

文章编号: 0258-7025(2002)08-0680-07

三波混频光参量放大器中带宽的研究

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, 陕西西安 710068)

提要 对三波混频光参量放大器中参量过程的带宽进行了研究, 给出了具有普遍意义的参量带宽和增益带宽的数学显式模型, 这些模型引入了非线性晶体长度、群速、色散、增益系数等变量对带宽的影响, 依据这些模型对影响参量放大器中带宽的各种因素进行了模拟计算、分析和比较, 结果表明: 信号光和闲置光之间的群速度失配是影响参量放大过程带宽的主要因素, 当信号光和闲置光之间实现群速度匹配时, 可以获得最宽的带宽, 因此对于任何三波混频光参量放大器中的参量过程, 都可以通过选择合适的非共线角、非线性晶体长度、抽运光强度来获得最宽的带宽, 从而支持超宽带增益。

关键词 三波混频, 参量放大, 非共线相互作用, 参量带宽, 增益带宽

中图分类号 O 437.4 文献标识码 A

Study on the Bandwidth of Three-wave Mixing Optical Parametric Amplifiers

LIU Hong-jun, CHEN Guo-fu, ZHAO Wei, WANG Yi-shan

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

Abstract The bandwidth of three-wave mixing optical parametric amplifiers has been investigated. The general mathematical models for evaluating parametric bandwidth and gain bandwidth of three-wave mixing parametric amplifiers are developed via three-wave noncollinear interactions, the models take into account crystal-length, noncollinear-angle, group-velocity, group-velocity-dispersion and gain-coefficient effects. The results show that the bandwidths are mostly limited by the group-velocity mismatch between the signal and idler. Therefore, for any a three-wave mixing parametric amplifier, the widest bandwidth can be obtained by choosing noncollinear angle, crystal-length and pump intensity, and the super-broad-bandwidth gain can be realized.

Key words three-wave mixing, parametric amplification, noncollinear interaction, parametric bandwidth, gain bandwidth

1 引 言

利用光参量放大技术(OPA)产生超短超强激光脉冲最近引起了人们的极大兴趣^[1,2],在传统的参量放大技术研究中,较宽的光谱带宽一直是困扰光参量放大激光器的主要问题^[3,4],因此人们采用各种相关技术来减小光谱带宽。但是,对于近年来建立在固体飞秒激光发展基础上的飞秒参量振荡(OPO)和光参量啁啾脉冲放大技术(OPCPA)研究而言^[5,6],为了产生脉宽极短、能量极高的超短超强激光脉冲,要求参量放大器输出的光谱带宽尽可能宽,

从而要求参量放大过程必须要有尽可能宽的本征带宽。如何获得较宽的带宽是参量放大飞秒激光的主要问题,因此有必要研究三波混频参量放大器中带宽产生的机理,从根本上解决和优化参量放大的带宽问题。目前国内外对三波混频参量放大器中带宽的研究缺乏系统性,只是对三波共线相互作用参量放大过程的带宽进行了一些研究^[7,8],其结果仅仅适用于三波共线作用的情况,而对于三波非共线作用的情况则不再适用,并且依据其结果无法对参量放大器中的带宽进行优化。尽管三波非共线相互作用参量放大过程有许多特点^[9,10],但对三波非共线交互

收稿日期 2001-06-08;收到修改稿日期 2001-07-24

基金项目 国家 863 高技术基金和中国科学院知识创新工程试点基金资助项目。

作者简介 刘红军(1972—),男,博士生,主要从事超短超强激光技术研究。E-mail: liuhongjun@opt.ac.cn

用参量放大器中的带宽而言,尤其是建立一种具有普遍意义的带宽数学模型,迄今国内外都还未见有报道。针对上述问题,本文在三波非共线参量过程的基础上,利用泰勒级数将波矢按圆频率展开的方法,建立了具有普遍意义的带宽的数学显式模型,其中引入了非线性晶体长度、群速度、色散、增益系数等变量对带宽的影响,依据本文的模型可以对任意三波混频参量放大器中的带宽进行优化设计,从而为确定光参量放大飞秒激光的最佳工作条件提供了依据。本文还依据这些模型,以非线性晶体 BBO 和 LBO 参量放大器为例,对影响参量放大器中带宽的各种因素进行了模拟计算、分析和比较,并给出了获得最宽带宽的条件。

