

文章编号:1004-4213(2010)03-0393-4

# 非共轴三阶自相关中的倍频过程影响分析\*

孙志红, 夏彦文, 刘华, 李恪宇

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900)

**摘要:**针对非共轴三阶自相关法测试中对二倍频光束的要求,采用分步傅里叶变换方法对入射高斯光束,使用 KDP 晶体 I 类匹配的二倍频过程时间波形演变规律进行数值模拟,给出二倍频光束波形仍为高斯分布的入射基频光能量范围.不同二倍频效率下基频光与倍频光脉宽比值不同,所得的三阶自相关函数脉宽则不同,导致与脉冲形状有关的半高宽度换算因子不是固定值.分析结果对三阶自相关仪的参数设计和三阶自相关法测试中的误差分析有一定理论指导意义.

**关键词:**三阶自相关;倍频过程;高斯光束;时间脉冲波形

中图分类号:TN 247

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20103903.0393

## 0 引言

超短激光脉冲技术从皮秒(ps)进入飞秒(fs),通用的条纹相机等电子测量技术已无法满足需要,用超短脉冲本身来测量的自相关方法是目前采用的主要方法,包括二阶自相关法、三阶自相关法<sup>[1-5]</sup>等测试技术.由于二阶自相关函数分布总是对称的,无法确定所测波形的对称性,三阶自相关曲线可部分反映出所测脉冲的非对称性,故对于脉冲信噪比测试非常重要.三阶自相关过程中先将入射的基频光通过非线性晶体产生二次谐波,然后二次谐波与基频光非共轴入射到非线性晶体中产生三次自相关信号.在三阶自相关测量光路设计中,一种方法是先将待测激光入射到一块倍频晶体上,产生二次谐波,采用色分离镜将剩余基频光和倍频光分开,并分别沿不同路径传输,再以一定定位相匹配夹角入射到一块和频晶体上产生三次谐波;另一种方法让入射基频光分成两路,一路经过倍频晶体后产生二倍频光,入射基频光与二倍频光分别经过不同路径以一定定位相匹配夹角入射到一块和频晶体上产生三次谐波,从和频晶体产生的相关信号用光电倍增管或 CCD 接收,根据相关函数得到被测脉冲宽度和脉冲波形.在三阶相关实验中,为了尽可能反映被测波形细节,要求作为探测光束的倍频光脉冲宽度比基频光宽度要尽量窄,且脉冲波形光滑.由于 KDP 晶体具有尺寸大,光损伤阈值高,透光波段宽等优点,可用于皮秒

脉冲非共轴自相关仪的倍频材料. KDP 晶体谐波转换的非线性效应,使得对于入射时间分布为高斯函数的基频光经 KDP 晶体倍频后,基频脉冲和倍频脉冲宽度要发生变化,并随着入射基频光能量的增大,脉冲波形相对高斯分布甚至会畸变,这样将会影响被测基频光波形的准确测量.

本文拟通过理论计算三阶自相关方法中入射高斯光束, KDP 晶体 I 类位相匹配的二倍频过程时间波形演变规律,分析入射能量与倍频后的基频光和二倍频光脉冲波形变化关系,给出满足二倍频过程要求的转换效率范围,探讨在不同的转换效率时,基频光脉宽与倍频光脉宽比值和与脉冲形状有关的半高宽度换算因子的变化关系.研究工作对于三阶自相关的二阶倍频过程实验参数选取及实验结果误差分析提供理论依据.

## 1 理论分析

三阶自相关过程是两束不同的激光相互作用,也称为互相关.如果用  $I_1(t)$  和  $I_2(t)$  分别表示基频光和倍频光强度,三阶自相关函数可以表示为

$$I(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_1(t) I_2(t-\tau) dt \quad (1)$$

通常文献中三阶自相关函数表示为<sup>[1,4]</sup>

$$I(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_1^2(t) I_1(t-\tau) dt \quad (2)$$

对高斯脉冲

$$I(\tau) = I_0 \exp(-t/\Delta t)^2 \quad (3)$$

可以得到其半高宽度(FWHM)为  $2(\ln 2)^{1/2} \Delta t$ . 根据式(2),对入射高斯脉冲可推导出其三阶自相关函数为

$$G^{(3)}(\tau, \Delta t) = \exp\left(\frac{-2\tau^2}{3\Delta t^2}\right) \quad (4)$$

