

利用群速度匹配的级联二阶非线性实现超短激光脉冲压缩*

叶荣¹⁾ 张彬^{1)†} 李恪宇²⁾

1) (四川大学电子信息学院, 成都 610064)

2) (中国工程物理研究院, 绵阳 621900)

(2012年11月20日收到; 2012年12月30日收到修改稿)

提出了一种采用倾斜脉冲的级联二阶非线性来实现超短激光脉冲压缩的方法. 对基于单块 BBO 晶体中基频光与倍频光群速度匹配的级联二阶非线性的脉冲压缩方案进行了理论分析. 对比研究了群速度匹配与失配情况下利用级联二阶非线性进行脉冲压缩的效果, 并模拟分析了基频光与倍频光的位相失配量、非线性晶体长度、基频光初始峰值光强和初始脉宽等因素对脉冲压缩效果的影响. 结果表明, 基频光与倍频光的群速度匹配将会大幅度改善压缩脉冲的时间波形和频谱分布. 通过对位相失配量、晶体长度、初始光强等参数的优化和选取可获得较理想的压缩效果. 采用倾斜脉冲的级联二阶非线性的脉宽压缩方法, 针对中心波长 800 nm、脉宽 100 fs, 峰值光强为 50 GW/cm² 的基频光脉冲, 采用 25 mm 厚 BBO 晶体, 当基频光与倍频光位相失配量 $\Delta k = 60 \text{ mm}^{-1}$ (对应失谐角 1.98°), 晶体外部脉冲前沿倾斜角 $\gamma_0 = 74^\circ$ 时, 计算获得了质量较好的 20 fs 剩余基频光, 并同时产生了 14 fs 的倍频光.

关键词: 倾斜波, 级联二阶非线性, 群速度失配, 脉冲压缩

PACS: 42.65.-k, 42.62.-b, 42.65.Re, 42.65.Ky

DOI: 10.7498/aps.62.094212

1 引言

激光技术自产生以来, 就一直朝着高功率、短脉宽、宽调谐范围、小型化及全固化的方向发展. 超短激光脉冲具有极高的时间分辨率和宽光谱范围, 不仅为人类提供了研究物质瞬态变化过程的强有力工具, 更可为强场物理研究提供极端研究条件. 通常, 利用钛宝石啁啾脉冲放大激光系统可获得数十飞秒的超短激光脉冲输出^[1], 但却难以直接获得数周期量级的超短激光脉冲输出. 为此, 人们发展了多种实现超短脉冲压缩的方法. 目前, 较为成熟的光脉冲压缩方式有: 光栅对压缩^[2,3]、成丝技术^[4-6]、交叉相位调制技术^[7,8]等. 其中, 光栅对压缩方式具有较大的衍射损耗, 且由于脉冲的频谱分量在时间和空间上均受到色散影响, 从而造成光束

产生畸变; 成丝技术中的强电离会对出射光束稳定性和光斑模式产生较为严重的影响; 交叉相位调制技术利用材料的三阶非线性效应进行脉冲压缩, 因而要求输入脉冲足够强, 而不能用于低能量脉冲的压缩. 级联二阶非线性 (CQN) 效应则是利用二阶非线性达到三阶的效果, 它利用在大的位相失配条件下, 基频光与倍频光多次转换逆转换的级联二阶非线性作用使基频光产生相移, 进而导致其频谱展宽, 从而达到脉宽压缩的目的^[9]. 由于基于级联二阶非线性的脉冲压缩方案只需要一块非线性晶体, 具有原理简单、操作方便等突出优点, 因而常被用于超短脉冲的进一步压缩^[10-13]. 然而, 由于被压缩的是超短脉冲, 因此, 基频光与倍频光的群速度失配 (GVM) 会造成它们在时间上的分离, 从而不利于二者的相互耦合作用, 进而会影响脉冲压缩的效果.

本文提出了采用前沿倾斜脉冲的级联二阶非

* 中国工程物理研究院重点实验室基金 (批准号: 9140C680301100C6806) 与四川大学优秀青年学者科研基金资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhangbinff@sohu.com

线性来实现超短脉冲的有效压缩,可消除倍频过程中基频光与倍频光的群速度失配,从而达到同时压缩基频光和产生超短倍频光的目的.在此基础上,分析了输入基频光峰值光强、初始脉宽、位相失配量,以及晶体长度等因素对脉冲压缩效果的影响,并通过对相关参数的优化,获得了质量较好的接近几个单周期的超短脉冲输出.

