

文章编号: 0258-7025(2003)04-0315-07

# 单轴晶非共线相位匹配研究

许贵宝, 王正平, 杜晨林, 傅 琨, 杨绪东, 胡惠明, 许心光, 邵宗书

(山东大学晶体材料国家重点实验室, 山东 济南 250100)

**摘要** 通过对单轴晶非共线相位匹配理论的分析, 推导出相位失配梯度、接受容限角和有效非线性系数的精确表达式。以 KDP 晶体为例进行了非共线倍频的理论计算和实验测试。对实验结果的分析验证了非共线相位匹配理论分析和数值计算的正确性。

**关键词** 非线性光学; 非共线相位匹配; 正切相位匹配; 相位失配梯度; 接受容限角; 有效非线性系数

**中图分类号** O 437 **文献标识码** A

## Investigation of Noncollinear Phase Matching in Uniaxial Crystal

XU Gui-bao, WANG Zheng-ping, DU Chen-lin, FU Kun,

YANG Xu-dong, HU Hui-ming, XU Xin-guang, SHAO Zong-shu

(State Key Lab of Crystal Materials, Shandong University, Jinan, Shandong 250100, China)

**Abstract** The accurate expressions of effective nonlinear coefficient, phase mismatching gradient and acceptance angle were achieved by means of theoretical analysis of Noncollinear phase matching in uniaxial crystals. For example the theoretic calculation and relevant experiments of noncollinear SHG in KDP crystal were made.

**Key words** nonlinear optics; noncollinear phase matching; tangential phase matching; phase mismatching gradient; acceptance angle; effective nonlinear coefficient

## 1 引 言

利用非线性光学晶体的非线性效应进行激光频率转换以拓展激光波长是近年来激光技术发展的一个重要方向, 其中, 非共线相位匹配结构因具有作用光束空间分离等特性, 近年来在超短脉冲测量、红外信号探测和光学参量过程等技术中获得快速进展<sup>[1~5]</sup>; 更在相关光子计量学方面表现出其独特优点<sup>[6,7]</sup>。

非共线相位匹配结构的求取比较复杂, 已报道的研究工作主要集中在相位匹配角方面<sup>[8~10]</sup>, 对于其他的非线性光学性质, 如有效非线性系数、接受容限角涉及较少。本文从单轴晶物理性质的对称性出发, 系统地分析了单轴晶非共线相位匹配结构的特点, 同时推导出有效非线性系数、接受容限角的精确

表达式, 给出了选择非线性光学晶体和非共线相位匹配角度更为有效的方法。并对 KDP 晶体非共线倍频实验结果进行了分析。

## 2 理论分析

非线性光学单轴晶体中, 三波相互作用实际上是频率为  $\omega_1$  的光波电场  $\mathbf{E}(\omega_1)$  与频率为  $\omega_2$  的光波电场  $\mathbf{E}(\omega_2)$  作用, 产生极化矢量  $\mathbf{P}(\omega_3)$  的过程。而只有在空间各点的极化波和由之产生的混频电磁波具有相同位相时, 并且各点极化偶极子的电磁辐射与由其他点传来的诱发相同频率的辐射波也有相同的相位, 才能最终产生相干加强的混频波输出。如图 1 所示, 只有三波束满足相位匹配条件

$$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2 \quad (1)$$

收稿日期: 2001-12-10; 收到修改稿日期: 2002-03-26

基金项目: 国家重点基础研究发展规划项目和教育部科学技术研究重点(项目号 99182)资助项目。

作者简介: 许贵宝(1979—), 男, 山东济宁人, 硕士, 2000年毕业于山东大学光电子信息工程系, 主要从事非线性光学研究。E-mail: guibao@icm.sdu.edu.cn

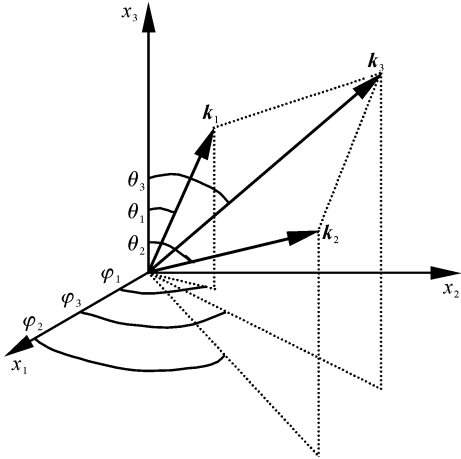


图 1 非共线相位匹配矢量图

Fig. 1 Vectors diagram of noncollinear phase matching

$$\mathbf{k}_3 = \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 \quad (2)$$

