

文章编号: 0258-7025(2009)02-0302-05

PPLN 晶体中不同非共线结构光参量放大过程的 带宽与增益特性

刘涛 喻松 申静 郑滢雷 黄善国 顾婉仪

(北京邮电大学光通信与光波技术教育部重点实验室, 北京 100876)

摘要 利用非共线相位匹配方法,研究了不同极化周期和不同非共线结构下周期极化铌酸锂晶体(PPLN)中的光参量放大(OPA)带宽与增益特性。光谱带宽和增益通过对相位失配进行泰勒级数展开并保留到二阶级数项得到,在计算过程中考虑到了晶体极化周期、非共线入射结构、PPLN 晶体长度以及抽运光强度的影响。计算结果表明,参量带宽和增益带宽具有相似的特性,而且 PPLN 晶体的周期和非共线入射结构会对光参量放大的光谱带宽产生一定的影响,在同一波长处,通过调节晶体周期或非共线结构可以获得更大的带宽。在对增益的研究过程中发现,与增加抽运光强度相比,增加晶体的长度能更有效地增强参量增益,但是 PPLN 晶体的周期和非共线入射结构对增益几乎没有什么影响。

关键词 非线性光学; 光参量放大; 非共线相位匹配结构; 周期极化铌酸锂; 带宽; 增益

中图分类号 O437 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/CJL20093602.0302

Bandwidth and Gain of PPLN based Optical Parametric Amplification with Different Noncollinear Geometries

Liu Tao Yu Song Shen Jing Zheng Yanlei Huang Shanguo Gu Wanyi

(Key Laboratory of Optical Communication and Lightwave Technologies, Ministry of Education, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China)

Abstract The spectral bandwidth and gain of PPLN based optical parametric amplification (OPA) with different noncollinear geometries have been investigated. The spectral bandwidth and gain is determined by expanding the wave-vector mismatch in a Taylor series and retaining terms through second order. The calculation takes into account the effects of grating period, noncollinear amplification geometry, crystal's length and pump intensity. The results show the grating period of PPLN and the noncollinear geometry has effects on the spectral bandwidth. The characteristics of gain bandwidth are similar to those of parametric bandwidth; they are all greatly enhanced on the condition of broadband amplification. Compared with the increase of pump intensity, the gain can be effectively improved by increasing crystal's length, while the grating period and the noncollinear amplification geometry almost have no effect on the gain.

Key words nonlinear optics; optical parametric amplification; noncollinear phase-matched geometry; periodically poled LiNbO₃; bandwidth; gain

1 引言

宽带可调谐的飞秒超短脉冲在非线性光学和超快

时间光谱学等领域具有重要的应用,获取高增益、窄脉宽和宽调谐的飞秒脉冲光源成为人们的研究热点^[1-3]。

收稿日期: 2008-08-16; **收到修改稿日期:** 2008-10-20

基金项目: 国家自然科学基金(60602004,60877052)、国家 863 计划、教育部“长江学者和创新团队发展计划(IRT0609)”、国家博士后科学基金、教育部新世纪优秀人才支持计划(NCET-05-0112)和北京邮电大学研究生创新基金资助课题。

作者简介: 刘涛(1981—),男,博士研究生,主要从事光网络和光波导等方面的研究。E-mail:ltwin211@yahoo.com.cn

导师简介: 顾婉仪(1945—),女,教授,博士生导师,主要从事全光通信网、光纤放大器、超长距离波分复用系统和自动交换光网络方面的研究。E-mail:wyg@bupt.edu.cn

以往的实验研究表明,啁啾脉冲光参量放大(OPCPA)技术是产生飞秒脉冲的重要方法之一^[4]。这种技术是将啁啾脉冲放大的基本原理应用于飞秒光参量放大(OPA),使用高增益、宽带的光参量放大器代替传统的激光放大器。不仅具有啁啾脉冲放大技术高增益的优点,而且还具有光参量放大技术宽增益带宽的优点^[5],可以产生最短脉宽为 4 fs 的超短脉冲^[6]。

