

# 基于准相位匹配晶体的宽带可调谐光 参量放大过程研究<sup>\*</sup>

刘 涛 喻 松 张 华 史培明 顾晓仪<sup>†</sup>

(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)

(2008 年 9 月 9 日收到 2008 年 11 月 28 日收到修改稿)

系统分析了基于准相位匹配晶体的光参量放大过程中极化周期和非共线结构对信号光调谐带宽的影响. 提出了最大极化周期的概念, 用于描述非共线相位匹配和群速度匹配同时满足时晶体的极化周期所能达到的最大值, 给出了用于计算不同温度下周期极化铌酸锂晶体的最大极化周期的数学公式, 并确定了宽带可调谐光参量放大过程应使用的最佳非共线结构. 当采用此非共线结构时, 通过将晶体的极化周期设定为最大极化周期可以在相对最大的波长范围内实现信号光的调谐放大输出. 在此基础上提出了一个用于最大化光参量放大过程的信号光调谐带宽、确定工作温度等最佳工作参数以及简化实验操作方法的可行性方案. 最后对最大极化周期和非共线结构对光参量放大的参量带宽的影响进行了研究.

关键词: 光参量放大, 极化周期, 非共线结构, 带宽

PACC: 4265K, 4280W

## 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, 它能为研究物理、化学、生物等学科的超快现象和超快过程以及强场与物质相互作用提供飞秒量级时间分辨率和高强电磁场. 因此获取高增益、宽调谐的飞秒脉冲光源已成为一个研究热点<sup>[1-3]</sup>. 以往的研究表明, 基于准相位匹配(QPM)晶体的光参量过程是产生飞秒脉冲的重要方法之一, 调谐范围可覆盖从可见到中红外间广阔的光谱区域<sup>[4-7]</sup>. 与传统的双折射晶体相比, 在光参量过程中使用 QPM 晶体, 如周期极化铌酸锂(PPLN)晶体、周期极化磷酸氧钛钾(PPKTP)晶体等不仅可以克服由坡印亭矢量走离所引起的信号光质量的降低, 而且调谐范围几乎覆盖了晶体的整个通光波段, 最重要的是能够利用晶体的最大非线性系数, 就可获得更高的增益和更大的转换效率<sup>[6,8]</sup>. 但是对于飞秒超短脉冲而言, QPM 技术并不能消除传统的共线光参量过程中由群速度失配引起的对晶体

长度和带宽的限制<sup>[9]</sup>. 虽然 Danielius 等<sup>[10]</sup>曾采用波前倾斜的方法较好地解决了群速度匹配问题, 然而由于波前倾斜将导致脉冲宽度延展, 因此不利于可调谐超短脉冲的产生与放大. 采用非共线抽运方式不仅可以大大降低空间走离的影响, 同时可在相当长的传播距离内满足群速度匹配条件, 因此非共线结构被广泛地引入并用于消除群速度失配所带来的不利影响<sup>[11-14]</sup>.

在非共线结构光参量过程中, 相位匹配条件和群速度匹配条件能够同时满足, 这不仅有效地增加光参量过程的带宽, 还可同时获得更高的转换效率和参量增益<sup>[11]</sup>. 迄今为止, 人们已对非共线光参量过程做了许多有益的理论 and 实验研究, 通过调节角度、晶体的极化周期和温度来获取宽带可调的超短脉冲. 例如, Fragemann 等<sup>[6]</sup>报道了基于 PPKTP 晶体的非共线光参量放大(NOPA)过程, 通过使抽运光和信号光共线传输并调节它们同光栅矢量间的夹角, 可以获得 1.54—1.72  $\mu\text{m}$  波长范围内的信号光宽带放大. 通过使用不同的晶体极化周期和调节晶体温度, Sudmeyer 等<sup>[7]</sup>证实了基于 PPLN 晶体的光参

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号: 60602004, 60877052), 教育部长江学者和创新团队发展计划(批准号: IRT0609), 国家博士后科学基金和北京邮电大学研究生创新基金资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人, E-mail: wyg@bupt.edu.cn

