

文章编号: 1001-3806(2007)05-0551-04

温度对 2μm KTA 光参变振荡激光器影响的理论分析

朱雅琛, 兰 戈*, 李 彤, 牛瑞华
(西南技术物理研究所, 成都 610041)

摘要: 为了解温度对 2μm KTA 光参变振荡器的影响, 从光学频率变换所遵循的能量守恒与动量守恒出发, 利用双轴晶体 KTA 的塞耳迈耶尔方程、热光色散方程、折射率椭圆方程计算出了不同温度下满足相位匹配条件的晶体切割角, 绘制出了角度调谐和温度的关系曲线图; 采用计算有效非线性系数的近似算法, 对晶体的有效非线性系数受温度的影响进行了计算; 对不同温度条件下满足相位匹配条件的晶体的走离角、允许角进行了分析。当温度保持在 20℃ 时, 晶体用于光参变振荡的效果最好, 为实际应用中选择合适的晶体温度提供了理论依据。

关键词: 非线性光学; 光参变振荡; 2μm 激光器; KTA 晶体; 温度

中图分类号: O437.3 文献标识码: A

Analysis of temperature influence on 2μm KTA OPO

ZHU Ya-chen, LAN Ge, LI Tong, NIU Rui-hua
(Southwest Institute of Technical Physics Chengdu 610041, China)

Abstract In order to find out temperature influence on 2μm KTA OPO (KTA optical parametric oscillator) laser, the temperature effect on phase matching angle and nonlinear coefficient was calculated, the graph of the relationship between the temperature and the tunable angle was drawn and the walk-off angle and accept angle of the phase-matched crystal in different temperature were analyzed. It was found that the crystal was in the best condition when the temperature kept in 20°C.

Key words nonlinear optics; optical parametric oscillator; 2μm laser; KTA crystal; temperature

引 言

2μm 激光对大气和烟雾的穿透能力强。1965 年, JOHNSOS 等首先在液氮温度下使 Ho:YAG 激光器输出了 2μm 激光^[1]。随着 2μm 波段室温运行的激光器的出现, 使其在激光测距、激光雷达、遥控传感方面得到了十分广泛的应用; 而且 2μm 激光在生物医学领域中也开始崭露头角, 逐渐发挥出不可低估的作用, 2μm 激光从技术上可以采用两种方法实现, 关于两种方法的优缺点已经进行过分析, 作者提出了采用 KTA 晶体作为光参变振荡晶体来产生 2μm 激光的方案, 并对 KTA 晶体的有效非线性系数、切割方式、走离角、允许角等参量进行了计算^[2], 在本文中主要就温度对以上参量的影响进行理论分析。

1 KTA 晶体的特性

作者曾对 KTA 晶体的性质和透过率曲线进行过

介绍^[3-5]。将 KTP 晶体结构中的 PO₄ 四面体基团全部用 AsO₄ 四面体基团所取代, 就形成了 KTA 晶体。KTA 晶体属于 mm2 类, 是正双轴晶体, 在 1μm~4μm, 吸收系数 $\alpha < 0.01 \text{ cm}^{-1}$ 。KTA 晶体的有效二次谐波产生约为 KTP 晶体的 1.6 倍, 电导率低, 电光系数和品质因子较大。同时具有抗损伤阈值高, 非线性系数大的特点。表 1 对 KTA 晶体的主要特性参数进行了介绍。

Table 1 The physical and chemical characteristics of KTA crystal

euphotic band /μm	0.35
density / (g·cm ⁻³)	3.45
rigidity / mols	3
conductivity / (s·cm ⁻¹)	$s_{33} = 10^{-6}$
dielectric coefficient	$e_{33} = 26$
courier temperature / °C	803~880
chemistry	nonhygroscopic

polarization tensor and nonlinear coefficient

$$d_{jk} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}$$

$$d_{15} = 2.45 \text{ pm/V}, d_{24} = 3.43 \text{ pm/V},$$

$$d_{31} = 2.76 \text{ pm/V}, d_{32} = 4.74 \text{ pm/V}, d_{33} = 18.5 \text{ pm/V}$$

