

单发次皮秒脉冲宽度的二阶自相关法测试

孙志红, 夏彦文, 刘 华

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900)

摘要:理论分析非共线二次谐波转换中非共线夹角与相位匹配角、温度及波长的变化关系, 综合考虑非共轴二次谐波转换中群速度延迟、色散等因素影响, 合理给出入射光斑直径、两束光之间的夹角、位相匹配角、晶体尺寸等设计参数。利用非线性晶体(KDP)非共线匹配倍频效应, 研制了针对皮秒脉冲测试的单发次自相关仪, 并对单发次皮秒输出脉冲宽度进行测试分析。

关键词:皮秒脉冲; 非共线二次谐波; 自相关仪; 脉冲宽度

中图分类号: TN247 **文献标识码:** A

Picosecond pulse duration measurement using non-collinear single-shot autocorrelator

SUN Zhi-hong, XIA Yan-wen, LIU Hua

(Research Center of Laser Fusion, CAEP, Mianyang 621900, China)

Abstract: Using the effect of the noncollinear phase matching seconds harmonic in a nonlinear crystal (KDP), the function of noncollinear angle as phase matching angles, temperature and wavelength are calculated theoretically, the influence of group-velocity mismatch and group-velocity dispersion in a nonlinear optical crystal are considered, then the beam diameter, the incident angles of the fundamental pulses, phase matching angles and size of crystal are determined. We developed a noncollinear second order autocorrelator to measuring the width of single-shot laser picosecond pulses, and the pulse duration is measured.

Key words: picosecond pulses; noncollinear second harmonic generation; autocorrelator; pulse duration

1 引言

皮秒超短激光脉冲在惯性约束聚变中的应用已经成为当今国际在该领域的研究热点问题之一。脉宽是一个关键的参数, 直接关系到输出光的功率密度, 准确地提供这一参数对于激光系统的正常运行非常重要。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。传统的二次谐波自相关法测量是对超短脉冲序列进行的, 但它对于重复率低或单发次的短脉冲测试是不可行的。单发次脉冲测量的基本思想是利用非线性晶体的非共线相位匹配倍频效应, 输入脉冲首先被分为强度相等的两束, 以非共

线相位匹配角同时射入非线性晶体相互重叠, 由于非共线相位匹配倍频效应, 可以得到瞬时倍频脉冲信号。假设重叠区域的光束直径远大于脉冲长度, 两个脉冲在晶体中可以在时间和空间上同时重叠。在重叠区域的每一点, 产生的二次谐波信号强度正比于两束光强的乘积, 辐射方向平行于两束光夹角的平分线方向, 这样将激光脉冲的时间分布转换为空间分布, 通过记录二次谐波强度信号的空间分布, 可以得到入射激光脉冲的强度相关曲线, 从而

基金项目: 高温高密度等离子体物理国防科技重点实验室(No. 9140C6803020703)资助。

作者简介: 孙志红(1965-), 女, 硕士, 副研究员, 主要从事光学检测研究。E-mail: sunzh01@163.com

收稿日期: 2009-02-17

得到激光脉冲宽度。

对于重复频率的超短脉冲宽度测试开展的研究报道很多^[1-2]。自从1987年, F. Salin 等^[3]提出了采用非共轴二次谐波转换测试短脉冲宽度的实验, 可见到一些相关实验研究报道^[4], 但多数只有装置图和测试结果, 比较详细的是印度 Raghuramaiah 小组^[5]报道实验上采用两个入射的基频光夹角为 2° (接近共轴) 的非共轴自相关方法对 250 fs 脉冲脉宽测试。近几年, 国内也有个别研究小组对二阶自相关方法开展相关实验和理论探讨, 理论设计了采用 BBO 晶体对飞秒脉宽进行测量的二阶自相关仪^[6-8], 但用 KDP 晶体对单发次皮秒脉冲宽度测试的详细方法未见报道。