量发生过程,信号光可以在 1.38—1.56  $\mu\text{m}$  范围内实现可调谐放大输出.然而他们都没有考虑到不同的非共线结构对调谐带宽所产生的影响.文献 [13, 15] 虽然对非共线结构所带来的影响进行了研究,但是他们所使用的都是双折射晶体.关于晶体极化周期和非共线结构对 QPM 晶体中光参量放大过程影响的系统研究还未见报道.因此本文对基于 PPLN 晶体的 NOPA 过程进行了研究,在研究中系统考虑了极化周期和非共线结构对信号光调谐带宽的影响,并给出了一个简单易行的方案来实现宽带可调谐的 NOPA.该方案同样适用于其他 QPM 晶体和不同抽运光波长的情况.最后对最大极化周期和非共线结构对 NOPA 的参量带宽的影响进行了分析.

## 2. NOPA 的基本原理

光参量放大是指将一束强的抽运光和一束弱的信号光同时入射到非线性晶体中,它们之间通过二阶非线性效应产生一个闲频光,同时弱的信号光被放大的一种三波混频作用.在基于 PPLN 晶体的 NOPA 过程中,抽运光、信号光和闲频光之间的相互作用需要满足以下能量守恒和动量守恒条件:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i, \quad (1)$$

$$k_p = k_s + k_i + k_m, \quad (2)$$

式中下标 p, s 和 i 分别代表抽运光、信号光和闲频光,  $k_p$ ,  $k_s$  和  $k_i$  分别为抽运光、信号光和闲频光的波矢,  $k_m$  为 PPLN 晶体的光栅矢量.(2)式又被称为相位匹配条件,当满足此条件时能量转换效率最高.

不同于仅考虑单一的非共线入射结构,本文考虑到了多种结构对光参量放大过程的影响.经研究发现,基于 PPLN 晶体的 NOPA 中有两种非共线结构可以同时满足相位匹配条件,如图 1 所示.图 1 中  $\alpha$ ,  $\beta$  和  $\theta$  分别为抽运光与信号光、闲频光和光栅矢量之间的夹角.根据  $k_s$  和  $k_m$  相对于  $k_p$  位置的不同,这两种结构分别被称为结构 I 和结构 II.结构 I 中  $k_s$  和  $k_m$  处于  $k_p$  的两侧;结构 II 中  $k_s$  和  $k_m$  处于  $k_p$  的同侧.

将相位匹配条件分别沿平行和垂直于抽运光的方向进行分解,可得到符合结构 I 和结构 II 的非共线相位匹配方程为

$$k_p = k_s \cos \alpha + k_i \cos \beta + k_m \cos \theta, \quad (3)$$

$$k_s \sin \alpha = k_i \sin \beta + k_m \sin \theta, \quad (4a)$$

$$k_i \sin \beta = k_s \sin \alpha + k_m \sin \theta, \quad (4b)$$

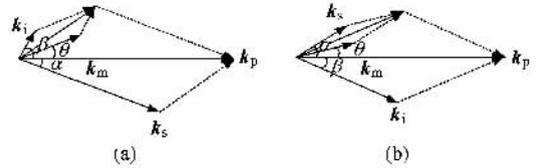


图 1 PPLN 晶体中非共线相位匹配结构矢量图 (a)结构 I, (b)结构 II

其中(4a)和(4b)式分别对应于结构 I 和结构 II.同时在这两种结构的 NOPA 中,群速度匹配条件也可以同时满足<sup>[11]</sup>

$$v_s = v_i \cos(\alpha + \beta), \quad (5)$$

式中  $v_s$  和  $v_i$  分别为信号光和闲频光的群速度,它们的大小为

$$v_{s,i} = (\partial k_{s,i} / \partial \omega_{s,i})^{-1}.$$

当相位匹配条件和群速度匹配条件同时满足时,不仅可以获得很高的转换效率,还可以得到较大的放大带宽.在此基础上,本文将对基于 PPLN 晶体的 NOPA 过程进行理论和数值研究.

## 3. 极化周期和非共线结构对调谐带宽的影响以及最优 NOPA 方案

在相位匹配条件和群速度匹配条件同时满足的情况下,我们对非共线入射结构和 PPLN 晶体的极化周期对 NOPA 信号光的调谐带宽的影响作了理论和数值研究.当抽运光波长为 800 nm,工作温度为 200  $^{\circ}\text{C}$  时通过对方程组(3)—(5)进行数值计算,可以得到不同极化周期和不同非共线结构下非共线角随信号光波长的变化关系.

