

文章编号: 0258-7025(2006)11-1506-06

超高强度飞秒脉冲的三次谐波转换

李琨¹, 张彬¹, 李恪宇², 朱启华², 黄小军²

(¹ 四川大学电子信息学院, 四川 成都 610065; ² 中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900)

摘要 针对超高强度飞秒激光, 对利用单块 BBO 晶体产生三倍频 (THG) 的过程进行了分析, 比较了单块晶体中三阶非线性效应以及级联二阶非线性效应对三倍频转换效率的作用, 讨论了入射基频光光强、晶体厚度、自相位调制 (SPM)、交叉相位调制 (XPM)、群速度失配、失谐角、方位角等因素对三倍频光转换效率、时间波形及光谱分布的影响, 在此基础上, 提出了提高三倍频转换效率的方法。研究结果表明: 入射基频光强一定时, 三倍频光的峰值光强、脉冲宽度 (FWHM) 随晶体厚度变化不明显。通过优化基频光入射角度, 可提高单块 BBO 晶体三倍频光转换效率及峰值光强, 并减小三倍频光脉冲宽度。此外, 方位角的优化也可在一定程度上提高三倍频转换效率。

关键词 非线性光学; 飞秒脉冲; 三倍频; 三阶非线性效应; 自相位调制; 交叉相位调制; 群速度失配

中图分类号 O 437.1 **文献标识码** A

Third Harmonic Generation of Super Intense Femtosecond Laser Pulse

LI Kun¹, ZHANG Bin¹, LI Ke-yu², ZHU Qi-hua², HUANG Xiao-jun²

¹College of Electronic Information, Sichuan University, Chengdu, Sichuan 610065, China.

²Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China

Abstract Third harmonic generation (THG) of super intense femtosecond laser pulse with one BBO crystal was analyzed. Effects of the third-order and the cascaded second-order nonlinearity in one crystal on the third harmonic conversion efficiency were compared. Influences of the factors, such as input fundamental intensity, length of the crystal, self-phase-modulation (SPM) and cross-phase-modulation (XPM), group-velocity mismatching, detuned angle, azimuth angle, etc, on the conversion efficiency, pulse shape and spectra of the third harmonic field were discussed in detail. Furthermore, the methods to improve the third harmonic conversion efficiency were proposed. The results show that, the variation of the maximum intensity and the pulse width (full width at half maximum (FWHM)) of the third harmonic field with the length of the crystal is not obvious. By justifying the phase-mismatching angle of the fundamental field, the conversion efficiency and the maximum intensity of the third harmonic field can be increased, and the pulse width (FWHM) can be reduced. Moreover, it is also helpful to improvement of the conversion efficiency by optimizing the azimuth angle of the crystal.

Key words nonlinear optics; femtosecond pulse; third harmonic generation; third-order nonlinear effect; self-phase modulation; cross-phase modulation; group-velocity mismatching

1 引言

高功率超短脉冲紫外激光在惯性约束核聚变、紫外探针技术、强场物理基础研究等诸多方面有非常重要的作用^[1,2]。对高功率掺钛蓝宝石飞秒激光

器输出激光进行三倍频 (THG) 是获得超短脉冲紫外激光的主要途径之一^[3]。通常, 三倍频光是通过采用一块二倍频晶体与一块和频晶体级联产生。然而, 对于高强度飞秒脉冲而言, 采用两块晶体级联的三倍频转换将受到很大的制约: 在二倍频过程中, 由

收稿日期: 2006-02-21; 收到修改稿日期: 2006-04-21

基金项目: 四川省青年科技基金 (05ZQ026-013) 和超强超短脉冲激光应用基础研究实验室开放课题 (CD200508) 资助项目。

作者简介: 李琨 (1980—), 女, 四川大学电子信息学院博士研究生, 现主要从事激光物理和技术方面的研究。E-mail: anryco@sohu.com

导师简介: 张彬 (1969—), 女, 四川绵阳人, 四川大学电子信息学院教授, 博士生导师, 主要从事高功率激光技术、激光传输变换与光束质量控制、非线性光学、超短脉冲技术等方面的研究。E-mail: zhangbinff@sohu.com

