

# 非共线相位匹配的参量增益分析

赵永华 何慧娟 王之江

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

**摘 要** 对非共线 II 类相位匹配的 KTP 飞秒光学参量振荡器进行了分析和理论研究, 用数值方法得出了参量增益的变化曲线和参量光的光强分布。与共线相位匹配相比, 非共线方案具有更高的参量增益, 更好的光束质量, 特别适合于飞秒光学参量振荡器。

**关键词** 非共线相位匹配, 飞秒光学参量振荡器, 数值计算。

## 1 引 言

近年来, 由于一些新晶体和新激光器的出现, 对光学参量振荡器(OPO)的研究又取得了很多成果。其中最具有实用价值的莫过于用自锁模掺钛宝石激光器同步泵浦的各类飞秒参量振荡器<sup>[1-4]</sup>。为了获得较大的参量增益, 这些器件大多采用了非共线相位匹配技术。所谓非共线, 是指波矢方向( $k$ )的非共线, 事实上, 非共线匹配时信号光和泵浦光在晶体内的传播方向(即能流方向 $S$ )是一致的, 从而消除了共线匹配时存在的空间离散效应, 增加了有效作用长度, 提高了参量增益。

对非共线相位匹配的研究始于 1969 年<sup>[5]</sup>, 其主要目的是为了获得性能更为稳定的单共振参量振荡器(SROPO)。此后, 由于大多数光学参量振荡器是用高峰值功率的调 $Q$ 激光器泵浦的, 无需采用复杂的非共线相位匹配技术。到了 90 年代, 由于激光技术的进步, 人们对非共线相位匹配又发生了兴趣, 并进行了相应的理论分析<sup>[6-7]</sup>。但主要是针对 I 类相位匹配的 BBO 晶体, 并且没有考虑泵浦光的耗尽。但是, 在飞秒参量振荡中, 泵浦光的耗尽常常达到 50% 甚至更多<sup>[4]</sup>。此外, KTP 作为近红外波段的优良晶体, 在钛宝石泵浦的飞秒光学参量振荡器中有着广泛的应用。因此, 本文以 KTP 为例, 着重研究非共线 II 类相位匹配条件下飞秒光学参量振荡器的某些特点。

在参量振荡器中, 参量光的增益除与晶体的有效非线性系数、泵浦强度有关外, 还决定于以下几个因素: 1) 晶体长度; 2) 空间离散效应和时间离散效应; 3) 晶体对泵浦光和参量光的吸收; 4) 泵浦光和信号光的聚焦; 5) 泵浦光的耗尽。在分析问题, 一般不可能也无必要把以上所有因素都考虑在内。在这里所研究的是非共线相位匹配, 所以暂不考虑超短脉冲引起的时间离散。另外, 由于晶体长度常常远小于光束的共焦参量, 因此也不考虑聚焦带来的变化, 而只将光束看作是具有高斯截面的平行光束。

## 2 非共线相位匹配的调谐特性

KTP 为双轴晶体, mm2 点群, 有较大的非线性系数 ( $d_{24} = 7.6 \text{ pm/V}$ ,  $d_{15} = 6.1 \text{ pm/V}$ ), 其透光范围也较宽(350 nm~ 4500 nm), 是近红外波段光学参量振荡器的首选材料, 不但经常用于 Nd·YAG 激光器及其倍频光所泵浦的纳秒和皮秒级光学参量振荡器中<sup>[8]</sup>, 现在也经常用于自锁模钛宝石激光器泵浦的飞秒光学参量振荡器中。在后一种情形, 由于泵浦光的峰值功率并不很高(100 kW 量级), 为了提高光强, 常常采用紧聚焦腔结构, 使泵浦光和信号光的光斑大小减小到 0.1 mm 甚至更小。但是, 由于离散效应的影响, 光斑的减小将导致有效作用长度的缩短, 从而降低参量转换效率。因此, 为了增加有效作用长度, 常常采用非共线相位匹配。下面, 就以 KTP 光学参量振荡器为例, 分析非共线 II 类相位匹配时的调谐特性和参量增益。

