 高功率激光的三倍频高效转换实验[J]. 强激光与粒子束, 1995, 7(3): 417-421.

## Study on the effect of second harmonic conversion on the pulse width

CHEN Bo, LIU Hua, SU Chun-yan, YE Jin-xiang, XIA Yan-wen, XIE Xu-dong

(National Key Laboratory of Laser Fusion, CAEP, P. O. Box 919-988, Mianyang 621900, China)

**Abstract** The non-linear 2nd-harmonic conversion effect of the KDP crystal is researched and its effect to measurement accuracy of the laser pulse width. Experimental results show that: in condition of small signal and Gaussian beams, the 1st-harmonic laser pulse width is  $\sqrt{2}$  times of that of the 2nd-harmonic one with type II KDP crystal whose thickness is 1~3cm; Due to the non-Gaussian beams, the half-width of the 1st-harmonic pulse equals to the quarter width of the 2nd-harmonic pulse. With higher power density and energy conversion efficiency, the rate between the 1st-harmonic pulse width and the 2nd-harmonic one vary seriously.

**Key words:** KDP crystal; non-linear effect; pulse width compress