图 2 为不同极化周期和非共线结构下信号光与抽运光间的非共线角  $\alpha$  随信号光波长的变化,上面的 5 条曲线对应结构 I,下面的 5 条曲线对应结构 II.从图 2 可以看出,在曲线的极值附近非共线角对信号光波长的变化不敏感,即在此附近能够获得较大的调谐带宽,此时的非共线角称为最佳非共线角.随着极化周期  $\Lambda$  的增加,结构 I 对应的曲线越来越平坦,且最佳非共线角随之减小,而结构 II 对应的曲线越来越陡峭,最佳非共线角随之增大,两种结构的最佳非共线角随着周期的增加越来越接近.所以要想获得大的调谐带宽,对于结构 I 而言,应将 PPLN 的周期设计得较大,而对于结构 II 而言,应将晶体的极化周期设计得较小.通过比较可以明显看出,在同

一极化周期下结构 I 对应曲线的平坦性要远好于结构 II,这说明最理想的 NOPA 应使用大极化周期和非共线结构 I.但是极化周期也并不是越大越好.从图 2 还可以看出,当极化周期增加到一定值后两种结构对应的曲线都将出现不连续.例如当  $\Lambda = 18.7 \mu\text{m}$  时,大约在  $1.19\text{--}1.38 \mu\text{m}$  波长范围内将找不到合适的角度  $\alpha$  来实现宽带可调 NOPA.且极化周期越大,信号光波长的不连续范围越广.上述现象说明宽带可调谐 NOPA 中晶体的极化周期存在一最大值,我们称之为最大极化周期  $\Lambda_m$ .图 2 对应的最大极化周期大约是  $18.5 \mu\text{m}$ .当  $\Lambda > \Lambda_m$  时,曲线出现不连续.当  $\Lambda = \Lambda_m$  时,结构 I 对应的曲线变得十分平坦,这意味着可以得到相对最大的调谐带宽.此时将非共线角  $\alpha$  固定在  $2.5^\circ$  (结构 I 对应的最佳非共线角)即可在大约  $1.16\text{--}1.4 \mu\text{m}$  范围内实现可调谐的信号光参量放大,这对于实际操作将会带来很多好处.

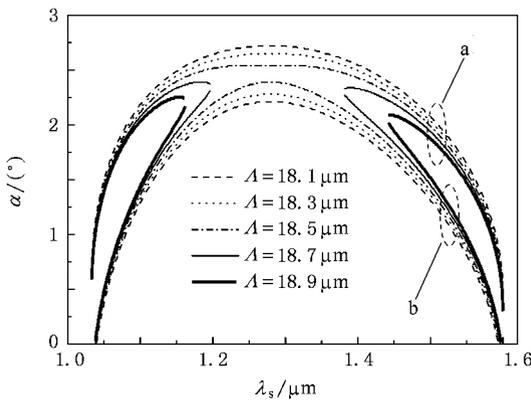


图 2 不同极化周期和非共线结构下非共线角  $\alpha$  随信号光波长的变化关系 图中 a 结构 I, b 为结构 II

图 3 是和图 2 对应的  $\theta$  角随信号光波长的变化情况.图 3 中同一极化周期下结构 I 和结构 II 对应的曲线完全重合在一起,这说明两种结构对应的  $\theta$  角完全相同.对于固定的抽运光波长、晶体极化周期以及抽运光与光栅矢量的夹角  $\theta$ ,利用这一特性可以实现双信号同时放大.与图 2 类似的是,当  $\Lambda > 18.5 \mu\text{m}$  时,同一极化周期下曲线在和图 2 相同的信号光波长范围内也出现不连续性,这进一步验证了以上提出的最大极化周期的存在.

