

文章编号: 0253-2239(2002)10-1195-07

非共线相位匹配 LBO 晶体飞秒光参变放大器的研究*

刘红军 陈国夫 赵 卫 王屹山

(中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学技术国家重点实验室, 西安 710068)

摘要: 对非共线相位匹配 LBO 晶体飞秒光参变放大器进行了系统地分析和理论研究, 用数值方法得出了非共线角、相位匹配角、增益和增益带宽之间的关系, 给出了放大器设计的各种最优化参量。研究表明, 这种参变放大器不仅可以实现较高的参变增益和获得极宽的增益带宽, 还具有较大的参变允许角、较小的走离角和小的群速色散, 因此这种参变放大器对于以纳秒级高功率激光作为抽运光, 利用光参变啁啾脉冲放大(OPCPA)技术高效率参变放大飞秒脉冲产生 10^{12} W 甚至 10^{15} W 级的超强超短激光脉冲具有重要的意义。建立的理论模型具有普遍意义, 也为其他类似的参变过程提供了重要的理论依据。

关键词: 非共线作用; 参变放大; 参变增益; 增益带宽

中图分类号: TN248.1 文献标识码: A

1 引 言

光学参变放大(OPA)技术是产生宽范围可调谐相干辐射的有效手段之一^[1,2]。以 LBO 为参变晶体的参变技术已成为人们近年来最热门的研究内容之一^[3,4]。LBO 作为一种新型的双轴非线性光学晶体具有以下显著的优点:

宽的透明范围($0.16 \mu\text{m} \sim 3.5 \mu\text{m}$)、较高的非线性光学耦合系数、较高的光学破坏阈值($25 \text{ GW}/\text{cm}^2$, 100 ps , $1.064 \mu\text{m}$)、较大的参变允许角、较小的走离角和小的群速色散, 既可以角度调谐也可以温度调谐等^[5]。LBO 晶体的这些优点有效地保证了参变过程中的高增益。

传统的啁啾脉冲放大(CPA)过程中存在着光谱窄化效应^[6], 因此很难通过这种技术放大产生脉宽极短和能量极高的激光脉冲。由于光学参变放大过程中抽运光脉冲功率越大, 增益带宽越宽, 因此光参变啁啾脉冲放大技术是产生超短超强飞秒激光的最新技术^[7], 其实质就是通过一束高能量、长脉宽(典型约 1 ns)的窄带抽运光和一束由低能量飞秒脉冲光展宽成的啁啾宽带种子光在非线性晶体中的参变耦合来获得高超宽带增益, 结果使种子光能量被放大, 放大后的种子光啁啾脉冲再被压缩成飞秒脉冲, 再压缩后

的飞秒脉宽取决于种子光的带宽和参变放大器的增益带宽。如果参变放大器的增益带宽大于种子光的带宽, 则放大后的啁啾脉冲完全可以被压缩成近似于原飞秒脉宽的脉冲输出。因此利用光参变啁啾脉冲放大技术的飞秒参变放大器不仅要实现高增益, 而且还要具有极宽的增益带宽。

理论及实验结果表明, 通过非共线参变作用不仅可以获得极宽的增益带宽, 增大参变光的接收角, 还可以在较宽范围内满足群速匹配条件, 从而实现较高的宽带增益^[8,9]。I 类共线相位匹配 LBO 晶体参变放大器的理论计算和实验结果已表明这种参变过程具有较宽的参变带宽^[10], 但关于非共线相位匹配 LBO 飞秒参变放大器, 迄今很少见到系统的分析研究。

由于非共线相位匹配 LBO 晶体飞秒参变放大器结合了 LBO 晶体和非共线相位匹配两者的优点, 这对于利用以纳秒级的高功率激光为抽运光的光参变啁啾脉冲放大技术产生超短超强的激光脉冲具有极其重要的意义。

本文采用自制的自锁模钛宝石 800 nm 飞秒激光为种子源^[11,12], 结合中心波长为 532 nm 的脉宽易变的高功率钕玻璃激光为抽运源的光参变啁啾脉冲放大技术研究^[13], 系统地分析 I 类非共线相位匹配 LBO 飞秒参变放大器的参变带宽、参变增益系数和增益带宽等与非共线角、相位匹配角以及抽运光强之间的关系, 并得出了获得最宽带宽和实现最佳增益的条件。