于入射基频光强较大,自相位调制(SPM)和交叉相位调制(XPM)等三阶非线性效应的影响,二倍频转换效率会显著降低,并导致剩余基频光及二倍频光的时间波形及光谱分布的畸变^[4,5];在和频过程中,由于基频光与二倍频光的群速度失配较大,且由于飞秒脉冲的带宽较宽,得到的三倍频光转换效率通常很低,因此,为了提高三倍频转换效率所采取的改进方案也较为复杂^[3]。本文针对中心波长为 800 nm 的高功率飞秒激光,对采用单块 BBO 晶体的三倍频过程进行了分析,比较了单块晶体中三阶非线性效应以及二阶非线性效应对三倍频转换效率的作用,讨论了入射基频光强、晶体厚度、群速度失配、自相位调制、交叉相位调制、失谐角、方位角等因素对三倍频光转换效率、时间波形、光谱分布的影响,在此基础上,分析了提高单块 BBO 晶体三倍频

转换效率及优化三倍频光时间特性的方法。

2 单块晶体高强度飞秒脉冲三倍频的理论模型

入射光场为波长 800 nm 的基频光 o 光,在单块 BBO 晶体中,可能产生的三倍频过程包括:1) 二阶非线性效应通过二倍频与和频作用的级联过程实现三倍频: $1o+1o\rightarrow 2e, 1o+2e\rightarrow 3e$ 。其中,1o,2o,2e,3e 分别代表基频 o 光、二倍频 o 光、二倍频 e 光及三倍频 e 光。2) 通过三阶非线性效应实现三倍频: $1o+1o+1o\rightarrow 3e$ (I 类三倍频),此时,相位匹配角 $\theta_m = 53.04^\circ$ 。同时考虑到二阶非线性效应及三阶非线性效应作用,由基频 o 光产生三倍频 e 光的耦合波方程组为^[6,7]

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{1o}}{\partial z} = & -\alpha_{1o} \frac{\partial A_{1o}}{\partial t} - \frac{i}{2}\beta_{1o} \frac{\partial^2 A_{1o}}{\partial t^2} + \frac{i}{2k_{1o}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A_{1o} + \frac{i\omega_{1o}}{n_{1o}c} [d_1 A_{1o}^* A_{2e} \exp(i\Delta k_1 z) + \\ & d_2 A_{1o}^* A_{2o} \exp(i\Delta k_2 z) + d_3 A_{2e}^* A_{3e} \exp(i\Delta k_3 z) + d_4 A_{2o}^* A_{3e} \exp(i\Delta k_4 z) + \\ & \frac{3C}{2} A_{3e} A_{1o}^{*2} \exp(i\Delta k_5 z) + \frac{3C_{1o}^{\text{SPM}}}{2} |A_{1o}|^2 A_{1o} + 3C_{1o}^{\text{XPM}} |A_{3e}|^2 A_{1o}] \\ \frac{\partial A_{2o}}{\partial z} = & -\alpha_{2o} \frac{\partial A_{2o}}{\partial t} - \frac{i}{2}\beta_{2o} \frac{\partial^2 A_{2o}}{\partial t^2} + \frac{i}{2k_{2o}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A_{2o} + \frac{i\omega_{2o}}{n_{2o}c} [0.5d_2 A_{1o}^2 \exp(-i\Delta k_2 z) + \\ & d_4 A_{1o}^* A_{3e} \exp(-i\Delta k_4 z) + \frac{3C_{2o}^{\text{SPM}}}{2} |A_{2o}|^2 A_{2o} + 3C_{2o}^{\text{XPM}} |A_{3e}|^2 A_{2o} + 3C_{2o}^{\text{XPM}} |A_{1o}|^2 A_{2o}] \\ \frac{\partial A_{2e}}{\partial z} = & -\alpha_{2e} \frac{\partial A_{2e}}{\partial t} - \frac{i}{2}\beta_{2e} \frac{\partial^2 A_{2e}}{\partial t^2} + \frac{i}{2k_{2e}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A_{2e} - \rho_{2e}(\theta) \frac{\partial A_{2e}}{\partial y} + \frac{i\omega_{2e}}{n_{2e}c} [0.5d_1 A_{1o}^2 \exp(-i\Delta k_1 z) + \\ & d_3 A_{1o}^* A_{3e} \exp(i\Delta k_3 z) + \frac{3C_{2e}^{\text{SPM}}}{2} |A_{2e}|^2 A_{2e} + 3C_{2e}^{\text{XPM}} |A_{3e}|^2 A_{2e} + 3C_{2e}^{\text{XPM}} |A_{1o}|^2 A_{2e}] \\ \frac{\partial A_{3e}}{\partial z} = & -\alpha_{3e} \frac{\partial A_{3e}}{\partial t} - \frac{i}{2}\beta_{3e} \frac{\partial^2 A_{3e}}{\partial t^2} + \frac{i}{2k_{3e}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) A_{3e} - \rho_{3e}(\theta) \frac{\partial A_{3e}}{\partial y} + \frac{i\omega_{3e}}{n_{3e}c} [d_3 A_{1o} A_{2e} \exp(-i\Delta k_3 z) + \\ & d_4 A_{1o} A_{2o} \exp(-i\Delta k_4 z) + \frac{C}{2} A_{1o}^3 \exp(-i\Delta k_5 z) + \frac{3C_{3e}^{\text{SPM}}}{2} |A_{3e}|^2 A_{3e} + 3C_{3e}^{\text{XPM}} |A_{1o}|^2 A_{3e}], \end{aligned} \quad (1)$$

