

文章编号: 1001-3806(2007)03-0317-05

## KTA 晶体用于光参变振荡产生 $2\mu\text{m}$ 激光的研究

朱雅琛<sup>1</sup>, 兰 戈<sup>1\*</sup>, 李 彤<sup>1</sup>, 牛瑞华<sup>1</sup>, 陶 炜<sup>2</sup>

(1. 西南技术物理研究所, 成都 610041; 2 驻西南技术物理研究所军代室, 成都 610041)

**摘要:** 为了研究如何产生  $2\mu\text{m}$  激光, 提出将 KTA 晶体用于光参变振荡来产生  $2\mu\text{m}$  激光的方法, 通过对比 KTA 与 KTP 晶体的非线性性能, 从理论上论证了该方法的可行性; 并从光学频率变换所遵循的能量守恒与动量守恒出发, 利用 KTA 晶体的 Selmeier 方程、根据折射率椭球方程计算出了晶体的切割角度, 绘制出了角度调谐和波长的关系曲线图; 比较了两种切割方式下的晶体有效非线性系数的大小, 通过比较, 得出  $\phi = 0^\circ$ ,  $\theta = 48.37^\circ$  切割的晶体具有更好的非线性特性的结论; 并对该晶体的走离角、允许角、可接受带宽进行了计算, 解决了 KTA-OPO 设计的最基本问题, 为下一步的试验工作开展打下了基础。

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

**中图分类号:** O437 **文献标识码:** A

### $2\mu\text{m}$ OPO laser based on KTA

ZHU Ya-chen<sup>1</sup>, LAN Ge<sup>1</sup>, LI Tong<sup>1</sup>, NIU Rui-hua<sup>1</sup>, TAO Wei<sup>2</sup>

(1. Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu 610041, China; 2. Military Representative Organ Stationed in Southwest Technology and Physics Institute, Chengdu 610041, China)

**Abstract:** In order to generate  $2\mu\text{m}$  laser, a novel method was presented with kalium titanyl arsenate (KTA) as a nonlinear crystal in optical parametric oscillators. It was proved feasible by comparing the nonlinear parameters between KTA and KTP crystal. The graph of the relationship between the wavelength and the tunable-angle was drawn based on Selmeier equation and refractive index ellipsoid of KTA. After comparison it was found that the crystal has better nonlinear characteristic at cut angles of  $\phi = 0^\circ$ ,  $\theta = 48.37^\circ$ . Then the walk-off angle, acceptance angle and bandwidth were calculated. The basic problems on the design of KTA-OPO were solved and the study foundation was built up for the future experiments.

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

## 引 言

$2\mu\text{m}$  激光对大气和烟雾的穿透能力强。1965 年, JOHNSON 等首先在液氮温度下使 Ho:YAG 激光器输出了  $2\mu\text{m}$  激光<sup>[1]</sup>。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  $2\mu\text{m}$  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  $2\mu\text{m}$  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, 例如用于显微外科技术中,  $2\mu\text{m}$  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接; 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。如此之多的用途, 使得  $2\mu\text{m}$  激光受到了广泛的关注并已逐渐成为人们研究

的热点<sup>[2]</sup>, 因而对  $2\mu\text{m}$  激光展开了一定的研究。

## 1 $2\mu\text{m}$ 激光的实现方法

$2\mu\text{m}$  激光从技术上常用两种方法可实现: (1) 二极管抽运 Tm, Ho:GdVO<sub>4</sub><sup>[3]</sup>, Tm, Ho:YLF<sup>[4]</sup> 或 Tm:YAG<sup>[5]</sup> 激光器直接产生; (2) 二极管抽运声光 Q 开关 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。方法 (1) 中, 由于 Tm, Ho:YLF 或 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, 室温下较难获得, 而且成本较为昂贵。而方法 (2) 在常温下就可以实现, 无需制冷, 成本也较低。方法 (2) 中, 人们通常采用 KTP<sup>[6]</sup> 作为光参变振荡晶体, 因此作者提出了采用 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。