作者简介: 朱雅琛 (1982-), 女, 硕士研究生, 现从事非线性光学和光参变振荡器等方面的研究工作。

* 通讯联系人。E-mail: office@xwut.net

收稿日期: 2006-05-15; 收到修改稿日期: 2006-07-27

continue			
refractive index			
wavelength	n_x	n_y	n_z
1. 06 μm	1.781	1.787	1.868
2. 12 μm	1.762	1.768	1.843
electro optic coefficient/($\text{pm} \cdot \text{V}^{-1}$)			
r_{13}	r_{23}	r_{33}	
16	22	40	

接下来对温度对 $2\mu\text{m}$ KTAOPO 产生的影响进行分析。

2 温度对 $2\mu\text{m}$ KTAOPO 产生的影响的理论分析

2.1 温度对相位匹配角的影响

对于 $\varphi = 0^\circ$ 方式切割的晶体, II 类相互作用近似于正单轴晶体的 II 类匹配, 下面从恰当的 KTA 晶体的热光色散方程^[6]得到 (λ 的单位是 μm , $\frac{dn_j}{dT}$ 的单位是 $^\circ\text{C}^{-1}$, 其中 j 分别取 x, y, z):

$$\begin{cases} \frac{dn_x}{dT} = \frac{0.6086}{\lambda^3} - \frac{1.2878}{\lambda^2} + \frac{0.9073}{\lambda} + 0.4294 \times 10^{-5} \\ \frac{dn_y}{dT} = \frac{0.9568}{\lambda^3} - \frac{1.9496}{\lambda^2} + \frac{1.3307}{\lambda} + 0.6421 \times 10^{-5} \\ \frac{dn_z}{dT} = \frac{1.5885}{\lambda^3} - \frac{4.2712}{\lambda^2} + \frac{4.1149}{\lambda} + 0.7051 \times 10^{-5} \end{cases} \quad (1)$$

接下来对 $\varphi = 0^\circ$ 切割的 KTA 晶体的 II 类相位匹配角和温度之间的关系进行分析, 当抽运光沿着 $\varphi = 0^\circ$ 方向入射时, 其偏振方向沿着晶体的 y 轴 (o 光), 假设闲频光的偏振方向也沿着晶体的 y 轴 (o 光), 信号光的偏振方向将在 xz 平面 (e 光)。

相位匹配条件为:

$$n_p = (\lambda_i n_s + \lambda_s n_i) / (\lambda_s + \lambda_i) \quad (2)$$

当满足 $n_p \leq \max\left\{\frac{\lambda_s n_{i e} + \lambda_i n_{s o}}{\lambda_s + \lambda_i}, \frac{\lambda_s n_{i o} + \lambda_i n_{s e}}{\lambda_s + \lambda_i}\right\}$ 时,

能够实现 II 类匹配, 则相位匹配角:

$$[n_{s e}(\theta)]^2 \left[\frac{\cos^2 \theta}{(n_{s x})^2} + \frac{\sin^2 \theta}{(n_{s z})^2} \right] = 1 \quad (3)$$

$$n_{p o} = [\lambda_s n_{i o}(\theta) + \lambda_i n_{s e}(\theta)] / (\lambda_s + \lambda_i) \quad (4)$$

考虑温度对折射率的影响可得:

$$\begin{cases} n_x(\lambda) = n_{0x}(\lambda) + \frac{dn_x}{dT} \times \Delta T \\ n_y(\lambda) = n_{0y}(\lambda) + \frac{dn_y}{dT} \times \Delta T \\ n_z(\lambda) = n_{0z}(\lambda) + \frac{dn_z}{dT} \times \Delta T \end{cases} \quad (5)$$

式中, n_{0j} ($j = x, y, z$) 为 20°C 时 KTA 晶体的主折射率, n_j ($j = x, y, z$) 是温度变化后晶体的主折射率, $\Delta T = T - 20^\circ\text{C}$ 表示温度变化的大小:

$$\begin{cases} n_{0x}^2(\lambda) = 5.55552 + 0.04703/(\lambda^2 - 0.04030) - 602.9734/(\lambda^2 - 249.6806) \\ n_{0y}^2(\lambda) = 5.70174 + 0.04837/(\lambda^2 - 0.04706) - 647.9035/(\lambda^2 - 254.7727) \\ n_{0z}^2(\lambda) = 6.98362 + 0.06644/(\lambda^2 - 0.05279) - 920.3789/(\lambda^2 - 259.8645) \end{cases} \quad (6)$$