方程组(1)中, A_j 为光场复振幅($j=1o, 2o, 2e, 3e$); $\alpha_j = 1/v_{gj} - 1/v_{g1o}$, v_{gj} 为群速度; β_j 为群速度色散系数; ρ_j 为 e 光的走离系数; c 为真空中的光速; Δk_i 为相位失配量: $\Delta k_1 = k_{2e} - 2k_{1o}$, $\Delta k_2 = k_{2o} - 2k_{1o}$, $\Delta k_3 = k_{3e} - k_{2e} - k_{1o}$, $\Delta k_4 = k_{3e} - k_{2o} - k_{1o}$, $\Delta k_5 = k_{3e} - 3k_{1o}$; $k_j = 2\pi n_j/\lambda_j$; d 为二阶有效非线性系数: $d_1 = d_4 = d_{31} \sin\theta - d_{22} \cos\theta \sin 3\Phi$, $d_2 = -d_{22} \cos 3\Phi$, $d_3 = d_{22} \cos^2 \theta \cos 3\Phi$, $d_{22} = 1.938 \text{ pm/V}$, $d_{15} = 1.361 \text{ pm/V}$, θ 为光束波矢方向与晶体光轴的夹角, $\theta = \theta_m + \Delta\theta$, θ_m 为相位匹配角,对于单块 BBO 晶体的 I 类三倍频, $\theta_m = 53.04^\circ$, $\Delta\theta$ 为失谐角, Φ 为方位角; C 为三阶

有效非线性系数: $C = C_{10} \sin\theta \cos 3\Phi$, $C_{10} = 0.1061 \text{ pm}^2/\text{V}^2$ ^[7]; C_j^{SPM} 为自相位调制系数, C_j^{XPM} 为交叉相位调制系数。

方程组(1)的初始条件为: $A_{1o} = (2I_0/\epsilon_0)^{1/2}$, $A_{1e} = 0$, $A_{2e} = 0$, $A_{3e} = 0$, I_0 为基频光强。

3 数值计算及结果分析

根据 BBO 晶体的 Sellmeier 方程^[8]及负单轴晶体 e 光折射率公式 $n_e(\lambda, \theta) = \left[\frac{\sin^2 \theta}{n_e^2(\lambda)} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2(\lambda)} \right]^{-2}$, 可计算得到 BBO 晶体的折射率。 v_{gj} 及 β_j 分别由公

式 $1/v_{gi} = (dk_j/d\omega)_{\omega=\omega_j}$ 及 $\beta_j = (d^2k_j/d\omega^2)_{\omega=\omega_j}$ 计算得到。根据自相位调制系数 C^{SPM} 及交叉相位调制系数 C^{XPM} 与非线性折射率 γ 的关系^[6]: $C^{SPM} = C^{XPM} = \epsilon_0 cn^2 \gamma/3$, 可由 BBO 晶体的 γ 值计算得到 C^{SPM} 及 C^{XPM} 。根据已有的理论及实验测量值^[9~11] 可知, γ 的值与激光波长、脉冲宽度 (FWHM) 等因素有关, 通常 γ 的量级为 $10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ 。计算得到的 BBO 晶体参数值如表 1 所示。