才能使非线性光学介质整体有效地辐射出混频谐波。

相位匹配条件(1)和(2)对频率上转换过程和频率下转换过程同样适用。在频率上转换过程中,例如倍频、和频, $\omega_1, \mathbf{k}_1, \omega_2, \mathbf{k}_2$ 分别表示两作用光波的角频率和波矢量, $\omega_3, \mathbf{k}_3$ 为产生谐波的角频率和波矢量;在频率下转换过程中,例如光学参量振荡、光学参量放大, $\omega_1, \mathbf{k}_1, \omega_2, \mathbf{k}_2$ 分别表示信号波和闲置波的角频率和波矢量, $\omega_3, \mathbf{k}_3$ 表示抽运光的角频率和波矢量。

### 2.1 相位匹配角的计算

图 1 中所选坐标系为单轴晶主轴坐标系, $x_3$ 轴为光轴,三光波波矢量 $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ 和 $\mathbf{k}_3$ 与 $x_3$ 轴的夹角分别为 $\theta_1, \theta_2$ 和 $\theta_3$ ;在 $x_1Ox_2$ 平面上的投影与 $x_1$ 轴的夹角分别为 $\varphi_1, \varphi_2$ 和 $\varphi_3$ 。为方便公式求解,定义折射率矢量

$$\mathbf{N} = \mathbf{k}c/\omega$$

式中, $\omega$ 表示角频率, $N$ 的绝对值大小为折射率值 $n$ ,这样(2)式可表示为

$$\omega_3 N_3(\theta_3, \omega_3) = \omega_1 N_1(\theta_1, \omega_1) + \omega_2 N_2(\theta_2, \omega_2) \quad (3)$$

由此,单轴晶非共线相位匹配上的问题便很直观地转换到折射率曲面上去了。

#### 2.1.1 主截面内

当 $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_3$ 时,就可以看成 $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3$ 共主截面。一般地,以 $x_2Ox_3$ 主截面进行讨论。如图 2 所示, $N_1, N_2$ 分别为波矢 $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ 的折射率矢量,设 $\omega_1 N_1/c, \omega_2 N_2/c$ 的矢量和大小为 $|\mathbf{M}|$ ,方向为 $\theta_M$ ,则

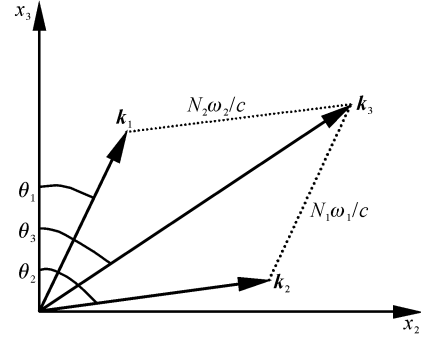


图 2 主截面内非共线相位匹配矢量图

Fig. 2 Vectors diagram of noncollinear phase matching in principle section

$$|\mathbf{M}| = \frac{1}{c} [\omega_1^2 n_1^2(\theta_1, \omega_1) + \omega_2^2 n_2^2(\theta_2, \omega_2) + 2\omega_1 \omega_2 n_1(\theta_1, \omega_1) n_2(\theta_2, \omega_2) \cos(\theta_2 - \theta_1)]^{1/2}$$

$$\theta_M = \theta_1 + \arccos \left[ \frac{\omega_1^2 n_1^2(\theta_1, \omega_1) + c^2 |\mathbf{M}|^2 - \omega_2^2 n_2^2(\theta_2, \omega_2)}{2\omega_1 n_1(\theta_1, \omega_1) |\mathbf{M}|} \right] \quad (4)$$

根据(3)式,三光波若要满足相位匹配条件,则需

$$|\mathbf{M}| = \omega_3 n_3(\theta_3, \omega_3) / c$$

$$\theta_M = \theta_3 \quad (5)$$

由此便可以获得三光波在主截面内满足非共线相位匹配时的数学表达式

$$\omega_3^2 n_{\text{polarize}}^2(\theta_3, \omega_3) = \omega_1^2 n_{\text{polarize}}^2(\theta_1, \omega_1) + \omega_2^2 n_{\text{polarize}}^2(\theta_2, \omega_2) + 2\omega_1 \omega_2 n_{\text{polarize}}(\theta_1, \omega_1) \times n_{\text{polarize}}(\theta_2, \omega_2) \cos(\theta_2 - \theta_1) \quad (6)$$

