

补偿走离角时产生的相位失配及其补偿方法

刘恂¹, 沈学举^{1*}, 刁冬梅², 黄富瑜¹

¹陆军工程大学电子与光学工程系, 河北 石家庄 050003;

²中国电子科技集团公司第十四研究所, 江苏 南京 210039

摘要 在非线形频率变换中,常用级联晶体补偿走离角。然而在 KTiOPO₄ 晶体级联倍频实验中发现,当其中一块晶体沿通光轴旋转 180°时,倍频转换效率急剧降低。理论分析表明,当一块晶体旋转 180°后,其有效非线性系数正负号发生改变,等效于在级联晶体之间产生了大小为 π 的相位失配量,使倍频转换效率降低。提出了利用空气色散补偿该相位失配量的方法,相较于使用波片的相位失配量补偿方法,具有结构简单、温度稳定性好、无插入损耗和成本低等特点。实验结果表明,利用空气色散可以补偿相位失配量,消除单块晶体旋转对晶体级联倍频效率的影响,验证了理论分析的正确性以及空气色散补偿方法的可行性。

关键词 激光光学; 倍频; 走离角补偿; 相位失配; 空气色散

中图分类号 O437

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201946.0108001

Phase Mismatch Generated in Walk-Off Compensation and Its Compensation Method

Liu Xun¹, Shen Xueju^{1*}, Diao Dongmei², Huang fuyun¹

¹Department of Electronics and Optics Engineering, Army Engineering University, Shijiazhuang, Hebei 050003, China;

²The 14th Research Institute of China Electronics Technology Group Corporation, Nanjing, Jiangsu 210039, China

Abstract Crystal cascading is widely used for the compensation of walk-off angles in the nonlinear optical frequency conversion process. However, it is discovered that the conversion efficiency dramatically decreases when one of the cascaded crystals is rotated by 180° along the optical axis in the second harmonic generation experiment based on KTiOPO₄ crystal cascading. The theoretical analysis indicates that the crystal rotation of 180° changes the sign of the effective nonlinear coefficient, which is equivalent to the generation of a phase mismatch of π and thus the second harmonic generation conversion efficiency decreases. A method based on air dispersion is proposed for the compensation of phase mismatch, which is characterized by simple configuration, solid temperature stability, low insert loss and low cost if compared with those for the compensation method based on wave plates. The experimental results show that the phase mismatch is compensated by air dispersion and the influence of crystal rotation on second harmonic generation conversion efficiency is eliminated. The validity of the theoretical analysis and the feasibility of the compensation method based on air dispersion are demonstrated.

Key words laser optics; second harmonic generation; walk-off compensation; phase matching; air dispersion

OCIS codes 140.3515; 190.2620; 190.4223

1 引 言

非线性光学频率变换技术能有效扩展激光波长,已广泛应用于工业生产、生物医疗以及军事等领域^[1-6]。晶体级联倍频常被用来扩展倍频温度宽度和带宽^[7-13],提高倍频转换效率^[14],以及补偿走离

角^[15-17]等。然而,在级联 KTiOPO₄ (KTP) 晶体倍频 1064 nm 激光实验中发现,将一块 KTP 晶体沿通光轴方向旋转 180°,使两晶体 z 轴方向相反,则倍频光能量急剧降低。采用晶体级联补偿走离角时,通常需要将一块晶体沿通光轴方向旋转 180°,因此晶体的旋转将严重影响倍频转换效率。本文理

收稿日期: 2018-08-13; 修回日期: 2018-09-02; 录用日期: 2018-09-20

基金项目: 军内科研、国家自然科学基金(61801507)

* E-mail: shxjoptics@aliyun.com

论分析了产生这一现象的原因,即当级联晶体中的一块晶体沿通光轴旋转 180° 后,其有效非线性系数的正负号将改变,等效于在两晶体间产生了大小为 π 的相位失配量,降低了倍频转换效率。通过改变级联 KTP 晶体间距,可使晶体间空气色散产生的相位失配量为 π 的奇数倍,从而补偿因晶体旋转产生的等效相位失配量,相较于使用波片补偿等效相位失配量的方法,该方法的结构简单、温度稳定性