表 1 BBO 晶体参数

Table 1 BBO crystal parameter

| Parameter | 1o | 2o | 2e (θ_m) | 3e (θ_m) |
|--|---------|---------|-------------------|-------------------|
| n | 1.66055 | 1.69298 | 1.56789 | 1.61216 |
| $v_g / (\times 10^{10} \text{ cm/s})$ | 1.78095 | 1.68298 | 1.78488 | 1.60338 |
| $\beta / (\times 10^{-28} \text{ s}^2/\text{cm})$ | 7.46916 | 2.15213 | 1.67798 | 4.10029 |
| $\gamma / (\times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W})$ | 6.0 | 7.0 | 5.0 | 7.0 |

模拟计算中, 基频光为高斯脉冲, 空间为光强分布均匀的平面波, 即 $E(x, y, t) = E_0 \exp(-t^2/\tau^2)$, $\tau = 100 \text{ fs}$ (脉冲宽度为 120 fs)。

图 1 为同时考虑二阶非线性效应及三阶非线性效应、失谐角及方位角均为 0 时, 三倍频转换效率随入射基频光强及晶体厚度的变化。

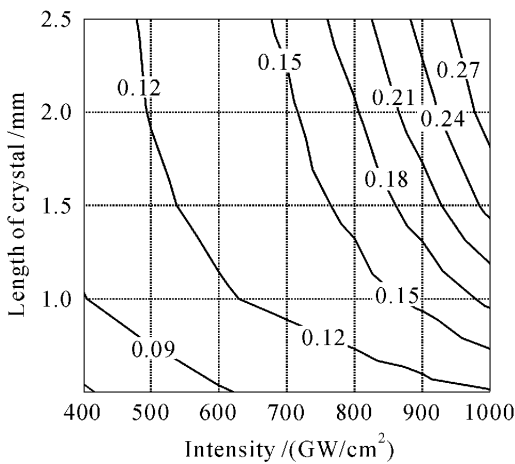


图 1 三倍频转换效率随入射基频光强及晶体厚度的变化

Fig. 1 Variation of the conversion efficiency with the input intensity and the length of the crystal

由图 1 可见, 三倍频光转换效率随入射基频光功率密度以及晶体厚度的增大而增大。单块晶体中, 对三阶非线性过程实现相位匹配 ($\theta = 53.04^\circ$) 时, 二阶非线性过程相位失配很大, 然而, 在高光强的条件下, 非相位匹配的二阶非线性作用对三倍频光的产生仍然有一定的贡献: 以入射基频光强

$700 \text{ GW}/\text{cm}^2$, 晶体厚度 1.0 mm 的情况为例, 分别只考虑三阶非线性效应、二阶非线性效应以及同时考虑二、三阶非线性效应时得到的三倍频转换效率分别为 6.7%, 1.9%, 12.6%。由此可见, 同时考虑二、三阶非线性效应时的三倍频转换效率要大于只考虑二阶过程及只考虑三阶过程得到的转换效率之和。这是由于同时考虑二、三阶过程时, 总的三倍频光场可认为是由二、三阶过程产生的三倍频光场相干叠加的结果, 三倍频光强 $I = 0.5\epsilon_0 cn |E^{(2)} + E^{(3)}|^2 > I^{(2)} + I^{(3)}$, 其中, $E^{(2)}, E^{(3)}, I^{(2)}, I^{(3)}$ 分别为由二、三阶非线性过程得到的三倍频光复振幅及光强。

图 2 给出了输入基频光强 $I_0 = 700 \text{ GW}/\text{cm}^2$, 晶体厚度分别为 1.0 mm, 1.5 mm, 2.0 mm 时的三倍频光脉冲时间波形及光谱分布。

