

文章编号: 0253-2239(2007)11-2059-5

# 脉冲式 $2\ \mu\text{m}$ $\text{KTiOAsO}_4$ 光参变振荡器

朱雅琛 兰 戈 李 彤 牛瑞华 任 钢

(西南技术物理研究所, 成都 610041)

**摘要:** 为了验证  $\text{KTiOAsO}_4$  (KTA) 晶体用于光参变振荡产生  $2\ \mu\text{m}$  激光的可行性, 设计了脉冲式  $2\ \mu\text{m}$  KTA 光参变振荡器, 采用  $\theta=49^\circ$  切割的 KTA 晶体作为光参变振荡晶体, 实现了  $2\ \mu\text{m}$  激光的输出; 计算了该系统在双谐振情况下的起振阈值, 在实验中测得输出的信号光、闲频光波长在  $2.16\ \mu\text{m}$  和  $2.09\ \mu\text{m}$  附近, 与理论计算基本吻合, 并测量了脉冲宽度。同时选用了对信闲光透过率分别为 60%、70%、90% 的镜片作为光参变振荡器(OPO)输出镜, 测得了三种情况下的输出能量及电光效率的数值; 测得了在 380 V 电压下, 输出镜透过率一定时输出能量与光参变振荡器腔长之间的关系曲线, 从而验证了 KTA 晶体用于光参变振荡产生  $2\ \mu\text{m}$  激光的可行性, 为下一步的研究工作打下了基础。

**关键词:** 非线性光学;  $2\ \mu\text{m}$  激光器; 光参变振荡器; KTA 晶体

中图分类号: O437.3 文献标识码: A

## $2\ \mu\text{m}$ $\text{KTiOAsO}_4$ Optical Parametric Oscillator

Zhu Yachen Lan Ge Li Tong Niu Ruihua Ren Gang

(Southwest Technology and Physics Institute, Chengdu 610041)

**Abstract:** In order to confirm that  $\text{KTiOAsO}_4$  can be used in optical parametric oscillator (OPO) to generate  $2\ \mu\text{m}$  laser, the pulsed  $2\ \mu\text{m}$  KTA OPO which uses  $\theta=49^\circ$ -cut KTA as a nonlinear crystal to generate  $2\ \mu\text{m}$  laser light is designed. The oscillation threshold of the OPO is calculated. The signal and idle wavelengths are measured near  $2.16\ \mu\text{m}$  and  $2.09\ \mu\text{m}$  which are in agreement with theoretical value. And the pulse width is also measured. By using the mirrors whose transmittance are 60%, 70%, 90% respectively as the output mirrors of OPO, the output energy and the electro-optic efficiency are detected. And the impact of the reflectivity of output mirror on output energy is tested and the relationship between the output energy and OPO cavity length is got. So the feasibility of using KTA crystal in OPO to generate  $2\ \mu\text{m}$  laser light is demonstrated, which can be the theoretical basis for the next research work.

**Key word:** nonlinear optics;  $2\ \mu\text{m}$  laser; optical parametric oscillator; KTA crystal

## 1 引 言

$2\ \mu\text{m}$  激光对大气和烟雾具有较强的穿透能力。1965 年, Johnson 等<sup>[1]</sup> 在液氮温度下使  $\text{Ho:YAG}$  激光器输出了  $2\ \mu\text{m}$  激光。由于这种激光器要求的温度极低且阈值很高, 限制了它的应用。随着在室温条件下运行的  $2\ \mu\text{m}$  波段激光器的出现, 使  $2\ \mu\text{m}$  激光在激光测距、激光雷达、遥控传感方面得到了十分广泛的应用; 同时  $2\ \mu\text{m}$  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, 例如在显微外科技术中,  $2\ \mu\text{m}$  波段激光不仅能够进行微切割、浅度凝结, 还可以对含水生物膜进行焊合; 与此同时,  $2\ \mu\text{m}$  激光还可以用作中红外波段的光参变