式中,下标 polarize 表示光波在晶体内的偏振方向,由单轴晶种类(正、负)和相位匹配类型来决定。

若光束为寻常光,其折射率 $n_{\text{polarize}}(\theta_i, \omega_i)$ 为主轴折射率 $n_o(\omega_i)$ ;若为异常光,其折射率 $n_{\text{polarize}}(\theta_i, \omega_i)$ 要通过下式计算

$$n_{\text{polarize}}(\theta_i, \omega_i) = n_e(\alpha_i, \omega_i) = \frac{n_o(\omega_i) n_e(\omega_i)}{[n_o^2(\omega_i) \sin^2 \theta_i + n_e^2(\omega_i) \cos^2 \theta_i]^{1/2}} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (7)$$

式中, $n_o(\omega_i), n_e(\omega_i)$ 分别为频率为 $\omega_i$ 的异常光折射率曲面的长短半轴, $\theta_i$ 为波矢量 $\mathbf{k}_i$ 与 $x_3$ 轴的夹角。

#### 2.1.2 任意截面内

当 $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ 不相等时, $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3$ 就不能看作共主截面了,但由于单轴晶折射率曲面的旋转对称性,且 $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3$ 的关系,决定了三波波矢必定共某一个任意截面<sup>[11]</sup>。如图 3 所示(新旧坐标系均仍为右

手坐标系,为作图方便选取  $x_2$  轴方向向左),任意截面与光轴夹角为  $\Omega(0^\circ < \Omega \leq 90^\circ)$ ,则新坐标系  $x_1'x_2'x_3'$  内,在  $x_1'ox_3'$  截面上, $\theta_1', \theta_2', \theta_3'$  分别为三波波矢量与  $x_3'$  轴的夹角,其矢量图解与图 2 类同。则在新坐标系内便可通过与三光波共主截面时相同的分析获得三光波共任意截面的相位匹配数学表达式,其形式与三光波共主截面时相同。

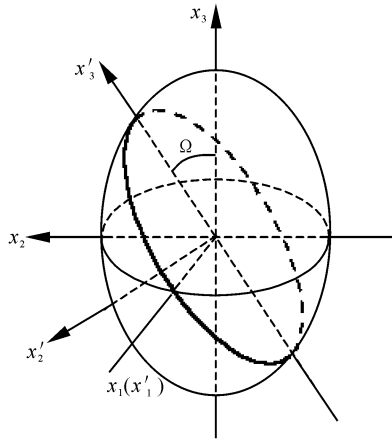


图 3 任意截面在异常光折射率曲面中的位置示意图

Fig. 3 Diagram of the arbitrary section in refractive index camber of extraordinary

需要注意的是,在任意截面内,寻常光折射率仍然为主轴折射率  $n_o(\omega_i)$ ;异常光折射率仍然用(7)式的形式来计算,只不过此时要将(7)式中的  $n_o(\omega_i)$  换成  $n(\Omega, \omega_i)$  来计算,有

$$n(\Omega, \omega_i) = \frac{n_o(\omega_i)n_e(\omega_i)}{[n_o^2(\omega_i)\sin^2\Omega + n_e^2(\omega_i)\cos^2\Omega]^{1/2}} \quad (i = 1, 2, 3) \quad (8)$$

这样,在新坐标系  $x_1'x_2'x_3'$  内计算出  $\theta_i'$  后,通过坐标变换关系便可求出波矢  $k_i$  在原主轴坐标系中的方位  $\theta_i, \varphi_i$ 。

## 2.2 有效非线性系数的计算

有效非线性系数的定义为:在基波和谐波相位匹配方向上晶体非线性系数空间投影的等效值。在二次非线性效应下<sup>[12]</sup>,有效非线性系数可以通过下式计算

$$d_{\text{eff}} = e_{3i}\chi_{ijk}^{(2)}e_{1j}e_{2k} \quad i, j, k = 1, 2, 3 \quad (9)$$

式中  $e_1, e_2, e_3$  分别为基波和谐波的电振动单位矢量, $\chi_{ijk}^{(2)}$  为晶体的二阶非线性系数。

由于非线性光学晶体中电位移矢量  $D$  和电振动矢量  $E$  之间存在着离散,为精确计算有效非线性系数,须在利用波矢  $k$  求出电位移矢量  $D$  的单位矢量后,再利用在主轴坐标系中

$$E_i = \beta_i D_i \quad \beta_i = 1/n_i^2 \quad (i = 1, 2, 3) \quad (10)$$

式中  $n_i$  为晶体主轴折射率,对单轴晶  $n_1 = n_2 = n_o, n_3 = n_e$ 。求出  $E$  在各主轴上的分量,再归一化后求出  $E$  的单位矢量  $e$ ,代入(9)式进行计算。