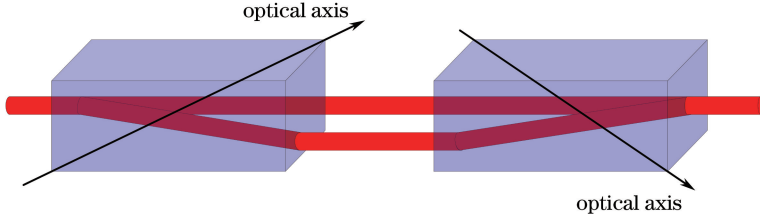


图 1 走离角补偿示意图

Fig. 1 Schematic of walk-off angle compensation

当第二块 KTP 晶体相对于第一块 KTP 晶体沿通光轴方向旋转 180° 时,有效非线性系数的正负号将改变,下面通过理论推导证明这一命题。当晶体沿通光轴旋转 180° 后,晶体主轴方向变到以通光轴为对称轴的对称位置,如图 2 所示,图中 (x, y, z) 为旋转前晶体主轴坐标, (x_1, y_1, z_1) 为旋转后晶体主轴坐标。由于激光偏振方向未发生变化,因此在 (x_1, y_1, z_1) 主轴坐标系中,快光和慢光偏振方向的单位矢量将发生变化。图 2 中实线轴和虚线轴分别为旋转前、后的坐标轴, e_f 和 e_s 分别为快光和慢光偏振方向的单位矢量。

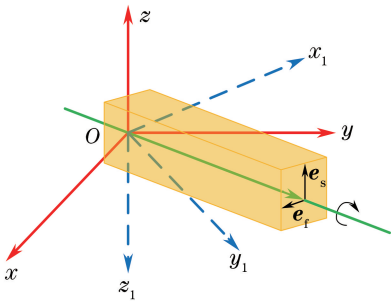


图 2 晶体沿通光轴方向旋转 180° 前后其主轴坐标系变化示意图

Fig. 2 Schematic of principal axis coordinate system before and after crystal rotation of 180° along optical axis

晶体旋转前,在 (x, y, z) 主轴坐标系中,快光和慢光的偏振方向单位矢量分别为

$$e_f = (\sin \varphi, -\cos \varphi, 0)^T, \quad (1)$$

$$e_s = (0, 0, 1)^T, \quad (2)$$

式中 φ 为晶体中激光传输方向在晶体 xOy 平面上

好、无插入损耗且成本低。本文以级联两 KTP 晶体倍频且补偿走离角实验为例,实验验证了理论分析结果的正确性以及空气色散补偿方法的可行性。

2 晶体旋转对有效非线性系数的影响

当级联两块 KTP 晶体进行倍频和补偿走离角时,需将第二块晶体沿通光轴方向旋转 180° ,其结构示意图如图 1 所示^[18]。

的投影与晶体 x 轴之间的夹角,其中晶体主轴为 x, y, z ,相应主轴折射率满足 $n_x < n_y < n_z$ 。晶体旋转 180° 后,在 (x_1, y_1, z_1) 主轴坐标系中,快光和慢光的偏振方向单位矢量分别为

$$\hat{e}_f = (-\sin \varphi, \cos \varphi, 0)^T, \quad (3)$$

$$\hat{e}_s = (0, 0, -1)^T. \quad (4)$$

KTP 倍频晶体采用 II 类相位匹配,其有效非线性系数为

$$d_{\text{eff}} = e_{1f}^T d e_{1s} e_{2f}, \quad (5)$$

式中: e_{1f}, e_{1s}, e_{2f} 分别表示基频光快光偏振方向,基频光慢光偏振方向和倍频光快光偏振方向; d 为 KTP 晶体的极化系数矩阵。晶体旋转前并矢 $e_{1s} e_{2f}$ 的矩阵形式为

$$e_{1s} e_{2f} = [(0, 0, 0) - (\cos \varphi, \sin \varphi, 0)]^T, \quad (6)$$

晶体旋转后并矢 $\hat{e}_{1s} \hat{e}_{2f}$ 的矩阵形式为

$$\hat{e}_{1s} \hat{e}_{2f} = [(0, 0, 0) - (\cos \varphi, \sin \varphi, 0)]^T, \quad (7)$$