通过进一步研究发现,最大极化周期是由温度和抽运光波长决定的.实际的光参量放大一般是在室温至  $250^\circ\text{C}$  范围内完成的,抽运光波长通常采用  $800 \text{ nm}$ .在此条件下我们研究了最大极化周期与温

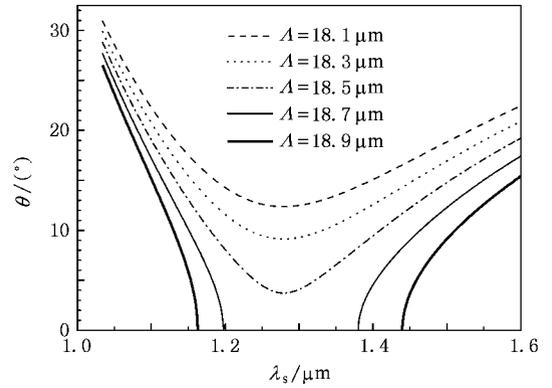


图 3 不同非共线结构和极化周期下非共线角  $\theta$  随信号光波长的变化关系

度的关系,结果如图 4 所示.图 4 中的数据点为通过数值计算获得的不同温度下最大极化周期值.从图 4 可以看出,随着温度的增加  $\Lambda_m$  近似呈线性减小.对所得结果做数学拟合可得到 PPLN 晶体中最大极化周期随温度变化的方程为

$$\Lambda_m = 19.35 - 3.228 \times 10^{-3} \times T - 4.308 \times 10^{-6} \times T^2, \quad (6)$$

其中  $25^\circ\text{C} \leq T \leq 250^\circ\text{C}$ ,  $\Lambda_m$  的单位是  $\mu\text{m}$ .从图 4 可以看出,利用方程 (6) 得到的拟合曲线与计算结果符合很好.方程 (6) 可以用来计算不同温度下 PPLN 晶体的最大极化周期值,这对于设计用于宽带可调谐 NOPA 的 PPLN 晶体将起到十分重要的作用.

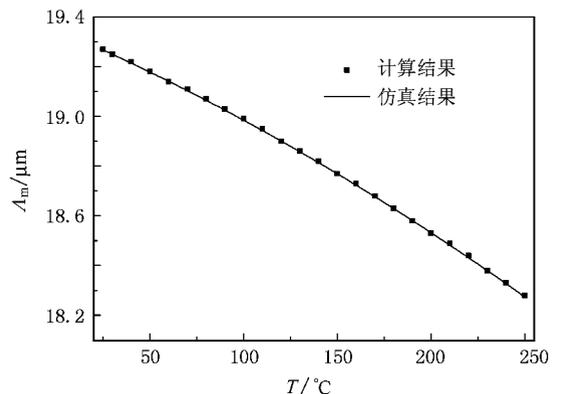


图 4 最大极化周期随温度的变化关系

当把晶体的极化周期设为最大极化周期时,可以得到不同温度下非共线角  $\alpha$  随信号光波长的变化,结果如图 5 所示.从图 5 可以看出,在不同最大极化周期下同种结构对应的调谐带宽十分接近,结构 I 对应的调谐带宽都在  $235 \text{ nm}$  左右,结构 II 对应的调谐带宽都在  $125 \text{ nm}$  左右.但对于不同的结构而

言 结构 I 对应的调谐带宽整体上都要远大于结构 II 对应的调谐带宽. 因此, 通过使用非共线结构 I 并将晶体的极化周期设定为  $\Lambda_m$ , 仅通过调节抽运光的角度  $\theta$  就可以在大约 240 nm 的范围内实现可调谐的光参量放大. 与温度调节及改变晶体极化周期的方法一样, 角度调节也是实现波长调谐的一种重要方法, 文献 [6, 12] 对通过晶体旋转或者调节抽运光的角度来实现波长调谐已做了一些实验研究. 本文使用角度调节所得到的结果要好于文献 [16] 中通过调节晶体的温度以及文献 [5, 7] 中通过调节晶体温度和使用不同极化周期所得到信号光的调谐范围. 而且与这些传统的波长调谐方法相比, 角度调谐的方法还具有快速、方便等优点 [12]. 由于仅需要调节一个参量  $\theta$ , 因而此方法更便于应用. 与同样采用角度调节的文献 [6] 相比, 本文的方法无需使用滤波设备就能得到输出的信号光.