* 国家 863 高技术基金及中国科学院创新工程试点基金资助课题。

E-mail: liuhongjun@opt.ac.cn

收稿日期: 2001-06-12; 收到修改稿日期: 2001-11-12

2 非共线相位匹配 LBO 晶体飞秒光参变放大器的参变特性

2.1 非共线相位匹配

参变相互作用是典型的三波耦合非线性过程,其能量守恒条件和相位匹配条件为:

$$\left. \begin{aligned} \omega_p &= \omega_s + \omega_i, \\ k_p &= k_s + k_i, \\ \Delta k &= k_p - k_s - k_i. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

下标 p 为抽运光, s, i 分别为信号光和闲置光, Δk 为相位失配量。双轴晶体的折射率曲面方程为:

$$\frac{\sin^2 \theta \cos^2 \varphi}{(n^{-2} - n_x^{-2})} + \frac{\sin^2 \theta \sin^2 \varphi}{(n^{-2} - n_y^{-2})} + \frac{\cos^2 \theta}{(n^{-2} - n_z^{-2})} = 0, \quad (2)$$

由于 LBO 晶体是双轴晶体,定义三个光轴分别为 x、y 和 z,其中 $n_z > n_y > n_x$,设光束在 x-y 面内传播,信号光和闲置光的偏振方向平行于 z 轴,抽运光的偏振方向垂直于 z 轴。对于非共线相位匹配的情形,三光波之间存在一定的夹角。设抽运光与信号光、闲置光的夹角分别为 α 和 β ,抽运光与 z 轴的夹角为 θ ,与 x 轴的夹角为 φ ,则相位匹配角为 $(\theta = 90^\circ, \varphi)$,

根据图 1 及 (2) 式 (1) 式可简化为

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{\lambda_p} &= \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i}, \\ \frac{n_p}{\lambda_p} &= \frac{n_z(\lambda_s) \cos(\alpha)}{\lambda_s} + \frac{n_z(\lambda_i) \cos(\beta)}{\lambda_i}, \\ \beta &= \arcsin\left(\frac{n_s}{n_i} \frac{\lambda_i}{\lambda_s} \sin \alpha\right), \\ n_p &= \frac{n_x(\lambda_p) n_y(\lambda_p)}{\sqrt{(n_x \cos \varphi)^2 + (n_y \sin \varphi)^2}}, \\ \Delta k &= k_p - k_s \cos \alpha - k_i \cos \beta. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

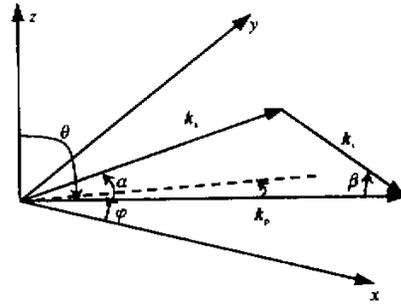


Fig. 1 Geometry of the noncollinear phase matching in I 类相位匹配 (o + o → e) 条件下,由 (2) 式及图 1 可求得相位匹配

$$\varphi(\lambda_s) =$$

$$\arcsin\left(\frac{n_s(\lambda_p)}{n_z(\lambda_s) \cos \alpha / \lambda_s + n_z(\lambda_i) \cos \beta / \lambda_i} \left\{ \frac{[n_y(\lambda_p) \lambda_p]^2 - [n_z(\lambda_s) \cos \alpha / \lambda_s + n_z(\lambda_i) \cos \beta / \lambda_i]^2}{n_y^2(\lambda_p) - n_x^2(\lambda_p)} \right\}^{1/2}\right), \quad (4)$$

其中^[14]:

$$\left. \begin{aligned} n_x^2 &= 2.454140 + \frac{0.011249}{\lambda^2 - 0.011350} - 0.014591\lambda^2 - 6.60 \times 10^{-5} \lambda^4, \\ n_y^2 &= 2.539070 + \frac{0.012711}{\lambda^2 - 0.012523} - 0.018540\lambda^2 + 2.00 \times 10^{-4} \lambda^4, \\ n_z^2 &= 2.586179 + \frac{0.013099}{\lambda^2 - 0.011893} - 0.017968\lambda^2 - 2.26 \times 10^{-4} \lambda^4. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