当抽运光波长为 $1.06\mu\text{m}$, 相位匹配角 θ 只要满足一定条件, 就可以获得信号光和闲频光都为 $2.12\mu\text{m}$ 的简并输出, 通过联立计算 (1) 式 ~ (6) 式, 绘出了在不同温度下 (从 20°C 到 100°C 之间) 实现简并输出所对应的相位匹配角 θ 的曲线图, 如图 1 所示。

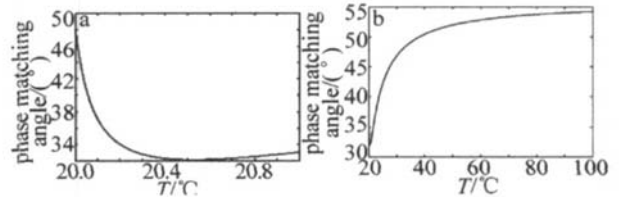


Fig. 1 Relationship between phase matching angle and temperature

从图中可以看出, T 在 20°C 到 20.5°C 之间变化时 θ 值变化很大, 一下从 48.3° 下降到 32° 左右, T 在 20.5°C 到 100°C 之间变化时, 其相位匹配角变化相对平缓, 从 32° 逐渐上升到 54° 。

2.2 温度对晶体非线性系数的影响

在不同温度下 II 类相位匹配条件下的 KTA 晶体所表现出的非线性特性更值得关心, 因而采用 (1) 式、(5) 式、(6) 式, 并运用 ITO 等人提出的计算有效非线性系数的近似算法^[7], 对晶体的有效非线性系数 d_{eff} 受温度的影响进行了计算, 并绘出了关系曲线图, 见图 2。

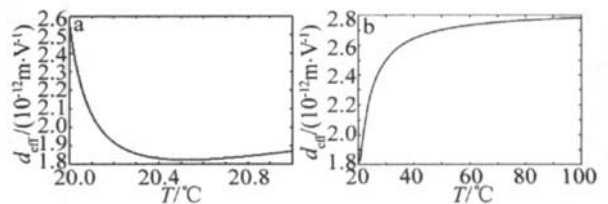


Fig. 2 Relationship between nonlinear coefficient and temperature

从图中看出, 当温度 T 从 20°C 上升到 20.5°C 时, 晶体的有效非线性系数从 $2.55 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ 下降到 $1.82 \times 10^{-12} \text{ m/V}$, 随着温度的继续上升, 其有效非线性系数也开始增加, 当温度达到 100°C 时, 有效非线性系数达到 $2.78 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ 。经过分析知道, 温度的变化会直接影响晶体的有效非线性系数, 可以通过调节温度来获得更大的有效非线性系数。

晶体中光束的走离角和允许角对光参变振荡的转换效率有着很大的影响, 温度变化对它们产生的影响也是必须要讨论的问题, 下面进行具体的分析。

2.3 II 类相互作用时温度对晶体的走离角的影响

通过计算 D, E 之间的夹角来计算光波的走离角, 正双轴晶体中 e_1 光 (慢光) 方向偏振的光波的电位移矢量方向和电场强度矢量方向分别为:

$$b_{e_1} = \begin{bmatrix} \cos\theta \cos\varphi \cos\delta - \sin\varphi \sin\delta \\ \cos\theta \sin\varphi \cos\delta + \cos\varphi \sin\delta \\ -\sin\theta \cos\delta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_{1e_1} \\ b_{2e_1} \\ b_{3e_1} \end{bmatrix} \quad (7)$$

$$a_{e_1} = \frac{1}{P(\omega_i)} \begin{bmatrix} n_x^{-2}(\omega_i) b_{1e_1} \\ n_y^{-2}(\omega_i) b_{2e_1} \\ n_z^{-2}(\omega_i) b_{3e_1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{1e_1} \\ a_{2e_1} \\ a_{3e_1} \end{bmatrix} \quad (8)$$