2 理论模型

2.1 I类倍频模型

假定光脉冲沿 z 轴通过非线性晶体,在缓变包络近似下,描述 I 类倍频过程的耦合波方程组可表示为^[14]

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = i\xi_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial \eta^2} - i\rho_1 A_1^* A_2 \exp(-i\Delta kz) - i\sigma_1(|A_1|^2 A_1 + 2|A_2|^2 A_1), \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = -\zeta \frac{\partial A_2}{\partial \eta} + i\xi_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial \eta^2} - \frac{1}{2}i\rho_2 A_1^2 \exp(+i\Delta kz) - i\sigma_2(|A_2|^2 A_2 + 2|A_1|^2 A_2), \quad (2)$$

式中, A_j ($j = 1, 2$) 表光波的振幅,其相应的电场为:

$$\tilde{E}_j(z, t) = 1/2\{A_j(z, t) \exp[i(\omega_j t - k_j z)] + \text{c.c.}\};$$

k 是波矢; ξ_1 和 ξ_2 表示与群速度色散 (GVD) 相关的物理量,即

$$\xi_1 = \frac{1}{2}\ddot{k}_1, \quad \xi_2 = \frac{k_2^2 - k_1^2 + k_2\ddot{k}_2}{2k_2}; \quad \Delta k = k_2 - k_1;$$

$$\eta = t - \frac{z}{v_1} = t - k_1 z; \quad \rho_j = \frac{\omega_j d_{\text{eff}}}{cn_j},$$

d_{eff} 为有效倍频系数; $\sigma_j = \frac{3\omega_j \chi^{(3)}}{8cn_j}$, $\chi^{(3)}$ 为三阶非线性系数; 下标 1, 2 分别代表基频光和倍频光. 由于晶体对不同的波长有不同的折射率,基频光与倍频光的群速度不同,就会出现群速度失配 (GVM) $\zeta = \dot{k}_2 - \dot{k}_1 = 1/v_{e2} - 1/v_{i0}$, v_{e2} 和 v_{i0} 分别为倍频光与基频光的群速度. 以中心波长 800 nm 的基频光为例,在 BBO 晶体中传输时,根据 Sellmeier 方程可知,其群速度失配量 $\zeta = 194$ fs/mm. 群速度失配会导致基频光与倍频光在时间上的走离,从而影响倍频过程中的相互耦合作用,这不仅会降低倍频转换效率,更会导致产生的倍频光带宽变窄或脉宽变宽^[15,16].

2.2 群速度匹配的级联二阶非线性

当脉冲经过光栅或棱镜等色散元件时,其等振幅面和等相位面会出现一定的夹角,从而造成脉冲前沿倾斜. 值得指出的是,前沿倾斜的脉冲可用于抵消基频光和倍频光的群速度失配,从而达到控制群速度的目的^[17,18]. 根据文献 [19],在共线 I 类倍频过程中,基频光与倍频光具有相同的倾斜角. 然而,由于只有倍频光存在走离,因而只有倍频光的群速度会有所改变,即

$$v_{e2}^{\text{tilt}} = v_{e2}^0 \left(1 + \frac{c \tan \rho}{v_{i0} \tan \gamma_0}\right), \quad (3)$$

式中, v_{e2}^0 表示未倾斜时的倍频光群速度; ρ 为走离角; γ_0 为晶体外部脉冲等振幅面与等相位面的夹角,即倾斜角.

于是,基频光与倍频光的群速度失配量 (GVM) 可表示为

$$\zeta = \frac{1}{v_{e2}^{\text{tilt}}} - \frac{1}{v_{i0}}. \quad (4)$$

为了实现群速度匹配,则要求 (4) 式表示的 $\zeta = 0$. 假设脉冲前沿倾斜是通过引入光栅而引起的,且入射光与衍射光在光栅法线同侧. 采用一级衍射,则根据色散方程可得到倾斜角表达式为

$$\gamma_0 = \arctan\left(\lambda \frac{d\beta}{d\lambda}\right) = \frac{\lambda}{d\sqrt{1 - (\lambda/d - \sin \varphi)^2}}, \quad (5)$$

式中, λ 为光波中心波长; $d\beta/d\lambda$ 为光栅的角色散量; d 是光栅常数; φ 代表入射角.

表 1 给出了利用 BBO 晶体进行 800 nm 基频光 I 类倍频时,脉冲前沿倾斜与正常情况下,基频光与倍频光群速度失配的对比如表 1.