2 三波混频光参量放大器中的参量过程

三波混频光参量放大过程必须满足光子的能量和动量守恒条件

$$\begin{cases} \hbar\omega_p = \hbar\omega_s + \hbar\omega_i \\ \hbar\vec{k}_p = \hbar\vec{k}_s + \hbar\vec{k}_i \end{cases} \quad (1)$$

其中下标 p, s 和 i 表示抽运光、信号光和闲置光。参量过程的转换效率依赖于相位失配

$$\Delta\vec{k} = \vec{k}_p - \vec{k}_s - \vec{k}_i \quad (2)$$

当完全相位匹配 ($\Delta k = 0$) 时,参量转换效率最大,在非完全相位匹配 ($\Delta k \neq 0$) 条件下,参量过程还能发生,但参量转换效率将很快降低,因此在完全相位匹配中心波长附近存在一个仍然有参量转换效应的

范围,一般定义允许相位失配量范围为

$$-\pi/l_c \leq \Delta k \leq \pi/l_c \quad (3)$$

l_c 为非线性晶体的长度。

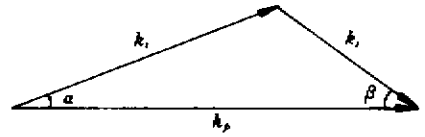


图 1 具有普遍意义的三波相互作用方案示意图

Fig. 1 General geometry of three-wave interaction

图 1 是具有普遍意义的三波相互作用方案示意图,其中非共线角 α, β 分别为信号光与抽运光、闲置光与抽运光之间的夹角。假设沿垂直于抽运光波矢方向无相位失配,参考图 1,式(2)可以简化成

$$\begin{cases} \Delta k = k_p - k_s \cos\alpha - k_i \cos\beta \\ k_i \sin\beta = k_s \sin\alpha \end{cases} \quad (4)$$

为建立带宽的数学显式模型,将 Δk 按泰勒级数展开为 $\delta\omega_s$ 的函数

$$\begin{aligned} \Delta k &= \Delta k_0 + \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} \Delta \omega_s + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2} \Delta \omega_s^2 + \\ &\quad \frac{1}{3} \frac{\partial^3 \Delta k}{\partial \omega_s^3} \Delta \omega_s^3 + \dots \end{aligned} \quad (5)$$

在完全相位匹配时

$$\Delta k_0 = k_{p0} - k_{s0} \cos\alpha - k_{i0} \cos\beta = 0 \quad (6)$$

忽略抽运光谱宽的影响,由式(1)(2)(4)可推得如下结果:

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} = \frac{1}{\cos\beta} [v_i^{-1} - v_s^{-1} \cos(\alpha + \beta)] \\ \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2} = \frac{1}{\cos\beta} \{ [v_s^{-1} \sin(\alpha + \beta) \tan\beta + [v_i^{-1} - v_s^{-1} \cos(\alpha + \beta)] \tan\beta \} \left(\frac{\lambda_s}{2\pi n_s v_s} + \frac{\lambda_i}{2\pi n_i v_i} \right) - \\ [g_i + g_s \cos(\alpha + \beta)] \} \end{cases} \quad (7)$$

(7)式的具体推导过程见附录。

根据式(1),由式推导利用了 $\partial \omega_s = -\partial \omega_i$ 式中

$$\begin{cases} g_n = \partial^2 k_n / \partial \omega_n^2 \end{cases} \quad (8)$$

其中 v_n 和 g_n 分别表示介质中光波 n 的群速度与群速度色散。由于非共线角 α 和 β 都非常小,因此式(7)可简化为如下形式

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} = \left[\frac{1}{v_i \cos(\alpha + \beta)} - \frac{1}{v_s} \right] \\ \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2} = \left\{ [v_s^{-1} \tan(\alpha + \beta) \tan\beta + [v_i \cos(\alpha + \beta)]^{-1} - v_s^{-1}] \tan\beta \right\} \left(\frac{\lambda_s}{2\pi n_s v_s} + \frac{\lambda_i}{2\pi n_i v_i} \right) - (g_i + g_s) \end{cases} \quad (9)$$

根据上面的结果,下面将推导出参量带宽和增益带宽的数学显式模型。

3 三波混频光参量放大器中的带宽

3.1 参量带宽

参量带宽即相位匹配带宽,它是由参量过程允许的相位失配决定的,参量放大器输出的光谱带宽主要受限于参量放大过程的相位匹配带宽,参量带

宽给出了增益带宽的最大可能值。一般定义满足式(3)的参量光波长范围为参量带宽(FWHM),由式(3)(5)~(7)和(9)可推得参量带宽的数学显式模型为

$$\Delta\lambda = \begin{cases} \frac{\lambda^2}{c} \cdot \frac{|u_{si}|}{l_c} & \frac{1}{u_{si}} \neq 0 \\ \frac{0.8 \times \lambda^2}{c} \cdot \sqrt{\frac{1}{l_c \cdot |g_{si}|}} & \frac{1}{u_{si}} = 0 \end{cases} \quad (10)$$