单发次二阶相关仪对脉宽测试受限于非线性晶体中的群速度失配、群速度色散效应、入射基频光之间的夹角、位相匹配角、探测器像素的尺寸、入射光斑直径、晶体的尺寸及实验结果曲线拟合。由于 BBO 晶体生长尺寸有限, 单发次皮秒脉冲测试采用 KDP 晶体。因此, 综合考虑上述各个因素的影响, 合理给出皮秒脉宽测试的单发次自相关仪的设计参数, 并根据计算参数制作了单发次二阶自相关仪, 这项技术的发展对短脉冲测试提供了有利支持。

2 实验参数设计

2.1 相位匹配角和非共线夹角

对于非共线入射的两束光在非线性晶体 KDP 中重叠产生二次谐波的过程, I 类相位匹配条件为:

$$n_o(\omega) \cos\alpha = n_e(2\omega) \quad (1)$$

其中, $n_o(\omega)$ 和 $n_e(2\omega)$ 分别代表基频和二次谐波的寻常光折射率和非常光折射率, 2α 为两束光在非线性晶体中的夹角。对于 KDP 晶体材料, 它与波长和温度有关的 Sellmeier 方程为^[9]:

$$n_o^2 = (1.44896 + 3.185 \times 10^{-5}T) + \frac{(0.84181 - 1.4114 \times 10^{-4}T)\lambda^2}{\lambda^2 - (0.0128 - 2.13 \times 10^{-7}T)} + \frac{(0.90793 + 5.75 \times 10^{-7}T)\lambda^2}{\lambda^2 - 30} \quad (2)$$

$$n_e^2 = (1.42691 - 1.152 \times 10^{-5}T) + \frac{(0.72722 - 6.139 \times 10^{-5}T)\lambda^2}{\lambda^2 - (0.01213 + 3.104 \times 10^{-7}T)} + \frac{(0.22543 - 1.98 \times 10^{-7}T)\lambda^2}{\lambda^2 - 30} \quad (3)$$

根据折射率椭球方程:

$$n_e(\theta) = \frac{n_o \cdot n_e}{[n_o^2 \sin^2\theta + n_e^2 \cos^2\theta]^{1/2}} \quad (4)$$

可以计算出 KDP 晶体产生 I 类非共线二次谐波的非共线夹角 α 随波长、相位匹配角和温度变化关系。式中, θ 为相位匹配角。计算结果显示, 非共线结构的相位匹配角比共线结构的相位匹配角要大。从图1(a)可以看出, $T=296$ K, 在相位匹配角从 60° 增大到 90° 的过程中, 曲线变得相对平稳, 非共线夹角不断增大, 当相位匹配角增加到 90° 极限时, 非共线夹角达到最大值。当匹配角为 90° 时, 在 $\lambda = 0.988 \sim 0.992 \mu\text{m}$ 之间, 非共线夹角极大值为 10.213°。由方程(4)可知, 只有当波法线方向与光线方向夹角为 0° 或 90° 时, 二倍频光线方向才与波法线方向一致, 而没有纵向走离, 故实验中选取 90° 相位匹配, 我们测试的皮秒激光输出波长主要是 1.053 μm 和 1.064 μm 。当相位匹配角为 90° 时, 若 $\lambda = 1.053 \mu\text{m}$, 非共线夹角为 10.178°; $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$, 非共线夹角为 10.164°, 可以看出, 对于这两个波长非共线夹角相差较小。考虑到被测试的皮秒脉冲半高宽度约为 10 ps, 选取具有较大的非共线光束夹角。图 1(b) 给出非共线夹角与温度变化关系, 可以看出随着温度从 19° 变化到 25°, 非共线夹角线性减小, 角度的变化量约为 1'。