表 1 前沿倾斜对 800 nm 基频光倍频时群速度失配的影响

倾斜角 $\gamma_0/(^\circ)$	位相匹配角 $\theta/(^\circ)$	位相失谐角 $\Delta\theta/(^\circ)$	GVM $\zeta/\text{fs}\cdot\text{mm}^{-1}$
0	29.2	0	194
0	29.2	-1.98	209
74	29.2	-1.98	0

众所周知,对于 I 类倍频过程,当基频光和倍频光的位相不匹配 ($\Delta k \neq 0$) 时,光脉冲经非线性晶体的作用除了存在一个正向的 SHG 的过程,还存在一个“回流”的逆过程,即光波能量从基频光转

换成倍频光, 再从倍频光转换回基频光, 从而产生级联的二阶非线性效应: $\chi^{(2)}(2\omega; \omega, \omega)$ 和 $\chi^{(2)}(\omega; 2\omega, -\omega)$. 在这个级联的二阶非线性过程中, 对于基频光来说, 产生了一个附加的相移 $\Delta\Phi^{\text{NL}}$, 可近似表示为^[20]

$$\Delta\Phi^{\text{NL}} \approx -\frac{\omega^2 d_{\text{eff}}^2 |E_0|^2 L}{c^2 n_1 n_2 \Delta k}, \quad (6)$$

式中, L 为非线性晶体长度; Δk 为位相失配量; n_1 和 n_2 分别为基频光和倍频光的折射率; E_0 表示基频光的电场强度.

当基频光产生了级联二阶非线性效应引起的附加相移后, 就会产生类似于自相位调制效应, 导致其频谱发生变化, 并出现频谱加宽. 以高斯脉冲为例, 根据傅里叶变换受限脉冲时间带宽积^[21]

$$\Delta\nu T_w = 0.441, \quad (7)$$

式中, T_w 为脉冲的时域脉宽 (半高全宽, full-width half-maximum, FWHM), $\Delta\nu$ 为脉冲频谱的半高全宽. 分析 (7) 式可知, 当基频光频谱因级联二阶非线性产生附加相移而得到加宽时, 若再同时辅以同块晶体的与基频光感应的啁啾符号相反的群速度色散 (GVD) 对基频光感应的啁啾进行补偿, 就能实现对基频光脉宽的压缩^[9,22]. 同时, 在位相失配的级联二阶非线性基础上, 使入射脉冲经过光栅或棱镜等色散元件实现脉冲前沿倾斜, 让基频光与倍频光群速度相等, 则可消除群速度失配, 进而可同时产生脉宽更窄的倍频光, 其原理如图 1 所示.

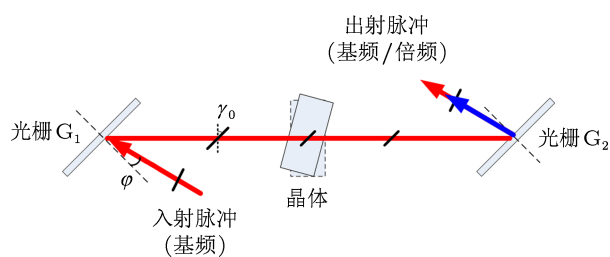


图 1 采用倾斜脉冲的级联二阶非线性压缩超短激光脉冲的原理示意图

入射脉冲首先经过光栅 G_1 后变成前沿倾斜的脉冲, 然后, 以产生较大位相失配量的角度入射到倍频晶体 (虚线框表示在位相失配量 $\Delta k = 0$ 时晶体的位置), 经倍频晶体出射后, 再经过光栅 G_2 还原成非前沿倾斜的脉冲, 最后, 使获得压缩的基频光与倍频光经分光后分别进入探测器进行探测.

3 数值计算结果与分析

3.1 对百 fs 脉冲的压缩

BBO 晶体是较常使用的非线性倍频晶体, 它具有光学均匀性好、损伤阈值较高、对 800 nm 激光脉冲吸收损耗小等优点. 更重要的是, 其有效倍频系数较大 ($d_{\text{eff}} \approx 2 \text{ pm/V}$), 有利于非线性作用的发生, 同时, 它对波长为 400 nm 光波的双光子吸收较小, 因此, 本文选用 BBO 晶体作为倍频晶体. 采用分步傅里叶和四阶龙格-库塔算法对 (1) 和 (2) 式进行数值求解. 由于超短脉冲的峰值光强较高, 计算中需要考虑晶体中的三阶非线性效应, 对 BBO 晶体来说, $\chi^{(3)} = 5 \times 10^{-22} \text{ m}^2/\text{V}^2$ ^[23]. 为了计算方便, 我们忽略了晶体的吸收, 并假定入射基频光脉冲空间为均匀分布的平面波.