## 2 KTA 晶体的特性

1989 年, BERLEN 等人报道了 KTOAsO<sub>4</sub> (KTA) 晶体的非线性光学性质<sup>[7]</sup>: KTA 晶体属于 mm2 类, 是

作者简介: 朱雅琛 (1982-), 女, 硕士研究生, 主要从事非线性光学及固体光参变振荡激光器方面的研究。

\* 通讯联系人。E-mail: office@xjtu.net

收稿日期: 2006-03-16; 收到修改稿日期: 2006-05-15

正双轴晶体,其透光范围为  $0.35\mu\text{m} \sim 5.3\mu\text{m}$ , 在  $1\mu\text{m} \sim 4\mu\text{m}$  吸收系数  $\alpha < 0.01\text{cm}^{-1}$ , 抗损伤阈值高 (大于  $60\text{MW}/\text{cm}^2$ ), 非线性系数大 ( $d_{24} = 4.2 \times 10^{-12}\text{m}/\text{V}$ ), 具有物化性能稳定, 生长技术较成熟等优点。

图 1 是 KTA 晶体的透射系数曲线, 从图中不难看出: 在  $1.0\mu\text{m} \sim 3.5\mu\text{m}$  范围内, KTA 的透射系数达到

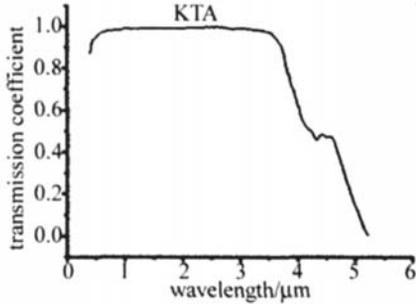


Fig 1 IR transmission spectrum of KTA

Table 1 Comparison between the outputs of KTA and KTP which are all pumped by Nd:YAG(1.06μm)

crystal	pump source (pump wavelength/μm)	output wavelength/μm	output energy/(power)	pulse width/ns	efficiency/%
KTA	Nd:YAG(1.06)	1.53	33W	17.5	35
KTP	Nd:YAG(1.06)	1.3~4.0	20mJ(3μm)	4	20

KTA 晶体的种种优点, 以及它在  $2\mu\text{m}$  处的高透过率, 从理论上论证了采用二极管抽运声光 Q 开关  $1.06\mu\text{m}$  的 Nd:YAG 激光抽运 KTA 晶体进行光参变振荡来实现  $2\mu\text{m}$  波长的激光输出的可行性。

### 3 KTA 晶体用于光参变振荡的数值计算

KTA 晶体属正交晶系, 是光学双轴晶体, 折射率椭球的主轴互相垂直, 其  $x, y, z$  轴的折射率关系为  $n_x < n_y < n_z$ , 光轴处于主轴  $x$  与  $z$  确定的  $x-z$  平面内, 其任何传播方向上的折射率均由折射率椭球给出, 折射率椭球的定义为:

$$\frac{k_x^2}{(n_{\omega_j}^2 - n_x^2)} + \frac{k_y^2}{(n_{\omega_j}^2 - n_y^2)} + \frac{k_z^2}{(n_{\omega_j}^2 - n_z^2)} = 0 \quad (1)$$

$k_x = \sin\theta\cos\phi, k_y = \sin\theta\sin\phi, k_z = \cos\theta$ ,  $\theta$  是光传播方向与  $z$  轴的夹角,  $\phi$  是  $k$  在  $x-y$  平面的投影与  $x$  轴的夹角,  $\omega_j (j=p, s, i)$  表示抽运光、信号光或空闲波的频率。对于垂直于每个波长传播方向的两个本振偏振态, 必须解出 (1) 式以确定折射率  $n_{\omega_j}$ 。从恰当的