较宽的可接受光谱带宽是利用光学参量放大获得超强超短脉冲的重要因素。然而,在飞秒光参量放大过程中,带宽受到相位匹配条件的限制。传统的双折射晶体为了满足相位匹配条件,需要沿特殊方向切割,或工作在特定温度下,且相互作用的光波偏振方向不同,因而只能利用晶体非线性系数中某些特定的非对角元素。准相位匹配(QPM)是通过晶体非线性极化率进行周期性调制来补偿光参量过程中由于折射率色散造成的抽运光与参量光之间的相位失配,在介质的整个透光波段内,都可以通过设计极化周期来实现相位匹配。此外,以准相位匹配概念为基础的光学超晶格材料还能最大限度地利用非线性光学晶体的有效非线性系数^[7]。然而对于飞秒光参量放大而言,准相位匹配并不能消除共线参量放大结构中由三波的群速度失配所带来的对有效作用长度的限制,这将导致参量光增益降低以及脉宽增宽。因此,非共线相位匹配被提出并用以解决这个问题^[8]。非共线相位匹配不仅能同时实现相位匹配和群速度匹配,同时还可以有效增加光参量放大过程的增益带宽^[9~11]。本文利用对相位失配进行泰勒级数展开的方法,对周期极化铌酸锂(PPLN)晶体中不同的非共线结构和极化周期对光参量放大过程的光谱带宽以及增益的影响进行了研究。

2 宽带非共线光参量放大的基本原理

在准相位匹配光参量放大过程中,抽运光、信号光和闲频光之间的相互作用由能量守恒和动量守恒来决定:

能量守恒:

$$1/\lambda_p = 1/\lambda_s + 1/\lambda_i, \quad (1)$$

动量守恒:

$$\mathbf{k}_p = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i + \mathbf{k}_m, \quad (2)$$

式中下标 p, s 和 i 分别代表抽运光、信号光和闲频光。 $\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_s$ 和 \mathbf{k}_i 分别为抽运光、信号光和闲频光的波矢,它们的大小为 $k_{p,s,i} = 2\pi n_{p,s,i}/\lambda_{p,s,i}$ 。 \mathbf{k}_m 为 PPLN 晶体的光栅矢量,大小为 $k_m = 2\pi/\Lambda$,其中 Λ

为晶体的极化周期。

非共线光参量放大有两种结构可以满足非共线相位匹配要求,如图 1 所示。根据信号光矢量和光栅矢量相对于抽运光矢量位置的不同,这两种结构分别被称为,结构 I: \mathbf{k}_s 和 \mathbf{k}_m 相对于 \mathbf{k}_p 处于相对的位置;结构 II: \mathbf{k}_s 和 \mathbf{k}_m 相对于 \mathbf{k}_p 处于相同的位置。图中的 α, β 和 θ 分别为抽运光与信号光、闲频光和光栅矢量之间的夹角。

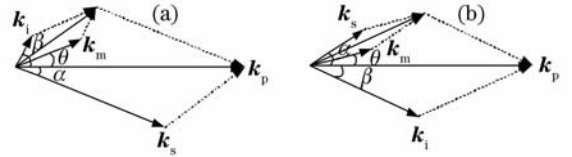


图 1 PPLN 晶体中非共线相位匹配结构矢量图

(a) 结构 I; (b) 结构 II

Fig. 1 Schematic of noncollinear quasi-phase matching of PPLN. (a) geometry I; (b) geometry II

如果相位匹配条件不能完全满足的话,则相位失配为

$$\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_m, \quad (3)$$

将相位失配在信号光中心角频率 ω_0 处进行泰勒级数展开并保留到二阶项

$$\Delta k = \Delta k_0 + \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} \Delta \omega_s + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2} (\Delta \omega_s)^2 + \dots, \quad (4)$$