\* 高温高密度等离子体物理国防科技重点实验室基金(9140C6803020703)资助

Email: sunzh01@163.com

收稿日期: 2009-05-11

修回日期: 2009-07-01

根据自相关函数可以得到与脉冲形状有关的半高宽度换算因子,即  $G^{(3)}(\tau)$  与  $I(t)$  半高宽度比值为 1.2247. 式(2)是基于谐波转换中的小信号近似,并认为在倍频过程中,入射光强为常数,二倍频光强度正比于入射基频光强度平方,入射基频光与二倍频光脉冲半高宽度比值为 1.414.

如果产生三次谐波的基频光和倍频光时间分布皆为高斯函数,基频光与二倍频光脉冲半高宽度比值为  $m$ ,基频光与二倍频光强度分布函数分别为  $I_1(t) = I_0 \exp(-t/\Delta t)^2$ 、 $I_2(t) = I_0 \exp[-t/(\Delta t/m)]^2$ ,则根据式(1)可得到三阶自相关函数为

$$G^{(3)}(\tau, \Delta t) = \exp\left[-\frac{\tau^2}{(1/m^2 + 1)\Delta t^2}\right] \quad (5)$$

当  $m = \sqrt{2}$ ,由式(5)可以得到式(4)结果.若三阶自相关函数半高宽度不同,对应的与脉冲形状有关的半高宽度换算因子不同,换算因子为  $\sqrt{(1+m^2)/m^2}$ ,不同的换算因子推算得到的被测波形不同.

三阶自相关中的二倍频过程可根据谐波转换耦合波方程组进行分析<sup>[6-7]</sup>

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 A_{1o}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{1o}}{\partial y^2} + i2n_{1o} \frac{\omega_{1o}}{c} \left[ \frac{\partial A_{1o}}{\partial z} + a_{1o} \frac{\partial A_{1o}}{\partial t} \right] = \\ -\frac{\omega_{1o}^2}{c^2} \chi_{\text{SHG}} A_{1o}^* A_{2e} \exp(i\Delta k z) - i \frac{n_{1o} \omega_{1o}}{c} \alpha_{1o} A_{1o} \\ \frac{\partial^2 A_{2e}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{2e}}{\partial y^2} + i2n_{2e} \frac{\omega_{2e}}{c} \left[ \frac{\partial A_{2e}}{\partial z} + \rho_{2e}(\theta) \frac{\partial A_{2e}}{\partial t} + \right. \\ \left. a_{2e} \frac{\partial A_{2e}}{\partial t} \right] = -\frac{\omega_{2e}^2}{2c^2} \chi_{\text{SHG}} A_{1o}^2 \exp(-i\Delta k z) - \\ i \frac{n_{2e} \omega_{2e}}{c} \alpha_{2e} A_{2e} \end{aligned} \quad (6)$$

方程组(6)中, $i$ 为虚数单位; $A$ 为光场复振幅,下标 $1o$ 、 $2e$ 分别代表基频 $o$ 光、二倍频 $e$ 光; $n$ 为折射率; $\rho_{2e}(\theta)$ 为 $e$ 光的走离系数; $a_j = 1/v_{g-j} - 1/v_{g-1o}$ , $v_{g-j}$ 为群速度; $\alpha$ 为吸收系数; $\Delta k$ 为位相失配量; $c$ 为真空中的光速; $\chi_{\text{SHG}} = -\chi \sin \theta \sin 2\varphi$ 为KDP晶体I类二倍频的有效非线性系数,其中 $\chi = 0.78 \text{ pm/V}$ , $\theta$ 是光传播方向与光轴的夹角, $\varphi$ 为方位角.方程组可以表示为一般形式

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{1}{v} \frac{\partial A}{\partial t} = f(A, B, C) - \frac{1}{2} \alpha A + \\ \frac{i}{2k} \nabla^2 A - \rho \frac{\partial A}{\partial y} \end{aligned} \quad (7)$$

式中, $A$ 表示复振幅; $v$ 为群速度; $\rho$ 是离散因子; $\alpha$ 是吸收系数.式(7)中左边第一项表示光场振幅在 $z$ 方向的变化,第二项表光场振幅随时间 $t$ 的变化,右边第一项为非线性转换项,包括二阶和三阶非线性效应,第二项表示晶体的吸收,第三项表示光场的衍射效应,第四项表示离散效应.式(7)可以通过离散

傅里叶变换和四阶龙格-库塔方法为基础的分步傅里叶变换方法<sup>[7-8]</sup>求解.