振荡器的抽运源。由此使得  $2\ \mu\text{m}$  激光逐渐成为人们研究的热点<sup>[2]</sup>。

$2\ \mu\text{m}$  激光从技术上通常可用两种方法实现: 1) 激光二极管或氙灯直接抽运  $\text{Tm, Ho:GdVO}_4$ <sup>[3]</sup>、 $\text{Tm, Ho:YLF}$ <sup>[4]</sup> 或  $\text{Tm:YAG}$ <sup>[5]</sup> 激光器直接产生; 2) 由  $\text{Nd:YAG}$  激光器产生  $1\ \mu\text{m}$  激光再抽运光参变振荡腔来产生  $2\ \mu\text{m}$  激光。方式 1) 中, 由于  $\text{Tm, Ho:YLF}$  或  $\text{Tm:YAG}$  晶体为准三能级, 其阈值较高, 通常需要通过制冷的办法获得  $2\ \mu\text{m}$  激光, 从而在室温下较难获得, 而且成本较为昂贵。而方式 2) 在常温下就可以实现, 无需制冷, 成本也较低。方式 2) 中人们通常采用 KTP 作为光参变振荡晶体<sup>[6]</sup>,

作者简介: 朱雅琛(1982-), 女, 山东人, 硕士研究生, 主要从事非线性光学方面的研究。E-mail: oesunshine@yahoo.com.cn

导师简介: 兰 戈(1962-), 男, 四川人, 研究员, 主要从事激光技术方面的研究。E-mail: office@xiwu.net

收稿日期: 2007-01-11; 收到修改稿日期: 2007-05-13

本文提出了采用 KTA 晶体取代 KTP 晶体进行光参变振荡来产生  $2\ \mu\text{m}$  激光的方案,并对其可行性进行了理论分析和实验研究。

## 2 KTA 晶体的特性

1989 年, J. D. Bierlein 等<sup>[7]</sup>报道了  $\text{KTiOAsO}_4$  (KTA) 晶体的非线性光学性质: KTA 晶体属于 mm2 类, 双轴晶体, 其透光范围为  $0.35\sim 5.30\ \mu\text{m}$ , 在  $1\sim 4\ \mu\text{m}$  吸收系数  $\alpha < 0.01\ \text{cm}^{-1}$ , 抗损伤阈值高 (大于  $600\ \text{MW}/\text{cm}^2$ ), 非线性系数大 ( $d_{24} = 4.2\ \text{pm}/\text{V}$ ), 具有物化性能稳定、生长技术较成熟等优点。

图 1 是 KTA 晶体的透过率曲线, 与 KTP 相比, KTA 具有更大的非线性光学系数, 更宽的角度和温度匹配带宽; 能用 Nd:YAG (1064 nm) 的激光抽运, 可以实现非临界相位匹配; 具有比 KTP 晶体低的电导系数和离子电导率, 热导系数高, 在高功率激光抽运时不会产生热透镜效应, 适合高重频高能量中红外输出; 具有比较高的抗光损伤的能力。

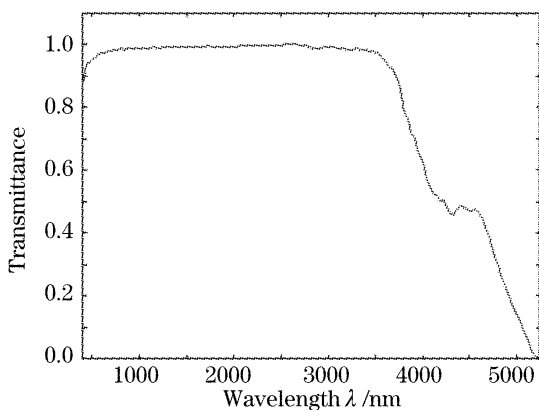


图 1 KTA 晶体的透射比

Fig. 1 Transmittance of KTA crystal

KTA 晶体的种种优点, 以及它在  $2\ \mu\text{m}$  处的高透过率, 从理论上保证了对 KTA 晶体进行光参变振荡输出  $2\ \mu\text{m}$  波长的激光的可行性。

## 3 KTA 晶体用于光参变振荡的数值计算<sup>[8]</sup>

KTA 晶体属正交晶系, 是光学双轴晶体, 由于 KTA 晶体的有效非线性系数随着  $\varphi$  角的增大而减小, 因而我们选择了  $\varphi = 0^\circ$  切割的晶体, 并对其进行了理论分析:

此时抽运光的偏振方向沿着晶体的  $y$  轴 ( $o$  波), 假设闲频光的偏振方向也沿着晶体的  $y$  轴 ( $o$  波), 信号光的偏振方向将在  $x-z$  平面 ( $e$  波)。

由相位匹配条件  $\Delta k = 0$  可得

$$n_p/\lambda_p = n_s/\lambda_s + n_i/\lambda_i.$$

能量守恒:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \Rightarrow 1/\lambda_p = 1/\lambda_s + 1/\lambda_i, \quad (1)$$

所以, 相位匹配条件为

$$n_p = \frac{\lambda_i n_s + \lambda_s n_i}{\lambda_s + \lambda_i}, \quad (2)$$

当满足

$$n_p^o \leq \max\left(\frac{\lambda_s n_i^o + \lambda_i n_s^o}{\lambda_s + \lambda_i}, \frac{\lambda_s n_i^e + \lambda_i n_s^e}{\lambda_s + \lambda_i}\right) \quad (3)$$

时, 能实现二类匹配  $o_p \rightarrow e_s + o_i$  则相位匹配角满足

$$\left\{ \begin{aligned} [n_s^e(\theta)]^2 \left[ \frac{\cos^2 \theta}{(n_s^o)^2} + \frac{\sin^2 \theta}{(n_s^e)^2} \right] &= 1, \end{aligned} \right. \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{aligned} n_p^o &= \frac{\lambda_s n_i^o + \lambda_i n_s^e(\theta)}{\lambda_s + \lambda_i}. \end{aligned} \right. \quad (5)$$

图 2 是抽运光为  $1.06\ \mu\text{m}$  时, 根据 KTA 晶体的塞耳迈耶尔 (Sellmeier) 方程, 通过计算 (1) 式、(4) 式、(5) 式后所获得的 KTA ( $\varphi = 0^\circ$ ) 的角度调谐关系曲线, 在图 2 中虚线表示的是采用 Kato K 等<sup>[9]</sup>提出的塞耳迈耶尔方程计算所获得的角度调谐曲线; 实线则是采用了由 D. L. Fenimore 等<sup>[10]</sup>于 1995 年提出的 KTA 晶体的塞耳迈耶尔方程。

由于国内外对 KTA 晶体用于光参变振荡产生  $2\ \mu\text{m}$  激光这方面的研究报道非常少, 为了验证理论分析的正确性, 我们选取了输出波长为  $2.12\ \mu\text{m}$  时所对应的角度进行切割, 选择该输出波长主要是为了使信号光、闲频光的波长尽可能接近, 从而简化晶体的镀膜过程, 提高晶体镀膜质量。

要获得信号光和闲频光都为  $2.12\ \mu\text{m}$  的简并输出, 根据 Kato K 等提出的塞耳迈耶尔方程算得  $\theta = 48.4461^\circ$ , 由 D. L. Fenimore 等所提出的方程算得  $\theta = 48.891^\circ$ 。考虑到晶体实际状态与理论值之间存在差距, 最后决定采用  $\theta = 49^\circ$  切割的晶体来进行我们的实验工作。

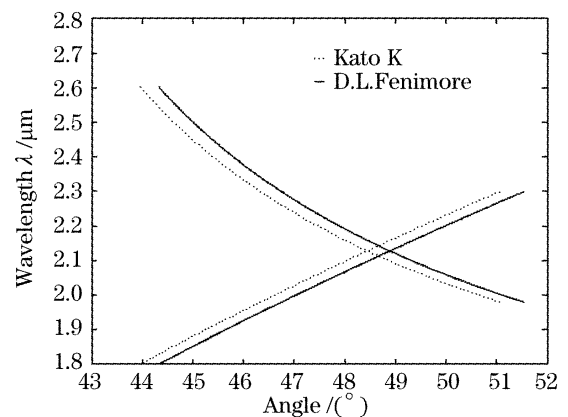


图 2 II 类,  $\varphi = 0^\circ$  切割时的相位匹配曲线

Fig. 2 Phase-matching curve of the II  $\varphi = 0^\circ$  KTA crystal

### 4 实验设计

实验腔形如图 3 所示。

M<sub>2</sub> 对 1.06 μm 高反; M<sub>3</sub> 是偏振片; M<sub>4</sub> 是光参变振荡器输入镜, 对 1.06 μm 高透, 在 2.12 μm 高反; M<sub>5x</sub> 是光参变振荡器输出镜, 我们分别选取了

