

飞秒光参量放大中三波群速失配的补偿*

马 晶[†] 章若冰 张伟力 王清月

(天津大学精密仪器与光电子工程学院超快激光研究室,
光电信息技术科学教育部重点实验室(天津大学),天津 300072)
(2004 年 5 月 26 日收到, 2004 年 6 月 25 日收到修改稿)

为了消除群速失配对参量放大的不利影响, 描述了利用脉冲波面倾斜与非共线相位匹配相结合, 完全补偿飞秒光参量放大(OPA)中三波群速失配的新方法. 计算了在 BBO I 类、II 类相位匹配条件下, 三波实现群速匹配时, 相位匹配角、脉冲波面倾斜角以及非共线角随信号光波长的变化, 并分析了三波群速匹配对空间走离长度、参量增益和参量带宽的影响. 结果表明, 在 BBO I 类、II 类相位匹配条件下, 利用该方法均能实现飞秒 OPA 连续调谐时三波的群速匹配, 从而大大增加了三波的有效相互作用长度, 为能够获得高增益, 窄脉宽的参量光脉冲提供了理论依据和指导.

关键词: 群速匹配, 脉冲波面倾斜, 非共线相位匹配, 飞秒光参量放大

PACC: 4265K, 4280, 4280W

1. 引 言

飞秒光参量放大(OPA)是获得窄脉宽、宽调谐飞秒脉冲的一个重要方法, 它在许多领域都得到了广泛应用. 尤其是利用 OPA 获得的可见光光谱区微焦耳能量的飞秒脉冲, 对于非线性光学和超快时间分辨光谱测量均具有非常重要的意义. 但是, 对于飞秒脉冲, 在可见光光谱区群速失配较严重, 这会大大限制三波的有效相互作用长度, 降低转换效率, 并增宽脉冲宽度. 因此, 群速失配的补偿成为飞秒 OPA 中最为关键的技术. 1996 年 Danielius 等人指出倾斜脉冲波面可以改变非常光的群速度, 如果使共线 I 类 BBO OPA 的抽运光群速度等于信号光和闲频光群速度的一半, 能够减小三波之间的群速失配^[1]. 1997 年 Wilhelm 等人证明了当信号光与闲频光的群速匹配时, I 类 BBO OPA 的增益带宽最大^[2]. 在此基础上, 人们利用钛宝石再生放大器的二次谐波以 3.7° 的非共线角抽运 I 类 BBO OPA, 先后获得了可见光光谱区脉宽为 13.5—4fs 的脉冲, 单脉冲能量为 1—7μJ, 转换效率为 15%—20%^[3-8]. 虽然这类 OPA 信号光与闲频光的群速匹配, 但是由于信号光、闲频光与抽运光之间群速失配的限制, 其 BBO 晶体的长

度均不超过 1mm, 因此影响了参量光的转换效率和脉冲宽度.

为了使飞秒 OPA 能够获得更高的转换效率和更窄的脉冲宽度, 消除群速失配对参量放大的不利影响, 本文利用脉冲波面倾斜与非共线相位匹配相结合的新方法, 对完全补偿 I 类、II 类飞秒 BBO OPA 中三波的群速失配进行了理论计算和分析, 给出了在 I 类、II 类相位匹配条件下, BBO OPA 连续调谐时, 为实现三波的群速匹配, 所需的相位匹配角、脉冲波面倾斜角以及非共线角的大小, 并给出了三波群速匹配对空间走离长度、参量带宽和参量增益的影响, 为能够获得高增益, 窄脉宽的参量光脉冲提供了理论依据和指导. 该计算方法和分析结果对其他同类型非线性晶体的飞秒 OPA 同样适用.

2. 脉冲波面倾斜与非共线相位匹配相结合补偿群速失配的方法

图 1 为非共线相位匹配三波相互作用的矢量图. 图中所示各角均为正, 反之为负. 其中 θ 为相位匹配角, α , β 分别为信号光波矢 k_s 、闲频光波矢 k_i 与抽运光波矢 k_p 的夹角. 假设三波脉冲波面倾斜并且相互平行, 如图中粗实线所示, 其与抽运光波矢法线

* 国家重点基础研究项目(批准号: G1999075201), 高等学校优秀青年教师教学及研究奖励基金、霍英东教育基金资助的课题.

[†] E-mail: zpq_mj@eyou

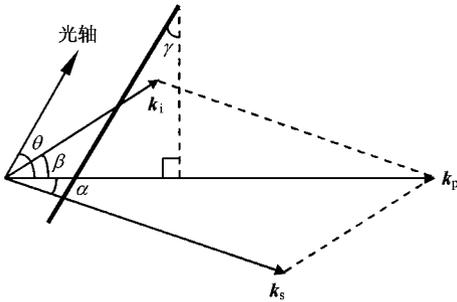


图 1 非共线相位匹配矢量图

夹角即为脉冲波面倾斜角 γ . 利用色散元件, 例如棱镜、光栅等均可将脉冲波面倾斜, 并且可以改变非常光的群速度. 选择抽运光波矢 k_p 的方向为基准, 使三波沿此方向传播的群速度相等, 在满足相位匹配的条件下, 相应地改变 $\theta, \alpha, \beta, \gamma$ 就可实现连续调谐时三波的群速匹配.