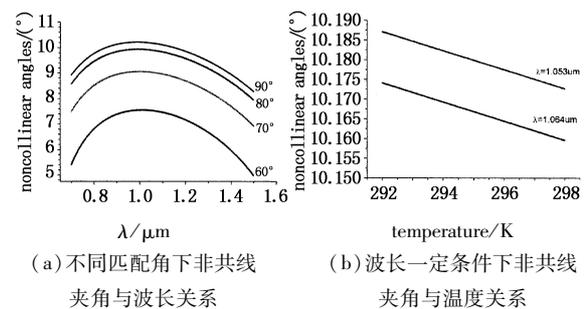


图1 非共线夹角随波长与温度变化关系

2.2 群速度延迟

由于群速度失配, 不同波长脉冲在非线性晶体内以不同的速度传输, 这一特性导致了横向走离效应。对于交叉重叠脉冲两脉冲之间的分离程度由走离参量 d_{12} 确定:

$$d_{12} = \beta_1(\lambda_1) - \beta_2(\lambda_2) = [v_g(\lambda_1) \cdot \cos\alpha]^{-1} - v_g^{-1}(\lambda_2) \quad (5)$$

式中, λ_1 和 λ_2 分别为基频光和二倍频光波长; α 为入射的两基频光的非共线夹角。对于脉宽为 T_0 的脉冲, 走离长度为 $L_w = T_0/d_{12}$ 。这样, 对 $\lambda = 1.053 \mu\text{m}$, o 光群折射率为 $n_o = 1.52481$, 对 $\lambda = 0.5265 \mu\text{m}$, e 光群折射率为 $n_e = 1.49542$, 入射基频光的非共线夹角为 10.178°, 基频光和二倍频光将以 179 ps/m 的速度彼此分离开, 因此在设计时要考

考虑晶体的厚度小于走离长度。

2.3 色散所引起的波形畸变

在输入脉冲的宽度大于 5 ps 时,描述非线性介质传输模型的非线性薛定谔方程为^[10]:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i\alpha}{2}A + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{i\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} - \gamma |A|^2 A \quad (6)$$

式中, $A(z, T)$ 是脉冲包络光场慢变振幅; T 是随脉冲以群速度 V_g 移动的参考系中的时间量度; $T = t - \beta_1 z, \beta_1 = 1/V_g; z$ 是脉冲沿光纤传输的距离; β_2 是二阶非线性效应; β_3 是三阶非线性效应; γ 是非线性系数; α 是光纤损耗系数。方程式(6)右边的第一项表示光脉冲在晶体中传输时的吸收效应,第二项和第三项表示色散效应,第四项表示非线性效应。

定义归一化振幅 $U = A/\sqrt{P_0}, P_0$ 是入射脉冲的初始峰值功率,将方程式(6)化为:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = -\frac{i\alpha}{2}U + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} + \frac{i\beta_3}{6} \frac{\partial^3 U}{\partial T^3} - \gamma P_0 |U|^2 U \quad (7)$$

在不考虑非线性效应 ($\gamma = 0$) 和晶体损耗的情况下,利用傅里叶变换得到方程(7)的解为:

$$u(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{u}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2}\beta_2 \omega^2 z + \frac{i}{6}\beta_3 \omega^3 z - i\omega T\right) d\omega \quad (8)$$

式中, $\tilde{u}(0, \omega)$ 是入射光场在 $z = 0$ 处的傅里叶变换。

$$\tilde{u}(0, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} u(0, T) \exp(i\omega T) dT \quad (9)$$

根据晶体色散系数表示式:

$$\beta_2 = \left(\frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2}\right)_{\omega_0} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2}\right)_{\lambda_0} \quad (10)$$

$$\beta_3 = \frac{1}{2\beta_0} \left(\frac{\partial^3 \beta_2}{\partial \omega^3}\right)_{\omega_0} = -\frac{\lambda^2}{(2\pi)^2 c^3} \left[3\lambda^2 \left(\frac{d^2 n}{d\lambda^2}\right)_{\lambda_0} + \lambda^3 \left(\frac{d^3 n}{d\lambda^3}\right)_{\lambda_0} \right] \quad (11)$$

对波长 $1.053 \mu\text{m}, T = 298 \text{ K},$

I 类位相匹配,得到 $\beta_2 = -17.49 \text{ ps}^2/\text{km}, \beta_3 = -0.1996 \text{ ps}^3/\text{km}$ 。入射脉冲为高斯脉冲,对我们所使用的厚度为 8 mm 的晶体,通过计算可知二阶色散和三阶色散所引起的波形畸变可以忽略。