在 2.12 μm 反射比为 60%, 70%, 90% 的三种镜片, 代号分别为 M<sub>51</sub>、M<sub>52</sub>、M<sub>53</sub>, 他们对 2.12 μm 透过, 同时对 1.06 μm 高透; M<sub>6</sub> 对 1.06 μm 高反, 对 2.12 μm 高透, 在下文中, 将采用 M<sub>51</sub>、M<sub>52</sub>、M<sub>53</sub> 镜作为光参变振荡器输出镜的实验腔形简称为 M<sub>51</sub>、M<sub>52</sub>、M<sub>53</sub> 系统。

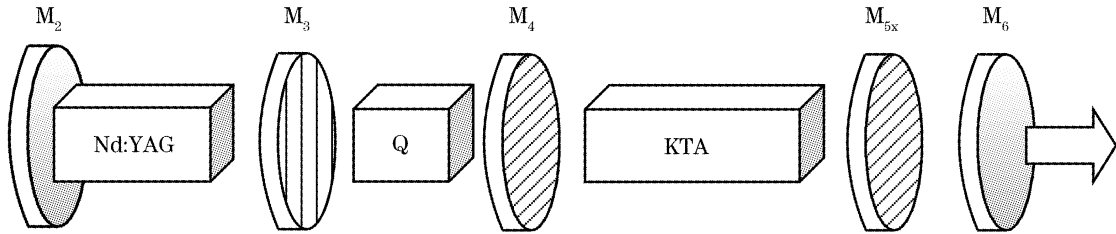


图 3 脉冲式 2 μm KTA 光参变振荡器实验结构图

Fig. 3 Experimental setup of pulsed 2 μm KTA optical parametric oscillator

目前在 15.19 J 输入电能下 ( $E_{in}$ ) 获得的最高输出能量是 35.47 mJ, 由于担心晶体被损坏, 没有继续提高电压。用 WDG30 型光栅单色仪置于 M<sub>6</sub> 镜之后, 测得输出光波波长在 2.16 μm 和 2.09 μm 附近。同时用 Agilent 54615B 500M 数字示波器测量了参变光的脉冲宽度为 35.30 ns (如图 4 所示)。

光参变振荡器输出镜对信号光的反射比变化对系统起振阈值 ( $I_{th}$ ) 产生的影响,  $R_{si}$  代表光参变振荡器输出镜对信号光、闲频光的反射比, 从图 5 可以看出: 当光参变振荡器输出镜对抽运光反射比一定时,  $I_{th}$  与输出镜对抽运光的反射比成反比, 当输出镜对信号闲光的反射比一定时,  $I_{th}$  与输出镜对抽运光的反射比也成反比关系。