## 2 计算结果

设入射基频光时间分布为高斯脉冲,空间分布为平面波分布,中心频率为 1 053 nm,高斯脉冲的半高全宽度为 8 ps,光束为直径 1 cm 圆光束,采用 I 类共轴位相匹配,KDP 晶体厚度为 10 mm,失谐角设为 200  $\mu\text{rad}$ .计算中,傅里叶变换点数取  $32 \times 32$ ,时间点数取 61,空间取样范围  $30.0 \times 30.0 \text{ cm}^2$ ,时间取样范围 30 ps,晶体分片数取 20.

首先,给出二倍频转换效率与入射基频光能量之间关系,见图 1.随着入射能量的增大效率不断增加,当入射能量为 70 mJ,功率密度为  $11 \text{ GW/cm}^2$ ,效率达到最大,为 66.5%,之后随着入射能量的增大,效率降低.

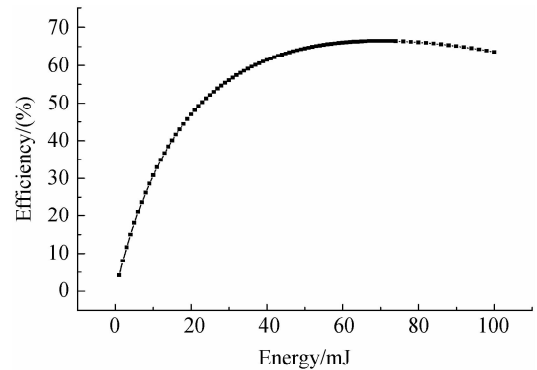


图 1 倍频效率与入射基频光能量之间关系  
Fig. 1 The relation of conversion efficiencies as a function of input energy

随着入射能量增大,转换效率增大,倍频后的剩余基频光和二倍频光脉冲波形相对入射基频光波形发生畸变,剩余基频光波形分布趋于洛仑兹(Lorentzian)函数分布,二倍频光脉冲波形顶部相对入射高斯分布变得平坦.图 2 为入射功率密度为  $14 \text{ GW/cm}^2$  高斯分布的基频光、剩余基频光和二倍频光脉冲波形.

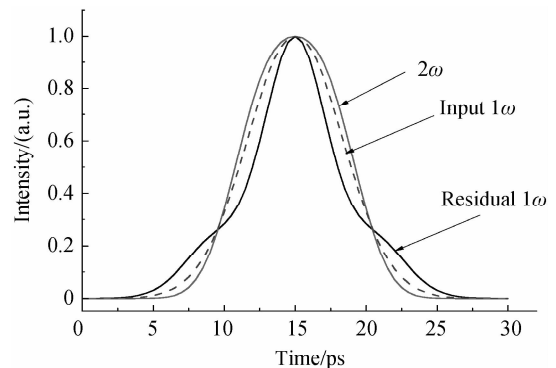


图 2 入射的基频光、剩余基频光和二倍频光脉冲波形  
Fig. 2 The pulse shape of incident  $1\omega$ , residual  $1\omega$  and  $2\omega$

剩余基频光和二倍频光的脉冲宽度与入射光功率密度之间关系见图 3. 随着入射基频光能量不断

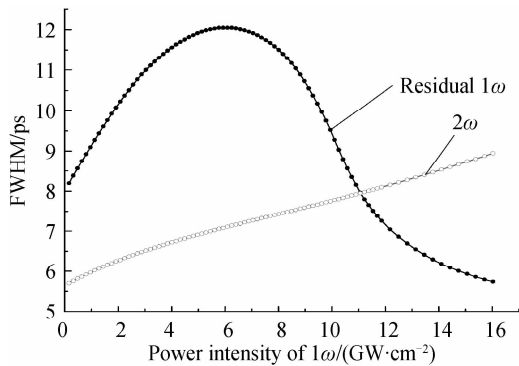


图 3 剩余基频光和二倍频光的半高全宽度与入射光功率密度关系

Fig. 3 FWHM of residual  $1\omega$  and  $2\omega$  pulse vs power intensity of incident laser