Sellmeier 方程<sup>[11]</sup>得到 (温度:  $20\text{C}$ ;  $\lambda$  单位:  $\mu\text{m}$ ):

$$\begin{cases} n_x^2(\lambda) = 5.55552 + 0.04703/(\lambda^2 - 0.04030) - 602.9734/(\lambda^2 - 249.6806) \\ n_y^2(\lambda) = 5.70174 + 0.04837/(\lambda^2 - 0.04706) - 647.9035/(\lambda^2 - 254.7727) \\ n_z^2(\lambda) = 6.98362 + 0.06644/(\lambda^2 - 0.05279) - 920.3789/(\lambda^2 - 259.8645) \end{cases} \quad (2)$$

了  $0.9$  左右, 从  $3.6\mu\text{m}$  以后, 其透射系数逐渐下降, 到  $4.0\mu\text{m}$  处, 其透射系数已经降至  $0.52$  左右。

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( $1064\text{nm}$ ) 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; 在  $3000\text{nm} \sim 5000\text{nm}$  光谱范围内 KTA 的吸收损耗远低于 KTP 晶体 (解决了 KTP 晶体在  $3.4\mu\text{m}$  附近的吸收峰问题), 具有比较高的抵抗光损伤的能力, 广泛用于中红外的光参变振荡器 (OPO)。当 KTP 和 KTA 晶体同时用 Nd:YAG( $1064\text{nm}$ ) 抽运时, 所得到的输出<sup>[8~10]</sup>如表 1 所示。

由表 1 可知, 在相同功率抽运下, KTA 晶体可以获得比 KTP 晶体更高的输出功率和更高的转换效率。

光参变转换的相位匹配条件为:

$$\begin{aligned} k_p(o) &= k_s(e) + k_i(e), \quad (\text{I 类}) \\ k_p(o) &= k_s(o) + k_i(e), \quad (\text{II a 类}) \\ k_p(o) &= k_s(e) + k_i(o), \quad (\text{II b 类}) \end{aligned} \quad (3)$$

式中,  $k_p, k_s, k_i$  分别为抽运光、信号光和闲频光的波矢。当抽运光波长为  $1.06\mu\text{m}$ , 想要获得信号光和闲频光都为  $2.12\mu\text{m}$  的简并输出, 有 I 类、II a 类、II b 类 3 种相位匹配方式可以选择, 由于信号光和闲频光的频率相等, 故 II a 类和 II b 类是等同的, 因此, 实际上只有两种相位匹配方式。下面对两类匹配方式下的相位失配量进行了计算。

根据相位失配量的定义:

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i \quad (4)$$

在相位角  $\theta$  和方位角  $\phi$  的步长均为  $1^\circ$  时, 根据 (3) 式分别求出了晶体任意方向上  $\theta (0^\circ \sim 90^\circ), \phi (0^\circ \sim 180^\circ)$  在 3 种相位匹配方式下的相位失配量  $\Delta k$ , 见图 2。

接着对 KTA 晶体在 I 类、II 类相互作用下的有效非线性系数  $d_{\text{eff}}$  与相位角  $\theta$  和方位角  $\phi$  的关系进行了计算 (相位角  $\theta$  和方位角  $\phi$  的步长均为  $1^\circ$ ), 结果见图 3。

从图 2 和图 3 中可以看出: 当相位角  $\theta$  和方位角  $\phi$  的步长均为  $1^\circ$  时, I 类、II 类的相位失配量都在  $0.0175$  到  $0.02$  之间, 差别不大; 但有效非线性系数则有较为明显的区别, I 类的非线性系数随着  $\theta$  和  $\phi$  的变化在  $0 \sim 1.5 \times 10^{-12}\text{m}/\text{V}$  之间变化, 而 II 类的非线

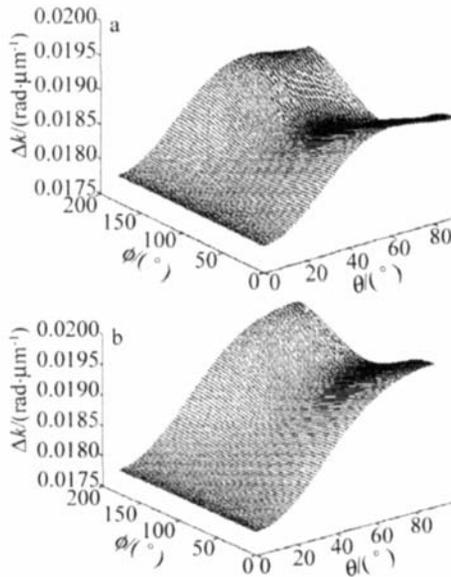


Fig 2 The relationship among the phase mismatch value a—θ and φ (type I) b—θ and φ (type II)