为得到较大的有效非线性系数, KTP 参量振荡器常采用 II 类相位匹配, 并使参量过程发生在  $x-z$  平面内。在非共线相位匹配时, 晶体内的光束方向如图 1 所示。图中  $k_p$ 、 $k_s$ 、 $k_i$  分别是泵浦光、信号光和空闲光的波矢, 其中泵浦光和空闲光的偏振方向与  $y$  轴方向一致, 因而它们的光束传播方向与波矢方向一致。信号光的偏振方向位于  $x-z$  平面内, 其光束传播方向与波矢方向存在离散角  $\rho$ , 其值为<sup>[9]</sup>:

$$\tan \rho = \frac{n_z^2 - n_x^2}{n_x^2 \sin^2 \theta + n_z^2 \cos^2 \theta} \sin 2\theta \tag{1}$$

式中  $\theta$  为  $z$  轴与  $k_s$  之间的夹角。

非共线时相位匹配条件可表示为:

$$k_p = k_s + k_i \tag{2}$$

这是关于矢量的方程。由上式可得出信号光和空闲光波长随调谐角  $\theta$  的变化曲线, 如图 2 所示。其中泵浦光波长为  $0.78 \mu\text{m}$ , 实线为信号光和空闲光波长, 虚线为离散角  $\rho$  随  $\theta$  的变化情况。

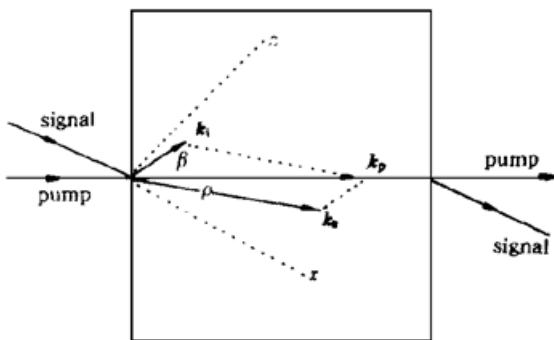


Fig. 1 Noncollinear type II phase-matched KTP optical parametric amplification

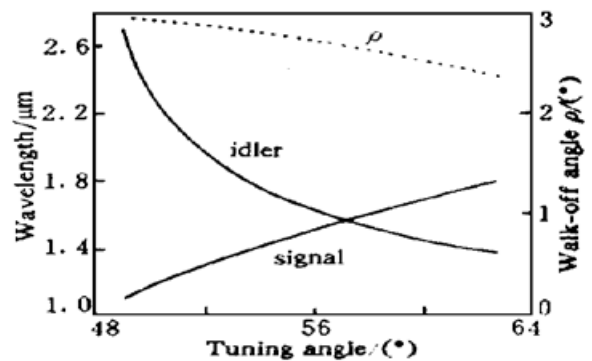


Fig. 2 Tuning curve (solid line) and walk-off angle (dashed line) for noncollinear Type II phase-matched KTP OPO in  $x-z$  plane

## 3 非共线相位匹配时的耦合波方程

首先, 可以写出考虑离散效应时共线相位匹配条件下的耦合波方程<sup>[10]</sup>:

$$\frac{\partial E_s(x_s, y, z)}{\partial z} = -\frac{\alpha_s}{2 \cos \rho_s} E_s(x_s, y, z) + \frac{K_s}{\cos^2 \rho_s} E_i(x_s, y, z) E_p(x_s, y, z)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_i(x, y, z)}{\partial z} &= -\frac{1}{2}\alpha E_i(x, y, z) + \kappa_i E_s(x, y, z) E_p(x, y, z) \\ \frac{\partial E_p(x, y, z)}{\partial z} &= -\frac{1}{2}\alpha_p E_p(x, y, z) - \kappa_p E_s(x, y, z) E_i(x, y, z)\end{aligned}\quad (3)$$