假设基频光脉冲的时间波形呈高斯分布, 计算的主要参数为: 脉冲中心波长 $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$, 脉宽 $T_w = 100 \text{ fs}$ (对应均方根带宽约为 8 nm), 峰值强度 $I_0 = 50 \text{ GW/cm}^2$; BBO 晶体长度 $L = 25 \text{ mm}$, 基频光与倍频光位相失配量 $\Delta k = 60 \text{ mm}^{-1}$ (对应失谐角 1.98°); 晶体外部脉冲前沿倾斜角 $\gamma_0 = 74^\circ$, 从而消除了基频光与倍频光的群速度失配, 即 $\zeta = 0$. 计算得到了 20 fs 的输出基频光和 14 fs 的倍频光, 如图 2 所示, (a) 频谱分布, (b) 时间波形.

从图 2(a) 可以看出, 由于级联非线性相移的存在, 剩余基频光的频谱明显得到展宽 (约为 40 nm), 其展宽倍数约为 5 倍. 在图 2(b) 中, 输出基频光与新产生倍频光的脉宽均远小于输入脉冲, 几乎接近数个光学单周期了, 可见激光脉宽得到了有效的压缩. 进一步分析图 2 可知, 以基频光作为参照系, 剩余基频光和新产生的倍频光在时间上均与输入脉冲几乎重合, 没有出现走离, 时间波形和频谱形状均比较光滑对称, 这正是群速度匹配发挥的作用. 尽管此时是在群速度匹配的情况下实现倍频过程, 但由于其位相失配量较大, 整体的倍频转换效率只有 1.7% 左右, 也即是基频光总的压缩转换效率可高达 98% 以上. 由此可见, 该方案可主要用于压缩基频光, 但新产生的高质量超短倍频光在实际工作中也是可以加以利用的.

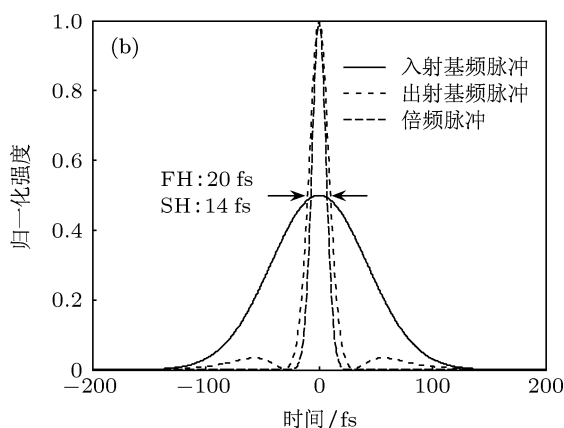
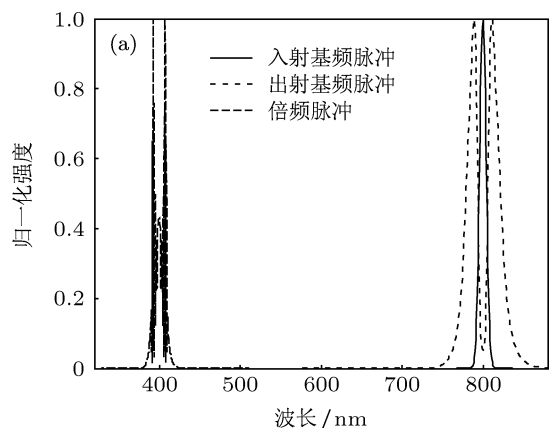