为简化公式,采用简化下标,并引入计算矩阵

$$e_{3i} = \begin{pmatrix} e_{31} \\ e_{32} \\ e_{33} \end{pmatrix} \quad (11)$$

$$F_u = \begin{pmatrix} e_{11}e_{21} \\ e_{12}e_{22} \\ e_{13}e_{23} \\ e_{12}e_{23} + e_{13}e_{22} \\ e_{11}e_{23} + e_{13}e_{21} \\ e_{11}e_{22} + e_{12}e_{21} \end{pmatrix} \quad (12)$$

则(9)式可改写为矩阵形式

$$d_{\text{eff}} = (e_{3i})^T [\chi_{iu}^{(2)}] (F_u) \quad (13)$$

再根据各相位匹配方式下的光波偏振方向,求出  $e_{3i}, F_u$  矩阵的具体表达形式,便可得出有效非线性系数的精确表达式。

## 2.3 接受容限角、相位失配梯度的计算

三波相互作用满足相位匹配时,要实现较高的转换效率,就必须考虑光束发散度的影响,即光束接受容限角的大小。

由图 2 可以得出,当三光波波矢满足相位匹配条件时,有

$$\tan\theta_3 = \frac{\omega_1 n_1 \sin\theta_1 + \omega_2 n_2 \sin\theta_2}{\omega_1 n_1 \cos\theta_1 + \omega_2 n_2 \cos\theta_2} \quad (14)$$

定义相位失配因子: $\Delta k = k_3 - (k_1 + k_2)$ ,并将其在相位匹配角  $\theta_{pm}$  下展开

$$\Delta k = (\Delta k)|_{\theta=\theta_{pm}} + \left. \frac{\partial(\Delta k)}{\partial\theta} \right|_{\theta=\theta_{pm}} \cdot \Delta\theta + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2(\Delta k)}{\partial\theta^2} \right|_{\theta=\theta_{pm}} \cdot (\Delta\theta)^2 + \dots \quad (15)$$

取右式前两项,定义  $\left. \frac{\partial(\Delta k)}{\partial\theta} \right|_{\theta=\theta_{pm}}$  为相位失配梯度。

当三光波满足相位匹配条件(1)和(2)时,(15)式右边第一项  $(\Delta k)|_{\theta=\theta_{pm}} = 0$ ,且相位失配  $|\Delta k| \leq \pi/l$  时( $l$  为晶体在谐波传播方向的长度),相位失配在允许范围内,故接受容限角(晶体内部角度)定义为

$$\Delta\theta_{\text{ac}} = \frac{\pi}{l} \left[ \left. \frac{\partial(\Delta k)}{\partial\theta} \right|_{\theta=\theta_{pm}} \right]^{-1} \quad (16)$$

而对于正切相位匹配点,此时相位失配梯度  $\left. \frac{\partial(\Delta k)}{\partial\theta} \right|_{\theta=\theta_{pm}} = 0$ ,要考虑(15)式中右式第三项对相

位失配产生的影响。即正切相位匹配下,接受容限角为

$$\Delta\theta_{ac} = \sqrt{\frac{2\pi}{l} \left[ \frac{\partial^2(\Delta k)}{\partial \theta^2} \right]_{\theta=\theta_{pm}}^{-1}} \quad (17)$$

考虑到非共线相位匹配下,对第一基频光、第二基频光和谐波(即晶体位置取向)均存在接受容限角大小问题,故需要分别计算三束光波的相位失配梯度和接受容限角,即在三束光波中固定任意两束在理想相位匹配位置,对第三束光波的相位失配梯度和接受容限角进行计算。

对于任意截面内的接受容限角,可在新坐标系内按上述过程求解,只需把异常光折射率曲面的长短半轴换成新坐标系内折射率曲面的长短半轴即可。为便于接受容限角相对大小的比较,可将在新坐标系内求取的接受容限角通过坐标变换关系换算到原主轴坐标系内。

### 3 计算与分析

以倍频晶体 KDP 为例,计算了 KDP 实现 I 类( $o+o \rightarrow e$ ), II(1)( $e+o \rightarrow e$ ) 类非共线倍频的相位

匹配角、相位失配梯度、有效非线性系数的数据。KDP 晶体的主轴折射率取值如下<sup>[13]</sup>

$$n_o = 1.49378 \quad n_e = 1.45987 \quad \lambda = 1.064 \mu\text{m}$$

$$n_o = 1.51242 \quad n_e = 1.47047 \quad \lambda = 0.532 \mu\text{m}$$

#### 3.1 主截面内

图 4 和图 5 分别给出了 KDP 晶体主截面内 I 类和 II(1)类相位匹配的相位匹配角、相位失配梯度和有效非线性系数的曲线。两图的(b)部分是(a)部分的特殊位置放大图。图 4 和图 5 中各图均以  $\theta_1$  为横坐标,其中,在最下面的两图内,较粗的实线和虚线表示第二束基频光与第一束基频光的关系曲线,较细的实线和虚线表示倍频光与第一束基频光的关系曲线;实线和虚线则表示每一个  $\theta_1$  对应两组  $\theta_2, \theta_3$  值。在其余的 4 图内,每组实线和虚线都与第二束基频光与第一束基频光的关系曲线相对应。