由于在中心波长处三波满足相位匹配,所以 $\Delta k_0 = 0$ 。因此相位失配主要由一阶和二阶导数项决定。对于飞秒非共线光参量放大而言,群速度匹配和非共线相位匹配条件应同时满足。若将 $\Delta\mathbf{k}$ 沿平行和垂直于抽运光矢量的方向进行分解,则可得到符合结构 I 和结构 II 要求的非共线相位匹配方程与群速度匹配方程

$$k_p = k_s \cos \alpha + k_i \cos \beta + k_m \cos \theta, \quad (5)$$

$$k_s \sin \alpha = k_i \sin \beta + k_m \sin \theta, \quad (6a)$$

$$k_i \sin \beta = k_s \sin \alpha + k_m \sin \theta, \quad (6b)$$

$$v_s = v_i \cos(\alpha + \beta), \quad (7)$$

其中方程(6a)和(6b)分别对应于结构 I 和结构 II, v_s 和 v_i 分别为信号光和闲频光的群速度。通过对方程组(5)~(7)式进行求解,可以得到同时满足群速度匹配和相位匹配条件的非共线角 α, β 以及 θ 的值。

在计算相位失配对中心频率的导数过程中,假设波矢是平面波,并且抽运光是单色的,则可分别得到一阶和二阶导数为

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} = \frac{v_i^{-1} - v_s^{-1} \cos(\alpha + \beta)}{\cos \beta}, \quad (8)$$

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

式中 g_s 和 g_i 分别为信号光和闲频光的群速度色散, α, β 满足方程组(5)~(7)式。

由于信号光和闲频光满足群速度匹配, 所以方程(8)式等于 0。此时相位失配将只由二阶导数项决定, 导致光谱带宽的极大增强^[12]。利用此节推倒得出的表达式, 可以在一定的光参量放大条件下对参量带宽、增益带宽和增益进行计算。

3 参量带宽

在相位完全匹配的情况下, 光参量相互作用达到最强。然而在一般情况下, 相位匹配只是对于某一波长(中心波长)才满足, 对于其他频谱成分自然存在着失配问题。因此在参量放大过程中, 选取一个相位失配量作为计算参量带宽的依据, 这个最大允许失配量一般定义为^[13]

$$|\Delta k L| \leq \pi, \quad (10)$$

式中 L 为 PPLN 晶体的长度。当达到最大允许失配量时, 参量转换效率下降到 0.4。满足(10)式的参量光波范围称为参量带宽, 它是参量放大的固有带宽, 取决于晶体的长度、群速度和群速度色散, 而与抽运光的强弱等无关。通过对相位失配进行泰勒展开并保留到二阶级数项, 可将(10)式化为

$$\left| \left[\Delta k_0 + \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} \Delta \omega_s + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2} (\Delta \omega_s)^2 \right] L \right| = \pi, \quad (11)$$

由前面的分析可知, 在(11)式中 Δk_0 和一阶导数项都为 0。由于一般展开式中的一阶项要远大于二阶项, 所以群速度失配将减小参量带宽。而当一阶项消失时, 参量带宽将得到极大地增强, 这时参量带宽由二阶项决定, 则参量带宽计算表达式为

$$\Delta \lambda_s = \frac{\lambda_s^2}{\sqrt{2\pi C} \sqrt{L} \left| \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2} \right|}. \quad (12)$$

为了研究不同的非共线入射结构以及 PPLN 晶体的极化周期对参量带宽的影响, 在抽运波长为 800 nm, 工作温度为 200 °C, 晶体长度为 1 cm 的情况下利用(12)式对参量带宽进行了计算, 计算结果如图 2 所示。从图中可以看出, 在 1.15~1.6 μm 信号光范围内, 参量带宽都很大。并且随着信号光波长的增加, 每一条曲线都出现一个拐点, 这对应于(4)式中前两项都消失的情况^[12]。当晶体的极化周

期固定为 17 μm 时, 对于 I 和 II 这两种结构, 参量带宽分别在 1257~1279 nm(虚线)和 1277~1307 nm(实线)范围内达到最大。当晶体的极化周期固定为 18 μm 时, 对于 I 和 II 这两种结构, 参量带宽分别在 1263~1283 nm(点划线)和 1271~1305 nm(点线)范围内达到最大。对于同一极化周期不同非共线入射结构的某一信号光而言, 当信号光波长处于拐点的后面时, 结构 I 所对应的参量带宽大于结构 II 的参量带宽; 而当信号光波长位于拐点后面时, 结构 I 对应的参量带宽却小于结构 II 的参量带宽。对于同一种结构不同的极化周期来说, 在拐点前大的极化周期对应于大的参量带宽, 而在拐点后则正好相反。根据实验研究所涉及的信号光波长范围, 可以选择合适的非共线结构和调节极化周期来获取较大的参量带宽。