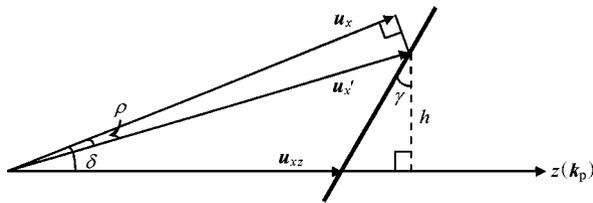
图 2 波面倾斜的脉冲沿 z 轴 (k_p) 的群速度 u_{xz} 的计算图解

图 2 为波面倾斜的脉冲沿 z 轴 (k_p) 的群速度 u_{xz} 的计算图解^[9]. 其中粗实线仍表示脉冲的倾斜波面, 波面倾斜角为 γ . 如果脉冲是寻常光, 群速度矢量 u_x 与波矢方向平行, 与 z 轴的夹角为 δ . 如果脉冲是非常光, 它的波印亭矢量相对于波矢方向有一走离角 ρ , 则由于空间走离效应脉冲的群速度矢量为 u'_x . 由图 2 可知

$$u'_x = u_x / \cos \rho, \quad (1)$$

$$h = u'_x \sin(\delta - \rho), \quad (2)$$

$$u_{xz} = u'_x \cos(\delta - \rho) - h \tan \gamma. \quad (3)$$

将 (1) (2) 式代入 (3) 式化简, 得到波面倾斜的脉冲沿 z 轴的群速度表达式为

$$u_{xz} = u_x [\cos \delta - \tan \gamma \sin \delta + \tan \rho (\sin \delta + \tan \gamma \cos \delta)], \quad (4)$$

抽运光、信号光、闲频光对应的 δ 分别为 $0, -\alpha, \beta$, 如果可以找到一组 $(\theta, \alpha, \beta, \gamma)$, 使得三个光波沿 z 轴的群速度分量相等, 那么三波的脉冲在传播过程中在时间上将始终保持交叠状态, 时间走离长度为

无穷大, 参量过程变为稳态. 这样就实现了三波相互作用时的群速匹配, 并且此时相速、群速以及波面同时匹配.

3. BBO I 类、II 类相位匹配条件下三波的群速匹配

BBO 晶体为负单轴晶, 在 I 类相位匹配条件下, 满足 $e \rightarrow o + o$, 即抽运光为非常光, 信号光与闲频光均为寻常光, 其三波相互作用矢量图如图 1 所示. 设 u_p, u_s, u_i 分别为抽运光、信号光、闲频光波面未倾斜时的群速度矢量, u_{pz}, u_{sz}, u_{iz} 分别为抽运光、信号光、闲频光波面倾斜后沿 z 轴的群速度分量. 由图 1 和 (4) 式可得

$$u_{pz} = u_p (1 + \tan \rho \cdot \tan \gamma), \quad (5)$$

$$u_{sz} = u_s (\cos \alpha + \tan \gamma \sin \alpha), \quad (6)$$

$$u_{iz} = u_i (\cos \beta - \tan \gamma \sin \beta). \quad (7)$$

为实现三波的群速匹配, 应使 $u_{pz} = u_{sz} = u_{iz}$, 由 (5), (6) (7) 式可得

$$u_p (1 + \tan \rho \cdot \tan \gamma) = u_s (\cos \alpha + \tan \gamma \sin \alpha), \quad (8)$$

$$u_p (1 + \tan \rho \cdot \tan \gamma) = u_i (\cos \beta - \tan \gamma \sin \beta), \quad (9)$$

其中群速度 $u_x = c / (n_x - \lambda_x \cdot \frac{dn_x}{d\lambda_x})$, $x = p, s, i$. ρ 为抽运光在 BBO 晶体中的走离角, 有

$$\tan \rho = \frac{1}{2} \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 \sin^2 \theta + n_e^2 \cos^2 \theta} \cdot \sin 2\theta, \quad (10)$$