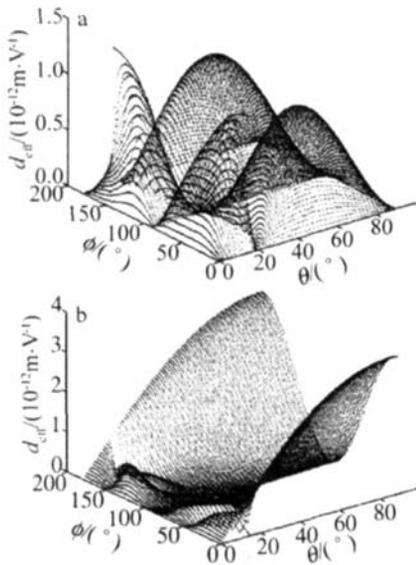


Fig 3 The relationship among the effective nonlinear coefficient a—θ and φ (type I) b—θ and φ (type II)

性系数在  $0 \sim 4 \times 10^{-12} \text{ m/V}$  间变化,很多时候都大于  $1.5 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ ,因而选择了 II 类相位匹配方式来产生  $2\mu\text{m}$  激光。

为了便于切割,选择了  $\phi = 0^\circ$  和  $\phi = 90^\circ$  的 KTA 晶体进行了分析,计算出了这两种 KTA 晶体所对应的相位匹配角,同时对两种 KTA 晶体的有效非线性系数(抽运光为  $1.06\mu\text{m}$ )进行了比较。双轴晶体在这两种方式下的 II 类相互作用近似于正单轴晶体的 II 类匹配,其中 o 和 e 分别表示寻常光和非寻常光。

首先对  $\phi = 0^\circ$  的 KTA 晶体进行分析,此时,抽运光的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 x-z 平面(e 光)。由相位匹配条件  $\Delta k = 0$  可

得:

$$\frac{n_p}{\lambda_p} = \frac{n_i}{\lambda_i} = \frac{n_s}{\lambda_s} \quad (5)$$

能量守恒:

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \Rightarrow \frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \quad (6)$$

所以,相位匹配条件为:

$$n_p = \frac{\lambda_i n_s + \lambda_s n_i}{\lambda_s + \lambda_i} \quad (7)$$

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

能够实现二类匹配  $o_p \rightarrow e_s + o_i$ ,则相位匹配角满足:

$$[n_{s,e}(\theta)]^2 \left[ \frac{\cos^2 \theta}{(n_{s,x})^2} + \frac{\sin^2 \theta}{(n_{s,z})^2} \right] = 1 \quad (8)$$

$$n_{p,o} \leq \frac{\lambda_s n_{i,o} + \lambda_i n_{s,e}}{\lambda_s + \lambda_i} \quad (9)$$

抽运光波长为  $1.06\mu\text{m}$ ,想要获得信号光和闲频光都为  $2.12\mu\text{m}$  的简并输出,经计算得此时的相位匹配角和有效非线性系数为:  $\theta = 48.37^\circ, d_{\text{eff}} = 2.56 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ 。

图 4 是抽运光为  $1.06\mu\text{m}$  时,根据 KTA 晶体的 Sellmeier 方程,通过计算 (6) 式、(8) 式和 (9) 式后所获得的 KTA ( $\phi = 0^\circ$ ) 的角度调谐和信号光、闲频光波长的关系曲线图。