根据 (4) 式,针对以 532 nm 的钕玻璃倍频激光为抽运光,计算出了在 I 类非共线相位匹配条件下,信号光波长随非共线角 α 及相位匹配角 φ 变化的曲线如图 2 所示。

由图 2 可看出非共线角的引入明显地增加了相位匹配角带宽。图 2 中的虚线表示信号光和闲置光之间的群速匹配点。计算方法将在本文的 2.2 节中给出。当非共线角 α 选定时,可根据 (4) 式计算出相应的匹配角。

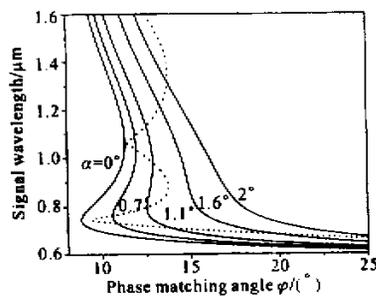


Fig. 2 Theoretical phase matching curves of type-I LBO OPA pumped at 532 nm with different noncollinear angle α . The dashed line indicates the group-velocity (GV) matching points between the signal and idler pulses

2.2 接收角和走离角

对于非共线相位匹配 LBO 参变放大器, 结合 (3) 式将波矢按泰勒级数展开为 $\Delta\varphi_p$ 的函数, 并定义最大波矢失配范围为 $|\Delta kl/\pi| \leq 1$, 近似取泰勒级数的一阶项, 其余项忽略不计, 可计算出抽运光束在 x - y 面内接收角的表达式为:

$$\Delta\varphi_p = \frac{1}{l} \left[\left| \frac{\partial n_p}{\partial \varphi_p} \frac{1}{\lambda_p} \right| \right]^{-1}, \quad (6)$$

式中 l 为 LBO 晶体的有效长度。

取 LBO 晶体长度为 15 mm, 抽运光中心波长为 532 nm, 信号光中心波长为 800 nm, 依据 (6) 式和 (4) 式进行数值计算, 结果如图 3 所示, 其中图 3 曲线 a 表示抽运光束接收角随非共线角 α 变化的曲线, 图 3 曲线 b 表示相位匹配角 φ 随非共线角 α 变化的曲线。为了作比较, 图 3 曲线 c 给出了在同等条件下类型 I 非共线相位匹配 BBO 晶体参变放大器的抽运光束接收角随非共线角 α 变化的曲线, 计算中 BBO 晶体的色散方程参考文献 [14]。通过比较图 3 曲线 a 和曲线 c 可知, 非共线相位匹配 LBO 晶体参变放大器具有相对非共线相位匹配 BBO 晶体放大器大一个量级的抽运光束接收角。因此, 非共线相位匹配 LBO 晶体参变放大器较大的抽运光束接收角不仅降低了对抽运光束发散角的要求, 而且保证了较高的参变转换效率, 从而可以获得高质

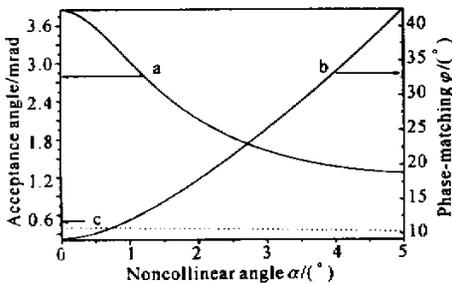


Fig.3 a: Maximum allowable pump beam divergence (full angle) for noncollinear type-I phase-matched LBO OPA pumped at 532 nm, and seeded at 800 nm; b: Phase-matching angle for noncollinear type-I phase-matched LBO OPA pumped at 532 nm, and seeded at 800 nm; c: Maximum allowable pump beam divergence (full angle) for noncollinear type-I phase-matched BBO OPA pumped at 532 nm, and seeded at 800 nm