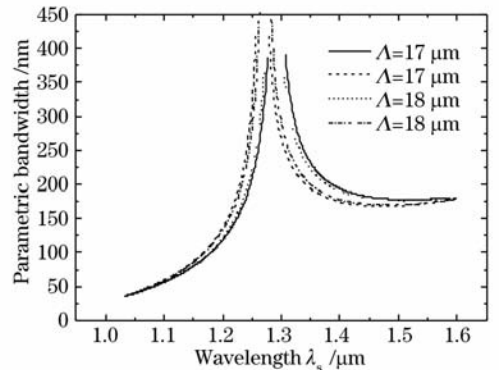


图 2 不同结构和极化周期下参量带宽随信号光的变化
Fig. 2 Dependence of parametric bandwidth on signal wavelength for different geometries and periods

4 增益和增益带宽

实际的带宽还与参量过程的增益谱有关。对于非共线相互作用的参量过程, 在相位匹配和群速度匹配条件同时满足情况下, 通过解三波耦合方程可得出信号光通过距离 L 后所获得的增益

$$G = (\Gamma L)^2 \frac{\sinh^2 \left\{ \frac{[\Gamma^2 - (\Delta k/2)^2]^{1/2} L}{2} \right\}}{\left\{ \Gamma^2 - (\Delta k/2)^2 \right\}^{1/2} L}, \quad (13)$$

其中 Γ 为参量增益系数

$$\Gamma = 4\pi d_{\text{eff}} \left(\frac{I_p}{2\epsilon_0 n_p n_s n_i C \lambda_s \lambda_i} \right)^{1/2}, \quad (14)$$

式中的 d_{eff} 是晶体的有效非线性系数, 对于 PPLN 而言 $d_{\text{eff}} \approx 17 \text{ pm/V}^{[7]}$, I_p 是抽运光的强度。

增益带宽定义为 $G = G_{\max}/2$ ($\Delta k = 0$) 时所对应的带宽。利用与前面计算参量带宽相同的方法,通过对相位失配进行泰勒展开可得到增益带宽的表达式为

$$\Delta\lambda_s = \frac{\lambda_s^2}{\pi C} \left\{ \frac{[(1.392/L)^2 + \Gamma^2]^{1/2}}{\partial^2 \Delta k / \partial \omega_s^2} \right\}^{1/2}, \quad (15)$$

从(15)式可见,增益带宽具有和参量带宽相似的特性。但是参量带宽是由允许的相位失配决定的,它给出增益带宽的最大可能值,在此范围内增益越大,增益带宽越宽;当增益系数远大于相位失配时,增益带宽被饱和为参量带宽,而当增益系数可与相位失配相比拟时,具体的增益带宽随着抽运波光强、晶体长度和信号光与闲频光的群速度色散的变化而变化。

图 3 是群速度匹配时增益带宽和信号波光长的关系。在这里抽运光波长、晶体长度和工作温度都同于前面计算参量带宽时所取的值,抽运光的强度取 0.2 GW/cm^2 。从图中可以看出,增益带宽具有和参量带宽相似的特征,图中同样存在拐点。当晶体的极化周期固定为 $17 \mu\text{m}$ 时,对于 I 和 II 这两种结构,增益带宽分别在 $1253 \sim 1283 \text{ nm}$ (虚线) 和 $1275 \sim 1311 \text{ nm}$ (实线) 范围内达到最大。当晶体的极化周期固定为 $18 \mu\text{m}$ 时,对于 I 和 II 这两种结构,增益带宽分别在 $1261 \sim 1285 \text{ nm}$ (点划线) 和 $1266 \sim 1312 \text{ nm}$ (点线) 范围内达到最大。非共线结构与晶体的极化周期对增益带宽的影响类似于前面参量带宽部分,这里就不再叙述。同样对于不同的信号光区域,可以通过选择合适的非共线入射结构和极化周期来增强增益带宽。

对极化周期和非共线入射结构以及晶体长度和抽运光强度对参量增益影响的研究结果如图 4 所示。图 4(a) 是在前面增益带宽的计算条件下不同非共线结构和极化周期时增益随信号光波长的变