式中:

$$\begin{cases} \frac{1}{u_{si}} = \frac{1}{v_i \cos(\alpha + \beta)} - \frac{1}{v_s} \\ g_{si} = \left\{ \frac{1}{2\pi v_s^2} \tan(\alpha + \beta) \lambda \tan\beta \left[\frac{\lambda_s}{n_s} + \frac{\lambda_i \cos(\alpha + \beta)}{n_i} \right] - (g_s + g_i) \right\} \\ g_m = \left(\frac{\partial^2 k_m}{\partial \omega_m^2} \right) \Big|_{\omega = \omega_m} \quad (m = s, i) \end{cases} \quad (11)$$

其中 v_s 与 v_i 分别为信号光和闲置光的群速度, l_c (单位: cm) 为非线性晶体的有效长度。由式(7)(10)和(11)可看出,当

$$v_s = v_i \cos(\alpha + \beta) \quad (12)$$

时,即信号光的群速度等于闲置光的群速度在信号光方向上的投影值时,泰勒级数的一阶项消失,此时参量带宽仅仅受限于泰勒级数的二阶项,其大小取决于式(10)的第二式,此时可获得最宽的参量带宽,所以满足式(12)的非共线角 α 就是最佳非共线角,即获得最宽带宽的条件。由式(10)可明显看出:在信号光和闲置光之间群速度失配的情况下,参量带宽受限于泰勒级数一阶项,分别与晶体长度和群速度失配量(定义为 $\frac{1}{u_{si}}$)成反比,且随非共线角 α 的变化而变化。当群速度失配量逐渐趋于零时,即群速度趋于匹配时,泰勒级数一阶项逐渐消失,泰勒级数二阶项的影响占主导地位,此时参量带宽应由式(10)的第二式来计算,其值与非线性晶体长度的平方根成反比,而且受群速度和群速度色散的共同影响。由此可知:在共线参量作用情况下($\alpha = \beta = 0$),群速度匹配仅仅发生在类型 I 相位匹配下的简并($\omega_s = \omega_i$)情况时,此时参量带宽仅仅受群速度色散的影响,可获得最宽的参量带宽,而对于非类型 I 相位匹配和非简并($\omega_s > \omega_i$)的情况,对于任何 λ_s , 都可以通过选择非共线角 $\alpha(\lambda_s)$ 来实现群速度匹配,从而获得最宽的参量带宽。为了直观地说明上面的结论,下面以类型 I 相位匹配的 BBO 和 LBO(xy 面内)参量放大器为例,依据上面的带宽模型进行了

模拟计算、分析和比较,结果如图 2,图 3 所示。其中图 2(a1)和(b1)分别表示 BBO 和 LBO 放大器($l = 1$ cm)中的参量带宽随非共线角 α 变化的曲线,由这两图可知,参量带宽强烈地依赖于非共线角 α ,间接表明参量带宽对信号光和闲置光之间的群速度失配量很敏感,说明群速度失配量对带宽的影响最大,对于 BBO 和 LBO 放大器,若 $\lambda_p = 532$ nm, $\lambda_s = 800$ nm,当非共线角 α 分别为 2.38° 和 1.11° 时,参量带宽分别达到最大值 117 nm 和 87 nm,若 $\lambda_p = 438$ nm, $\lambda_s = 785$ nm,当非共线角 α 分别为 2.69° 和 2.09° 时,参量带宽分别达到最大值 51 nm 和 73 nm。图 2(a2)和(b2)分别表示 $\lambda_p = 532$ nm 时, BBO 和 LBO 放大器在不同非共线角 α 下的角度调谐相位匹配曲线,这表明选择不同的非共线角 α 来实现角度调谐相位匹配是完全可能的。图 2(a3)和(b3)分别表示满足式(12)的最佳非共线角 α 在不同抽运光波长下随信号光波长变化的曲线,由这两图可看出,对任一三波混频参量过程都存在一最佳非共线角 α 来实现群速度匹配,从而获得最宽的带宽。图 2(a4)和(b4)分别表示群速度匹配时,上述两种放大器在不同抽运光波长下的角度调谐相位匹配曲线。图 2(a5)和(b5)分别表示在两种放大器中,群速度匹配时由式(10)的第二式决定的最大参量带宽值在不同抽运光波长下随信号光波长变化的曲线,由此两图可看出,在群速度匹配时,最大参量带宽值对信号光波长很敏感,在某些波长点具有突变,在这些点泰勒级数的一阶项和二阶项都消失,因此可以得到更宽的带宽,但此时带宽必须考虑泰勒级数三阶项的影响,即此时的