量、高效率的参变光。

抽运光的偏振方向位于 x - y 平面内, 其光束传播方向与波矢方向存在空间走离角 ρ 如图 1 所示, 根据 (1) 式及文献 [15], 可求出其计算式为:

$$\tan \rho = \frac{1}{2} \frac{n_y^2(\lambda_p) - n_x^2(\lambda_p)}{n_x^2(\lambda_p) \cos^2 \varphi + n_y^2(\lambda_p) \sin^2 \varphi} \sin 2\varphi. \quad (7)$$

由 (7) 式计算出抽运光束的走离角如图 4 所示, 由图 4 可看出 LBO 晶体具有较小的空间走离角, 这使参变光之间作用距离增大, 若抽运光束直径为 0.1 mm, 则参变相互作用有效晶体长度可达 20 mm, 因此可以通过选择较长的晶体来补偿 LBO 晶体相对于 BBO 晶体较小的非线性耦合系数的缺陷, 从而保证参变过程具有较高的转换效率。

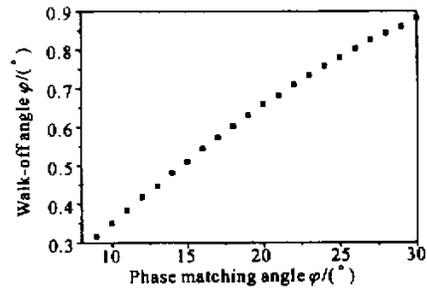


Fig.4 Dependence of the pump beam walk-off angle on the phase matching angle in noncollinear type-I phase-matched LBO OPA pumped at 532 nm

2.3 参变带宽

由于参变放大后的种子光光谱带宽越宽, 再压缩后的飞秒脉冲脉宽越窄, 因此要求参变放大器要具有较宽的本征参变带宽。参变带宽是由参变过程允许的相位失配决定的, 参变放大器输出的光谱带宽主要受限于参变放大过程的参变带宽, 它给出了增益带宽的最大可能值, 一般是定义满足 $|\Delta kl_c/\pi| \leq 1$ 的参变光波长范围为参变带宽。由 (3) 式将波矢按泰勒级数展开为光频率的函数, 可求得参变带宽的显式表示:

$$\Delta\lambda \text{ (nm)} = \begin{cases} \frac{\lambda^2}{c} \frac{|u_{si}|}{l_c}, & \frac{1}{u_{si}} \neq 0, \\ \frac{0.8\lambda^2}{c} \sqrt{\frac{1}{l_c |g_{si}|}}, & \frac{1}{u_{si}} = 0, \end{cases} \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} 1/u_{si} &= 1 \left[v_i \cos(\alpha + \beta) \right] - 1/v_s, & g_m &= \left[\partial^2 k_m / (\partial \omega_m^2) \right]_{\omega=\omega_m} \quad (m = s, i), \\ g_{si} &= \frac{1}{2\pi v_s^2} \tan(\alpha + \beta) \tan \beta \left[\frac{\lambda_s}{n_s} + \frac{\lambda_i \cos(\alpha + \beta)}{n_i} \right] - (g_s + g_i), \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

v_s 与 v_i 为群速度, g_m 为群速度色散, l_c 为晶体的有效长度。

依据(8)式 $l_c = 15 \text{ mm}$, $\lambda_p = 532 \text{ nm}$, $\lambda_s = 800 \text{ nm}$, 可计算出参变带宽随非共线角 α 的变化曲线, 结果如图 5 所示。

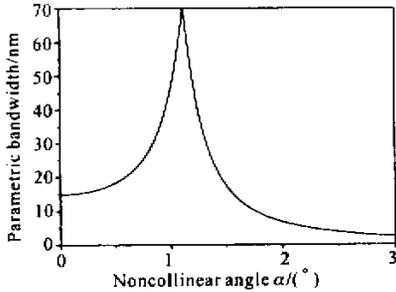


Fig. 5 Dependence of the parametric bandwidth on the noncollinear angle α

由图 5 可看出参变带宽对于非共线角 α 很敏感, 当 $\alpha = 1.11^\circ$ 时, 参变带宽达最大值 70 nm。由(8)式可知, 在种子光群速和闲置光群速失配的情况下, 参变带宽主要受限于种子光群速和闲置光群速之间的失配。因此宽的带宽可以通过非共线角 α 的引入来实现了种子光和闲置光的群速匹配, 即实现闲频光群速在种子光传播方向上的投影值与种子光群速相等, 这等价于:

$$v_s = v_i \cos(\alpha + \rho). \quad (10)$$

由(8)式可知, 当条件(10)式被满足时, 参变带宽大小仅仅取决于(8)式的第二式, 此时可获得极宽的参变带宽。因此, 在共线参变作用情况下 ($\alpha = \beta = 0$), 群速匹配仅仅发生在类型 I 相位匹配下的简并 ($\omega_s = \omega_i$) 时, 而对于非类型 I 相位匹配和非简并 ($\omega_s > \omega_i$) 的情况, 通过利用非共线互作用的方式, 对于任何 λ_s , 都可以通过选择 $\alpha(\lambda_s)$ 来实现种子光和闲置光的群速匹配, 从而可以获得极宽的参变带宽, 于是可以实现超宽带增益。

依据(10)式, 取 $\lambda_p = 532 \text{ nm}$ 进行计算, 结果如图 2 中的虚线所示, 它给出了种子光和闲置光之间的群速匹配点, 在这些点可以得到极宽的参变带宽。因此, 满足(1)式的非共线角 α 就是获得最宽带宽的最佳条件。

2.4 参变增益

参变光脉宽大于 100 ps 时, 群速失配的影响很小, 因此群速失配忽略不计。对于如图 1 所示的非共线互相作用的参变过程, 由参考文献 [1, 16~18],

可写出其三波耦合方程:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial E_s}{\partial z} &= -\frac{\alpha_s}{2\cos(\alpha - \rho)} E_s + \frac{\kappa_s}{\cos(\alpha - \rho)} E_i E_p, \\ \frac{\partial E_i}{\partial z} &= -\frac{\alpha_i}{2\cos(\beta + \rho)} E_i + \frac{\kappa_i}{\cos(\beta + \rho)} E_s E_p, \\ \frac{\partial E_p}{\partial z} &= -\frac{\alpha_p}{2} E_p - \frac{\kappa_p}{\cos\rho} E_s E_i, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

式中 E_s 、 E_i 和 E_p 分别为信号光、闲置光和抽运光的电场强度, α 为晶体的吸收系数, $\kappa = \omega d_{\text{eff}} / (cn)$, d_{eff} 为有效非线性系数, ρ 为抽运光的走离角, z 为抽运光的传播方向。

在忽略晶体吸收和抽运光消耗的近似下, 解(11)式, 得出参变光随传播距离的有效小信号增益系数为:

$$\Gamma_0 = 4\pi d_{\text{eff}} \sqrt{\frac{I_p}{2\epsilon_0 n_p n_s n_i c \lambda_s \lambda_i \cos(\alpha - \rho) \cos(\beta - \rho)}}, \quad (12)$$

参变光通过距离 l 所获得的增益为:

$$G_0 = 0.25 \exp\{2[\Gamma_0^2 - (\Delta k/2)^2]^{1/2} l\}. \quad (13)$$

取 $\lambda_p = 532 \text{ nm}$, $\lambda_s = 800 \text{ nm}$, 计算非线性耦合系数得: $d_{\text{eff}} \approx 0.8 \text{ pm/V}$, 于是(13)式可简化为:

$$G_{\text{LBO}} = 0.25 \exp(4.11 l \sqrt{I_p}). \quad (14)$$

根据(14)式计算出参变增益随抽运光强度和晶体长度的变化如图 6 所示。

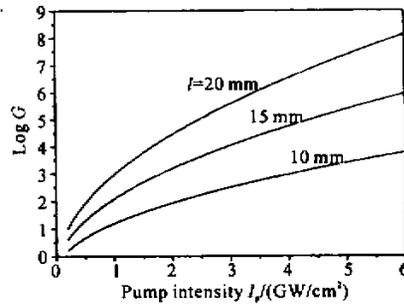


Fig. 6 Dependence of the gain on the pump intensity with different crystal length