由图 4 和图 5 可以看出,一个  $\theta_1$  值一般对应两组  $\theta_2, \theta_3$  值实现相位匹配。并且明显可看出相位匹配角曲线关于中心点( $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 90^\circ$ ) 对称,这是与单轴晶的对称性相符合的,因此只取特殊点 A, B, C, D 进行讨论。

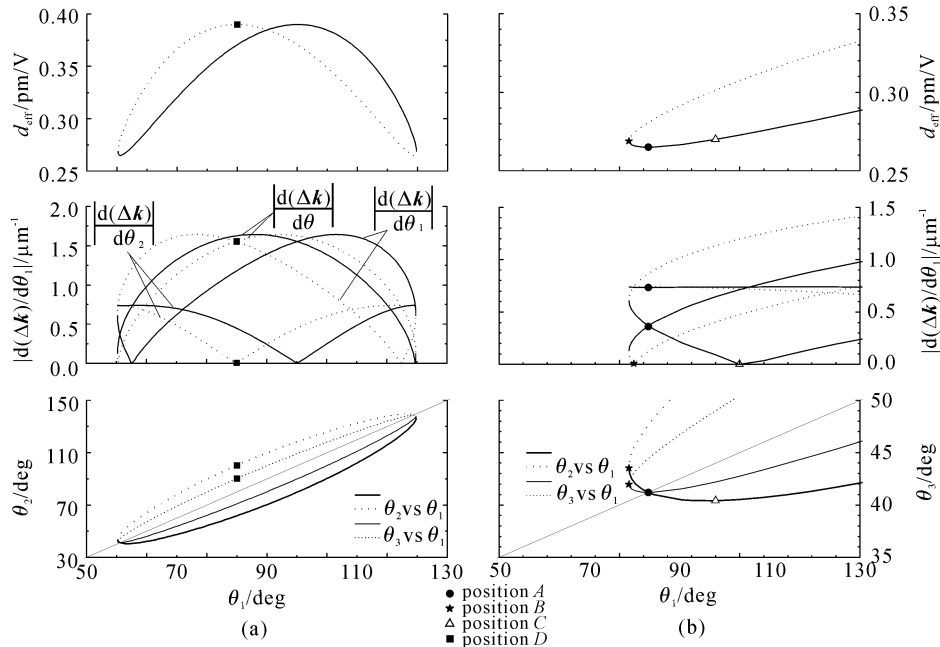


图 4 主截面非共线 I 类相位匹配的数据曲线

Fig. 4 Data curve of Noncollinear type I phase matching in principle section

A 点:此位置  $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3$ , 为共线相位匹配点。对于负单轴晶,从满足相位匹配的光束偏振方向来考虑, I 类相位匹配时,倍频光为异常光; II(1)类