带宽取决于泰勒级数三阶项。图3表示群速度匹配时的参量带宽随非线性长度变化的曲线,非线性晶体长度越长,增益越大,但参量带宽越小,因此在得

到较高增益的同时,又要得到较宽的参量带宽,非线性晶体长度只能根据实际参量过程取满足上述两个条件的最优值。

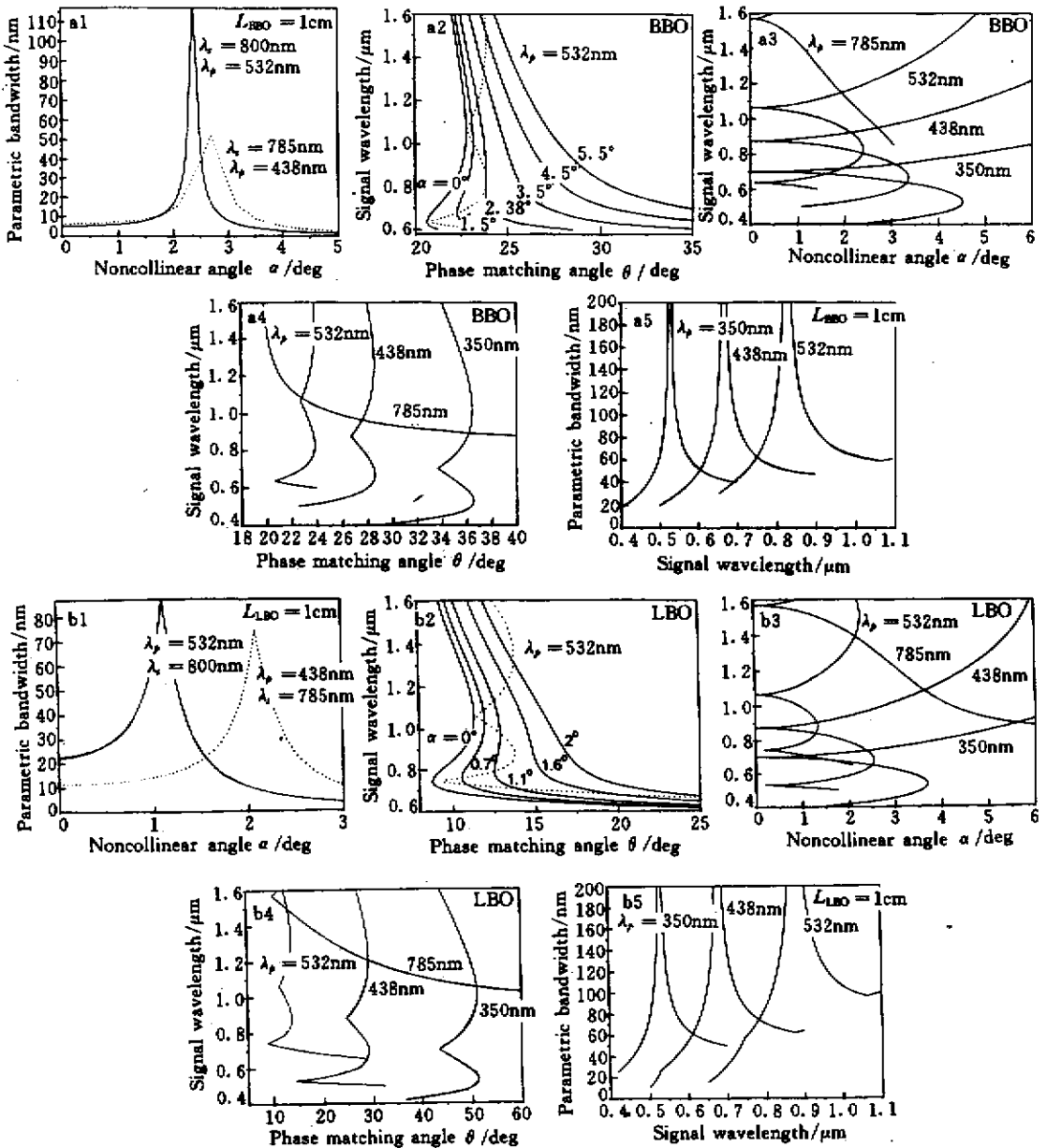


图2 在类型 I 相位匹配的 BBO($l = 1\text{ cm}$) (a) 和 LBO(在 $x-y$ 面内, $l = 1\text{ cm}$) (b) 参量放大器中 (a1) (b1) 参量带宽随非共线角 α 的变化; (a2) (b2) 抽运光为 532 nm 时, 不同非共线角 α 下的理论相位匹配曲线, 虚线表示信号光和闲置光之间的群速度匹配点; (a3) (b3) 当信号光和闲置光之间的群速度实现匹配时的最优化非共线角 α 随信号光波长和抽运光波长的变化; (a4) (b4) 当信号光和闲置光之间的群速度实现匹配时, 不同抽运光波长下的理论相位匹配曲线; (a5) (b5) 当信号光和闲置光之间的群速度实现匹配时, 不同抽运光波长下参量带宽随信号光波长的变化

Fig.2 In type-I phase-matched BBO ($l = 1\text{ cm}$) (a) and LBO (in $x-y$ plane, $l = 1\text{ cm}$) (b) OPA: (a1) (b1) Dependence of parametric bandwidth on noncollinear angle α ; (a2) (b2) Theoretical phase-matching curves pumped at 532 nm with different noncollinear angles α , the dashed line indicates the GV matching points between the signal and idler pulses; (a3) (b3) Dependence of the optimum noncollinear angle α on signal wavelength at different pump wavelength when the GV between the signal and idler pulses are matched; (a4) (b4) Theoretical phase-matching curves pumped at different wavelength when the GV between the signal and idler pulses are matched; (a5) (b5) Dependence of parametric bandwidth on signal wavelength at different pump wavelength when the GV between the signal and idler pulses are matched