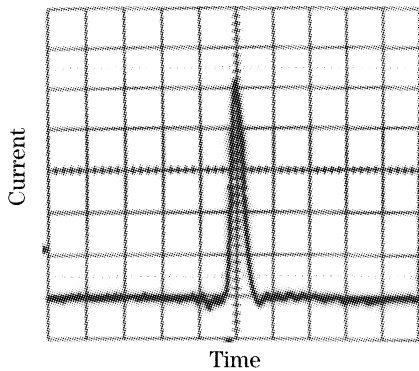


图 4 2 μm 激光脉冲宽度

Fig. 4 Pulse width of 2 μm laser

图 5 是在双谐振情况下, 用经验公式计算出的

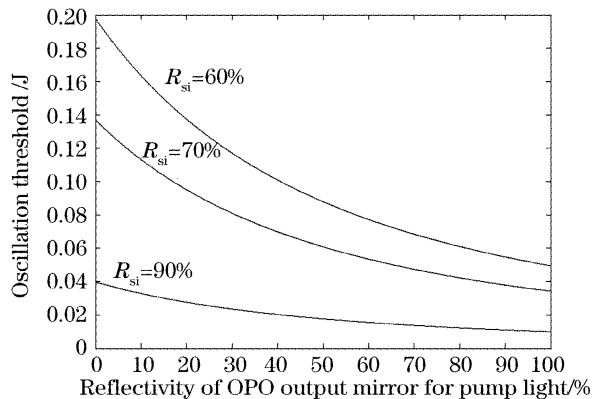


图 5 起振阈值与光参变振荡器输出镜对抽运光的反射比之间的关系曲线

Fig. 5 Relationship between oscillation threshold and reflectivity of OPO output mirror for pump light

图 6 对 M<sub>51</sub>、M<sub>52</sub>、M<sub>53</sub> 系统的输出能量 ( $P_{M_{5X}}$ ) 进行了比较。

采用 M<sub>51</sub> 镜作为光参变振荡器的输出镜输入电能 ( $E_{in}$ ) 为 7.68 J 时光参变振荡器开始有能量输出,  $E_{in}$  达到 15.19 J 时, 输出能量为 33.07 mJ。

采用 M<sub>52</sub> 镜作为光参变振荡器输出镜  $E_{in}$  为 5.88 J 时光参变振荡器开始起振,  $E_{in}$  在 13.86 J 到 15.19 J 之间变化时, 输出的变化趋于平缓。  $E_{in}$  在 15.19 J 时, 获得了 35.46 mJ 的能量输出。

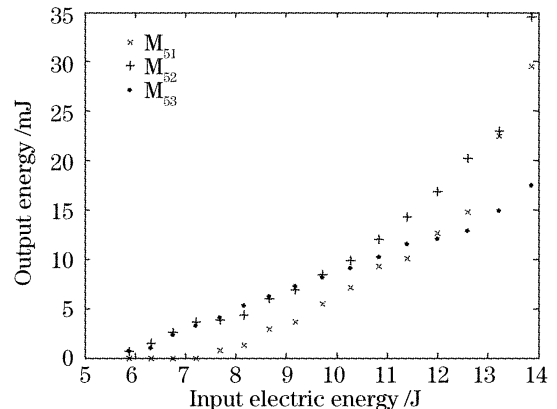


图 6 M<sub>51</sub>、M<sub>52</sub>、M<sub>53</sub> 系统输出能量比较

Fig. 6 Comparison among output energy of M<sub>51</sub>, M<sub>52</sub>, M<sub>53</sub> system

采用 M<sub>53</sub> 镜作为光参变振荡器输出镜谐振腔同样也是在  $E_{in}$  为 5.88 J 时起振, 但能量变化与前两

组实验相比趋于平缓。当  $E_{in}$  达到 13.86 J 时, 能量输出为 17.45 J。

图 7 反映了三个系统的电光转换效率 ( $\eta_{M_{5X}}$ )。在这个实验中可以清楚地看到, 光参变振荡器输出镜对  $2.12 \mu\text{m}$  反射比并不是越高越好, 而是存在一个最佳值。接下来对此现象进行了更进一步的分析。