本文在结合光参变啁啾脉冲放大技术的研究中, 选择晶体长度 $l = 15 \text{ mm}$, 抽运光脉宽和种子光脉宽分别为 0.58 ns 和 0.35 ns (由飞秒脉冲展宽成的啁啾脉冲)。下面通过数值计算来获得最佳增益时的抽运光强度。

假定抽运光脉冲和种子光脉冲的初始波形为高斯波形, 其数学表达式为:

$$I_p(t, z) = I_p(z) \exp[-2 \ln 2 (t^2 / \tau_p^2)], \quad (15)$$

τ_p 为脉冲宽度,忽略晶体的吸收,将(15)式代入(11)式采用四阶龙格-库塔法进行数值模拟计算,结果如图7所示。图7(a)的抽运光强 $I_p \approx 5 \text{ GW/cm}^2$, 此时对应的参变增益是最佳增益。若进一步增加抽运光强度(即 $I_p > 5 \text{ GW/cm}^2$)就会出现如图7(b)所示的多峰结构,结果使完整的高斯脉冲形状被破坏,从而使参变转换效率下降和光束质量变坏。其主要原因是抽运光越强,非线性相互作用也越强,能量转换过程越快,由于参变过程的逆过程——和频过程的存在,使得光脉冲的不同时间处的非线性过程不同(或者是参变过程,或者是和频过程),从而引起参变光在时域上的光强分布为多峰结构。因此实现最佳增益条件是:在选定晶体长度以后,抽运光强度取为参变放大过程中种子光中心部分第一次成长为极大值时的抽运光强度。由图6可以看出,当 $l = 15 \text{ mm}$, 抽运光强度 $I_p = 5 \text{ GW/cm}^2$ 时,可获得 $G_{\text{LBO}} \approx 2 \times 10^5$ 的放大倍数的增益,这从理论上充分说明了LBO晶体飞秒光参变放大器的高增益特性。

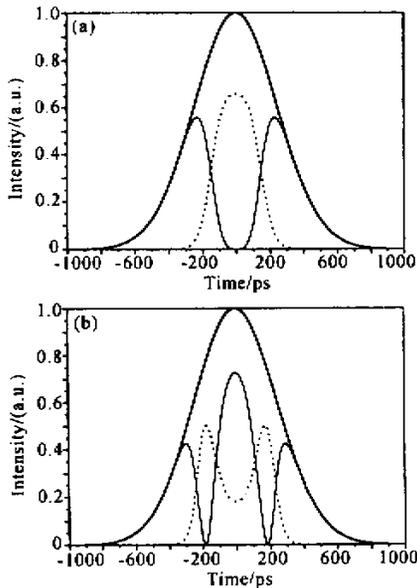


Fig. 7 Intensity temporal evolution for the input pump (thick solid line), output pump (thin solid line), and output signal (dashed line) pulses in the LBO amplifier. The crystal length is 15 mm. (a) $I_p = 5 \text{ GW/cm}^2$ (b) $I_p = 5.2 \text{ GW/cm}^2$

2.5 增益带宽

参变带宽是参变放大器中参变过程的本征带

宽,它给出了增益带宽所能达到的最大值。参变过程实际能获得的带宽是由增益带宽决定的,而增益带宽是由参变增益决定的,一般定义满足 $G = G_0/2$ 条件的参变光波长范围为增益带宽, G_0 为相位匹配,即 $\Delta k = 0$ 时的增益。由(1)式、(13)式及图1,根据(3)式将波矢按泰勒级数展开为光频率的函数,可求得非共线相互作用下的增益带宽表达式:

$$\Delta\lambda(\text{nm}) = \begin{cases} \frac{0.53\lambda^2}{c} \sqrt{\frac{\Gamma_0}{l_c}} |u_{si}|, & \frac{1}{u_{si}} \neq 0, \\ \frac{0.58\lambda^2}{c} \left(\frac{\Gamma_0}{l_c}\right)^{1/4} \sqrt{\frac{1}{|g_{si}|}}, & \frac{1}{u_{si}} = 0, \end{cases} \quad (16)$$