图2 脉冲倾斜时压缩前后对比 (a) 频谱分布; (b) 时域波形

由表 1 可知, 当不采用倾斜脉冲时, 基频光与倍频光的群速度失配量将超过 200 fs/mm. 较大的 GVM 会引起基频光与倍频光在时间上的走离, 不利于级联过程的发生, 从而会导致感应的级联非线性相移发生畸变, 进而使光脉冲也产生明显畸变, 直接影响脉冲压缩的效果和质量 [24], 典型结果如图 3 所示, (a) 频谱分布, (b) 时间波形. 图 3 中的计算参数除 GVM 外, 其他与图 2 均相同. 从图 3(a) 可以看出, 剩余基频光频谱虽有所展宽 (约为 38 nm), 但与倍频光情况类似, 其频谱分布明显不再对称与光滑, 尤其是 400 nm 倍频光, 已出现了明显频移. 分析图 3(b) 可知, 剩余基频脉冲与倍频脉冲的脉宽 (FWHM) 虽然较小, 但两者均出现了很大的旁瓣, 且旁瓣显著地不对称. 从严格意义上说, 对于这种有较大旁瓣的脉冲, 半高全宽已经不能准确定义其脉冲持续时间了, 此时, 应该采用基底全宽或均方根脉宽来描述. 此外, 以基频光为参照系, 剩余基频光与倍频光时域的峰值强度已有所延迟, 这正是源自于 GVM 带来的时间上的走离.

进一步比较图 2 和图 3 可知, 采用脉冲前沿倾斜的级联二阶非线性进行脉冲压缩可以消除基频光与倍频光的群速度失配. 在产生较大位相失配量的过程中, 能使基频光频谱得到较大展宽, 从而获得脉宽压缩的基频光. 与此同时, 倍频光亦得到了控制, 虽然倍频转换效率较小, 但倍频光峰值光强较高, 其脉宽也较窄. 由此可见, 采用脉冲前沿倾斜时所获得压缩后的基频脉冲与新产生的倍频脉冲无论在时间上还是在频谱上均比不采用脉冲前沿倾斜时的效果和质量要高.

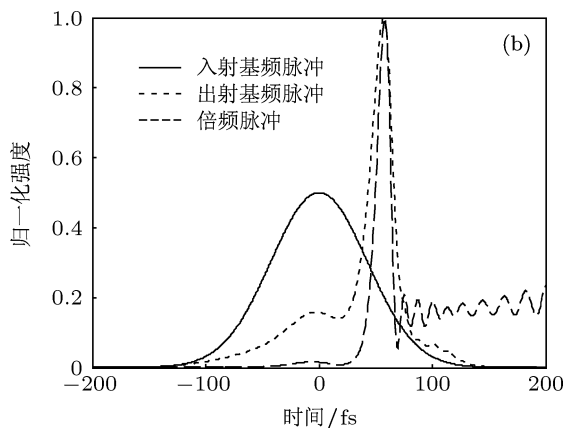
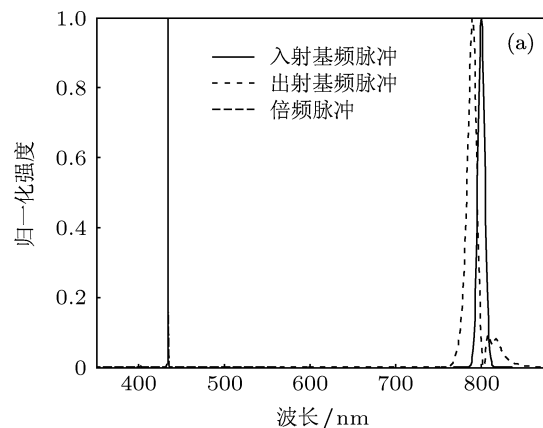


图3 脉冲不倾斜时压缩前后对比 (a) 频谱分布; (b) 时域波形

3.2 影响压缩效果的主要因素分析

由前面的分析可知, 利用级联二阶非线性进行超短脉冲压缩的关键是使基频光产生附加相移, 进而引起频谱展宽. 从 (5) 式可以看出, 影响附加相移的物理量较多, 本文主要计算分析了在群速度匹配条件下, 基频光与倍频光的位相失配量 Δk 、晶体长度 L 、输入脉冲峰值强度 I_0 以及初始脉宽 T_w 等对脉冲压缩效果的影响, 典型结果如图 4 和图 5 所示.