式中 n_o, n_e 为抽运光在 BBO 晶体中的两个主折射率, θ 为相位匹配角. 由图 1 可得

$$k_i^2 = k_p^2 + k_s^2 - 2k_p k_s \cos \alpha, \quad (11)$$

$$k_s \sin \alpha = k_i \sin \beta. \quad (12)$$

由于波矢 $k_x = 2\pi n_x / \lambda_x$, $x = p, s, i$. 则 (11) (12) 式可写为

$$\cos \alpha = \left(\frac{n_p^2}{\lambda_p^2} + \frac{n_s^2}{\lambda_s^2} - \frac{n_i^2}{\lambda_i^2} \right) \cdot \lambda_p \lambda_s / (2n_p \cdot n_s) \quad (13)$$

$$\sin \beta = \frac{n_s \cdot \lambda_i}{n_i \cdot \lambda_s} \cdot \sin \alpha, \quad (14)$$

式中 n_p, n_s, n_i 分别为抽运光、信号光、闲频光在 BBO 晶体中的折射率, 其中 n_p 为 θ 的函数. 由 (10), (13) (14) 式可知 ρ, α, β 均为 θ 的函数, 将它们代入 (8) (9) 式, 所以 (8) (9) 式中只含有 θ, γ 两个未知数. 若已知 λ_p, λ_s (或 λ_i) 则可求得 θ, γ 以及 α, β .

BBO OPA 在 II 类相位匹配条件下,满足 $e \rightarrow o + e$,即抽运光与闲频光均为非常光,信号光为寻常光,其三波相互作用矢量图如图 1 所示.对于抽运光、信号光沿 z 轴的群速度表达式和 I 类相位匹配条件下的 (5)(6) 式相同.对于闲频光,有

$$u_{iz} = u_i [\cos\beta - \tan\gamma \sin\beta + \tan\rho_i \cdot (\sin\beta + \tan\gamma \cos\beta)]. \quad (15)$$

为实现三波的群速匹配,应使 $u_{pz} = u_{sz} = u_{iz}$,由 (5), (6) 和 (15) 式可得

$$u_p(1 + \tan\rho \cdot \tan\gamma) = u_s(\cos\alpha + \tan\gamma \sin\alpha), \quad (16)$$

$$u_p(1 + \tan\rho \cdot \tan\gamma) = u_i [\cos\beta - \tan\gamma \sin\beta + \tan\rho_i \cdot (\sin\beta + \tan\gamma \cos\beta)], \quad (17)$$

式中 ρ_i 为闲频光在 BBO 晶体中的走离角,有

$$\tan\rho_i = \frac{1}{2} \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 \sin^2\theta' + n_e^2 \cos^2\theta'} \cdot \sin 2\theta', \quad (18)$$

式中 n_o, n_e 为闲频光在 BBO 晶体中的两个主折射率, θ' 为闲频光波矢与 BBO 晶体光轴的夹角,且有 $\theta' = \theta - \beta$. 由图 1 可得

$$k_s^2 = k_p^2 + k_i^2 - 2k_p k_i \cos\beta, \quad (19)$$

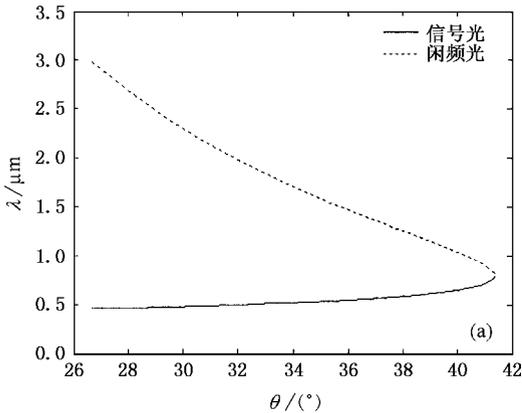
$$k_s \sin\alpha = k_i \sin\beta, \quad (20)$$

即有

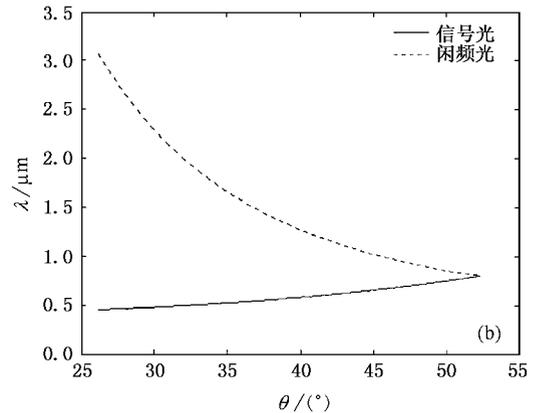
$$\frac{n_s^2}{\lambda_s^2} = \frac{n_p^2}{\lambda_p^2} + \frac{n_i^2}{\lambda_i^2} - 2 \frac{n_p \cdot n_i}{\lambda_p \lambda_i} \cdot \cos\beta, \quad (21)$$

$$\sin\alpha = \frac{n_i \cdot \lambda_s}{n_s \cdot \lambda_i} \cdot \sin\beta, \quad (22)$$

式中 n_p, n_s, n_i 分别为抽运光、信号光、闲频光在 BBO 晶体中的折射率,其中 n_p 为 θ 的函数, n_i 为 θ, β 的函数. 由 (10)(18)(22) 式可知 ρ 为 θ 的函数, ρ_i 为 θ, β 的函数, α 为 θ, β 的函数,将它们代入 (16)(17) 和 (21) 式,所以三个方程中只含有 θ, β, γ 三个未知数. 若已知 λ_p, λ_s (或 λ_i), 则可求得 θ, β, γ 以及 α .