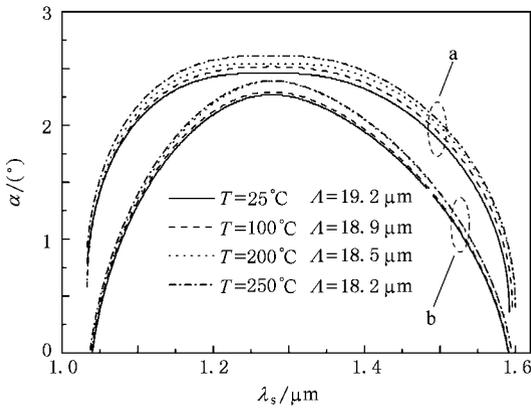


图 5 不同最大极化周期下非共线角  $\alpha$  随信号光波长的变化  
图中 a 为结构 I, b 为结构 II

根据以上所得结果, 我们提出了一个 800 nm 抽运光下、基于 PPLN 晶体的最优宽带可调谐 NOPA 方案. 下面给出该方案的过程.

(1) 选择非共线结构 I 作为实际光参量放大结构.

(2) 将晶体的极化周期设定为最大极化周期, 通过方程 (6) 来确定实验的工作温度.

(3) 将信号光的波长设定在研究所感兴趣的波长范围的中心附近, 如本文中的 1280 nm, 通过方程组 (3)–(5) 确定并固定非共线角  $\alpha$ .

(4) 通过方程组 (3)–(5) 计算出角度  $\theta$  并进行相应的调节, 以获得宽带调谐信号光输出.

进一步研究发现, 使用其他抽运光波长时同样存在着最大极化周期的现象 (200°C 时, 750 和 850

nm 抽运光波长下最大极化周期分别为 15.7 和 21.4  $\mu\text{m}$ ). 因此, 通过对上述方案进行扩展, 同样可以使其适用于不同抽运光波长和其他 QPM 晶体的情况. 需要特别指出的是, 在实际中由于晶体的制作过程存在误差, 而当晶体的极化周期大于最大极化周期后将无法实现宽带可调谐 NOPA, 所以应将晶体的极化周期设定为略低于最大极化周期.

## 4. 参量带宽

参量带宽是参量放大的固有带宽, 对于近年来建立在固体飞秒激光发展基础上的光参量振荡和光参量啁啾脉冲放大技术研究而言, 为了获得高能量、短脉宽的激光脉冲, 就必须要有尽可能宽的参量带宽. 下面将对以上提出的最大极化周期以及非共线结构对参量带宽的影响进行分析.

在参量放大过程中一般选取一个相位失配量作为计算参量带宽的依据, 当达到最大允许失配量时, 参量转换效率下降到 0.4. 这个最大允许失配量定义为

$$|\Delta k L| \leq \pi, \quad (7)$$

满足 (7) 式的参量光波范围即为参量带宽. (7) 式中的  $\Delta k$  是相位失配因子, 它的形式为

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i - k_m. \quad (8)$$

为了计算参量带宽, 我们将相位失配因子在信号光中心角频率  $\omega_0$  处进行泰勒级数展开并保留到二阶项

$$\Delta k = \Delta k_0 + \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} \Delta \omega_s + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2} (\Delta \omega_s)^2 + \dots \quad (9)$$

假设波矢是平面波, 抽运光是单色的, 则可得到相位失配因子对信号光角频率的一阶和二阶导数分别为

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} = [v_i^{-1} - v_s^{-1} \cos(\alpha + \beta)] \cos \beta, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2} = & \frac{1}{\cos \beta} \{ v_s^{-1} \sin(\alpha + \beta) \tan \beta \\ & + [v_i^{-1} - v_s^{-1} \cos(\alpha + \beta)] \tan^2 \beta \} \\ & \times \left( \frac{\lambda_s}{2\pi n_s v_s} + \frac{\lambda_i}{2\pi n_i v_i} \right) \\ & - \frac{1}{\cos \beta} [g_i + g_s \cos(\alpha + \beta)], \quad (11) \end{aligned}$$

其中  $g_s$  和  $g_i$  分别为信号光和闲频光的群速度色散. 由于信号光和闲频光满足群速度匹配条件, 在此条件下 (10) 式应为零, 并且在中心波长处三波还满