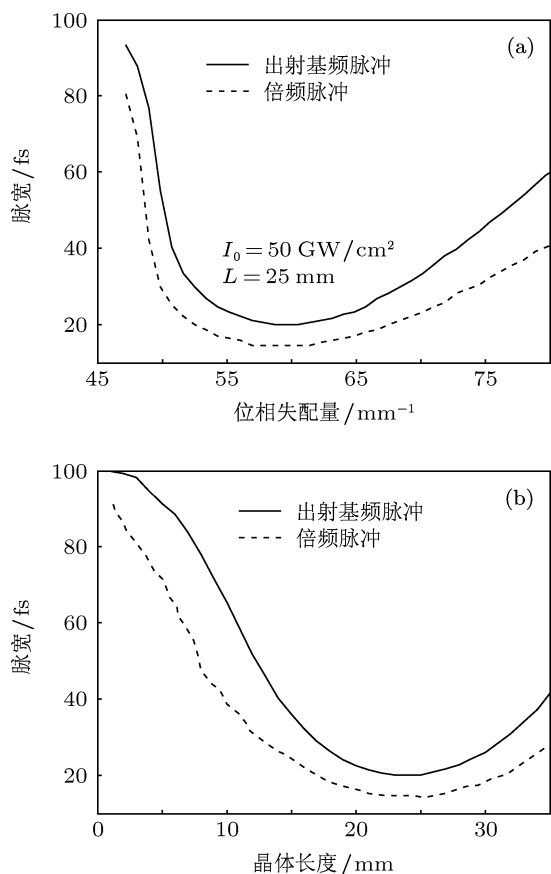


图4 压缩效果随位相失配量和晶体长度的变化 (a) 随位相失配量; (b) 随晶体长度

从图 4(a) 可以看出, 在基频光强和晶体长度一定的情况下, 总体来说, 随着位相失配量 Δk 增大, 剩余基频光的脉宽呈现出先下降后上升的趋势. 这是因为当 Δk 较小或较大时, 要么转换效率高逆转转换次数少, 要么转换效率低正转换次数少, 总之不能产生足够的相移, 致使压缩效果不明显. 不仅如此, 进一步的计算结果表明, 当 Δk 较小或较大时, 所压缩的基频光和新产生倍频光的时域波形都会出现较大畸变. 因此, 若要获得较好的压缩效果和质量, 对于 100 fs 初始脉冲来说, 应使位相失配量 $\Delta k \approx 60 \text{ mm}^{-1}$. 分析图 4(b) 可知, 当基频光强度 I_0 和位相失配量 Δk 一定时, 总体来说, 晶体越长, 发生的转换和逆转换过程越充分, 产生的附加相移越大, 则脉宽压缩效果越好. 但并不是非线性晶体的长度越长越好, 这是因为除了补偿级联二阶非线性产生的负啁啾外, 过长的晶体所带来的过剩色散量同样也会致使脉冲展宽. 进一步从图 4 可以看出, 新产生的倍频光脉宽几乎与压缩的基频光有相同的变化趋势, 且脉宽比基频光的还小. 由此可见, 群速度匹配下的级联二阶非线性进行脉冲压缩对产

生更短的倍频光是有着积极的促进作用, 这是群速度失配下波形畸变的倍频光所不能比拟的.