(a) I 类



(b) II 类

图 3 BBO OPA 三波群速匹配时的相位匹配曲线

图 3 为 400nm 蓝光抽运的 BBO OPA 利用脉冲波面倾斜和非共线相位匹配相结合的方法,完全补偿三波群速失配时的相位匹配曲线(以下各图均为 400nm 蓝光抽运的 BBO OPA). 由图 3(a)(b) 可知,三波实现群速匹配时,相同波长情况下,II 类比 I 类所需的相位匹配角要大.

图 4 为 BBO OPA 实现三波群速匹配时,脉冲波面倾斜角 γ 随信号光波长 λ_s 的变化曲线. 由图 4(a)(b) 可知,三波群速匹配时,II 类比 I 类所需的脉冲波面倾斜角要大得多,而且 I 类的倾斜角为正,而 II 类的倾斜角大部分为负.

图 5 为 BBO OPA 实现三波群速匹配时,非共线

角 α, β 随信号光波长 λ_s 的变化曲线. 图 3(a)(b) 中的点划线表示抽运光的走离角,在 I 类和 II 类相位匹配条件下,当信号光波长分别为 512nm 和 526nm 时,抽运光的走离角与相应的非共线角 α 近似相等,此时抽运光与信号光之间的空间走离效应得到很好的补偿. 由图 3(a)(b) 可知,三波群速匹配时,相同波长情况下, I 类比 II 类所需的非共线角要大.

由图 3、图 4 和图 5,选择相应的参数(相位匹配角、脉冲波面倾斜角、非共线角)就可实现 I 类、II 类相位匹配条件下, BBO OPA 连续调谐时三波的群速匹配,并且此时三波的相速、群速以及波面同时匹配.