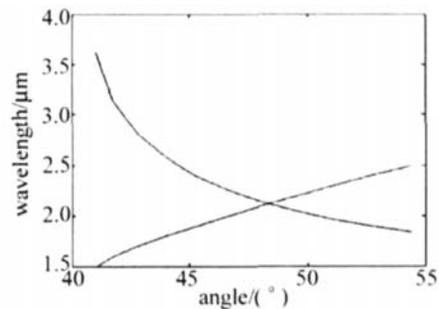


Fig 4 Angle-tuned curve of KTA (type II,  $\phi = 0^\circ$ )

接下来对  $\phi = 90^\circ$  的 KTA 晶体进行分析:此时抽运光的偏振方向沿着晶体的 x 轴(o 光),假设闲频光的偏振方向也沿着晶体的 x 轴(o 光),那么信号光的偏振方向将在 y-z 平面(e 光),则 (8) 式变为式:

$$[n_{s,e}(\theta)]^2 \left[ \frac{\cos^2 \theta}{(n_{s,y})^2} + \frac{\sin^2 \theta}{(n_{s,z})^2} \right] = 1 \quad (10)$$

抽运光波长为  $1.06\mu\text{m}$ ,想要获得信号光和闲频光都为  $2.12\mu\text{m}$  的简并输出,算得此时的相位匹配角和有效非线性系数为:  $\theta_2 = 42.09^\circ, d_{\text{eff}} = 8.98 \times 10^{-28} \text{ m/V}$ 。

图 5 是抽运光为  $1.06\mu\text{m}$  时,根据 KTA 晶体的 Sellmeier 方程,计算 (6) 式、(9) 式和 (10) 式后所获得的 KTA ( $\phi = 90^\circ$ ) 的角度调谐和信、闲光波长的关系曲线图。

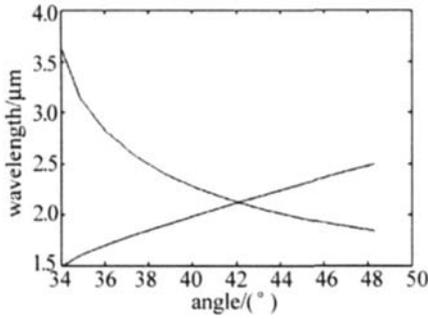


Fig 5 Angle-tuned curve of KTA (type II,  $\phi = 90^\circ$ )

图6中绘出了  $\phi$  在 0 到 90 间变化时 2 类匹配方

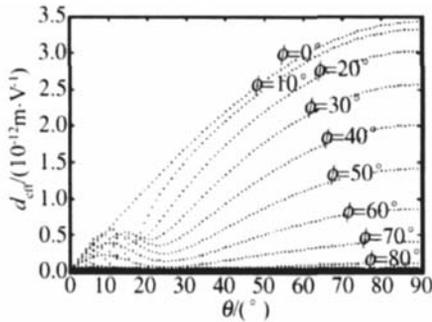


Fig 6 The relationship between effective nonlinear coefficient and  $\theta$  (type II) 式下有效非线性系数  $d$  和  $\theta$  之间的关系,从图中可以看出,随着  $\phi$  的增加,  $d$  在减小。

比较  $\phi = 0^\circ, \theta = 48.37^\circ$  和  $\phi = 90^\circ, \theta = 42.09^\circ$  两种切割方式下的有效非线性系数的具体数值,不难看出前者具有更好的非线性特性。因而对这种方式切割的晶体的走离角、允许角及可接受带宽进行了进一步的分析。

(1) II类相互作用时晶体的走离角和允许角的计算。

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:

$$b_{e_1} = \begin{bmatrix} b_{1e_1} \\ b_{2e_1} \\ b_{3e_1} \end{bmatrix}, a_{e_1} = \begin{bmatrix} a_{1e_1} \\ a_{2e_1} \\ a_{3e_1} \end{bmatrix} \quad (11)$$

正双轴晶体中  $e_2$  光(快光)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:

$$b_{e_2} = \begin{bmatrix} b_{1e_2} \\ b_{2e_2} \\ b_{3e_2} \end{bmatrix}, a_{e_2} = \begin{bmatrix} a_{1e_2} \\ a_{2e_2} \\ a_{3e_2} \end{bmatrix} \quad (12)$$