式中  $E_s$ 、 $E_i$  和  $E_p$  分别代表信号光、空闲光和泵浦光的电场强度,  $\alpha$  为晶体的吸收系数,  $\kappa = \omega d_{\text{eff}}/cn$ ,  $d_{\text{eff}}$  是有效非线性系数,  $\rho_s$  为信号光的离散角。与普通的耦合波方程相比, 上式增加了一个因子  $1/\cos^2 \rho_s$ , 但是, 离散效应的影响不仅仅在于对耦合波方程中的系数进行修正, 其最大的影响在于降低有效的相互作用长度。因为光束的半径是有限的, 因此, 经过一段距离后, 信号光和泵浦光将发生分离, 从而降低光参量增益。因此, 在计算有限半径光束的参量增益时, 应考虑光束的传播方向。在上式中,  $x_s$  为信号光束的内部坐标, 设  $x_s$  与  $x$  在晶体前表面( $z = 0$ ) 是一致的, 那么, 在晶体内部  $x$  与  $x_s$  的关系为:

$$x = x_s + z \tan \rho \quad (4)$$

上式即为信号光的传播路线。

由(3)、(4)两式可得到光参量过程的全部信息, 但对于具有高斯截面的平行光束来说, 尚无(3)式的解析解。因此, 只能采用数值求解方法, 来得到参量增益的近似值。

在非共线相位匹配时, 信号光和泵浦光的传播方向是一致的, 但和空闲光的传播方向不一致(图 1)。因此, 耦合波方程应为:

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_s(x, y, z)}{\partial z} &= -\frac{1}{2} E_s(x, y, z) + \frac{\kappa_s}{\cos \rho} E_i(x, y, z) E_p(x, y, z) \\ \frac{\partial E_i(x_i, y, z)}{\partial z} &= -\frac{\alpha_i}{2 \cos \beta} E_i(x_i, y, z) + \frac{\kappa_i}{\cos \beta} E_s(x_i, y, z) E_p(x_i, y, z) \\ \frac{\partial E_p(x, y, z)}{\partial z} &= -\frac{1}{2}\alpha_p E_p(x, y, z) - \kappa_p E_s(x, y, z) E_i(x, y, z)\end{aligned}\quad (5)$$

式中  $\rho$ 、 $\beta$  的意义如图 1 所示,  $x_i$  与  $x$  的关系为:

$$x = x_i + z \tan \beta \quad (6)$$

上式表示空闲光的传播路线。同样, 只能通过数值求解来得到非共线相位匹配时的参量增益。

## 4 数值计算结果

如前所述, 本文以 KTP 晶体为例确定非共线 II 类相位匹配光学参量振荡器的主要特性, 计算时取泵浦光波长为  $0.78 \mu\text{m}$ , 信号光波长为  $1.2 \mu\text{m}$ 。同时, 由于 KTP 在  $x-z$  平面内具有较大的有效非线性系数, 因此这里只考虑  $x-z$  平面内的参量增益。根据相位匹配条件得到的某些参数, 用计算机数值求解微分方程(3)和(5), 可得到在共线和非共线情况下参量增益随晶体长度的变化情况, 如图 3(a) 所示。图中虚线表示共线位相匹配时的参量增益, 实线表示非共线位相匹配时的参量增益。计算时取泵浦光峰值功率为  $1 \text{ kW}$ , 并假定泵浦光束和信号光束的腰斑半径相等, 分别取为  $w_p = w_s = 30 \mu\text{m}$ ,  $50 \mu\text{m}$ 。从图中可以看出, 对于不同的腰斑半径, 参量增益是不同的。腰斑半径越小, 光强越大, 非线性相互作用越强, 因而参量增益越高, 这一点对于共线相位匹配和非共线相位匹配都是一致的。对于相同的腰斑半径, 当晶体长度较小时, 共线相位匹配比非共线时的增益大, 但随着晶体长度的增加, 其增长速度变缓, 并趋于饱和。另一方面, 非共线相位匹配的参量增益随着晶体长度几乎呈指数增长,

因此当超过一定的长度后,非共线相位匹配的参量增益反而超过了共线匹配的增益。特别是当腰斑半径较小时,非共线相位匹配的优势就更加明显。在实际应用中,由于光强受到光损伤阈值的限制,常常采用增加晶体长度的方法来提高参量增益。从上面的分析中可以得出以下结论:当光束的腰斑半径较大时,可采用共线相位匹配;腰斑半径较小时,则宜采用非共线相位匹配,并尽量增大晶体长度,才能得到较高的参量增益。当然,晶体长度也受到其它因素的制约,特别是在飞秒光学参量振荡器中,还须考虑群速度色散对增益的影响。