正双轴晶体中 e_2 光方向偏振的光波电位移矢量方向和电场强度矢量方向分别为:

$$b_{e_2} = \begin{bmatrix} -\cos\theta \cos\varphi \sin\delta - \sin\varphi \cos\delta \\ -\cos\theta \sin\varphi \sin\delta + \cos\varphi \cos\delta \\ -\sin\theta \sin\delta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_{1e_2} \\ b_{2e_2} \\ b_{3e_2} \end{bmatrix} \quad (9)$$

$$a_{e_2} = \frac{1}{Q(\omega_i)} \begin{bmatrix} n_x^{-2}(\omega_i) b_{1e_2} \\ n_y^{-2}(\omega_i) b_{2e_2} \\ n_z^{-2}(\omega_i) b_{3e_2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{1e_2} \\ a_{2e_2} \\ a_{3e_2} \end{bmatrix} \quad (10)$$

式中,

$$P(\omega_i) = \left[\frac{b_{1e_1}^2}{n_1^4(\omega_i)} + \frac{b_{2e_1}^2}{n_2^4(\omega_i)} + \frac{b_{3e_1}^2}{n_3^4(\omega_i)} \right]^{1/2} \quad (11)$$

$$Q(\omega_i) = \left[\frac{b_{1e_2}^2}{n_1^4(\omega_i)} + \frac{b_{2e_2}^2}{n_2^4(\omega_i)} + \frac{b_{3e_2}^2}{n_3^4(\omega_i)} \right]^{1/2} \quad (12)$$

$$\tan\Omega_i = \frac{n_z(\omega_i) [n_y^2(\omega_i) - n_x^2(\omega_i)]}{n_x(\omega_i) [n_z^2(\omega_i) + n_y^2(\omega_i)]} \quad (13)$$

$$\cot\delta = \frac{\cot^2\Omega_i \sin^2\theta - \cos^2\theta \cos^2\varphi + \sin^2\varphi}{\cos\theta \sin(2\varphi)} \quad (14)$$

则双轴晶体中偏振方向为 e_1, e_2 光波的走离角为:

$$c_{e_1} = \arccos(a_{1e_1} b_{1e_1} + a_{2e_1} b_{2e_1} + a_{3e_1} b_{3e_1}) \quad (15)$$

$$c_{e_2} = \arccos(a_{1e_2} b_{1e_2} + a_{2e_2} b_{2e_2} + a_{3e_2} b_{3e_2}) \quad (16)$$

当抽运光沿 $\varphi = 0^\circ$ 入射到晶体中时, 偏振方向为 e_1, e_2 光波近似于正单轴晶体中偏振方向为 e_o 的光波。抽运光和闲频光都近似认为是 o 光, 没有走离角, 只有信号光 (e 光) 存在走离, 将 λ 值代入 (1) 式、(5) 式、(6) 式求出温度变化后晶体的主折射率 $n_j (j = x, y, z)$, 再将 n_j, θ, φ 代入 (13) 式、(14) 式求出 δ , 再利用 (7) 式 ~ (10) 式和 (15) 式、(16) 式求出 II 类相位匹配条

件下信号光 (e 光) 的走离角与温度之间的关系曲线, 见图 3。

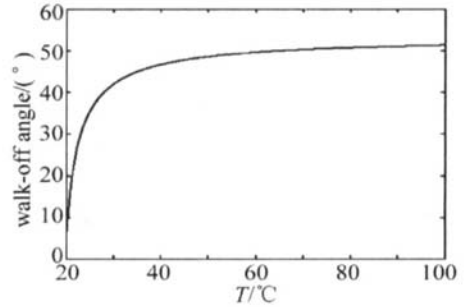


Fig 3 Relationship between walk-off angle and temperature

从图中可以看出, 随着温度的升高, 信号光 (e 光) 的走离角在增加, 当温度在 $20^\circ\text{C} \sim 30^\circ\text{C}$ 之间变化时, 走离角变化很明显。当温度上升到 50°C 以后, 走离角的变化逐渐趋于平缓。