式中符号表示的意义与(8)式相同。由(16)式可知,增益带宽随非共线角的变化结果类似于图5所示的结果,同样当非共线角 α 满足条件(10)式时,即实现种子光群速和闲置光群速匹配时,增益带宽仅受限于(16)式的第二式,此时增益带宽达到最大值,并且其最大值随晶体长度的增加而减小,随着抽运光强的增加而增加。取非共线角 $\alpha = 1.11^\circ$, $l = 15 \text{ mm}$, $\lambda_p = 532 \text{ nm}$, $\lambda_s = 800 \text{ nm}$,结合(13)式、(16)式,计算出增益带宽随抽运光强变化的结果如图8所示。由于参变带宽与抽运光强无关,依据(8)式可知此时参变放大器的参变带宽为 70 nm。

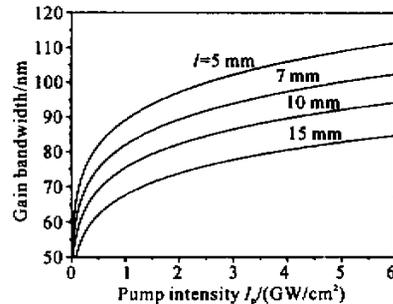


Fig. 8 Dependence of gain bandwidth on pump intensity with different crystal length at $\alpha = 1.11^\circ$

由图8可知,当 $I_p = 5 \text{ GW/cm}^2$, $l = 15 \text{ mm}$ 时,理论计算增益带宽约为 80 nm,但由于参变带宽给出了增益带宽的最大可能值,在最大参变带宽范围内,抽运光强越强,增益越大,增益带宽越宽。当抽运光强增强到足以使增益带宽可与参变带宽比拟时,增益带宽被饱和为参变带宽。因此,当 $I_p = 5 \text{ GW/cm}^2$, $l = 15 \text{ mm}$ 时,增益带宽已经被饱和为参变带宽,实际增益带宽值应取为 70 nm。这充分说明非共线相位匹配LBO晶体参变放大器的最显著

特点是高增益下具有极宽的增益带宽,这对于目前利用光参变啁啾脉冲放大技术参变放大飞秒激光脉冲具有极其重要的意义。

结论 非共线相位匹配 LBO 晶体飞秒参变放大器通过选择非共线角和抽运光强度,不仅能获得高的参变增益,还可以取得极宽的增益带宽。在 532 nm 激光抽运的光参变啁啾脉冲放大技术中,以 800 nm 的钛宝石飞秒激光为种子源,当晶体长度 $l_{\text{LBO}} = 15 \text{ mm}$ 时,在 x - y 面内的 I 型非共线相位匹配条件下,选择 1.11° 的非共线角,理论上参变带宽可达 70 nm,若同时选择最佳抽运光强度 $I_p = 5 \text{ GW/cm}^2$,理论上可获得 2×10^5 倍的参变增益和 70 nm 的增益带宽,这完全可以支持脉宽小于 20 fs 的激光脉冲的放大。

本文研究的结果具有普遍意义,依据这些结果,可以对其他类似的参变放大器进行优化设计。这为以光参变啁啾脉冲放大技术为基础,通过双块 LBO 晶体优化组合参变放大器实现飞秒激光脉冲能量从纳焦耳级到焦耳级的参变放大提供了重要的理论依据,这对于采用光参变啁啾脉冲放大技术建立高光束质量、高效率、脉宽小于 20 fs 的 10^{12} W 级甚至 10^{15} W 级脉冲的超强超短激光系统具有重要的实际意义。

由于非共线相位匹配 LBO 晶体飞秒参变放大过程属于非线性过程,可以有效地抑制放大过程中的自发辐射放大,因此放大后的信号光具有较高的信噪比,同时放大过程中排除了传统的啁啾脉冲放大技术中的光谱窄化效应,使得 LBO 晶体参变放大器在光参变啁啾脉冲放大的应用中完全不受光谱带宽的限制,这些特点对于飞秒脉冲的放大及建立超短超强的激光系统具有十分重要的意义。