即晶体旋转前后并矢 $e_{1s} e_{2f} = \hat{e}_{1s} \hat{e}_{2f}$ 。

由于晶体旋转前后快光的偏振方向单位矢量方向相反,即

$$e_{1f} = -\hat{e}_{1f}, \quad (8)$$

因此晶体旋转前后的有效非线性系数互为相反数,即 $d_{\text{eff}} = -\hat{d}_{\text{eff}}$,其中 \hat{d}_{eff} 为晶体沿通光轴方向旋转 180° 后的有效非线性系数。

3 等效相位失配量

本节从耦合波方程出发,推导说明有效非线性

系数正负号改变等效于在两晶体间产生大小为 π 的相位失配量。

在慢变振幅近似和平面波近似下,倍频耦合波方程为^[18]

$$\frac{\partial E_1}{\partial z} = \frac{i\omega_2}{n_1 c} d_{\text{eff}} E_2 E_1^* \exp\left(i \int_0^z \Delta k dz'\right), \quad (9)$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial z} = \frac{i\omega_2}{n_2 c} d_{\text{eff}} E_1 E_1 \exp\left(-i \int_0^z \Delta k dz'\right), \quad (10)$$

式中: E_1 和 E_2 分别为基频光和倍频光的复振幅; ω_2 为倍频光角频率; n_1, n_2 分别为基频光和倍频光在晶体中的折射率; c 为真空中光速; $\Delta k = k_2 - 2k_1$ 为相位失配量, 其中 k_1, k_2 分别为基频光和倍频光的波数; z 为基、倍频光的相互作用长度。

当第二块 KTP 晶体未旋转时, 两块晶体的有效非线性系数相等, 在小信号近似条件下, 可得第二块晶体出射面处倍频光复振幅为

$$E_2 = \frac{i\omega_2}{n_2 c} d_{\text{eff}} E_1^2 \left\{ \int_0^{L_c} \exp(-i\Delta k z) dz + \int_{L_c+L_a}^{2L_c+L_a} \exp\{-i[\Delta k L_c + \Delta k_a L_a + \Delta k(z - L_c - L_a)]\} dz \right\} = \frac{i\omega_2}{n_2 c} d_{\text{eff}} E_1^2 \left\{ \int_0^{L_c} \exp(-i\Delta k z) dz + \int_0^{L_c} \exp[-i(\Delta k L_c + \Delta k_a L_a + \Delta k z)] dz \right\}, \quad (11)$$

式中: Δk_a 为基、倍频光通过两晶体间空气隙时产生的相位失配量, L_a 为两晶体的间距, L_c 为单块晶体长度。由(11)式可得倍频光强度为

$$I_{2L} = \frac{4\omega_1^2 \mu_0 d_{\text{eff}}^2}{cn_1^2 n_2} I_1^2 L_c^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) (1 + \cos \varphi), \quad (12)$$

式中: μ_0 为真空磁导率; ω_1 为基频光角频率; I_1 为入射基频光强度; $\varphi = 2\Delta k L_c + \Delta k_a L_a$ 。由(12)式可见, 当 KTP 晶体满足相位匹配条件 ($\Delta k = 0$) 且两晶体间距为 0 时, $\varphi = 0$, 此时倍频光强度为最大值。

当第二块 KTP 晶体旋转 180° 时, 有

$$E_2 = \frac{i\omega_2}{n_2 c} E_1^2 \left\{ d_{\text{eff}} \int_0^{L_c} \exp(-i\Delta k z) dz + \hat{d}_{\text{eff}} \int_0^{L_c} \exp[-i(\Delta k L_c + \Delta k_a L_a + \Delta k z)] dz \right\} = \frac{i\omega_2}{n_2 c} d_{\text{eff}} E_1^2 \left\{ \int_0^{L_c} \exp(-i\Delta k z) dz - \int_0^{L_c} \exp[-i(\Delta k L_c + \Delta k_a L_a + \Delta k z)] dz \right\} = \frac{i\omega_2}{n_2 c} d_{\text{eff}} E_1^2 \left\{ \int_0^{L_c} \exp(-i\Delta k z) dz + \exp(-i\pi) \int_0^{L_c} \exp[-i(\Delta k L_c + \Delta k_a L_a + \Delta k z)] dz \right\} = \frac{i\omega_2}{n_2 c} d_{\text{eff}} E_1^2 \left\{ \int_0^{L_c} \exp(-i\Delta k z) dz + \int_0^{L_c} \exp[-i(\pi + \Delta k L_c + \Delta k_a L_a + \Delta k z)] dz \right\}. \quad (13)$$