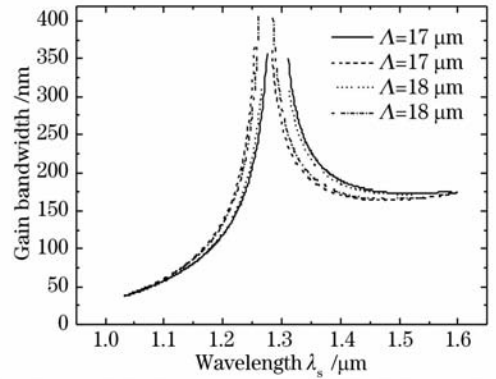


图 3 不同结构和极化周期下增益带宽随信号光的变化

Fig. 3 Dependence of gain bandwidth on signal wavelength for different geometries and periods

化。可以看出在群速度匹配时,不同结构不同极化周期所对应的增益曲线重合在一起,他们都随着信号光波长的增加而增加。在通过对(13)式的分析后得知,曲线出现重合是由于在非共线相位匹配和群速度匹配同时满足下,不同非共线结构和不同极化周期所对应的相位失配因子之间的差别十分小,他们所带来的影响对参量增益可以忽略不计。图 4(b) 是当 $\lambda_p = 800 \text{ nm}$, $I_p = 0.2 \text{ GW/cm}^2$, $T = 200 \text{ }^\circ\text{C}$ 和 $\Lambda = 18 \mu\text{m}$ 时不同晶体长度对增益的影响。随着晶体长度的增加,参量增益急剧地增加。图 4(c) 是当 $\lambda_p = 800 \text{ nm}$, $L = 1 \text{ cm}$, $T = 200 \text{ }^\circ\text{C}$ 和 $\Lambda = 18 \mu\text{m}$ 时不同抽运强度对增益的影响。随着抽运光强度的增加,参量增益也急剧增加。通过对图 4(b) 和图 4(c) 进行对比可以发现,相对于增加抽运光的强度,增加 PPLN 晶体的长度能更有效地增强参量增益 (0.2 GW/cm^2 抽运光强时, 3 cm 长晶体的增益大约是 1 cm 长晶体的 10^{14} 倍;而 1 cm 晶体长度时, 0.6 GW/cm^2 抽运光强对应的增益大约是 0.2 GW/cm^2 抽运光强时的 10^5 倍)。但是增大晶体长度的同时,

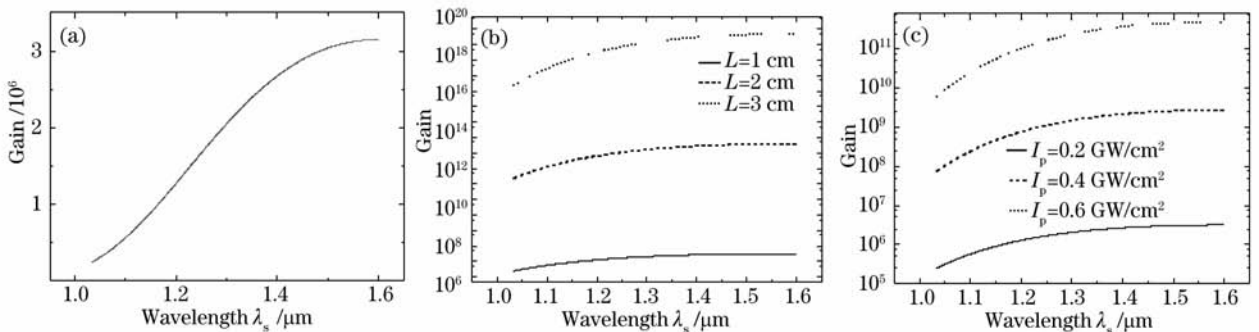


图 4 不同非共线入射结构和极化周期下(a);不同晶体长度下(b);不同抽运光强度下(c)增益随信号光波长的变化

Fig. 4 Variation of gain versus signal wavelength for different geometries and grating periods (a); different crystal lengths (b); different pump wave intensities (c)