参 考 文 献

- [1] Baumgartner R A, Byer R L. Optical parametric amplification. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1979, **QE-15** (6):432~444
- [2] Danielius R, Piskarskas A, Trapani P D *et al.*. A collinearly phase-matched parametric generator/amplifier of visible femtosecond pulses. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1998, **QE-34** (3):459~464
- [3] Huang J Y, Shen Y R. Noncritically phase-matched second-harmonic generation and optical parametric amplification in a lithium triborate. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **58** (15):1579~1581
- [4] Xu Z Y, Liu X, Deng D Q *et al.*. Multiwavelength optical parametric amplification with angle-tuned lithium triborate. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1995, **12** (11):2222~2228
- [5] Zheng J Y, Huang J Y, Shen Y R. Picosecond optical parametric amplification in lithium triborate. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **58** (3):213~215
- [6] Ross I N, Trentelman M, Danson C N. Optimization of a chirped-pulse amplification Nd:glass laser. *Appl. Opt.*, 1997, **36** (36):9348~9358
- [7] Ross I N, Matousek P, Towrie M *et al.*. The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers. *Opt. Commun.*, 1997, **144** (1~3):125~133
- [8] Rotermund F, Petrov V, Noak F. Femtosecond noncollinear parametric amplification in the mid-infrared. *Opt. Commun.*, 1999, **169** (1~6):183~188
- [9] Shirkawa A, Kobayashi T. Noncollinearly phase-matched femtosecond optical parametric amplification with a 2000 cm^{-1} bandwidth. *Appl. Phys. Lett.*, 1998, **72** (2):147~149
- [10] Danielius R, Piskarskas A, Stabiinis A *et al.*. Traveling-wave parametric generation of widely tunable, high coherent femtosecond light pulses. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1993, **10** (11):2222~2232
- [11] Wang Yisha, Chen Guofu, Zhao Shanghong *et al.*. Generation of 15 femtosecond Ti:sapphire pulse. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1997, **17** (9):1185~1188 (in Chinese)
- [12] Wang Yishan, Chen Guo fu, Zhao Shenghong *et al.*. Experimental study of broadband KLM Ti:sapphire femtosecond pulse. *Acta Photonica Sinica* (光子学报), 2000, **29** (3):203~208 (in Chinese)
- [13] Zhao Wei, Yang Binzhou, Zhang Xiaoli *et al.*. Yd:YAG Q-Switched laser and amplifier with wide variability of pulse width. *Acta Photonica Sinica* (光子学报), 1997, **26** (z1):189~192 (in Chinese)
- [14] CRYSTALS, Fujian Castech Crystals, Inc.
- [15] Hopf F A, Stegeman G I. *Applied Classical Electrodynamics*. Vol. 2: *Nonlinear Optics*. New York: Wiley & Sons, 1986
- [16] Armstrong J A, Bloembergen N, Ducuing J *et al.*. Interaction between light waves in a nonlinear dielectric. *Phys. Rev.*, 1962, **127** (5):1918~1931
- [17] Dou S X, Josse D, Zyss J. Comparison of collinear and one-beam noncritical noncollinear phase matching in optical parametric amplification. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1992, **9** (8):1312~1319
- [18] Zhao Yonghua, He Huijuan, Wang Zhijiang. Analysis on parametric gain in noncollinear phase-matching configuration. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 1998, **18** (12):1611~1615 (in Chinese)

Study of Noncollinearly Phase-Matched LiB_3O_5 Femto-Second Optical Parametric Amplifier

Liu Hongjun Chen Guofu Zhao Wei Wang Yishan

(*State Key Lab of Transient Optics and Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, The Chinese Academy Sciences, Xi'an 710068*)

(Received 12 June 2001 ; revised 12 November 2001)

Abstract : The characteristic properties of type I ($e \rightarrow o + o$) noncollinear phase-matched LBO (LiB_3O_5) optical parametric chirped pulse amplifier are investigated. A theoretical model of noncollinear phase-matched parametric process in LBO is presented. Using the numerical method, the analytical formulation for the parametric efficiency coefficient, effective gain, parametric bandwidth, gain bandwidth of the amplifier are obtained. The numerical simulation results demonstrate that not only the high gain could be obtained in this amplifier, but also the broadest gain spectrum bandwidth could be attained. It provides a great potential to efficiently femto-second light pulses to generate new extremes in power, intensity and pulse duration.

Key words : noncollinear phase-matching ; parametric amplification ; parametric gain ; gain bandwidth