2.4 光学元件几何尺寸

当两光束在时间上完全重叠时,对光束直径 D_{beam} 可根据式: $D_{\text{beam}} \tan\phi \geq c\tau_p$, 非线性晶体的厚度 d 需满足不等式: $d \cos\alpha \geq \frac{c\tau_p}{n}$, 晶体的孔径 D_{rays} 必须足

够大,需满足: $D_{\text{rays}} \geq \frac{D_{\text{beam}}}{\cos\phi} + d \tan\alpha$ 。

3 测量原理及结果分析

实验装置如图 2 所示,对输出的波长为 $1.053 \mu\text{m}$ 的光脉冲宽度进行测量。被测光束先经对接全反射镜 M1 和 M2,然后经过扩束入射到对 $1.053 \mu\text{m}$ 波长的半透半反镜 M3,光程调节采用直角棱镜,平移台可一维前后移动。为了保证两束光在时间上完全重合,在 KDP 晶体中产生最强的非共线相位匹配的二次谐波信号,调节时保证两束基频光相交于非线性晶体的中心。在晶体后放置小孔光阑,阻止两束基频光射入 CCD 探测器。用一成像透镜将二倍频光缩束进入 CCD,所用探测器为二维面阵 CCD,CCD 输出的信号经计算机存储、分析。

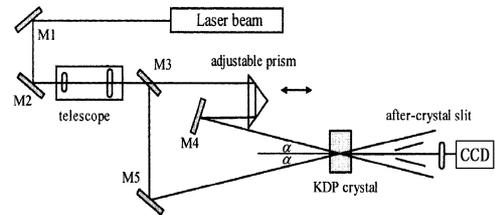


图 2 实验光路示意图

测量中,需要确定二次谐波信号宽度与实际的脉冲宽度之间的关系,即对相关曲线进行定标。改变光程,对应棱镜不同位置,由 CCD 测得自相关信号如图 3 所示。根据两光束延时 τ 和二次谐波位置 x_0 之间存在关系,得到定标曲线如图 4 所示。

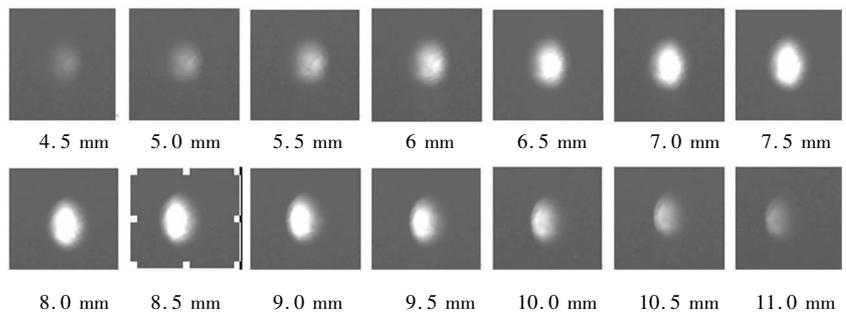


图 3 CCD 测得自相关信号与棱镜位置关系

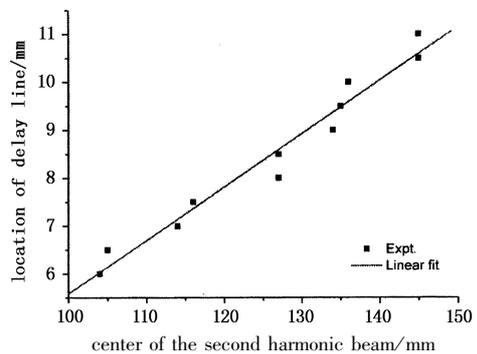


图 4 定标曲线

测得的单发次脉冲二阶自相关信号($\tau = 0$)如图5(a)所示,经过数据处理:找出数据分布的最可几值所对应的灰度值,信号去本底,根据数据分布给出信号边界,通过质心数据强度分布得到二倍频信号与两束基频光之间时间延迟的关系如图5(b)所示。