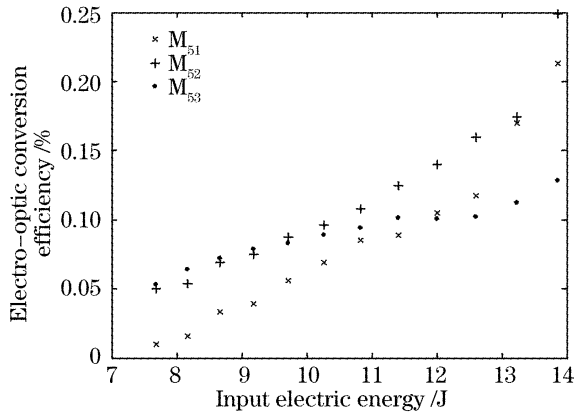


图 7  $M_{51}, M_{52}, M_{53}$  系统电光转换效率比较

Fig. 7 Electro-optic conversion efficiency of  $M_{51}, M_{52}, M_{53}$  system

我们用理论计算出  $\theta = 49^\circ, \varphi = 0^\circ$  切割的 KTA 晶体所构成的双谐振光参变振荡器系统的转换效率与  $N$  之间的关系曲线 ( $N$  为入射抽运光强度超过阈值抽运光强度的倍数), 从图 8 中可以看出: 在一定的相对相位失配量  $-l \times dk/2$  下, 存在一个最佳的抽运倍数  $N_b$ , 能获得最高的转换效率  $\eta_{max}$ 。当抽运倍数超过这一最佳值时, 双谐振光参变振荡器的转换效率将显著下降; 同时随着相对相位失配量  $-l \times dk/2$  的减小, 双谐振光参变振荡器效率曲线的最大值  $\eta_{max}$  降低, 产生参变光所需的抽运倍数  $N_{th}$  增大。

图 8 可以很好地解释为什么  $E_{in}$  超过 12 J 后,  $P_{M_{51}}$  逐渐超过了  $P_{M_{53}}$ 。在同样的腔形条件下, 采用  $M_{51}$  和  $M_{53}$  系统具有相同的相位失配量, 因而他们具

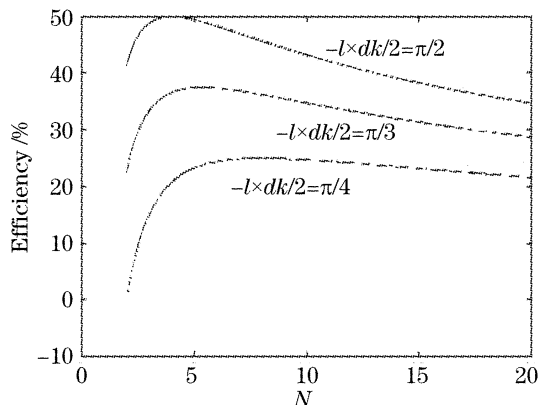


图 8 转换效率和  $N$  值之间的关系曲线

Fig. 8 Relationship between the conversion efficiency and  $N$

有相同的最佳抽运倍数。但  $M_{53}$  系统的起振阈值小于  $M_{51}$  系统, 随着  $E_{in}$  升高,  $M_{53}$  系统先于  $M_{51}$  系统达到最佳抽运倍数。在  $M_{53}$  系统到达最佳抽运倍数之前,  $\eta_{M_{53}} > \eta_{M_{51}}$ , 故  $P_{M_{53}} > P_{M_{51}}$ , 当超过了这个倍数后  $\eta_{M_{53}}$  开始下降, 而  $\eta_{M_{51}}$  还在上升, 因而当达到某一  $E_{in}$  值之后,  $M_{51}$  系统的能量输出曲线开始超过  $M_{53}$  系统。

接着我们研究了在一定抽运电压下, 输出能量与光参变振荡器腔长之间的关系, 图 9 是在 10.83 J 输入电能下, 采用  $M_{52}$  镜同时改变光参变振荡器腔长所测得的光参变振荡器输出能量值曲线, 从图 9 可以看出, 在该输入电能下, 随着光参变振荡器腔长的增大, 输出能量在逐渐减小。

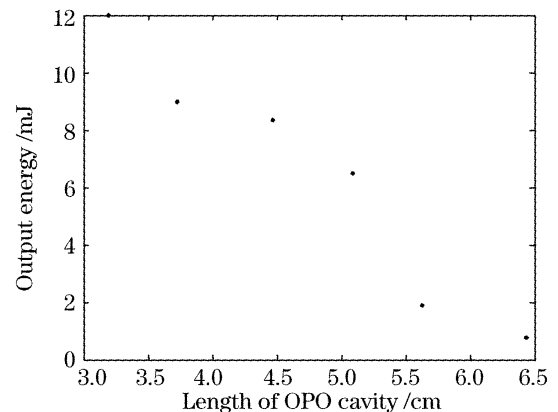


图 9 10.83 J 输入电能下, 输出能量与 OPO 腔长之间的关系

Fig. 9 Relationship between output energy and length of OPO cavity as input electric energy is 10.83 J