足相位匹配条件,即  $\Delta k_0$  也等于零,所以参量带宽将由二阶数项决定,则此时参量带宽的表达式为

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

为了分析最大极化周期和非共线结构对参量带宽的影响,我们利用(12)式对非共线结构 I 和结构 II 下不同极化周期时参量带宽随信号光波长的变化进行了计算,结果如图 6 所示.图 6 中  $L = 18.5 \mu\text{m}$  是在抽运光波长为 800 nm、工作温度为 200°C 和晶体长度为 1 cm 条件下的最大极化周期.从图 6 可以看出,当(9)式中的第一项、第二项都消失时参量带宽被极大地增强,且每一条曲线都出现一个拐点<sup>[17]</sup>.对于同种结构不同极化周期的某一信号光而言,极化周期的改变将会对不同波段参量带宽产生不同的影响.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.最大极化周期的使用并不会对参量带宽带来太大的影响.同一极化周期下,不同的非共线结构对参量带宽具有和极化周期类似的影响.这些现象说明,根据不同的信号光波段可以通过选择非共线结构或调节极化周期来获取更大的参量带宽,但在调节极化周期时要注意使其值不超过最大极化周期值.

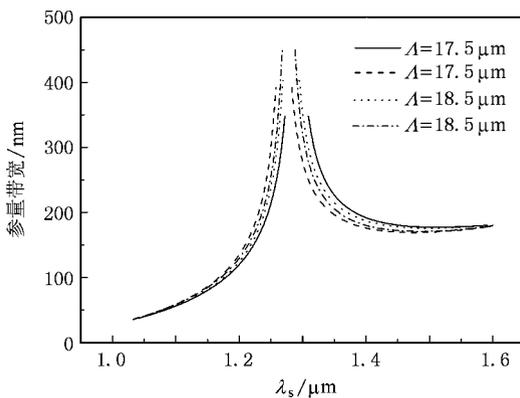


图 6 不同结构和极化周期下参量带宽随信号光波长的变化  
实线为结构 II,  $\Delta = 17.5 \mu\text{m}$ ; 虚线为结构 I,  $\Delta = 17.5 \mu\text{m}$ ; 点线为结构 II,  $\Delta = 18.5 \mu\text{m}$ ; 点划线为结构 I,  $\Delta = 18.5 \mu\text{m}$

## 5. 结 论

本文对基于 PPLN 晶体的宽带可调谐 NOPA 过程进行了理论和数值研究,在研究的过程中系统地考虑了晶体的极化周期和非共线入射结构所带来的影响.在不同的非共线结构中相位匹配条件和群速度匹配条件都可以同时满足,但是 PPLN 晶体的极化周期应不大于本文提出的最大极化周期.当采用非共线结构 I 时,将晶体的极化周期设置为最大极化周期可以使信号光在相对最大的波长范围内实现可调谐放大输出,因此非共线结构 I 和最大极化周期被推荐为最佳非共线结构和最佳极化周期.此外,还给出了用于计算不同温度下 PPLN 晶体的最大极化周期的数学表达式,这对设计用于宽带可调谐 NOPA 的 PPLN 晶体将起到十分重要的作用.在此基础上提出了一个可行性的方案用来实现 800 nm 抽运光的宽带可调谐 NOPA.在此方案中晶体的极化周期被设定为最大极化周期,工作温度可由所给出的公式确定,信号光与抽运光间的非共线角  $\alpha$  在调谐过程中可以始终固定,仅通过调节一个非共线角  $\theta$  即可在长达 240 nm 的范围内实现信号光的调谐放大输出.此方案极大地扩展了信号光的调谐带宽并简化了操作步骤,相信通过对此方案进行扩展,可使它同样适用于其他 QPM 晶体和不同抽运光波长的情况.最后,通过分析最大极化周期和非共线结构对光参量放大过程中参量带宽的影响,发现在相位匹配和群速度匹配同时满足的条件下,极化周期和非共线结构的改变对提高参量带宽具有一定的作用,但最大极化周期的使用却不会对参量带宽产生太大的影响,它只是给极化周期的调节提供了一个上限标准.本文所得的结果为扩展光参量放大过程的调谐带宽、简化实验操作方法、设计用于 NOPA 的 QPM 晶体以及提高参量带宽都具有重要的意义和理论指导作用.