相位匹配时,第一束基频光和倍频光为异常光,这就必然在晶体中存在光孔效应<sup>[11]</sup>,从而导致晶体的有效长度的缩短,降低了转换效率。

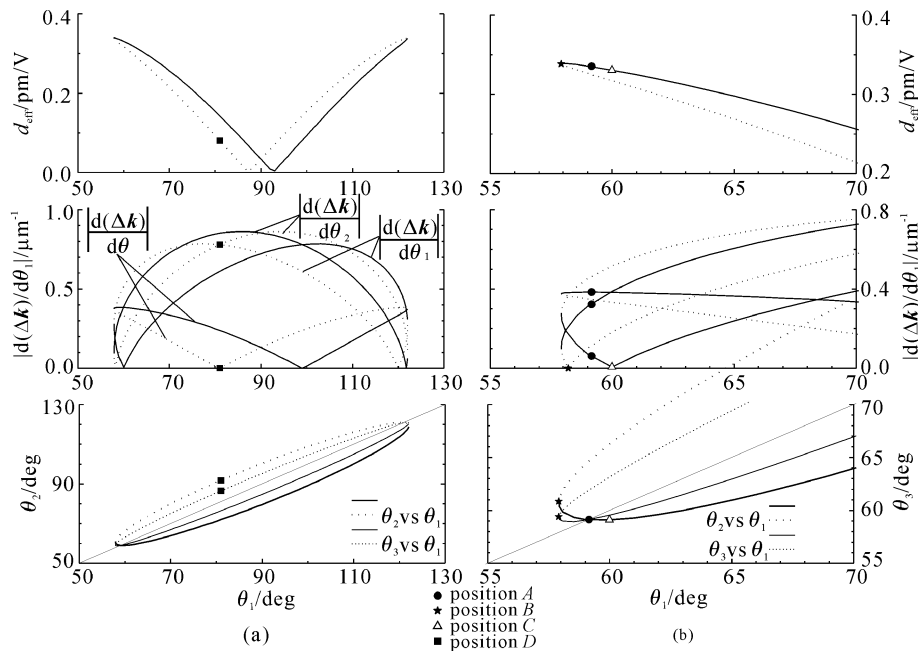


图5 主截面非共线 II (1)类相位匹配的数据曲线

Fig. 5 Data curve of Noncollinear type II (1) phase matching in principle section

对于相位失配梯度, I 类和 II (1) 类的  $|d\Delta k/d\theta|$  都接近最大。对共线相位匹配来讲, 晶体位置取向的相位失配梯度就是基频光的相位失配梯度, 表明此位置基频光的接受容限角都很小, 故不允许两基频光有较大的发散度。

对于有效非线性系数, I 类相位匹配时, 转换效率最低; II (1) 类相位匹配时, 转换效率接近最大, 但略低于正切相位匹配点 B。

B 点: 此位置  $\theta_1$  只对应一组  $\theta_2, \theta_3$ , 即  $k_1$  只对应唯一的  $k_2$  实现相位匹配, 这就是正切相位匹配。这种结构称作第二束基频光正切相位匹配, 此种相位匹配结构下, 使得  $k_1$  在晶体中的有效作用长度缩短, 但通过对 I 类和 II (1) 类相位匹配中异常光离散角的计算, 可以得出在晶体中光束  $k_2$  和  $k_3$  的 S 取向即光波能流方向将一致的结论。这样便消除了第二束基频光和倍频光的光孔效应, 增加了晶体有效长度, 有利于基频光到倍频光之间的能量转换。这种相位匹配结构在弱信号的频率转换和非共线光学参量过程中特别有利。

对于相位失配梯度, 此位置为第二束基频光的正切相位匹配点,  $|d\Delta k/d\theta_2| = 0$ , 表示第二束基频光 ( $k_2$ ) 非临界, 可以允许有较大的发散度, 而  $|d\Delta k/d\theta_1|$  与  $|d\Delta k/d\theta|$  相差不大, 接受容限角都比较小, 所以这种相位匹配结构有利于在  $k_2$  位置放入

经聚焦后发散度偏大但功率密度较高的光束, 以提高转换效率。

对于有效非线性系数, I 类相位匹配时, 正切相位匹配点与共线相位匹配点差不多, 都比较小; II (1) 类相位匹配时也相差不大, 但明显正切相位匹配点要略高于共线相位匹配点。

C 点: 从图中可看出, 此位置为第一束基频光 ( $k_1$ ) 正切相位匹配点。与 B 点类似, 这种结构的相位匹配有利于第一束基频光 ( $k_1$ ) 有效作用长度、接受容限角的提高。

D 点: 此位置  $\theta_2 = 180^\circ - \theta_1$ , 即两束基频光  $k_1, k_2$  关于  $x_2$  轴对称分布, 并且两束基频光夹角  $\Delta\theta$  取得最大值, 能实现与倍频光束的最大空间分离化。且 I 类相位匹配时,  $\theta_3 = 90^\circ$ , 倍频光束的离散角为 0, 最有利于应用在超短脉冲测量中。

对于相位失配梯度, 此位置虽然  $|d\Delta k/d\theta_1|$  和  $|d\Delta k/d\theta_2|$  接近最大, 但  $|d\Delta k/d\theta| = 0$ , 表明这种结构的相位匹配对晶体位置取向非临界, 即允许晶体在较大的转动范围内保持一定的转换效率。

对于有效非线性系数, I 类相位匹配时取得最大值; 而在 II (1) 类相位匹配时, 有效非线性系数比较小, 接近于 0, 故其在实际应用中不宜采用。

### 3.2 任意截面内

由理论分析可知, 当  $\Omega$  在  $0^\circ \sim 90^\circ$  之间取值时,

在任意截面内亦可能会实现非共线相位匹配。对给定  $\Omega$  的某一任意截面, 相位失配梯度和有效非线性系数的分析均类似于主截面内的情况, 所以只对任意截面内非共线相位匹配角进行分析。