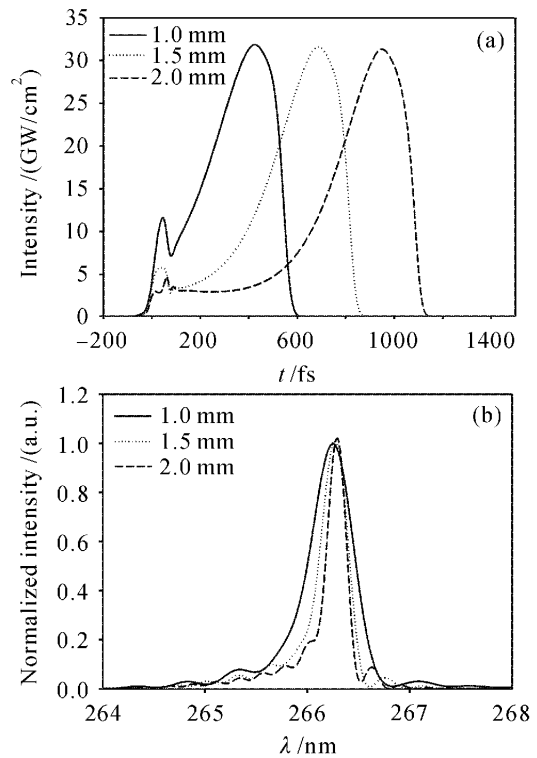


图 2 考虑自相位调制及交叉相位调制时得到的三倍频光脉冲时间波形 (a) 及光谱分布 (b)

Fig. 2 Pulse shape (a) and spectral distribution (b) of the third harmonic field with SPM and XPM effects

由图 2(a) 可见: 当入射基频光强度一定时, 虽然增大晶体厚度可在一定程度上对转换效率有所提高, 但获得的三倍频光峰值光强相差不大, 且三倍频光脉冲的半峰全宽 (FWHM) 也相差不大, 均约为 370 fs。然而, 三倍频光脉冲基底全宽随晶体厚度的增大而增大, 这是由基频 o 光与三倍频 e 光之间的群速度失配造成的。具体来说, 当晶体厚度 $L >$

$\tau_0 v_{g10}$ (τ_0 为基频光脉冲全宽) 时, 由于基频光、三倍频光的群速度的差异, 二者在厚度 L 的 BBO 晶体中传输时的时间走离 $\Delta\tau = L(1/v_{g3e} - 1/v_{g10})$, 则三倍频光脉冲基底宽度可估算为 $(\Delta\tau + \tau_0)fs$ 。因此, 对于 $\tau = 100 fs$ 的飞秒脉冲, 当晶体厚度分别为 1 mm, 1.5 mm, 2.0 mm 时, 估算得到的三倍频脉冲全宽分别约为 630 fs, 945 fs, 1260 fs, 该估算值与根据图 1 得到的结果基本一致。同时, 图 2(b) 表明, 三倍频光谱呈不对称分布并且发生了畸变, 这主要是由自相位调制及交叉相位调制效应引起的。

为了比较说明自相位调制及交叉相位调制效应对三倍频光转换效率、时间波形及光谱分布的影响, 图 3 给出了无自相位调制及交叉相位调制时输入基频光强 $700 GW/cm^2$, 晶体厚度分别为 1.0 mm, 1.5 mm, 2.0 mm 时三倍频光的时间波形及光谱, 计算得到相应的转换效率分别为 31%, 39%, 44%。

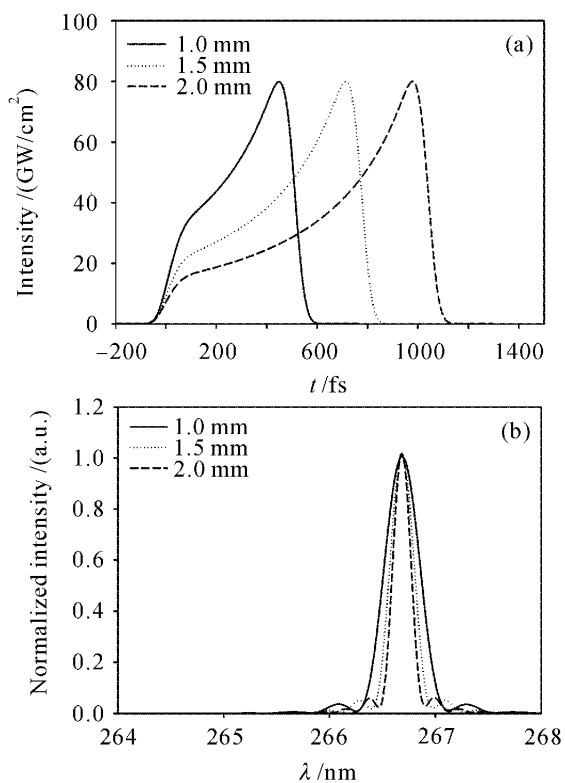


图 3 不考虑自相位调制及交叉相位调制时得到的三倍频光脉冲时间波形(a)及光谱分布(b)

Fig. 3 Pulse shape (a) and spectral distribution (b) of the third harmonic field without considering SPM and XPM effects