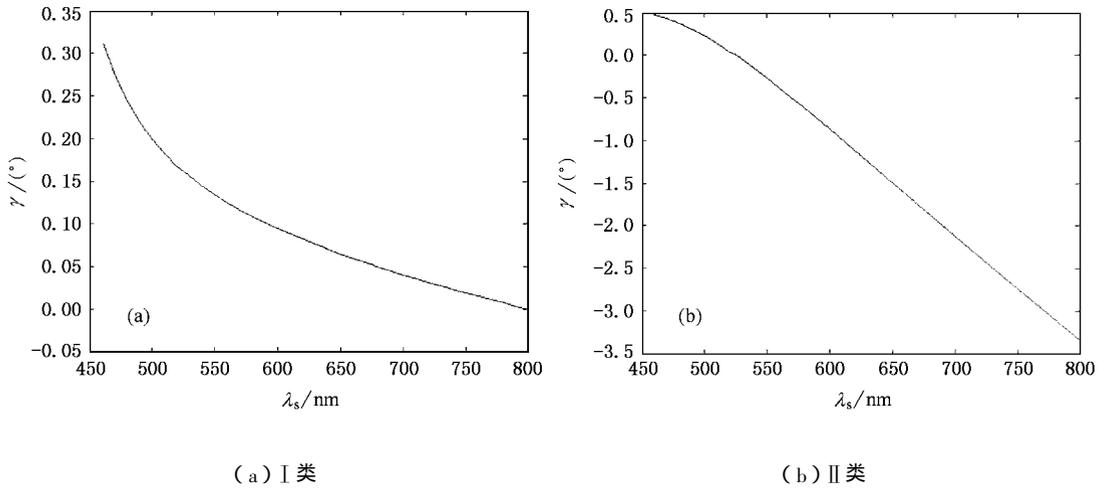


图 4 BBO OPA 三波群速匹配时波面倾斜角随信号光波长的变化

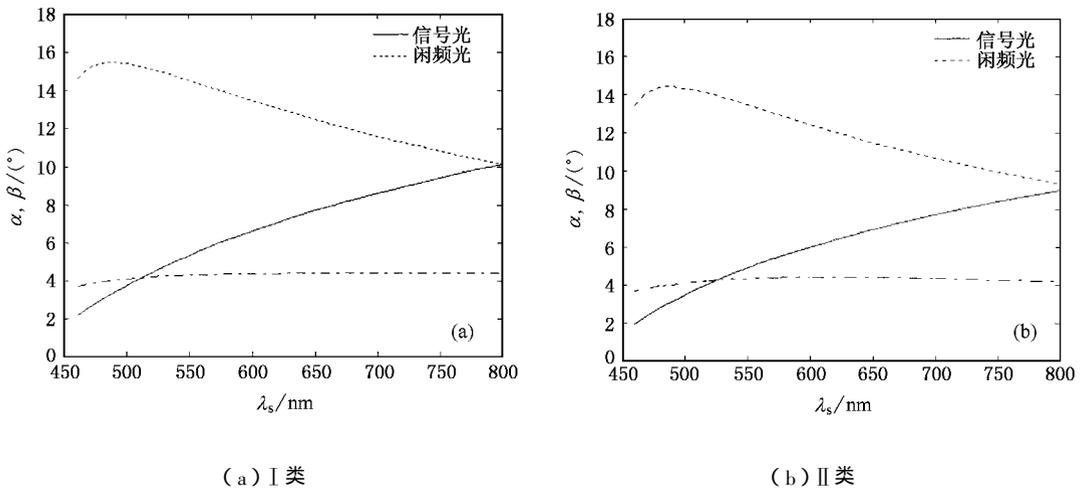


图 5 BBO OPA 三波群速匹配时非共线角随信号光波长的变化

4. 三波群速匹配对空间走离长度、参量增益和参量带宽的影响

利用脉冲波面倾斜与非共线相位匹配相结合的方法,实现了 BBO OPA 中三波的群速匹配,从而消除了三波的群速失配对时间走离长度的限制.但是由于非共线结构以及 BBO 晶体的双折射效应导致三波在空间上走离,随着传播距离的增加三个光波在空间上逐渐分开,会影响光斑质量,当三个光波在空间上完全分开时,导致参量过程结束,此时三波的有效相互作用长度即为空间走离长度.因此 BBO 晶体的长度不应大于三波的空间走离长度.

图 6 为 I 类非共线相位匹配条件下,三波在 BBO 晶体中空间走离效应的示意图.其中细实线代表三波的波矢方向,粗实线代表抽运光的玻印亭矢

量方向. α , β , ρ 的定义与前所述相同. D 为抽运光光斑直径. L_s , L_i 分别为信号光、闲频光与抽运光之间的空间走离长度.由图 6 可知, I 类非共线相位匹配条件下,信号光与抽运光之间的空间走离长度为

$$L_s = D \cos \alpha \cos \rho / \sin |\alpha - \rho|, \quad (23)$$

闲频光与抽运光之间的空间走离长度为

$$L_i = D \cos \beta \cos \rho / \sin(\beta + \rho). \quad (24)$$

同理, II 类非共线相位匹配条件下,信号光与抽运光之间的空间走离长度与 (23) 式相同.闲频光与抽运光之间的空间走离长度为

$$L_i = D \cos(\beta - \rho) \cos \rho / \sin(\beta - \rho + \rho), \quad (25)$$

式中 ρ_i 为闲频光在 BBO 晶体中的走离角,见 (18) 式.由于三波的群速匹配消除了对时间走离长度的限制,所以此时三波的有效相互作用长度应由空间走离长度来决定,从而可以确定所允许的 BBO 晶体的最大长度.

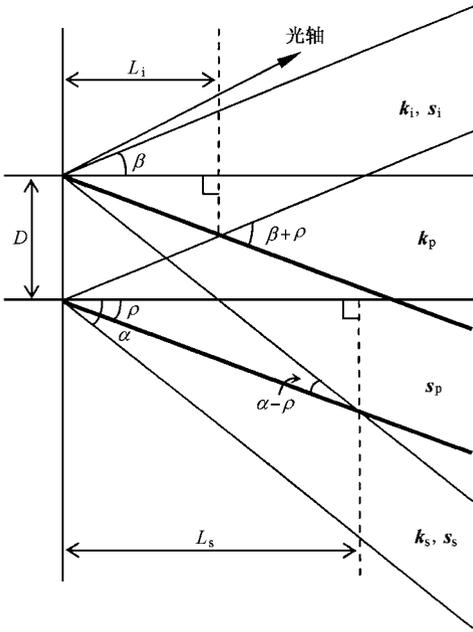
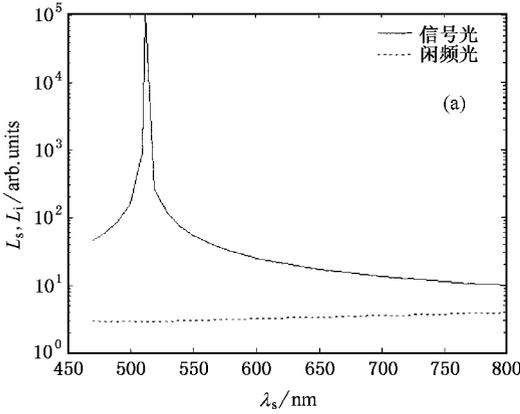
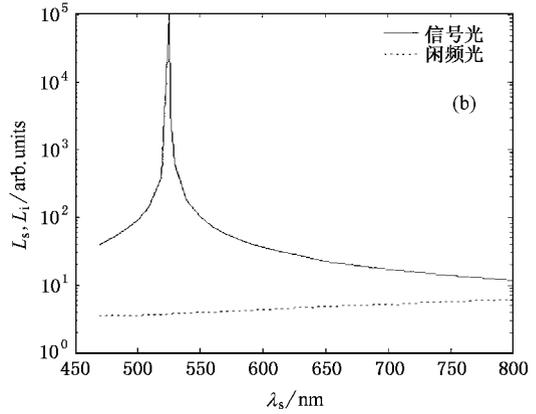