对比(11)式和(13)式可以看出, 第二块晶体旋转 180° 时, 对倍频过程的影响等效于在两晶体间增加了大小为 π 的相位失配量。由(13)式可得第二块晶体输出面的倍频光强度为

$$I_{2L} = \frac{4\omega_1^2 \mu_0 d_{\text{eff}}^2}{cn_1^2 n_2} I_1^2 L_c^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L_c}{2}\right) (1 + \cos \hat{\varphi}), \quad (14)$$

式中 $\hat{\varphi} = \Delta k L_c + \Delta k_a L_a + \pi$ 。由(14)式可知, 倍频光强度为 L_a 的余弦函数, 当 Δk 一定时, 倍频光强度取决于 $\hat{\varphi}$ 值。例如: 当 KTP 晶体满足相位匹配条件 ($\Delta k = 0$) 且两晶体间距为 0 时, $\hat{\varphi} = \pi$, 代入(14)式可得此时倍频光强度为 0; 而当两级联 KTP 晶体之间没有相对旋转时, 由(12)式可知此时倍频光强度取得最大值。因此当级联晶体中第二块晶体沿通光轴方向旋转 180° 后, 将对倍频转换效率产生重要影

响。为消除这一影响, 可以通过调节晶体间距 L_a , 使得 $\Delta k_a L_a$ 为 π 的奇数倍, 或者在两晶体间插入波片, 则 $\hat{\varphi} = \Delta k L_c + \Delta k_a L_a + \Delta K_p + \pi$, 其中 ΔK_p 为波片中基、倍频光的相位失配量, 使得 $\Delta K_p + \Delta k_a L_a$ 为 π 的奇数倍, 由(14)式可得此时的倍频光强度为

$$I_{2L} = \frac{2\omega_1^2 \mu_0 d_{\text{eff}}^2}{cn_1^2 n_2} I_1^2 (2L_c)^2 \text{sinc}^2(\Delta k L_c). \quad (15)$$

(15)式与单块长度为 $2L_c$ 的晶体倍频时输出面倍频光强度公式相同^[18], 即此时级联晶体与同等长度的单块晶体倍频时转换效率相同, 说明因晶体旋转产生的等效相位失配量得到补偿, 因此, 通过调节级联晶体间距或者插入波片, 可以消除晶体旋转对倍频转换效率的影响。

4 实验验证

实验装置如图 3 所示, 其中基频光激光器为氙

灯抽运的 Nd:YAG 激光器,输出波长为 1064 nm,脉宽为 10 ns,重复频率为 1 Hz。图中 s,f 分别表示慢光和快光偏振方向。倍频晶体为两块级联的 KTP 晶体,两 KTP 晶体均为 II 类相位匹配,切割角度均为 $\theta=90^\circ, \varphi=23.4^\circ$ 时 [(θ, φ) 表示激光在晶体中的传播方向角, θ 为激光传播方向与晶体 z 轴的夹角], 尺寸均为 $6\text{ mm}\times 6\text{ mm}\times 6\text{ mm}$, 通光面均镀有 1064 nm 和 532 nm 增透膜, 两 KTP 晶体放置于温控箱中, 其中温控箱的温度控制精度为 $0.1\text{ }^\circ\text{C}$ 。分光镜对基频光高反, 对倍频光增透, 用于滤除基频光。能量计为美国相干公司生产, 型号为 J-50MB-YAG。氙灯电压设置为 700 V, 测量 10 次基频光脉冲能量, 其中最大值为 41.6 mJ, 最小值为