2.4 II 类相互作用时温度对晶体的允许角的影响

双轴晶体中波矢方向为 (θ, φ) 的光波的折射率为:

$$n(\omega_i) = \left(\frac{2}{-B_i \pm \sqrt{B_i^2 - 4C_i}} \right)^{1/2} \quad (17)$$

$$B_i = -\sin^2\theta \cos^2\varphi [n_y^{-2}(\omega_i) + n_z^{-2}(\omega_i)] - \sin^2\theta \sin^2\varphi [n_x^{-2}(\omega_i) + n_z^{-2}(\omega_i)] - \cos^2\theta [n_x^{-2}(\omega_i) + n_y^{-2}(\omega_i)] \quad (18)$$

$$C_i = \sin^2\theta \cos^2\varphi n_y^{-2}(\omega_i) n_z^{-2}(\omega_i) + \sin^2\theta \sin^2\varphi n_x^{-2}(\omega_i) n_z^{-2}(\omega_i) + \cos^2\theta n_x^{-2}(\omega_i) n_y^{-2}(\omega_i) \quad (19)$$

晶体中三波相互作用的允许角的计算是将 Δk 在特定的相位和方向角处展为泰勒级数:

$$\Delta k = \Delta k \Big|_{\theta=0, \varphi=0} + \frac{\partial \Delta k}{\partial \theta} \Big|_{\theta=0, \varphi=0} \Delta\theta + \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \theta^2} \Big|_{\theta=0, \varphi=0} (\Delta\theta)^2 + \dots \quad (20)$$

三波相互作用的效率可表示为:

$$\eta = \eta_0 \left[\sin \left(\frac{\Delta k}{2} l \right) \right] \quad (21)$$

式中, η_0 为理想匹配时的效率, l 为晶体中光波互作用的长度, 计算中取 20mm , 匹配宽度为: $\Delta k = \pm\pi/l$, 此时三波相互作用效率下降到最大值的 $4/\pi^2$, 大约 40% , 由 (20) 式、(21) 式可得:

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \theta} \Big|_{\theta=0, \varphi=0} \Delta\theta + \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \theta^2} \Big|_{\theta=0, \varphi=0} (\Delta\theta)^2 = \pm \frac{\pi}{l} \quad (22)$$

式中,

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \theta} = \frac{2\pi}{\lambda_3} \frac{\partial n(\omega_3)}{\partial \theta} - \frac{2\pi}{\lambda_2} \frac{\partial n(\omega_2)}{\partial \theta} - \frac{2\pi}{\lambda_1} \frac{\partial n(\omega_1)}{\partial \theta} \quad (23)$$

$$\frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \theta^2} = \frac{2\pi}{\lambda_3} \frac{\partial^2 n(\omega_3)}{\partial \theta^2} - \frac{2\pi}{\lambda_2} \frac{\partial^2 n(\omega_2)}{\partial \theta^2} - \frac{2\pi}{\lambda_1} \frac{\partial^2 n(\omega_1)}{\partial \theta^2} \quad (24)$$

将 λ 值代入 (1) 式、(5) 式、(6) 式求出温度变化后晶体的主折射率 n_j ($j=x, y, z$), 再将该值代入 (17) 式 ~ (19) 式, 将得到的 $n(\omega_i)$ 值代入 (23) 式、(24) 式并求解 (22) 式, 从而得到不同温度所对应的允许角 $\Delta\theta$ 、 $\Delta\varphi$ 可以用同样的方法求出。图 4 图 5 就是通过计算得到的允许角 $\Delta\theta$ 、 $\Delta\varphi$ 随温度的变化关系曲线。