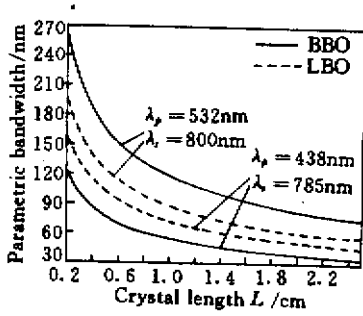


图3 当信号光和闲置光之间的群速度实现匹配时,参量带宽随非线性晶体长度的变化

Fig.3 Dependence of parametric bandwidth on crystal length when the GV between the signal and idler pulses are matched

3.2 增益带宽

参量带宽是参量放大器中参量过程的本征带宽,它给出了增益带宽的最大可能值,参量过程实际能获得的带宽是由增益带宽决定的,而增益带宽是由参量增益决定的,一般定义满足 $G = \frac{1}{2} \alpha (\Delta k = 0)$ 条件的参量光波长范围为增益带宽(FWHM),对于参量放大过程参量光通过距离 l_c 所获得的增益为^[11]

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

其中

$$\Gamma_0 = 4\pi d_{\text{eff}} \sqrt{I_p/2\epsilon_0 n_p n_s n_i c \lambda_s \lambda_i \cos(\alpha - \rho) \cos(\beta - \rho)} \quad (14)$$

其中 ρ 为参量光束的离散角,根据式(5)(8)(9), (13)和(14)可求得参量过程中的增益带宽数学显式模型为

$$\Delta\lambda = \begin{cases} \frac{0.53\lambda^2}{c} \sqrt{\frac{\Gamma_0}{l_c}} |u_{si}| & \frac{1}{u_{si}} \neq 0 \\ \frac{0.58\lambda^2}{c} \cdot \left(\frac{\Gamma_0}{l_c}\right)^{\frac{1}{4}} \sqrt{\frac{1}{|g_{si}|}} & \frac{1}{u_{si}} = 0 \end{cases} \quad (15)$$

式中 $\frac{1}{u_{si}}$, g_{si} 和 g_m 的表达式同式(11),符号表示的意义与式(10)相同。由式(15)可看出,增益带宽有类似于参量带宽的结果,当非共线角 α 满足条件式(12)时,即实现信号光和闲置光的群速度匹配时,增益带宽仅仅由式(15)的第二式决定,此时可获得最宽的增益带宽,所以满足式(12)的非共线角 α 就是获得最宽带宽的条件。在信号光和闲置光之间的群速度失配的情况下,增益带宽与非线性晶体长度