比较图 2 和 3 可见, 自相位调制及交叉相位调制会导致三倍频光转换效率明显减小(考虑自相位调制及交叉相位调制时的转换效率仅为 13% ~ 15%), 三倍频光的时间波形及光谱发生展宽和畸变, 中心波长有所偏移。由此可见, 对于高强度飞秒

脉冲单块晶体的三倍频过程, 必须采取措施对三阶非线性效应引起的自相位调制及交叉相位调制进行补偿。

通过优化基频光入射角度, 可以在一定程度上提高转换效率, 改善三倍频光的脉冲形状。图 4 为晶体厚度 1 mm, 方位角为 0 时, 不同入射光强条件下, 三倍频转换效率随失谐角的变化。

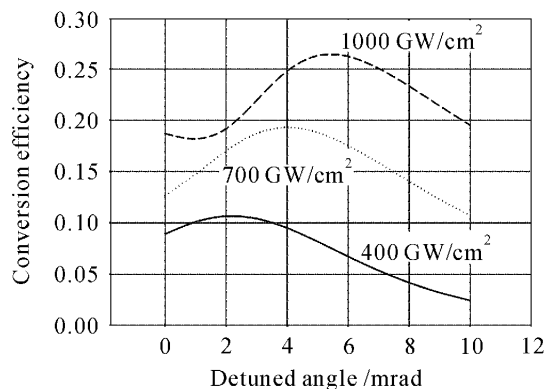


图 4 三倍频转换效率随失谐角的变化

Fig. 4 Variation of the conversion efficiency with the detuned angle

由图 4 可知, 当入射基频光强较大时, 选择适当的失谐角, 可在一定程度上提高三倍频转换效率。例如: 晶体厚度 1 mm, 入射基频光强 $700 GW/cm^2$, 失谐角 4 mrad 时, 三倍频转换效率可达 20%, 而失谐角为 0 时仅为 14%; 入射基频光强 $1 TW/cm^2$, 失谐角 5 mrad 时, 三倍频转换效率可提高到 26%。这是由于失谐角产生的空间相位失配可在一定程度上补偿由自相位调制、交叉相位调制产生的非线性相位失配。具体来说, 非线性相位失配

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(z) &= \left(\frac{2\pi}{\lambda_{3e}} n_{3e} - 3 \times \frac{2\pi}{\lambda_{10}} n_{10} \right) z = \\ &= \frac{2\pi}{\lambda_{3e}} [n_{3e,L}(\theta) + \sum_j \gamma_{3j} I_j(z)] z - \\ &= 3 \times \frac{2\pi}{\lambda_{10}} [n_{10,L} + \sum_j \gamma_{1j} I_j(z)] z = \\ &= \Delta\varphi_L(\theta, z) + \Delta\varphi_{NL}(z), \end{aligned}$$

式中, 晶体折射率 $n = n_L + \Delta n = n_L + \sum_j \gamma_j I_j$, n_L 为线性折射率, $\Delta n = \sum_j \gamma_j I_j$ 为与光强大小相关的非线性折射率, θ 为光束波矢方向与晶体光轴的夹角, $\theta = \theta_m + \Delta\theta$, $\Delta\varphi_L(\theta, z)$ 为线性折射率引起的相位失配, $\Delta\varphi_{NL}(z)$ 为非线性折射率引起的相位失配并且与光强大小有关。由此可见, 选择适当的失谐角 $\Delta\theta$ 可以补偿由非线性相位失配引起的转换效率降低, 并且, 入射基频光强越大, 达到最大转换效率时所采用失谐角也越大。

此外,方位角的选取对单块晶体的三倍频转换效率也有较大的影响。图 5 为晶体厚度 1 mm 及不同入射光强条件下,三倍频转换效率随方位角的变化。由图 5 可知,方位角 Φ 在 $-0.17 \sim -0.09$ rad 时的转换效率接近最大。这是由于单块晶体的倍频过程中,级联的二阶非线性效应也对产生三倍频光有一定的贡献,由二、三阶有效非线性系数与方位角的关系可知, $\Phi = 0$ 时的三阶有效非线性系数最大,而在三阶非线性效应与二阶非线性效应共同作用下,则存在一个最优的方位角,使三倍频光转换效率达到最大。对于入射基频光强为 700 GW/cm^2 ,晶