图 6 三波相互作用时的空间走离效应示意图

图 7 为 BBO OPA 实现三波群速匹配时,信号光、闲频光与抽运光之间的空间走离长度 L_s, L_i 随信号光波长 λ_s 的变化曲线.其中抽运光光斑直径 D 为一个单位值.由图 7(a)(b)可知,在 I 类和 II 类相位匹配条件下,信号光波长分别在 512nm 和 526nm 时信号光与抽运光之间的空间走离长度远远大于其他波长情况下的值,这也正是如图 5(a)(b)所示此时信号光与抽运光之间的空间走离效应得到很好补偿的结果.整个信号光波长变化范围内信号光与抽运光较闲频光与抽运光之间的空间走离长度大,这是因为信号光与抽运光波印亨矢量之间的夹角小于闲频光与抽运光波印亨矢量之间的夹角.由图 7(a)可知在 I 类相位匹配条件下,信号光、闲频光与抽运光之间的空间走离长度均大于 2.8,若抽运光光斑直径为 1.5mm,则 BBO 晶体长度最大可取为 4.2mm.由图 7(b)可知在 II 类相位匹配条件下,信号光、闲频光与抽运光之间的空间走离长度均大于 3.5,若抽运光光斑直径为 1.5mm,则 BBO 晶体长度最大可

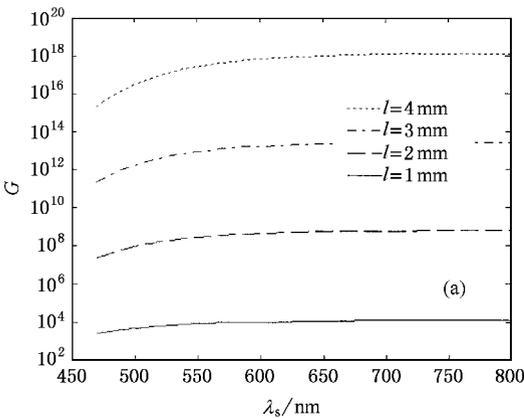


(a) I 类

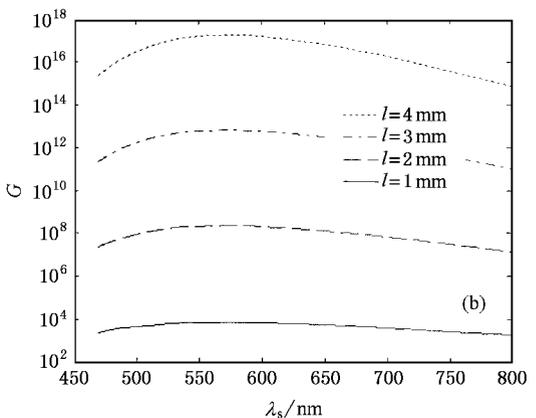


(b) II 类

图 7 BBO OPA 三波群速匹配时空间走离长度随信号光波长的变化



(a) I 类



(b) II 类

图 8 BBO OPA 三波群速匹配时参量增益随信号光波长的变化

取为 5.2mm. 而近年来采用的 3.7° 非共线相位匹配 BBO OPA, 由于三波的群速失配对时间走离长度的限制, BBO 晶体长度都不超过 1mm, 这大大降低了参量光的增益.

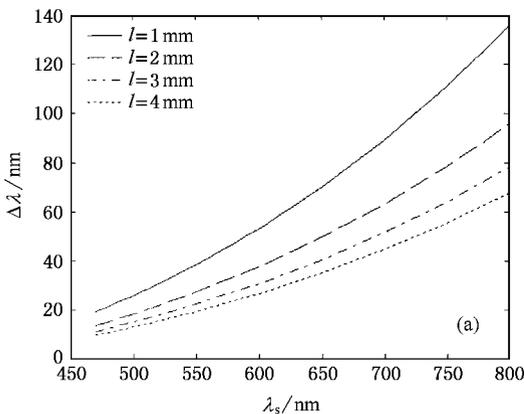
当三波的相速和群速同时匹配时, 参量光通过距离 l (非线性晶体的长度) 所获得的增益为^[10]