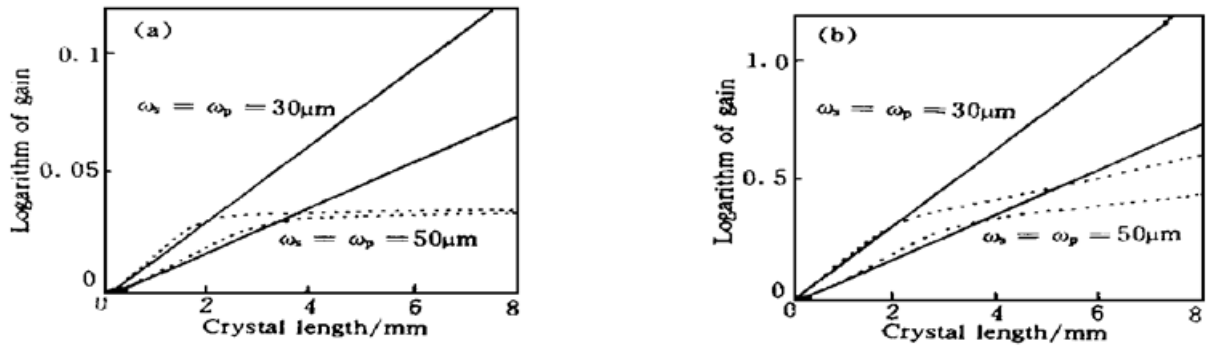


Fig. 3 Parametric gain versus crystal length in KTP OPO with noncollinear phase-matching (solid line) and collinear phase-matching (dashed line). The peak power of the pump is (a) 1 kW; (b) 10 kW

在图 3(b) 中,取泵浦光峰值功率为 10 kW。与图 3(a) 相比较可以看出,共线相位匹配的参量增益不再发生饱和现象。这是因为,随着泵浦光峰值功率的增大,非线性作用增强,因此空闲光的功率也变大,由于空闲光和泵浦光的传播方向是一致的,其差频光——信号光的功率也就随着晶体长度不断增大。但是,正如下面所述,此时的信号光光强分布将远远偏离高斯光束模式,因而也是不实用的。

双折射晶体的离散效应不仅降低了参量增益,同时也改变了信号光的光强分布。因为在光束内部不同的地方,其增益是不一致的,在中心点,由于光强较大,因而非线性相互作用较强,参量增益也较高;在光束的边缘,情形则正好相反。此外,离散效应的影响也可能使光束的两个边缘发生不对称。在这里,计算了晶体长度等于 10 mm、共线和非共线匹配两种情况下,信号光和空闲光的光强分布,如图 4(a)、图 4(b) 所示,计算时取腰斑大小为  $30 \mu\text{m}$ ,泵浦光峰值功率为 10 kW。从图中可以看出,在非共线相位匹配条件下,信号光的光强分布依然保持为高斯分布;相反,在共线相位匹配时,其光强分布不再对称,远远偏离了高斯光