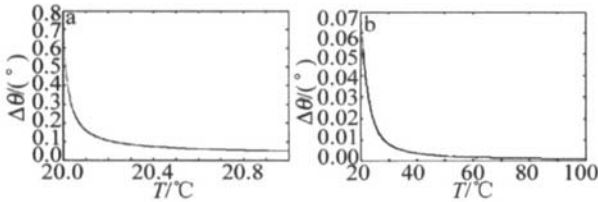


Fig 4 Relationship between $\Delta\theta$ and temperature

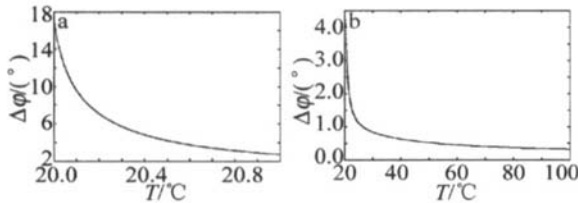


Fig 5 Relationship between $\Delta\varphi$ and temperature

从图 4 图 5 中可以看出, 随着温度的升高, 允许角在逐渐减小, 在 $20^\circ\text{C} \sim 21^\circ\text{C}$ 之间允许角的数值下降得很快, 在 35°C 以后, 下降逐渐趋于平缓, 同时可以看出: 在一定温度下, 相位匹配角的允许范围比方位角的允许范围小。

3 结 论

通过以上分析, 可以看出温度的变化会直接影响光参变振荡晶体的有效非线性系数、相位匹配角、走离角和允许角, 当温度在 $20^\circ\text{C} \sim 20.5^\circ\text{C}$ 之间变化时, 晶体的有效非线性系数、相位匹配角和允许角的减小都非常剧烈, 在 $20.5^\circ\text{C} \sim 100^\circ\text{C}$ 之间, 晶体的允许角减小相对趋于平缓, 而有效非线性系数和相位匹配角的数值在这个温度范围内缓慢增加。而走离角的变化始终都是随着温度的升高而增大的, 因此, 在实际应用中应当综合考虑这几个方面的因素, 选择合适的晶体工作温度。

参 考 文 献

- [1] JOHNSON L F, GEUSIC J E, van UERT L G. Coherent oscillation from Tm^{3+} , Ho^{3+} , Yb^{3+} and Er^{3+} ions in yttrium aluminum garnet [J]. *A P L*, 1965 7(5): 127 ~ 129
- [2] ZHU Y Ch LAN G, LI T *et al*. 2 μm OPO laser based on KTA [J]. *Laser Technology*, 2007, 31(3): 317 ~ 321 (in Chinese).
- [3] YAO B Q, WANG Y Zh, WANG Q. Development of mid-infrared optical parametric oscillator [J]. *Laser Technology*, 2002 26(3): 217 ~ 220 (in Chinese).
- [4] WEI J Q, WANG J Y, LIU Y G. The study about growth and character of KTDA_2O_4 crystal [J]. *Artificial Crystal* 1994, 23(2): 95 ~ 101 (in Chinese).
- [5] ANEMA A, ISAENKO L, RADNG T. The nonlinear optical properties of KTA [J]. *J O S A*, 1995 B12(5): 794
- [6] KATO K, UMEMURA N. Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for KTDA_2O_4 [DB/OL]. <http://www.cleoconference.org/materials/ThursdayAbstract.pdf> 2004-12-13
- [7] YAO J Q. Techniques about nonlinear optical frequency transformation [M]. Beijing Science Press 1995 35 ~ 37 (in Chinese).
- [8] HENRICH S R, AULL B F, KOCHER D G *et al*. Development of 3-D imaging laser radar technology for advanced seekers [A]. *RIS Proceedings of Active Systems* [C]. Denver RIS 1997. 35 ~ 38
- [9] MARNOR M, STEPHENS T, HATCH R E *et al*. A compact 3-D imaging laser radar system using Geiger mode APD arrays system and measurements [A]. *Laser Radar Technology and Applications VIII, Proceedings of SPIE 5086* [C]. Orlando SPIE 2003. 1 ~ 15

(上接第 455 页)

- [16] ALBOTA M A, AULL B F, FOUCHÉ D G *et al*. Three-dimensional imaging laser radars with Geiger mode avalanche photodiode arrays [J]. *Lincoln Laboratory Journal* 2002 13(2): 351 ~ 370
- [17] ZAYHOWSKI J J, DILL C III. Diode pumped passively Q-switched picosecond microchip laser [J]. *Opt Lett* 1994, 19(3): 1427 ~ 1429