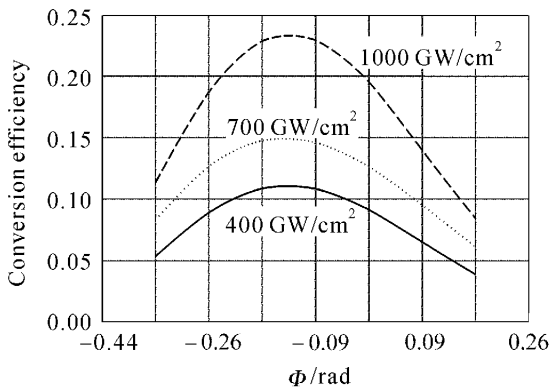


图 5 三倍频转换效率随方位角 Φ 的变化

Fig. 5 Variation of the conversion efficiency with the azimuth angle

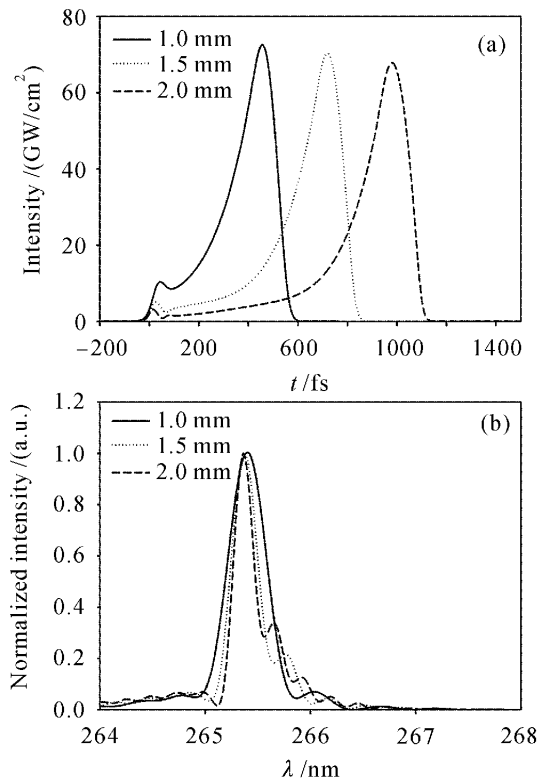


图 6 三倍频光脉冲时间波形(a)及光谱分布(b)

Fig. 6 Pulse shape (a) and spectral distribution (b) of the third harmonic field

体厚度分别为 1.0 mm, 1.5 mm, 2.0 mm 时,对失谐角及方位角进行优化后(失谐角 4.0 mrad,方位角 -0.14 rad),得到的三倍频光时间波形及光谱分布如图 6 所示。

比较图 2 和图 6 可见:初始空间相位失配对三倍频光转换效率及时间波形均有明显的优化作用,此时,三倍频光脉冲峰值光强增大了一倍多,且相应的脉冲半峰全宽减小至 250 fs 左右;同时,对失谐角进行优化后得到的三倍频光带宽略有变窄,且光谱的中心波长向短波长发生了约 1 nm 的偏移,这是由于失谐角使实现相位匹配的基频光波长成分发生了一定偏移的缘故。进一步比较图 6 和图 3 可知,优化后得到的三倍频光峰值光强及带宽,与不考虑自相位调制和交叉相位调制效应时的计算结果较为接近。由此可见,失谐角产生的空间相位失配可在一定程度上补偿由自相位调制和交叉相位调制效应造成的非线性相位失配。

4 结 论

在超高强度飞秒脉冲单块 BBO 晶体的三倍频过程中,由自相位调制和交叉相位调制导致的非线性相位失配是限制三倍频光转换效率提高、引起脉冲展宽及时间波形和光谱分布发生畸变的主要因素。三倍频转换效率随入射基频光强及晶体厚度的增大而增大。基频光与三倍频光之间的群速度失配导致了三倍频光脉冲的展宽。在入射基频光强一定时,三倍频光的峰值光强、脉冲宽度随晶体厚度变化不明显。对基频光的入射角度进行优化,可较好地补偿非线性相位失配,有效地提高单块晶体三倍频转换效率,并使三倍频光时间波形得以改善。此外,晶体方位角的优化也可在一定程度上提高三倍频转换效率。