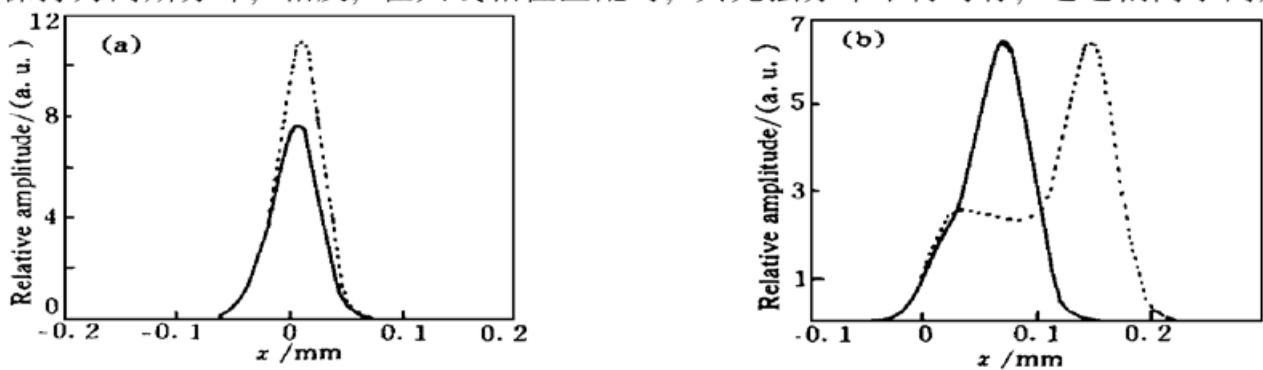


Fig. 4 Amplitude distribution at output surface of KTP crystal after optical parametric amplification. Crystal length is 3 mm (solidline) and 6 mm (dashed line). (a) Noncollinear phase-matching; (b) Collinear phase-matching

束模式。

**结 论** 本文以 KTP 晶体为例, 详细分析了非共线 II 类相位匹配的主要特征及其实用价值。在某些情况下, 与共线匹配相比较, 非共线匹配能得到更高的增益, 更好的光斑质量, 特别适用于飞秒光学参量振荡器。

### 参 考 文 献

- [1] Q. Fu, G. Mark, H. M. van Driel, High-power, 62-fs infrared optical parametric oscillator synchronously pumped by a 76-MHz Ti:sapphire laser. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(14): 1006~ 1008
- [2] W. S. Pelouch, P. E. Powers, C. L. Tang, Ti:sapphire-pumped, high-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(15): 1070~ 1072
- [3] P. E. Powers, R. J. Ellingson, W. S. Pelouch *et al.*, Recent advances of the Ti:sapphire-pumped high-repetition-rate femtosecond optical parametric oscillator. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1993, **10**(11): 2162~ 2167
- [4] J. M. Dudley, D. T. Reid, M. Ebrahimzadeh *et al.*, Characteristics of a noncritically phase-matched Ti:sapphire pumped femtosecond optical parametric oscillator. *Opt. Commun.*, 1994, **104**(4, 5, 6): 419~ 430
- [5] J. Falk, J. E. Marray, Single-cavity noncollinear optical parametric oscillation. *Appl. Phys. Lett.*, 1969, **14**(8): 245~ 247
- [6] L. A. Gloster, Z. X. Jiang, T. A. King, Characterization of Nd:YAG-pumped  $\beta$ -BaB<sub>2</sub>O<sub>4</sub> optical parametric oscillator in collinear and noncollinear phase-matched configurations. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1994, **QE-30**(12): 2691~ 2696
- [7] S. X. Dou, D. Josse, J. Zyges, Comparison of collinear and one-beam noncritical noncollinear phase matching in optical parametric amplification. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1992, **9**(8): 1312~ 1319
- [8] Huijuan He, Qingchun Zhao, Jinghua Guo *et al.*, Picosecond optical parametric generation in flux grown KTP. *Opt. Commun.*, 1992, **87**(1, 2): 33~ 35
- [9] 李家泽, 朱宝亮, 魏光辉, 晶体光学. 北京: 北京理工大学出版社, 1989. 127~ 129
- [10] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing *et al.*, Interaction between light waves in a nonlinear dielectric. *Phys. Rev.*, 1962, **127**(5): 1918~ 1931

## Analysis on Parametric Gain in Noncollinear Phase-Matching Configuration

Zhao Yonghua      He Huijuan      Wang Zhijiang

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 13 February 1997; revised 16 December 1997)

**Abstract** The KTP femtosecond optical parametric amplification in type II non-collinear phase-matching configuration has been investigated. Parametric gain and optical intensity distribution of signal has been obtained by numerical method. The results show that parametric gain is higher and the beam quality is better in noncollinear phase-matching configuration than in collinear phase-matching. It's more suitable in fs optical parametric oscillator (OPO).

**Key words** noncollinear phase-matching, fs OPO, numerical calculation.