39.5 mJ, 平均值为 40.5 mJ, 数据标准差为 0.72 mJ, 可见基频光脉冲能量相对稳定。实验中, 首先使两 KTP 晶体的 z 轴同向, 间距为 0, 温控箱温度控制在 $27\text{ }^\circ\text{C}$, 待温控箱温度示数稳定 20 min 后, 测量 10 组倍频光脉冲能量, 测量结果的平均值为 23.2 mJ。然后将第二块晶体沿通光轴方向旋转 180° , 即两 KTP 晶体 z 轴反向以补偿走离角, 然后待温控箱温度达到 $27\text{ }^\circ\text{C}$ 后, 再稳定 20 min, 测量 10 组倍频光脉冲能量, 测量结果平均值为 0.86 mJ。对比晶体旋转前后倍频光能量可知, 晶体旋转后, 倍频光脉冲能量急剧降低, 其值趋近于 0, 实验结果与理论分析结果相符, 验证了理论分析的正确性。

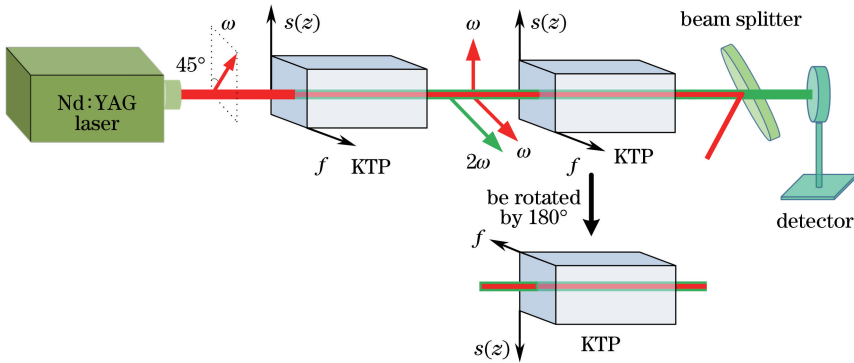


图 3 实验装置示意图

Fig. 3 Schematic of experimental setup

5 等效相位失配量补偿

当使用级联晶体补偿走离角时, 为了减小因晶体旋转产生的等效相位失配量对倍频转换效率的影响, 可在级联晶体间插入波片, 以调节基、倍频光之间的相位失配量, 从而提高转换效率。使用 LiB_3O_5 (LBO) 晶体作为波片, 其尺寸为 $7\text{ mm}\times 7\text{ mm}\times 15\text{ mm}$, 切割角度为 $\theta=42.2^\circ, \varphi=90^\circ$, 将 LBO 晶体插入两 KTP 晶体之间, 并且使 LBO 晶体的 x 轴与 KTP 晶体的 z 轴平行。实验中, 适当倾斜 LBO 晶体, 改变光波在晶体内的传输方向角 θ , 从而改变基、倍频光在 LBO 晶体中的相位失配量, 当倍频光能量最大时, 可认为 LBO 晶体中的相位失配量为 π 的奇数倍, 因晶体旋转产生的等效相位失配量得到完全补偿, 测得此时倍频光脉冲能量值为 23.5 mJ, 略大于未补偿走离角时倍频光能量最大值。实验结果表明, 利用波片补偿晶体旋转产生的等效相位失配量后, 可以克服晶体旋转对倍频效率的影响。同时也可以看出, 走离角补偿后, 倍频光脉冲能量并没

有明显增加, 这是因为相对于激光光束直径而言, 走离距离较小。实验中的 KTP 晶体中只有快光存在走离效应, 且倍频光的快光走离角最大, 其值为 4.1 mrad, 两晶体长度之和为 1.2 cm, 因此最大走离距离仅为 0.049 mm, 而实验中激光光束直径约为 4 mm, 最大走离距离仅约为激光光束直径的 1.2%, 故此时走离角对倍频转换效率的影响较小。然而, 当激光光束直径较小时, 走离效应对倍频转换效率的影响较大, 需要考虑补偿走离角。

另一方面, 当环境温度变化时, 波片折射率会相应改变, 当波片中基、倍频光的相位失配量不再是 π 的奇数倍时, 不能完全补偿因晶体旋转产生的等效相位失配量, 从而使倍频转换效率降低。为研究环境温度变化对倍频转换效率的影响, 将两 KTP 晶体以及 LBO 晶体放入温控箱中, 然后调节温控箱温度, 当温控箱达到设定温度后稳定 20 min, 然后测量 10 组倍频光脉冲能量值, 并将其平均值作为该温度下倍频光能量的测量值, 得到倍频光脉冲能量随温度的变化曲线, 如图 4 所示。从图 4 中曲线可以