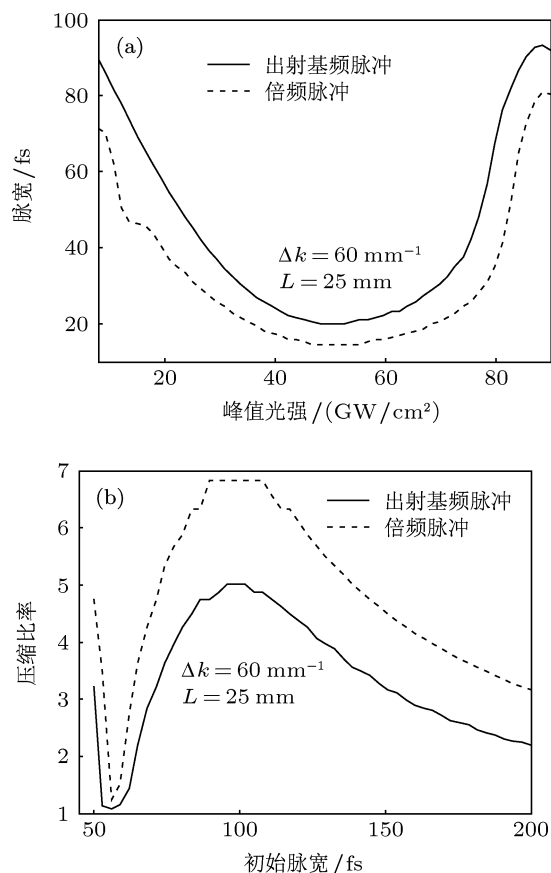


图5 压缩随峰值光强和初始脉宽的变化 (a) 随峰值光强; (b) 随初始脉宽

图 5 给出了群速度匹配下与脉冲强度相关的物理量对脉冲压缩的影响. 从图 5(a) 可以看出, 初始基频光强度越高, 累积的相移越大, 光谱展宽越大, 脉宽压缩效果也就越好. 然而, 当初始基频光强度过大 ($> 70 \text{ GW/cm}^2$) 时, 晶体中的三阶非线性效应会变得明显, 从而会抵消一部分附加相移, 使脉冲压缩效果随基频光强度的继续增大而变差. 分析图 5(b) 可知, 当位相失配量和晶体长度确定时, 对于给定的初始基频光能量 (1 mJ, $\Phi 5 \text{ mm}$), 随着初始脉宽的增加 (带宽减小), 压缩效果呈现出振荡变化. 这是因为当初始脉宽较大 ($> 100 \text{ fs}$, 带宽小于 8 nm) 时, 脉冲的峰值强度较低, 不利于脉冲的压缩. 当初始脉宽为 50—100 fs 时, 峰值强度有所增大, 晶体中的三阶效应开始变得明显, 从而致使压缩倍率降低. 而当初始脉宽小于 50 fs (对应带宽为 16 nm) 时, 压缩倍率又有所提升, 这是因为此时的峰值光强大于 100 GW/cm^2 , 级联二阶非线性效

应又占主导,除了可抵消三阶效应引起的相移外还有剩余,致使脉冲可以得到压缩,这与图 5(a) 中的曲线相呼应.由此可见,当脉冲峰值强度进一步提高时,晶体中的级联二阶非线性效应与三阶非线性效应其实是一个竞争过程.进一步从图 5 可以看出,倍频光脉宽与压缩的基频光具有相同的变化趋势,且倍频光脉宽比基频光的还窄.由此可见,群速度匹配的实现在为获得波形较好、脉宽更短的倍频光创造了有利条件.

4 结论

本文提出了一种采用倾斜脉冲的级联二阶非

线性实现脉冲压缩的方法.针对中心波长 800 nm、脉宽 100 fs,峰值光强为 50 GW/cm² 的基频光脉冲,采用 25 mm 长晶体,使位相失配量为 60 mm⁻¹,晶体外部脉冲前沿倾斜角 $\gamma_0 = 74^\circ$ 时,获得了 20 fs 的剩余基频光,并同时产生了 14 fs 的倍频光.研究结果表明,基频光与倍频光位相失配量、非线性晶体长度、基频光峰值光强和初始脉宽是影响脉冲压缩的主要因素.基频光与倍频光的群速度失配将会严重影响压缩脉冲的时间波形和频谱分布;而运用倾斜脉冲方式的级联二阶非线性,可有效消除倍频过程中基频光和倍频光的群速度失配,从而可获得较好的压缩效果.论文有关结果可对实验工作的开展提供理论参考和依据.