[1] Danielius R, Piskarskas A, Stabinis A, Banfi G P, Trapani P D, Righini R 1993 *J. Opt. Soc. Amer.* B **10** 2222

[2] Dubietis A, Jonusauskas G, Piskarskas A 1992 *Opt. Commun.* **88** 437

[3] Ma J, Zhang R B, Liu B, Zhu C, Chai L, Zhang W L, Zhang Z G, Wang Q Y 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3675 (in Chinese) [马晶、章若冰、刘博、朱晨、柴路、张伟力、张志刚、王清月 2005 物理学报 **54** 3675]

- [ 4 ] Liu H G , Zhang R B , Zhu C , Chai L , Wang Q Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 2981 ( in Chinese ) [ 刘华刚、章若冰、朱 晨、柴 路、王清月 2008 物理学报 **57** 2981 ]
- [ 5 ] Bader U , Meyn J P , Bartschke J , Weber T , Borsutzky A , Wallenstein R , Batchko R G , Fejer M M , Byer R L 1999 *Opt. Lett.* **24** 1608
- [ 6 ] Fragemann A , Pasiskevicius V , Laurell F 2005 *Opt. Lett.* **30** 2296
- [ 7 ] Sudmeyer T , Aus der Au J , Paschotta R , Keller U , Smith P G R , Ross G W , Hanna D C 2001 *J. Phys. D* **34** 2433
- [ 8 ] Jiang Y L , Zhao B Z , Liang X Y , Leng Y X , Li R X , Xu Z Z , Hu X P , Zhu S N 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2709 ( in Chinese ) [ 姜永亮、赵保真、梁晓燕、冷雨欣、李儒新、徐至展、胡小鹏、祝世宁 2007 物理学报 **56** 2709 ]
- [ 9 ] Liu Y , Diels J C 2006 *IEEE J. Quantum Electron.* **42** 760
- [ 10 ] Danielius R , Piskarskas A , Trapani P D , Andreoni A , Solcia C , Foggi P 1996 *Opt. Lett.* **21** 973
- [ 11 ] Wilhelm T , Piel J , Riedle E 1997 *Opt. Lett.* **22** 1494
- [ 12 ] Steven T Y , Stephan P V 1999 *Opt. Lett.* **24** 133
- [ 13 ] Mark J M , Vince D , Peter E P 1999 *Opt. Lett.* **24** 1227
- [ 14 ] Zhang W Q 2005 *Appl. Opt.* **44** 2431
- [ 15 ] Gabor K , Karoly O , Marta C , Ian N R , Jozsef K 2004 *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **10** 1259
- [ 16 ] Bader U , Mattern T , Bauer T , Bartschke J , Rahm M , Borsutzky A , Wallenstein R 2003 *Opt. Commun.* **217** 375
- [ 17 ] Norman P B , Vincent J C 1976 *Appl. Opt.* **15** 696

## Broadband tunable pulses in quasi-phase-matched crystal based optical parametric amplification<sup>\*</sup>

Liu Tao Yu Song Zhang Hua Shi Pei-Ming Gu Wan-Yi<sup>†</sup>

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

( Received 9 September 2008 ; revised manuscript received 28 November 2008 )

### Abstract

The influence of grating period and noncollinear geometry on the broadly tunable bandwidth of optical parametric amplification are investigated theoretically and numerically for quasi-phase-matched crystal. The concept of maximum grating period is proposed to achieve the phase matching and group-velocity matching simultaneously in a wide range. By employing the maximum grating period , geometry I is recommended due to the much wider signal tunable range compared with geometry II . An expression is proposed to calculate the maximum grating period for congruent periodically poled LiNbO<sub>3</sub> with 800 nm pump wave. A feasible scheme is presented to determine the working temperature and noncollinear angle  $\alpha$  , maximize the tunable range and simplify the tuning by rotating angle  $\theta$  only. Finally , the parametric bandwidth is studied with consideration of the influences of the maximum grating period and noncollinear geometry .

**Keywords** : optical parametric amplification , grating period , noncollinear geometry , bandwidth

**PACC** : 4265K , 4280W

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation ( Grants Nos. 60602004 , 60877052 ) , the Cheung Kong Scholars and Innovative Research Team in University from Ministry of Education , China ( Grant No. IRT0609 ) , the Science Foundation for Postdoctor of China and the Graduate Student Innovation Foundation of Beijing University of Posts and Telecommunications , China.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail : wyg@bupt.edu.cn