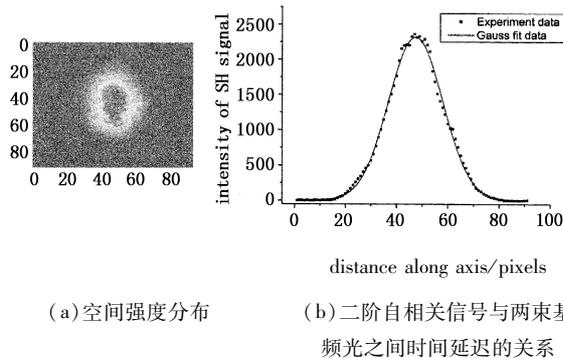


图5 二阶自相关信号

由得到的灰度分布的二阶强度自相关信号,用高斯函数进行拟合,曲线拟合的相关系数 $R = 0.997$ 。根据拟合曲线,可以测到半高度值为 21.2 像素 (pixels)。根据二阶强度自相关信号的空间半宽度与入射激光脉冲的脉宽关系(其中, ΔT 为由相关曲线得到的半高宽度,单位为像素; $\Delta t/\Delta s$ 为标定值, K 是一个与入射光脉冲的时间形状有关的波形因子,对于高斯脉冲, $K = 1.414$):

$$\Delta\tau = \Delta T \cdot \frac{\Delta t}{\Delta s \cdot K} \quad (12)$$

可以得到被测量的激光脉冲半高宽度为 10.9 ps。用这种方法对皮秒激光脉冲对比度测试可达到 2×10^3 ,其主要受限于 CCD 的动态范围。

4 结论

通过理论计算非共线二次谐波转换中非共线夹角与相位匹配角、温度及波长的变化关系,考虑非线性晶体的相位匹配角,群速度延迟,色散等影响单次脉冲自相关仪的因素,给出晶体的厚度、匹配角、两束光之间的夹角和入射光斑直径等设计参数,比较

详细地给出自相关仪的设计方法。利用非线性晶体的非共线匹配倍频效应,设计出用 KDP 晶体测量 1.053 μm 和 1.064 μm 波长的单发次皮秒激光脉冲宽度的实时自相关仪,并对输出脉冲宽度进行测量。

参考文献:

- [1] 王兆华,王鹏,魏志义,等. 超短超强激光对比度的测量研究[J]. 强激光与粒子束,2004,16(4):434-436.
- [2] Z Kozma, P Baum, U Schmidhammer, et al. Compact autocorrelator for the online measurement of tunable 10 femto-second pulses [J]. Review of Scientific Instruments, 2004, 75(7):2223-2227.
- [3] F Salin, P Georges, Groger, et al. Single-shot measurement of a 522fs pulse [J]. Appl. Opt., 1987, 26(21):4528-4531.
- [4] J Collier, C Danson, C Johnson. Uniaxial single shot autocorrelator[J]. Review of Scientific Instruments, 1999, 70(3):1599-1602.
- [5] M raghuramaiah, A K sharma, P A naik, et al. A second-order autocorrelator for single-shot measurement of femto-second laser pulse durations[J]. Sadhana, 2001, 26(6):603-611.
- [6] 李旭,朱振和. 测量飞秒光参量产生器输出光脉冲脉宽的自相关仪的设计[J]. 中央民族大学学报:自然科学版,2006,15(4):339-345.
- [7] 李健,陈毓川,房晓俊,等. 高能量低重复频率超短激光脉冲的测量[J]. 光电子·激光,2000,11(2):183-185.
- [8] 王兴涛,印定军,帅斌,等. 应用全反射二阶自相关仪测量超短脉冲脉宽[J]. 中国激光,2004,31(8):1018-1020.
- [9] V G Dmitriev, G G gurzadyan, D N Nikogosyan. Handbook of nonlinear optical crystals [M]. Berlin Heidelberg: Springer, 1999.
- [10] Agrawal G P. 非线性光纤光学原理及应用[M]. 贾东方,余震虹,谈斌,等译. 北京:电子工业出版社,2002:43-48.