## 5 结 论

本文通过实验证明了 KTA 晶体用于光参变振荡产生  $2 \mu\text{m}$  激光的可行性。在实验中测得了  $\theta = 49^\circ$  切割的 KTA 晶体经过光参变振荡后产生的信号光、闲频光波长和脉冲宽度, 验证了理论分析的正确性; 采用对信闲光透过率分别为 60%、70%、90% 的镜片作为光参变振荡器输出镜, 得到了输出镜反射比与输出能量之间的关系曲线, 并计算了三种情况下的电光转换效率; 最后测得了在特定输入电能下, 输出能量与光参变振荡器腔长之间的关系。为下一步的研究工作打下了基础。

## 参 考 文 献

- 1 L. F. Johnson, J. E. Geusic, L. G. van Uitert. Coherent oscillation from  $\text{Tm}^{3+}$ ,  $\text{Ho}^{3+}$ ,  $\text{Yb}^{3+}$  and  $\text{Er}^{3+}$  ions in yttrium aluminum garnet[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1965, 7(5): 127~129
- 2 Christelle Kieleck, Antoine Hirth. Investigations of a Q-switched  $\text{Ho}^{3+}$  YAG laser intracavity-pumped by a diode-pumped  $\text{Tm}^{3+}$  YLF laser[C]. *Proc. SPIE*, 2004, 5460: 56~63

- 3 Wang Yuezhu, Yao Baoquan, Ju Youlun *et al.*. 1.2 W  $\text{ZnGeP}_2$  optical parametric oscillator[J]. *High Power Laser And Particle Beams*, 2005, **17**(S0) : 163~166 (in Chinese)
- 4 Yao Baoquan, He Wanjun, Li Yufeng *et al.*. Technical study of  $\text{ZnGeP}_2$  optical parametric oscillator pumped by a  $2\ \mu\text{m}$  Tm, Ho: YLF Laser[J]. *Chin. J. Lasers*, 2005, **32**(1): 39~42 (in Chinese)  
姚宝权, 贺万骏, 李玉峰等.  $2\ \mu\text{m}$  Tm, Ho: YLF 激光抽运  $\text{ZnGeP}_2$  光参量振荡技术研究[J]. 中国激光, 2005, **32**(1): 39~42
- 5 R. J. Beach, S. B. Sutton, E. C. Honea *et al.*. High power  $2\ \mu\text{m}$  diode pumped Tm: YAG laser[C]. *Proc. SPIE*, 1996, **2698**: 168~171
- 6 Wang Keqiang, Han Long, Wang Jianjun *et al.*. LD pumped intro-cavity OPO high repetition frequency  $2\ \mu\text{m}$  laser[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, **17**(So): 185~188 (in Chinese)  
王克强, 韩 隆, 王建军等. 二极管抽运腔内 OPO 高重复频率  $2\ \mu\text{m}$  激光器[J]. 强激光与粒子束, 2005, **17**(S0): 185~188
- 7 Wei Jingqian, Wang Jiyang, Liu Yaogang. Crystal growth and properties of  $\text{KTiOAsO}_4$  [J]. *J. Synthetic Crystals*, 1994, **23**(2): 95~101 (in Chinese)  
魏景谦, 王继扬, 刘耀岗.  $\text{KTiOAsO}_4$  晶体的生长和性质研究[J]. 人工晶体学报, 1994, **23**(2): 95~101
- 8 Zhu Yachen, Lan Ge, Li Tong *et al.*.  $2\ \mu\text{m}$  OPO laser based on KTA[J]. *Laser Technology*, 2007, **31**(3): 317~321 (in Chinese)  
朱雅琛, 兰 戈, 李 彤等. KTA 晶体用于光参量振荡产生  $2\ \mu\text{m}$  激光的研究[J]. 激光技术, 2007, **31**(3): 317~321
- 9 K. Kato, N. Umemura. Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for  $\text{KTiOAsO}_4$  [C]. *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2004, **2**: 2~4
- 10 D. L. Fenimore, K. L. Schepler, U. B. Ramabadran *et al.*. Infrared corrected Sellmeier coefficients for potassium titanyl arsenate[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1995, **12**(5): 794~796