- [1] Zhu Y, Chen X W, Leng Y X, Liu J, Lin L H, Li R X, Xu Z Z 2005 *Chin. J. Lasers* **32** 1614 (in Chinese) [朱毅,陈晓伟,冷雨欣,刘军,林礼煌,李儒新,徐至展 2005 中国激光 **32** 1614]
- [2] Agrawal G P (Write), Jia D F, Yu Z H (Trans) 2010 *Nonlinear Fiber Optics & Application of Nonlinear Fiber Optic* (2nd Ed) (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) p562 (in Chinese) [阿戈沃(著),贾东方,余震虹(译) 2010 非线性光纤光学原理及应用(第二版)(北京:电子工业出版社)第 562 页]
- [3] Jin Y X, Zhao Y A, Shao J D, Fan Z X, Liu S J, Ma J Y, Shen Z C, Kong W J, Shen J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 4542 (in Chinese) [晋云霞,赵元安,邵建达,范正修,刘世杰,麻健勇,沈自才,孔伟金,沈健 2007 物理学报 **56** 4542]
- [4] Hauri C P, Kornelis W, Helbing F W, Heinrich A, Couairon A, Mysyrowicz A, Bieger J, Keller U 2004 *Appl. Phys. B* **79** 673
- [5] Mevel E, Tcherbakoff O, Salin E, Constant E 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 105
- [6] Xu F, Liu J S, Li R X, Xu Z Z 2007 *Chin. Opt. Lett.* **5** 490
- [7] Guo L W, Zhou C H 2006 *Opt. Commun.* **257** 180
- [8] Chen X W, Zhu Y, Liu J, Leng Y X, Ge X C, Li R X, Xu Z Z 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 5178 (in Chinese) [陈晓伟,朱毅,刘军,冷雨欣,葛晓春,李儒新,徐至展 2005 物理学报 **54** 5178]
- [9] Liu X, Qian L J, Wise F 1999 *Opt. Lett.* **24** 1777
- [10] Dubietis A, Valiulis G, Danielius R, Piskarskas A 1996 *Opt. Lett.* **21** 1262
- [11] Liu H J, Chen G F, Zhao W, Wang Y S, Cheng Z 2003 *Acta Optica Sinica* **23** 11 (in Chinese) [刘红军,陈国夫,赵卫,王屹山,程昭 2003 光学学报 **23** 11]
- [12] Wang K, Qian L J, Zhu H Y 2008 *Chinese Science Bulletin* **53** 45 (in Chinese) [王科,钱列,朱鹤元 2008 科学通报 **53** 45]
- [13] Morten B, Wise F W 2010 *Phys. Rev. A* **81** 053815
- [14] Sidick E, Knoesen A, Dienes A 1995 *J. Opt. Soc. Am. B* **12** 1704
- [15] Sidick E, Knoesen A, Dienes A 1994 *Opt. Lett.* **19** 266
- [16] Weiner A M 1983 *IEEE J. Quantum Electron.* **19** 1276
- [17] Szatmari S, Nagy T, Simon P, Feuerhake M 1996 *Proceedings of the Ninth International Conference on Ultrafast Processes in Spectroscopy* Plenum, New York, p621
- [18] Diels J C, Rudolph W 2006 *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (2nd Ed) (Elsevier Press) p185
- [19] Dubietis A, Valiulis G, Tamosauskas G, Danielius R, Piskarskas A 1997 *Opt. Lett.* **22** 1071
- [20] DeSalvo R, Hagan D J, Sheik-Bahae M, Stegeman G, Van Stryland E W, Vanherzeele H 1992 *Opt. Lett.* **17** 28
- [21] Zhang Z G 2011 *Femtosecond Laser technology* (1st Ed) (Beijing: Science Press.) p7 (in Chinese) [张志刚 2011 飞秒激光技术(第一版)(北京:科学出版社)第 7 页]
- [22] Ashihara S, Nishina J, Shimura T, Kuroda K 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2505
- [23] Hache F, Zeboulon A, Gallot G, Gale G M 1995 *Opt. Lett.* **20** 1556
- [24] Albert O, Etchepare J 1998 *Opt. Commun.* **154** 345

Ultra-short laser pulse compression by using the group-velocity-matched cascaded quadratic nonlinearity*

Ye Rong¹⁾ Zhang Bin^{1)†} Li Ke-Yu²⁾

1) (College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

2) (China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 20 November 2012; revised manuscript received 30 December 2012)

Abstract

A new method for compressing ultra-short laser pulse has been proposed in which cascaded quadratic nonlinearity with tilt pulse is used. The pulse compression scheme with group velocity matching between fundamental harmonic (FH) and second harmonic (SH) pulses in a single BBO crystal has been analyzed theoretically. The compressed results have been investigated and compared between the cases of group velocity matching and mismatching. Furthermore, the influences of the phase mismatching between the FH and SH pulses, the length of the nonlinear crystal, the initial peak intensity and pulse-duration of the FH pulse on the pulse-duration compression have been analyzed and simulated. The results show that the matched group velocity between FH and SH pulses can improve significantly both the temporal profile and the spectrum distribution of the compressed pulse. High quality compression can be achieved by optimizing and selecting the parameters such as phase mismatch, length of the nonlinear crystal, initial intensity and so on. For the fundamental pulse with 800 nm central wavelength, 100 fs duration and 50 GW/cm² peak intensity, the 20fs output FH pulse has been achieved, and at the same time the 14 fs SH pulse has also been generated in 25 mm-long BBO crystal with $\Delta k = 60 \text{ mm}^{-1}$ (1.98° detuning angle) and external tilt angle $\gamma_0 = 74^\circ$.

Keywords: tilt pulse, cascaded quadratic nonlinearity, group velocity mismatch, pulse compression

PACS: 42.65.-k, 42.62.-b, 42.65.Re, 42.65.Ky

DOI: 10.7498/aps.62.094212

* Project supported by the Key Laboratory Foundation of China Academy of Engineering Physics (Grant No. 9140C68030110C6806) and the Research Foundation for Sichuan University Outstanding Young Scholars.

† Corresponding author. E-mail: zhangbinff@sohu.com