$$G = \cosh^2(\Gamma_0 l), \quad (26)$$

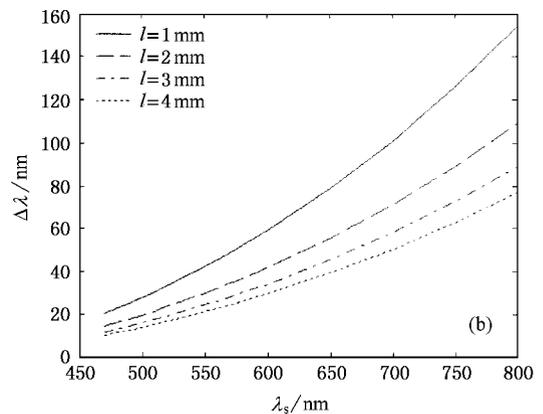
其中 $\Gamma_0 = \sqrt{2}(\omega_s \omega_i)^2 (\epsilon_0 n_p n_s n_i c^3)^{-1/2} d_{\text{eff}} \sqrt{l}$, ϵ_0 为真空介电常数, d_{eff} 为晶体的有效非线性系数, l 为抽运光功率密度.

图 8 为 BBO OPA 实现三波群速匹配时, 参量增益 G 随信号光波长 λ_s 的变化曲线, 其中抽运光的功率密度为 $100\text{GW}/\text{cm}^2$, BBO 晶体的长度如图所示. 由图 8(a) 可知, 在 I 类相位匹配条件下, 参量增益随着信号光波长的增加而增加, 并且参量增益随着晶体长度的增加而迅速增加, 对于 4mm BBO 晶体的参量增益约是 1mm BBO 晶体的 10^{14} 倍. 由图 8(b) 可知, 在 II 类相位匹配条件下, 参量增益随着信号光波长的增加先增加而后减小, 对于 4mm BBO 晶体的参量增益约是 1mm BBO 晶体的 10^{13} 倍, II 类比 I 类的参量增益稍低. 因此, 三波实现群速匹配大大增加了三波的有效相互作用长度, 相应增加 BBO 晶体的长度可以大大提高参量增益.

当非线性晶体中抽运光、信号光、闲频光的相位完全匹配时(相位失配 $\Delta k = k_p - k_s - k_i = 0$), 参量增益最大. 在非完全相位匹配时(相位失配 $\Delta k = k_p - k_s - k_i \neq 0$), 参量过程还能发生, 但参量增益将很



(a) I 类



(b) II 类

图 9 BBO OPA 三波群速匹配时参量带宽随信号光波长的变化

快降低. 因此一般定义允许相位失配的范围为 $-\pi/l \leq \Delta k \leq \pi/l$, 其中 l 为非线性晶体的长度. 满足 $-\pi/l \leq \Delta k \leq \pi/l$ 的参量光波长范围即为参量带宽, 它是可能实现的最大增益带宽, 带宽越宽, 则脉宽越窄.

如图 1 所示, 沿抽运光波矢方向三波的相位失配为

$$\Delta k = k_p - k_s \cos \alpha - k_i \cos \beta. \quad (27)$$

将 Δk 按 ω_s 泰勒级数展开至二阶

$$\Delta k = \Delta k_0 + \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} \Delta \omega + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2} \Delta \omega^2, \quad (28)$$

在完全相位匹配时 Δk_0 为 0. 忽略抽运光谱宽的影响, 由(27)式、能量守恒条件 $\omega_p = \omega_s + \omega_i$ 以及 $k_s \sin \alpha = k_i \sin \beta$ 可推得

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} = [u_i^{-1} - u_s^{-1} \cos(\alpha + \beta)] \cos \beta, \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2} = & \left\{ \{u_s^{-1} \sin(\alpha + \beta) \tan \beta \right. \\ & + [u_i^{-1} - u_s^{-1} \cos(\alpha + \beta)] \tan^2 \beta \} \\ & \times \left(\frac{\lambda_s}{2\pi n_s u_s} + \frac{\lambda_i}{2\pi n_i u_i} \right) \\ & \left. - [g_i + g_s \cos(\alpha + \beta)] \right\}, \quad (30) \end{aligned}$$

式中 u_s, u_i, g_s, g_i 分别表示信号光、闲频光在非线性晶体中的群速度与群速度色散. 将(29)(30)式代入(28)式, 由条件 $-\pi/l \leq \Delta k \leq \pi/l$, 可得 I 类、II 类非共线相位匹配条件下的参量带宽 $\Delta \omega$ (或 $\Delta \lambda$) 随信号光波长的变化曲线.