则双轴晶体中偏振方向为  $e_1, e_2$  光波的走离角为:

$$\begin{cases} \alpha_1 = \arccos(a_{1e_1} b_{1e_1} + a_{2e_1} b_{2e_1} + a_{3e_1} b_{3e_1}) \\ \alpha_2 = \arccos(a_{1e_2} b_{1e_2} + a_{2e_2} b_{2e_2} + a_{3e_2} b_{3e_2}) \end{cases} \quad (13)$$

对于  $\phi = 0^\circ, \theta = 48.37^\circ$  切割的晶体,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,其

走离角计算结果见表 2。

Table 2 The walk-off angles of the pump, idler and signal lights

$\phi = 0^\circ,$ $\theta = 48.37^\circ$	walk-off angle	pump (1.06 $\mu\text{m}$ /	idler (2.12 $\mu\text{m}$ /	signal (2.12 $\mu\text{m}$ /
		o index)	o index)	e index)
		$0^\circ$	$0^\circ$	$2.529^\circ$

(2) II类相互作用时晶体的允许角和可接受带宽的计算。

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

$$\Delta k = \Delta k \Big|_{(\theta=\theta_0, \phi=\phi_0)} + \frac{\partial \Delta k}{\partial \theta} \Big|_{(\theta=\theta_0, \phi=\phi_0)} \Delta \theta + \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial^2 \theta} \Big|_{(\theta=\theta_0, \phi=\phi_0)} (\Delta \theta)^2 + \dots \quad (14)$$

$$\Delta k = \Delta k \Big|_{(\theta=\theta_0, \phi=\phi_0)} + \frac{\partial \Delta k}{\partial \phi} \Big|_{(\theta=\theta_0, \phi=\phi_0)} \Delta \phi + \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial^2 \phi} \Big|_{(\theta=\theta_0, \phi=\phi_0)} (\Delta \phi)^2 + \dots \quad (15)$$

可接受带宽的计算是将  $\Delta k$  在特定的波长处展为泰勒级数:

$$\Delta k = \Delta k \Big|_{(\lambda_i=\lambda)} + \frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_i} \Big|_{(\lambda_i=\lambda)} \Delta \lambda_i + \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial^2 \lambda_i} \Big|_{(\lambda_i=\lambda)} (\Delta \lambda_i)^2 + \dots \quad (16)$$

式中,下标  $i$  分别取  $p$  和  $s$ ,代表抽运光和信号光。

三波互作用的效率可表示为:

$$\eta = \eta_0 \left[ \frac{\sin \left( \frac{\Delta k l}{2} \right)}{\frac{\Delta k l}{2}} \right] \quad (17)$$

式中,  $\eta_0$  为理想匹配时的效率,  $l$  为晶体中光波互作用的长度,计算中取为 10mm,则匹配宽度为:

$$\Delta k = \pm \frac{\pi}{l} \quad (18)$$

此时,三波作用效率下降到最大值的  $4/\pi^2$ ,大约 40%左右,由 (14)式、(15)式、(16)式和 (18)式可得:

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \theta} \Big|_{(\theta=\theta_0, \phi=\phi_0)} \Delta \theta + \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial^2 \theta} \Big|_{(\theta=\theta_0, \phi=\phi_0)} (\Delta \theta)^2 = \pm \frac{\pi}{l} \quad (19)$$

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \phi} \Big|_{(\theta=\theta_0, \phi=\phi_0)} \Delta \phi + \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial^2 \phi} \Big|_{(\theta=\theta_0, \phi=\phi_0)} (\Delta \phi)^2 = \pm \frac{\pi}{l} \quad (20)$$

$$\frac{\partial \Delta k}{\partial \lambda_i} \Big|_{(\lambda_i=\lambda)} \Delta \lambda_i + \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial^2 \lambda_i} \Big|_{(\lambda_i=\lambda)} (\Delta \lambda_i)^2 = \pm \frac{\pi}{l} \quad (21)$$