参 考 文 献

- 1 Zhang Jiatai, He Bin, He Xiantu *et al.*. Study on the mechanism of the fast ignition in laser fusion [J]. *Acta Physica Sinica*, 2001, **50**(5):921~925
张家泰,何斌,贺贤士等. 激光聚变快点火机理研究[J]. *物理学报*, 2001, **50**(5):921~925
- 2 Peng Nengling, Li Wenhong, Jiang Shaoren *et al.*. Holographic interferometry of plasma electron density diagnosis [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2002, **14**(2):254~256
彭能岭,李文洪,江少恩等. 等离子体电子密度诊断的全息干涉法[J]. *强激光与粒子束*, 2002, **14**(2):254~256
- 3 V. Krylov, A. Kalintsev, A. Rebane *et al.*. Second, third and fourth harmonic generation of amplified femtosecond Ti:sapphire laser pulses [C]. *SPIE*, 1996, **2701**:24~30

- 4 Ilda A. Begishev, Mikhail Kalashnikov, Vladimir Karpov *et al.*. Limitation of second-harmonic generation of femtosecond Ti:sapphire laser pulses [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2004, **21**(2):318~322
- 5 Li Kun, Zhang Bin, Zhu Qihua *et al.*. Efficient second harmonic generation of ultra intense femtosecond Ti:sapphire laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(Suppl.):115~119
李 琨, 张 彬, 朱启华 等. 超高强度掺钛蓝宝石飞秒脉冲的二倍频[J]. *中国激光*, 2006, **33**(增刊):115~119
- 6 P. S. Banks, M. D. Feit, M. D. Perry. High-intensity third-harmonic generation [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2002, **19**(1):102~118
- 7 T. Zhang, K. Yamakawa. Numerical analysis of type I third-harmonic generation through third-order and cascaded second-order nonlinear optical processes [J]. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2000, **39**(1):91~95
- 8 Hang Liu, Jianquan Yao, Puri A.. Second and third harmonic generation in BBO by femtosecond Ti:sapphire laser pulses [J]. *Opt. Commun.*, 1994, **109**:139~144
- 9 I. A. Kulagin, R. A. Ganeev, V. A. Kim *et al.*. Nonlinear refractive indices and third-order susceptibilities of nonlinear-optical crystals [C]. *SPIE*, 2003, **4972**:182~189
- 10 R. A. Ganeev, I. A. Kulagin, A. I. Ryasnyansky *et al.*. Characterization of nonlinear optical parameters of KDP, LiNbO₃ and BBO crystals [J]. *Opt. Commun.*, 2004, **229**:403~412
- 11 T. Ditmire, A. M. Rubenchik, D. Eimerl *et al.*. Effects of cubic nonlinearity on frequency doubling of high-power laser pulses [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1996, **13**(4):649~655

征 订 启 事

《中国激光》增刊

第十七届全国激光学术会议于 2005 年 10 月 19~22 日在四川绵阳富乐山大酒店召开。本次会议由中国光学学会与中国电子学会联合主办。共有 350 多名来自高校、研究所以及公司激光领域的研究人员参加了本次会议。

本次大会共收到论文 330 篇,《中国激光》将其中的优秀论文 126 篇汇编成册,以增刊形式出版了《第十七届全国激光学术会议论文集》,为广大激光工作者提供了一份有价值的参考资料。

按照研究方向,论文集分为激光物理、非线性光学、高能固体激光与超短脉冲激光、新型激光器、激光技术及晶体材料、激光应用、光束传输、激光薄膜及元器件等专栏。较全面地反映了近年来我国激光科学技术研究、应用和产业化的最新成果,显示了激光科学技术对国家十一五规划、国家 863 计划、国家 973 计划、重大项目、国家基金和产业发展等方面的重要作用与贡献。

论文集共计 462 页,进口雅光纸精印,定价 100 元。欢迎订阅。

《光学手册》

这是我国编写的第一本基础性大型光学手册。本书顾问为著名光学专家龚祖同,主编为李景镇。

本书为 16 开,1541 页,定价 100 元。全书有 2700 多个公式,1400 余幅插图和 400 多个数据表格,230 万字。是“一本兼顾光学工作者和非光学科技工作者的参考书”(引自王大珩院士为本书的题词)。本书能使读者在较短时间内全面了解某门光学分科的主要内容,查阅公式、数据省时省力。

电话:021-69918427

电子信箱:gexiaohong@siom.ac.cn

地址:上海 800-211 信箱

邮政编码:201800

联系人:葛晓红