看出,随着温度的变化,倍频光脉冲能量周期性振荡。这是因为温度变化使 KTP 和 LBO 晶体产生的基、倍频光相位失配量发生变化。由(14)式可知,当 $\hat{\varphi}$ 为 π 的奇数倍时,倍频光脉冲能量为极大值,而当 $\hat{\varphi}$ 为 π 的偶数倍时,倍频光脉冲能量为极小值,图 4 中倍频光能量的变化周期较短,这是因为 LBO 晶体中相位失配量对温度变化敏感,导致 $\hat{\varphi}$ 值增大或减小 π 时所需的温度变化范围小。由 LBO 晶体的 Sellmeier 方程和热光色散方程^[19]可以求出长度为 15 mm 的 LBO 晶体中相位失配量 Δk_{LBO} 对温度的一阶偏导 $\partial \Delta k_{\text{LBO}}(T)/\partial T = 1.16 \text{ rad} \cdot \text{C}^{-1}$,忽略相位失配量对温度的高阶导,则 LBO 晶体中的相位失配量 $\Delta k_{\text{LBO}} = [\partial \Delta k_{\text{LBO}}(T)/\partial T] \Delta T$,因此计算可知 LBO 晶体温度每增加 2.7 °C,其相位失配量便增加 π 。而长度为 6 mm 的 KTP 晶体中相位失配量 Δk_{KTP} 对温度的一阶偏导 $\partial \Delta k_{\text{KTP}}(T)/\partial T = 0.14 \text{ rad} \cdot \text{C}^{-1}$,则其相位失配量每增加 π ,对应温度需增加 22.4 °C,约为 LBO 晶体的 8.3 倍。由此可见,相对于 KTP 晶体,LBO 晶体中相位失配量对温度非常敏感,相位失配量变化 π 所需温度范围很小,因此导致倍频光能量随温度振荡周期短,倍频器件的温度稳定性差。

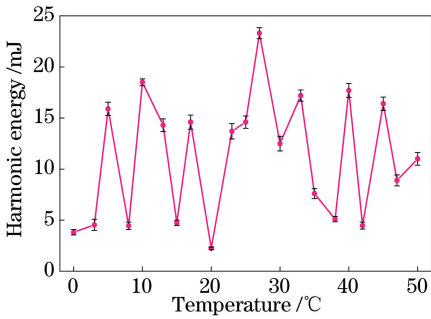


图 4 使用 LBO 晶体补偿等效相位失配量时倍频光脉冲能量随温度的变化曲线

Fig. 4 Harmonic wave pulse energy versus temperature when LBO crystal used for compensating equivalent phase mismatch

由于空气折射率受温度影响很小,为改进上述倍频器件的温度稳定性,使用空气色散补偿等效相位失配量。使用空气色散替代波片,减少了系统所需的光学元件数量,降低了系统复杂度、调试难度、插入损耗以及成本。

由(14)式可知,为补偿晶体旋转产生的等效相位失配量,应有 $\hat{\varphi} = 2\pi$,即 $\Delta k L_c + \Delta k_a L_a = \pi$,当两晶体满足相位匹配条件时($\Delta k L_c = 0$),有 $\Delta k_a L_a =$

π 。由文献[20]可知, $\Delta k_a = 0.48 \text{ rad/cm}$,为补偿大小为 π 的相位失配量,则晶体间距 $L_a^\pi = 6.5 \text{ cm}$,即两晶体间距为 6.5 cm 时可以补偿晶体旋转产生的等效相位失配量。然而,实际中不可能准确控制晶体间距为 6.5 cm,下面分析当晶体间距略偏离理论值时的倍频光能量。

当晶体温度一定时,晶体中的相位失配通常保持不变,即此时(14)式等号右边仅 $\hat{\varphi}$ 为变量,不妨将倍频光能量归一化:

$$\bar{I}_{2L} = \frac{1}{2}(1 + \cos \hat{\varphi}) = \frac{1}{2}[1 - \cos(\Delta k_a L_a)] \quad (16)$$