图 9 为 BBO OPA 实现三波群速匹配时, 参量带

宽 $\Delta \lambda$ 随信号光波长 λ_s 的变化, BBO 晶体的长度如

图所示.由图 9(a)(b)可知,参量带宽随着信号光波长的增加而增加,在相同的 BBO 晶体长度下,II 类要比 I 类的参量带宽宽,即脉冲可以压缩得更窄.并且 BBO 晶体长度越长,参量带宽越窄,则脉宽越宽.因此,在三波群速匹配时,为了获得高增益、窄脉宽的参量光脉冲,要兼顾参量增益和参量带宽综合考虑 BBO 晶体的长度.

5. 结 论

在飞秒 OPA 中,非线性晶体的长度必须小于时间走离长度,否则由于抽运光、信号光、闲频光之间的群速失配,使三波在时间上逐渐走离,乃至分开,致使参量过程结束.这不仅使参量光转换效率降低,而且会带来参量光脉冲宽度的增宽.因此,为了消除

群速失配对参量放大的不利影响,本文描述了利用脉冲波面倾斜与非共线相位匹配相结合来完全补偿飞秒 OPA 中三波群速失配的新方法.计算了在 BBO I 类、II 类相位匹配条件下,三波实现群速匹配时,相位匹配角、脉冲波面倾斜角以及非共线角随信号光波长的变化.并分析了三波群速匹配对空间走离长度、参量增益和参量带宽的影响.结果表明,该方法适用范围广,只要选择相应的参数,在 BBO I 类、II 类相位匹配条件下,均能实现飞秒 OPA 连续调谐时三波群速的完全匹配,从而大大增加了三波的有效相互作用长度.如果增加 BBO 晶体的长度则可以大大提高参量增益,但是参量带宽随着 BBO 晶体长度的增加而减小.因此为了获得高增益、窄脉宽的参量光脉冲,要兼顾参量增益和参量带宽综合考虑 BBO 晶体的长度.

- [1] Danielius R , Piskarskas A , Trapani P Di and Andreoni A , Solcia C and Foggi P 1996 *Opt. Lett.* **21** 973
- [2] Wilhelm T , Piel J and Riedle E 1997 *Opt. Lett.* **22** 1494
- [3] Cerullo G , Nisoli M and Silvestri S D 1997 *Appl. Phys. Lett.* **71** 3616
- [4] Cerullo G , Nisoli M , Stagira S and Silvestri S D 1998 *Opt. Lett.* **23** 1283
- [5] Shirakawa A , Sakane I and Kobayashi T 1998 *Opt. Lett.* **23** 1292
- [6] Shirakawa A , Sakane I , Takasaka M and Kobayash T 1999 *Appl.*

Phys. Lett. **74** 2268

- [7] Baltuska A , Fuji T and Kobayashi T 2002 *Opt. Lett.* **27** 306
- [8] Sun T , Huang J S , Zhang W L and Wang Q Y 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2281 (in Chinese) [孙 涛、黄锦圣、张伟力、王清月 2002 物理学报 **51** 2281]
- [9] Smith A V 2001 *Opt. Lett.* **26** 719
- [10] Xia J F , Wei Z Y and Zhang J 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 256 (in Chinese) [夏江帆、魏志义、张 杰 2000 物理学报 **49** 256]

Compensation of group velocity mismatching of three pulses in femtosecond optical parametric amplification^{*}

Ma Jing Zhang Ruo-Bing Zhang Wei-Li Wang Qing-Yue

(*Ultrafast Laser Laboratory, College of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, Tianjin University;*

Key Laboratory of Optoelectronics Information and Technical Science (Tianjin University), Ministry of Education, Tianjin 300072, China)

(Received 26 May 2004 ; revised manuscript received 25 June 2004)

Abstract

For avoiding adverse effect arising from group velocity mismatching in parametric amplification, a new method is presented, in which we combine pulse front slant and noncollinear phase matching to completely compensate group velocity mismatching of three pulses, in femtosecond optical parametric amplification (OPA). The change of the phase matching angle, the pulse front slant angle and the noncollinear angle with the signal wavelength are calculated, when group velocity matching of three pulses is achieved in BBO crystal type-I and type-II phase matching configurations. The effect of group velocity matching of three pulses on the spatial walk-off length, the parametric gain and the parametric bandwidth is analyzed. The results indicate that, using this method can make matching of group velocities of three pulses, when tuned continuously in both BBO type-I and II phase matching femtosecond OPA, and thus the effective interaction length of three pulses is increased considerably. This calculation method and the analysis results provided a theoretical guidance for obtaining parametric pulses with higher gain and shorter duration.

Keywords: group velocity matching, pulse front slant, noncollinear phase matching, femtosecond optical parametric amplification

PACC: 4265K, 4280, 4280W

^{*}Project supported by the State Key Development Program for Basic Research of China (Grant No. 1999075201), the Doctoral Program Foundation of Institution of Higher Education of China, and the Fok Ying-Tong Education Foundation, China.