的平方根和群速度失配量成反比,而与参量增益系数的平方根成正比,并且随非共线角的变化而变化,而在群速度逐渐趋于匹配的情况下,增益带宽由式(15)的第二式计算,其大小受群速度和群速度色散的共同影响,其值与非线性晶体长度的四次方根成反比,而与参量增益系数的四次方根成正比。类似于参量带宽,对于任何 λ_s ,都可以通过选择非共线角 $\alpha(\lambda_s)$ 来实现群速度匹配,从而获得最宽的增益带宽。由于参量带宽给出了增益带宽的最大可能值,因此在最大参量带宽范围内,抽运光强越强,增益越大,增益带宽越宽,当增益系数可与相位失配比拟时,增益带宽随非共线角 α 的变化而变化,当增益系数远大于相位失配时,增益带宽可被饱和为参量带宽。为了对上面的结论进行实际说明,下面以 BBO 和 LBO 参量放大器为例,计算出了增益带宽随非共线角、非线性晶体长度和抽运光强变化的曲线图,结果如图 4(a)(b)所示,其中图 4(a1)(b1)分别表示 BBO 和 LBO 参量放大器中增益带宽随非共线角 α 变化的曲线图,图 4(a2)(b2)分别表示 BBO 和 LBO 参量放大器中群速度匹配时,由式(15)的二式决定的最宽增益带宽值随非线性晶体长度和抽运光强变化的曲线图。由图 4(a1)(b1)可知,对于 BBO 和 LBO 放大器,抽运光强分别为 0.48 GW/cm^2 和 5 GW/cm^2 ,若 $\lambda_p = 532 \text{ nm}$, $\lambda_s = 800 \text{ nm}$,当非共线角 α 分别为 2.38° 和 1.11° 时,理论增益带宽分别达到最大值 119 nm 和 92 nm ,若 $\lambda_p = 438 \text{ nm}$, $\lambda_s = 785 \text{ nm}$,当非共线角 α 分别为 2.69° 和 2.09° 时,理论增益带宽分别达到最大值 55 nm 和 75 nm ,但是,由图 2(a1)(b1)和图 4(a2)(b2)可知,对于 BBO 和 LBO 放大器($l = 1 \text{ cm}$),若 $\lambda_p = 532 \text{ nm}$, $\lambda_s = 800 \text{ nm}$,当抽运光强分别为 $I_p \geq 0.43 \text{ GW/cm}^2$ 和 $I_p \geq 3.2 \text{ GW/cm}^2$ 时,增益带宽已经分别被饱和为参量带宽 117 nm 和 87 nm ,若 $\lambda_p = 438 \text{ nm}$, $\lambda_s = 785 \text{ nm}$,当抽运光强分别为 $I_p \geq 0.35 \text{ GW/cm}^2$ 和 $I_p \geq 4 \text{ GW/cm}^2$ 时,增益带宽已经分别被饱和为参量带宽 51 nm 和 73 nm 。因此,依据本文建立的带宽模型可以对任一实际存在的三波混频参量放大过程的带宽进行优化,其实质就是针对具体的参量过程,对非共线角 α ,晶体长度 l_c 和抽运光强 I_p 进行优化。本文的结果还表明,光参量放大器的最显著特点是高增益下具有极宽的增益带宽,这对于目前参量放大飞秒激光脉冲具有极其重要的意义。