当 $L_a = 6.5 \text{ cm}$ 时,倍频光归一化能量对晶体间距的导数 $\bar{I}'_{2L} = 0$,因此可知当晶体间距在 6.5 cm 附近时,倍频光能量对晶体间距的变化不敏感。令 $\bar{I}_{2L} > 0.99, L_a < 13 \text{ cm}$,解得 $6.08 \text{ cm} < L_a < 6.92 \text{ cm}$,即当 L_a 的变化范围为 6.08~6.92 cm 时,相对于 $L_a = 6.5 \text{ cm}$ 时,倍频光能量降低不到 1%,因此 L_a 的允许误差范围较大,容易控制晶体间距使其在所需范围内。

为分析空气色散补偿等效相位失配量时倍频晶体的温度稳定性,将两 KTP 晶体置于温控箱中,分别调整两晶体到最佳相位匹配状态,然后调节温控箱温度,调节范围为 5~50 °C,温度每改变 5 °C 后,使温控箱在该温度下稳定 20 min,然后测量 10 组倍频光脉冲能量值,并将其平均值作为该温度下倍频光能量的测量值,实验测得倍频光脉冲能量随温度的变化曲线如图 5 所示。从图 5 中可以看出,在 27 °C 时 KTP 晶体满足相位匹配条件,倍频光脉冲能量达到最大值 24.1 mJ,因为此时两晶体间无插

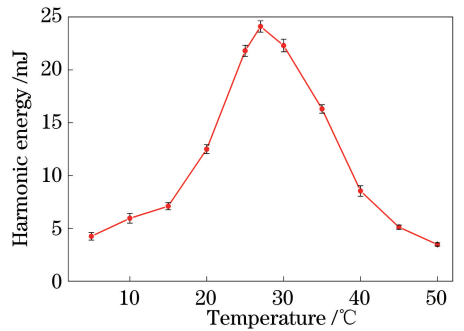


图 5 使用空气色散补偿等效相位失配量时倍频光脉冲能量随温度的变化曲线

Fig. 5 Harmonic wave pulse energy versus temperature when air dispersion used for compensating equivalent phase mismatch

入损耗,故该值略大于使用 LBO 晶体作为波片补偿相位失配量时倍频光脉冲能量的最大值。另外,图 5 中倍频能量随温度变化曲线与 $\text{sinc}^2(\cdot)$ 函数曲线基本一致,且曲线的温度半峰全宽为 $19\text{ }^\circ\text{C}$,与长度为 12 mm 的单块 KTP 倍频晶体的温度半峰全宽基本相同,说明空气色散产生的相位失配量对温度变化不敏感,倍频光脉冲能量随温度的变化是由 KTP 晶体折射率随温度的变化引起的。使用空气色散补偿等效相位失配量不会降低倍频器件的温度稳定性。

6 结 论

在级联晶体倍频时,为补偿走离角,通常将其中一块晶体沿通光轴方向旋转 180° ,此时倍频转换效率急剧降低。针对该问题进行了详细的理论分析,结果表明:由于晶体旋转 180° 后其有效非线性系数正负符号发生改变,等效于两晶体间产生了大小为 π 的相位失配量,使倍频转换效率降低。提出了使用空气色散补偿等效相位失配量的方法,相对于使用波片补偿的方法,该方法减少了系统所需的光学元件,具有结构简单、温度稳定性好、插入损耗和成本低等特点。通过级联两 KTP 晶体倍频 1064 nm 激光实验,验证了理论分析的正确性,以及基于空气色散补偿方法的可行性。理论分析结果以及提出的空气色散补偿方法有助于提高级联晶体频率变换的转换效率以及温度稳定性。