也会相应地减小参量带宽与增益带宽。而增强抽运光的强度不仅能增加参量增益,还能同时提高增益带宽,不过过大的增强抽运光将会引起穿孔效应。

5 结 论

对基于周期极化铌酸锂晶体的非共线光参量放大的带宽与增益特性进行了理论和数值研究,在研究过程中考虑了不同极化周期和不同非共线入射结构所带来的影响。通过对相位失配进行泰勒级数展开并保留到二阶级数项可以获得不同非共线结构和极化周期下的参量带宽与增益带宽。研究结果表明,参量带宽和增益带宽具有相似的特性,在相位匹配和群速度匹配同时满足的条件下他们都得到了极大的增强。此外 PPLN 晶体的极化周期和非共线入射结构还会对参量带宽与增益带宽产生一定的影响,根据研究所感兴趣的不同的信号光波长范围,可以通过使用合适的非共线入射结构和调节晶体的极化周期来增强光谱带宽。在对增益的研究过程中发现,晶体的极化周期和非共线入射结构对于群速度匹配下的参量增益几乎没有什么影响。而增加抽运光的强度和增加晶体的长度则能大幅度地提高参量增益。与增强抽运光的强度相比,增加晶体的长度能更有效地增强增益,但是此时将引起参量带宽和增益带宽的降低。

参 考 文 献

- 1 A. Dubietis, G. Jonusauskas, A. Piskarskas. Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal[J]. *Opt. Commun.*, 1992, **88**(4~6): 437~440
- 2 R. Danielius, A. Piskarskas, A. Stabinis *et al.*. Traveling-wave parametric generation of widely tunable, highly coherent

- femtosecond light pulses[J]. *J. Opt. Soc. Amer. B: Opt. Phys.*, 1993, **10**(11): 2222~2232
- 3 Weiquan Zhang. Femtosecond optical parametric generation of noncollinear phase matching for a biaxial crystal[J]. *Appl. Opt.*, 2003, **42**(27): 5596~5601
- 4 Ross I N, Matousek P, Towrie M *et al.*. The prospects for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers[J]. *Opt. Commun.*, 1997, **144**(1): 125~133
- 5 Yang Xiaodong, Xu Zhizhan, Zhang Zhengquan *et al.*. Gain bandwidth of optical parametric chirped pulse amplification with a type-I noncollinear phase-matched BBO crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(8): 1151~1152
杨晓东,徐至展,张正泉等. BBO-I 非共线光学参量啾啾脉冲放大增益带宽实验研究[J]. *光学学报*, 2000, **20**(8): 1151~1152
- 6 A. Baltuska, T. Fuji, T. Kobayashi. Visible pulse compression to 4 fs by optical parametric amplification and programmable dispersion control[J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(5): 306~308
- 7 Lawrence E. Myers, Walter R. Bosenberg. Periodically poled lithium niobate and quasi-phase-matched optical parametric oscillators[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1997, **33**(10): 1663~1672
- 8 T. Wilhelm, J. Piel, E. Riedle. Sub-20-fs pulses tunable across the visible from a blue-pumped single-pass noncollinear parametric converter[J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(19): 1494~1496
- 9 Steven T. Yang, Stephan P. Velsko. Frequency-agile kilohertz repetition-rate optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate[J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(3): 133~135
- 10 Akira Shirakawa, Isao Sakane, Takayoshi Kobayashi. Pulse-front-matched optical parametric amplification for sub-10-fs pulse generation tunable in the visible and near infrared[J]. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(16): 1292~1294
- 11 Ye Liu, Jean-Claude Diels. Group-velocity matched femtosecond parametric oscillation by noncollinear quasi-phase matching[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2006, **42**(8): 760~764
- 12 Norman P. Barnes, Vincent J. Corcoran. Parametric generation processes: spectral bandwidth and acceptance angles[J]. *Appl. Opt.*, 1976, **15**(3): 696~699
- 13 Liu Bo, Zhang Ruobing, Liu Huagang *et al.*. Investigation of spectral bandwidth of BBO-I phase matching noncollinear broadband optical parametric amplification from visible to near-infrared[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(1): 19~26
刘 博,章若冰,刘华刚等. BBO 晶体 I 类相位匹配从可见光到近红外光参量放大的带宽研究[J]. *中国激光*, 2007, **34**(1): 19~26