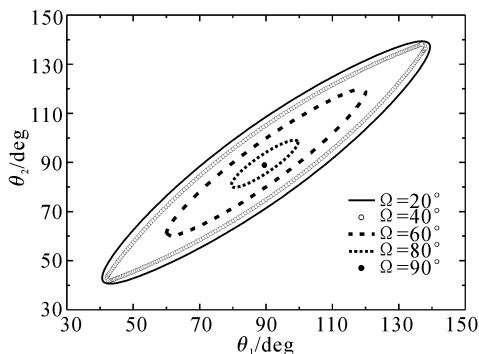


图 6 任意截面内非共线 I 类相位匹配角

Fig. 6 Noncollinear type I phase matching angles in arbitrary section

图 6 给出了 I 类非共线相位匹配  $\Omega = 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ, 90^\circ$  时的第二束基频光与第一束基频光的关系曲线。由图可见, 随着  $\Omega$  值的增大, 相位匹配点将逐渐集中到单轴晶的圆截面上, 即  $\theta_1 = \theta_2 = \theta_3 = 90^\circ$ 。通过数值计算分析获得下面的结论:

随着  $\Omega$  的增大, 综合考虑主轴坐标系中波矢  $k_i$  的方位  $\theta_i, \varphi_i$ , 相位匹配点将逐渐增多, 且两基频光间夹角的最大值始终保持在  $20^\circ$  左右; 当  $\Omega = 90^\circ$  时, 两基频光间夹角始终保持在  $20^\circ$  左右, 且此时三光波波矢均与光轴垂直, 处于非临界状态, 可以获得最大的接受容限角。

由此可见, 在任意截面内两基频光夹角较大的相位匹配点较多, 这样便可综合考虑主截面和任意截面内的非共线相位匹配结构, 选取两基频光夹角较大, 同时有效非线性系数又相对较高的相位匹配点, 这对于非共线倍频技术在超短脉冲测量等应用中有重要意义。

## 4 实 验

实验中采用三块 KDP 样品:  $\theta = 43.30^\circ, \varphi = 45^\circ$  切割,  $2.4 \text{ mm} \times 11 \text{ mm} \times 20.4 \text{ mm}$ ;  $\theta = 57.84^\circ, \varphi = 0^\circ$  切割,  $2 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ ;  $\theta = 90^\circ, \varphi = 0^\circ$  切割,  $2 \text{ mm} \times 10 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$ 。光源采用法国 Quantel 公司的闪光灯抽运电光调 Q Nd:YAG 激光器, 激光波长  $1.064 \mu\text{m}$ , 脉宽  $10 \text{ ns}$ , 工作频率  $10 \text{ Hz}$ 。分别对 I 类, II (1) 类正切相位匹配附近的非

共线相位匹配角、接受容限角进行了测量。实验结果如下:

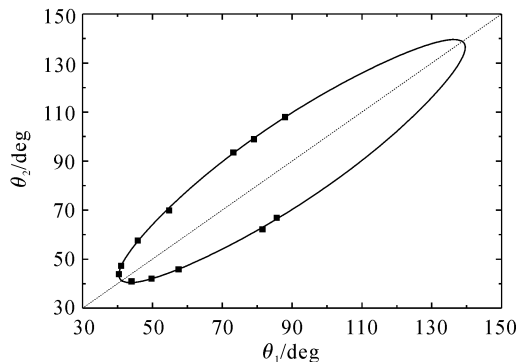


图 7 主截面内非共线 I 类相位匹配角的实验结果

Fig. 7 Experimental value of noncollinear type I phase matching angles in principle section

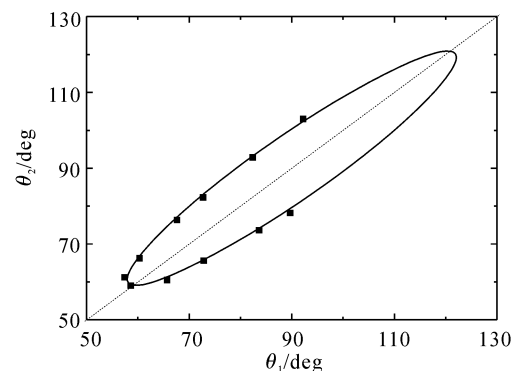


图 8 主截面内非共线 II (1) 类相位匹配角的实验结果

Fig. 8 Experimental value for noncollinear type II (1) phase matching angles in principle section