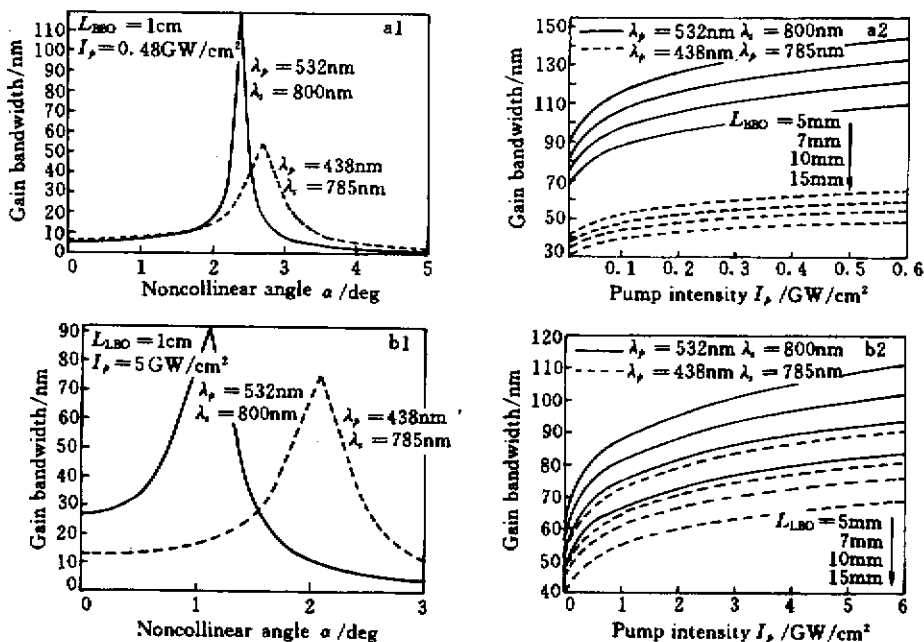


图4 在类型 I 相位匹配的 BBO ($l = 1 \text{ cm}$) (a) 和 LBO (在 x - y 面内, $l = 1 \text{ cm}$) (b) 参量放大器中 (a1) (b1) 增益带宽随非共线角 α 的变化 (a2) (b2) 当信号光和闲置光之间的群速度实现匹配时, 增益带宽随抽运光强和晶体长度的变化

Fig.4 In type-I phase-matched BBO ($l = 1 \text{ cm}$) (a) and LBO (in x - y plane, $l = 1 \text{ cm}$) (b) OPA: (a1) (b1) Dependence of gain bandwidth on the noncollinear α ; (a2) (b2) Dependence of gain bandwidth on pump intensity at different crystal length when the GV between the signal and idler pulses are matched

4 结 论

本文建立的带宽数学显式模型具有普遍意义, 对于任意三波混频参量放大过程都可以利用本文的结果去计算带宽, 从而从根本上解决和优化参量放大器的带宽问题。本文的结果表明: 对于任意三波混频参量放大器中的参量过程, 都可以通过选择合适的非共线角 α , 非线性晶体长度 l_c , 抽运光强 I_p 来获得最宽的增益带宽, 并且在最大参量带宽范围内, 增益越大, 增益带宽越宽, 因而避免了传统的啁啾脉冲放大 (CPA) 过程的增益窄化效应^[12], 可以支持超宽带增益, 从而使参量放大过程完全不受带宽的限制。因此若结合采用最新的光学参量啁啾脉冲放大技术 (OPCPA), 以纳秒级窄带高功率激光作为抽运光, 对低能量的飞秒级宽带信号光进行超宽带增益放大, 完全可以得到 TW (10^{12}) 级甚至 PW (10^{15}) 级的超短超强激光输出, 从而为强场科学研究领域创造极端超强超快光场条件。

参 考 文 献

1 R. Danielius, A. Piskarskas, P. Di Trapani *et al.*. A

collinearly phase-matched parametric generator/amplifier of visible femtosecond pulses [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1998, **34**(3): 459 ~ 464

2 J. Piel, M. Beutter, E. Riedle. 20-50-fs pulses tunable across the near infrared from a blue-pumped noncollinear parametric amplifier [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(3): 180 ~ 182

3 Stephen J. Brosnan, Robert L. Byer. Optical parametric oscillator threshold and linewidth studies [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1979, **QE-15**(6): 415 ~ 431

4 J. Y. Zhang, J. Y. Huang, Y. R. Shen *et al.*. Optical Parametric generation and amplification in barium borate and lithium triborate crystals [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1993, **10**(9): 1758 ~ 1764

5 J. Wang, M. H. Dunn, C. F. Rae. Polychromatic optical parametric generation by simultaneous phase matching over a large spectral bandwidth [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(11): 763 ~ 765

6 I. N. Ross, P. Matousek, M. Towrie *et al.*. The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers [J]. *Opt. Comm.*, 1997, **144**: 125 ~ 133

7 G. Veitas, R. Danielius. Generation of narrow-bandwidth tunable picosecond pulse by difference-frequency mixing of stretched pulses [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1999, **16**(9): 1561 ~ 1565

- 8 R. Danielius, A. Piskarskas, A. Stabiinis *et al.*. Traveling-wave parametric generation of widely tunable, highly coherent femtosecond light pulses [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1993, **10**(11) 2222 ~ 2232
- 9 F. Rotermund, V. Petrov, F. Noack. Femtosecond noncollinear parametric amplification in the mid-infrared [J]. *Opt. Comm.*, 1999, **169** :183 ~ 188
- 10 Lawrence A. W. Gloster, Zhi Xing Jiang, Terence A. King. Characterization of an Nd : YAG-pumped β -BaB₂O₄ optical parametric oscillator in collinear and noncollinear phase-matched configurations [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1994, **30**(12) 2961 ~ 2969
- 11 R. A. Baumgartner, R. L. Byer. Optical Parametric amplification [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1979, **QE-15**(6) 432 ~ 444
- 12 I. N. Ross, M. Trentelman, C. N. Danson. Optimization of a chirped-pulse amplification Nd : glass laser [J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(29) 9348 ~ 9358