表 1 倍频效率与输出脉冲波形畸变量之间关系

Table 1 Relation between the conversion efficiency and the difference of pulse shape with Gaussian distribution

Intensity/( $\text{GW} \cdot \text{cm}^{-2}$ )	0.16	0.32	0.48	0.64	0.80	0.96	1.12	1.28	1.44	1.60	1.76	1.92	2.08	2.24
Efficiency/(%)	4.17	8.03	11.62	14.96	18.07	20.97	23.68	26.21	28.58	30.80	32.89	34.85	36.69	38.40
Difference/(%)	1.11	1.12	1.12	1.13	1.16	1.18	1.22	1.27	1.32	1.33	1.37	1.42	1.48	1.50

图 4 给出不同二倍频转换效率下入射基频光和剩余基频光相对二倍频光的脉冲宽度比值关系.

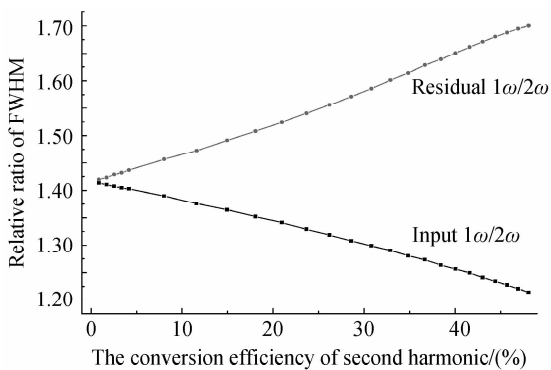


图 4 入射基频光、剩余基频光与二倍频光半高宽度比值与倍频效率关系

Fig. 4 The ratio of FWHM of incident  $1\omega$  to  $2\omega$  pulse, and residual  $1\omega$  to  $2\omega$  pulse vs conversion efficiency, respectively

由图 4 可见,当倍频效率在 1% 左右,即通常所说的小信号近似条件下,入射基频光脉宽与倍频光脉宽比值约为 1.414,即存在压缩因子 $\sqrt{2}$ 的关系.随着输入脉冲功率密度增高,基频光脉宽相对倍频光脉宽比值变化.由图可见,若倍频效率小于 30%,入射基频光脉宽与倍频光脉宽比值随倍频效率增大而减少,比值在 1.414~1.30 之间;剩余基频光相对二倍频光的脉冲宽度比值随倍频效率增大而增大,比值在 1.419~1.59 之间.根据式(5)可知,产生三次谐波的基频光与倍频光脉宽比值不同,得到的三阶自相关函数半高宽度不同,对应的与脉冲形状有关的半高宽度换算因子不同,换算因子不是固定值.若

增大,达到 100 mJ(对应功率密度为  $16 \text{ GW}/\text{cm}^2$ ),二倍频光半高全宽度由 5.7 ps 增大到 8.9 ps;对应剩余基频光由 8.2 ps 增大到 12.0 ps,之后脉冲宽度值随着功率密度的增加而减少;在功率密度为  $11 \text{ GW}/\text{cm}^2$  时剩余基频光和二倍频光脉冲宽度约为 8 ps,与入射基频光的宽度相等.在三阶自相关方法测试短脉冲宽度和对比度中,要求二倍频光脉冲波形分布光滑,且保持高斯分布.表 1 给出倍频效率、入射基频光能量密度与输出脉冲波形相对高斯脉冲形状差异之间关系.由计算结果可知,当倍频效率小于 38%,由二倍频波形与所拟合的高斯脉冲分布强度差值小于 1.5%,在此范围,倍频波形为高斯分布.

倍频效率小于 30%,用入射基频光与倍频光产生三次谐波的宽度换算因子在 1.22~1.26 之间,用剩余基频光与倍频光产生三次谐波的宽度换算因子在 1.22~0.97 之间.而通常不论倍频效率如何,基频光脉宽与倍频光脉宽比值为多少,在计算被测基频光脉宽时统一使用换算因子 1.2247 是不正确的.