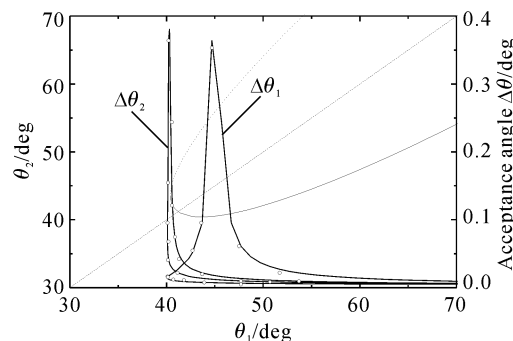


图 9 主截面内非共线 I 类相位匹配基频光接受容限角的实验结果

Fig. 9 Experimental value for acceptance angle of base beam under noncollinear type I phase matching in principle section

图 7 和图 8 分别给出了 I 类, II (1) 类非共线相位匹配下相位匹配角的实验数据曲线(实验中所测

得的晶体外部角度已换算成晶体内部角度), 由图可见, 实验数据和理论计算数据基本吻合, 它们间的微小偏差, 认为是 KDP 晶体的折射率误差、晶体切割方向误差和实验测量误差等引起的。

图 9 给出了 I 类相位匹配下两基频光接受容限角的测量数据图示(实验中所测得的晶体外部角度已换算成晶体内部角度)。由图可见, 实验数据和理论计算数据基本吻合。在正切相位匹配结构时, 处于非临界的那束基频光接受容限角很大, 约是共线相位匹配点的 18 倍, 而此时另一束基频光的接受容限角与共线相位匹配时的接受容限角相当。实验数据和计算数据的微小偏差认为是 KDP 晶体折射率误差和实验测量误差引起的。

## 5 结 论

通过对单轴晶非共线相位匹配理论较为系统的分析, 以及在 KDP 晶体中的数值计算和实验, 证实了非共线相位匹配结构, 尤其是非共线正切相位匹配结构在消除光孔效应、增加晶体有效作用长度、提高转换效率方面有着共线相位匹配结构不能比拟的优点; 同时, 非共线相位匹配结构中的作用光波空间分离, 使其在超短脉冲测量和激光核聚变实验中都有着广阔的应用前景。

### 参 考 文 献

- 1 T. R. Zhang, Heung Ro Choo, M. C. Downer. Phase and group velocity matching for second harmonic generation of femtosecond pulses [J]. *Appl. Opt.*, 1990, **29**(27):3927~3933
- 2 G. C. Bhar, U. Chatterjee, S. Das. Noncollinear third harmonic generation and tunable second harmonic generation in barium borate [J]. *J. Appl. Phys.*, 1989, **66**(10):5111~5113
- 3 G. C. Bhar, U. Chatterjee, S. Das. Generation of tunable ultraviolet/visible radiation by sum-frequency mixing in barium borate [J]. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1990, **29**(7):1127~1129
- 4 G. C. Bhar, S. Das, U. Chatterjee. Synchronous and noncollinear infrared upconversion in AgGaS<sub>2</sub> [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1989, **54**(16):1489~1491
- 5 S. X. Dou, D. Josse, J. Zyss. Comparison of collinear and one-beam noncritical noncollinear phase matching in optical parametric amplification [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1992, **9**(8):1312~1319
- 6 A. Migdall. Correlated-photon metrology without absolute standards [J]. *Phys. Today*, 1999, **52**(1):41~46
- 7 A. Migdall, R. Datla, A. V. Sergienko *et al.*. Measuring absolute infrared spectral radiance with correlated visible photons: technique verification and measurement uncertainty [J]. *Appl. Opt.*, 1998, **37**(16):3455~3463
- 8 N. Boeuf, D. Branning, I. Chaperot *et al.*. Calculating characteristics of noncollinear phase matching in uniaxial and biaxial crystals [J]. *Opt. Eng.*, 2000, **39**(4):1016~1024
- 9 G. J. Zhang, S. Horinouchi, T. Kinoshita *et al.*. Theoretical analysis of the spatial phase-matching loci for second-harmonic generation and multiwave-mixing interactions [J]. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(24):5301~5311
- 10 H. J. Liu, G. F. Chen, W. Zhao *et al.*. Phase matching analysis of noncollinear optical parametric process in nonlinear anisotropic crystals [J]. *Opt. Comm.*, 2001, **197**(6):507~514
- 11 Minhua Jiang. Crystal Physics [M]. Shangdong: Science and Technology Publishing, 1980. 474~480 (in Chinese)
- 12 Chen Gang, Liao Liji. Foundation of Crystal Physics [M]. Beijing: Science Publishing, 1992. 396~416 (in Chinese)
- 13 V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, D. N. Nikogosyan. Handbook of Nonlinear Optical Crystals [M]. Second Edition, Beilin: Springer Publishing, 1990. 78~85