参 考 文 献

- [1] Nikitin D G, Byalkovskiy O A, Vershinin O I, *et al.* Sum frequency generation of UV laser radiation at 266 nm in LBO crystal[J]. Optics Letters, 2016, 41(7): 1660-1663.
- [2] Chaitanya Kumar S, Samanta G K, Devi K, *et al.* High-efficiency, multicrystal, single-pass, continuous-wave second harmonic generation[J]. Optics Express, 2011, 19(12): 11152-11169.
- [3] Schulz W, Poprawe R. Manufacturing with novel high-power diode lasers[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2000, 6(4): 696-705.
- [4] Wen X, Han Y S, He J, *et al.* Generation of 397.5 nm ultra-violet laser by frequency doubling in a PPKTP-crystal semi-monolithic resonant cavity[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(4): 0414001.
温馨,韩亚帅,何军,等. PPKTP 晶体半整体谐振腔倍频的 397.5 nm 紫外激光输出[J]. 光学学报,

- 2016, 36(4): 0414001.
- [5] Zhang Y T, Qu Q Z, Qian J, *et al.* Thermal effect analysis of 1560 nm laser frequency doubling in a PPLN crystal [J]. Chinese Journal of Lasers, 2015, 42(7): 0708002.
张远涛,屈求智,钱军,等. PPLN 晶体 1560 nm 激光倍频过程的热效应分析[J]. 中国激光, 2015, 42(7): 0708002.
- [6] Liu X, Shen X J, Yin J L, *et al.* Research on extending temperature acceptance bandwidth of second harmonic generation in cascaded crystals[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(1): 0108001.
刘恂,沈学举,殷建玲,等. 级联晶体倍频器件温度适应性扩展研究[J]. 中国激光, 2018, 45(1): 0108001.
- [7] Cui Z J, Liu D A, Sun M Z, *et al.* Compensation method for temperature-induced phase mismatch during frequency conversion in high-power laser systems[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2016, 33(4): 525-534.
- [8] Cui Z J, Liu D A, Yang A H, *et al.* Temperature-insensitive frequency conversion by electro-optic effect compensating for phase mismatch[J]. IEEE Photonics Journal, 2016, 8(5): 1-8.
- [9] Liu X, Shen X, Yin J, *et al.* Three-crystal method for thermally induced phase mismatch compensation in second-harmonic generation[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2017, 34(2): 383-388.
- [10] Zhang D X, Lu J, Feng B H, *et al.* Increased temperature bandwidth of second harmonic generator using two KTiOPO₄ crystals cut at different angles [J]. Optics Communications, 2008, 281(10): 2918-2922.
- [11] Zhong H Z, Yuan P, Wen S C, *et al.* Temperature-insensitive frequency tripling for generating high-average power UV lasers[J]. Optics Express, 2014, 22(4): 4267-4276.
- [12] Zhong H Z, Yuan P, Zhu H Y, *et al.* Versatile temperature-insensitive second-harmonic generation by compensating thermally induced phase-mismatch in a two-crystal design [J]. Laser Physics Letters, 2012, 9(6): 434-439.
- [13] Brown M. Increased spectral bandwidths in nonlinear conversion processes by use of multicrystal designs [J]. Optics Letters, 1998, 23(20): 1591-1593.
- [14] Hansen A K, Andersen P E, Jensen O B, *et al.* Highly efficient single-pass sum frequency generation by cascaded nonlinear crystals[J]. Optics Letters, 2015, 40(23): 5526-5529.
- [15] Ji B, Zheng X S, Cai Z P, *et al.* Walk off

- compensation, multicrystal, cascaded, single pass, second harmonic generation in LBO[J]. *Laser Physics*, 2012, 22(9): 1401-1405.
- [16] Smith A V, Armstrong D J, Alford W J. Increased acceptance bandwidths in optical frequency conversion by use of multiple walk-off-compensating nonlinear crystals[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1998, 15(1): 122-141.
- [17] Zondy J J, Kolker D, Bonnin C, *et al.* Second-harmonic generation with monolithic walk-off-compensating periodic structures II Experiments[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2003, 20(8): 1695-1707.
- [18] Smith A. *Crystal nonlinear optics*[M]. New Mexico: AS-Photonic, 2015: 58-59.
- [19] Hanson F, Dick D. Blue parametric generation from temperature-tuned LiB_3O_5 [J]. *Optics Letters*, 1991, 16(4): 205-207.
- [20] Yarborough J M, Falk J, Hitz C B. Enhancement of optical second harmonic generation by utilizing the dispersion of air[J]. *Applied Physics Letters*, 1971, 18(3): 70-73.