### 3 结论

通过对短脉冲宽度和对比度测试的三阶自相关实验中,入射光时间分布为高斯函数,采用 KDP 晶体 I 类位相匹配的二倍频过程进行数值模拟,根据剩余基频光和二倍频光脉冲波形随入射能量变化关系,得到二倍频光束波形仍为高斯分布的入射基频光能量范围.对应不同的倍频效率,基频光脉宽与倍频光脉宽比值不同,对应的与脉冲形状有关的半高宽度换算因子不同.分析结果对于宽度和信噪比测试的三阶自相关的二阶倍频过程实验参数合理选取及三阶自相关测试中的误差分析有一定参考价值.

#### 参考文献

- [1] LUAN S M, HUTCHINSON H. R, SMITH R A, *et al.* High dynamic range third-order correlation measurement of picosecond laser pulse shapes[J]. *Measurement Science and Technology*, 1993, **4**: 1426-1429.
- [2] HE Jun-fang, WANG Shui-cai, YANG Hong-ru. Femtosecond laser scan autocorrelator[J]. *Acta Photonica Sinica*, 1998, **27** (3): 220-222.  
贺俊芳,王水才,杨鸿儒.飞秒激光扫描自相关仪[J]. *光子学报*, 1998, **27** (3): 220-222.
- [3] ZHANG D G, Qian L J, YUAN P, *et al.* Fiber array based detection scheme for single shot pulse contrast characterization

- [J]. *Opt lett*, 2008, **33**(17):1969-1971.
- [4] COLLIER J, HERNANDEZ-GOMEZ C, ALLOTT R, *et al.* A single-shot third-order autocorrelator for pulse contrast and pulse shape measurement[J]. *Laser Part Beam*, 2001, **19**:231-235.
- [5] WANG Yi-shan, CHEN Guo-fu, ZHAO Shang-hong, *et al.* The numerical analysis of the third dispersion effect in the measurement system of femtosecond laser pulse [J]. *Acta Photonica Sinica*, 1999, **128**(14):306-309.  
王屹山, 陈国夫, 赵尚弘, 等. 飞秒激光短脉冲测量系统中三阶色散效应的数值分析[J]. 光子学报, 1999, **128**(14):306-309.
- [6] WEGNER P J, AUERBACH J M, BARKER C E, *et al.* Frequency converter development for the National Ignition Facility[C]. *SPIE*, 1999, **3492**:392-405.
- [7] PETER W M, AUERBACH J M, EIMERL D. Frequency conversion modeling with spatially and temporally varying beams[C]. *SPIE*, 1995, **2633**:230-241.
- [8] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics[M]. JIA Dong-fang, YU Zheng-hong, transl. 3rd ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002:33-35.  
阿戈沃 G P. 非线性光纤光学原理及应用[M]. 贾东方, 余震红等, 译. 3 版. 北京: 电子工业出版社, 2002:33-35.

## Effect of the Second Harmonic Process in the Third-order Noncollinear Correlator

SUN Zhi-hong, XIA Yan-wen, LIU Hua, LI Ke-yu

(Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China)

**Abstract:** Based on the requirement of the clean narrower second harmonic probe pulse, the Slip Step Fourier method is used to analyze the frequency doubling process in the third-order noncollinear correlator. The evolution characteristics of temporal profile are simulated for the Gaussian pulses and type I phase-matched of KDP crystal. The range of fundamental incident laser energy can be acquired with the second harmonic pulse shape remaining the Gaussian distribution. The pulse width of the third-order autocorrelation differences with the different ratios of full width of half maximum of fundament to second harmonic pulse at the different conversion efficiency of frequency doubling. This leads to the variable convolution factor of pulse width concerned with the pulse shape. The analyzing results are of reference value for the parameter design and error evaluating of the third-order autocorrelator.

**Key words:** Third-order cross autocorrelator; Second harmonic; Gaussian pulses; Temporal profile

**SUN Zhi-hong** was born in 1965. Now, she is an associate professor of Research Center of Laser Fusion, CAEP. Her major research interests focus on are parameter diagnosis of laser and photonic crystal.