附录 :

根据文中的(1)式,下面的推导利用

$$\partial \omega_s = - \partial \omega_i \quad (\text{A1})$$

由文中的(4)式可得

$$\begin{cases} \Delta k = k_p - k_s \cos \alpha - k_i \cos \beta \\ \beta = \arcsin \left(\frac{k_s \sin \alpha}{k_i} \right) \end{cases} \quad (\text{A2})$$

由群速度和群速度色散的定义可知

$$\begin{cases} v_n = (\partial k_n / \partial \omega_n)^{-1} \\ g_n = \partial^2 k_n / \partial \omega_n^2 \end{cases} \quad (\text{A3})$$

忽略抽运光谱宽的影响,根据式(A1)(A2)和(A3)有

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} = & - \left[\frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} \cos \alpha + \frac{\alpha k_i \cos \beta}{\partial \omega_s} \right] = - \left[v_s^{-1} \cos \alpha - v_i^{-1} \cos \beta + k_i \frac{\alpha \cos \beta}{\partial \omega_s} \right] = \\ & - \left(v_s^{-1} \cos \alpha - v_i^{-1} \cos \beta - k_i \sin \beta \frac{\partial \beta}{\partial \omega_s} \right) \end{aligned} \quad (\text{A4})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \beta}{\partial \omega_s} = & \frac{1}{\cos \beta} \left(\frac{\sin \alpha}{k_i} v_s^{-1} + k_s \frac{\sin \alpha}{k_i^2} v_i^{-1} \right) = \frac{1}{\cos \beta} \left(\frac{\sin \alpha}{k_i} v_s^{-1} + \frac{\sin \beta}{k_i} v_i^{-1} \right) = \\ \tan \beta \left(\frac{1}{k_s v_s} + \frac{1}{k_i v_i} \right) = & \tan \beta \left(\frac{\lambda_s}{2\pi n_s v_s} + \frac{\lambda_i}{2\pi n_i v_i} \right) \end{aligned} \quad (\text{A5})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} = & - \left[v_s^{-1} \cos \alpha - v_i^{-1} \cos \beta - k_i \tan \beta \left(\frac{\sin \alpha}{k_i} v_s^{-1} + \frac{\sin \beta}{k_i} v_i^{-1} \right) \right] = \\ & - \left[v_s^{-1} (\cos \alpha - \tan \beta \sin \alpha) - v_i^{-1} (\cos \beta + \tan \beta \sin \beta) \right] = \frac{1}{\cos \beta} \left[v_i^{-1} - v_s^{-1} \cos (\alpha + \beta) \right] \end{aligned} \quad (\text{A6})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2} = & \frac{\partial \left\{ \frac{1}{\cos \beta} \left[v_i^{-1} - v_s^{-1} \cos (\alpha + \beta) \right] \right\}}{\partial \omega_s} = \\ & \frac{1}{\cos \beta} \left[-g_i - g_s \cos (\alpha + \beta) + v_s^{-1} \sin (\alpha + \beta) \frac{\partial \beta}{\partial \omega_s} \right] + \frac{[v_i^{-1} - v_s^{-1} \cos (\alpha + \beta)]}{\cos^2 \beta} \sin \beta \frac{\alpha \beta}{\partial \omega_s} = \\ & \frac{1}{\cos \beta} \left\{ \left[v_s^{-1} \sin (\alpha + \beta) + (v_i^{-1} - v_s^{-1} \cos (\alpha + \beta)) \tan \beta \right] \frac{\partial \beta}{\partial \omega_s} - [g_i + g_s \cos (\alpha + \beta)] \right\} = \\ & \frac{1}{\cos \beta} \left\{ \left[v_s^{-1} \sin (\alpha + \beta) \tan \beta + (v_i^{-1} - v_s^{-1} \cos (\alpha + \beta)) \tan^2 \beta \right] \left(\frac{\lambda_s}{2\pi n_s v_s} + \frac{\lambda_i}{2\pi n_i v_i} \right) - [g_i + g_s \cos (\alpha + \beta)] \right\} \end{aligned} \quad (\text{A7})$$