解 (19)式、(20)式和 (21)式便可以求得允许角  $\Delta \theta, \Delta \phi$  以及可接受带宽  $\Delta \lambda_i$ 。

对于  $\phi = 0^\circ, \theta = 48.37^\circ$  切割的晶体, 通过计算获得其允许角和可接受带宽, 见表 3。

Table 3 The Acceptance angles and bandwidths

$\phi = 0^\circ,$ $\theta = 48.37^\circ$	acceptance angles/bandwidths	$\Delta\theta/\text{rad}$	$\Delta\phi/\text{rad}$	$\Delta\lambda_p/\mu\text{m}$	$\Delta\lambda_s/\mu\text{m}$
( $l = 10\text{mm}$ )		0.0266	0.4237	0.0257	0.0757

## 4 结 论

提出了将 KTA 晶体用于光参变振荡来产生 2 $\mu\text{m}$  激光的方法, 通过 KTA 与 KTP 晶体的非线性性能的对比, 从理论上论证了该方法的可行性; 并且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 Sellmeier 方程、根据折射率椭球方程计算出了晶体的切割角度, 绘制出了角度调谐和波长的关系曲线图, 比较了两种切割方式下的晶体有效非线性系数的大小; 并对  $\phi = 0^\circ, \theta = 48.37^\circ$  切割的晶体的走离角、允许角、可接受带宽进行了计算, 解决了 KTA-OPO 设计的最基本问题, 从而为下一步的试验工作开展打下了基础。

## 参 考 文 献

- [1] JOHNSON L F, GEUSIC J E, van UPTERT L G Coherent oscillation from  $\text{Tm}^{3+}, \text{Ho}^{3+}, \text{Yb}^{3+}$  and  $\text{Er}^{3+}$  ions in yttrium aluminum garnet [J]. A P L, 1965, 7(5): 127~129.
- [2] KIELECK C, H R T H A. Investigations of a Q-switched Ho YAG laser intracavity-pumped by a diode-pumped Tm :YLF laser [J]. Proc SPIE, 2004, 5460: 56~63.
- [3] WANG Y Zh, YAO B Q, JU Y L *et al* 1W~2W ZnGeP<sub>2</sub> optical parametric oscillator [J]. High Power Laser and Particle Beam, 2005, 17(S1): 163~166 (in Chinese).
- [4] YAO B Q, HE W J, LI Y F *et al* Technical study of ZnGeP<sub>2</sub> optical parametric oscillator pumped by a 2 $\mu\text{m}$  Tm, Ho YLF laser [J]. Chinese Journal of Laser, 2005, 32(1): 39~42 (in Chinese).
- [5] BEACH R I, SUTTON S B, HONEA E C *et al* High power 2 $\mu\text{m}$  diode pumped Tm YAG laser [J]. SPIE, 1996, 2698: 168~171.
- [6] WANG K Q, HAN L, WANG J J *et al* LD pumped into-cavity OPO high repetition frequency 2 $\mu\text{m}$  laser [J]. High Power Laser and Particle Beam, 2005, 17(S1): 185~188 (in Chinese).
- [7] WEI J Q, WANG J Y, LIU Y G The study about growth and character of KTOA:SO<sub>4</sub> crystal [J]. Artificial Crystal, 1994, 23(2): 95~101 (in Chinese).
- [8] MARK S W, PETER F M, JEFFREY J K High-average-power KTOA:SO<sub>4</sub> optical parametric oscillator [J]. Opt Lett, 1998, 23(15): 1161~1163.
- [9] BOSENBERG W R, DEAN R Broadly tunable single-frequency optical parametric frequency-conversion system [J]. J O S A, 1993, 10(9): 1716~1722.
- [10] 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).
- [11] KATO K, UMEMURA N. Sellmeier and thermo-optic dispersion formulas for KtOA:SO<sub>4</sub> [J/OL]. <http://www.cleoconference.org/materials/Thursday Abstract pdf, 2004-12-13>.
- (上接第 300 页)
- 模面积使抽运功率密度减小; (2) 采用短腔长结构; (3) 在条件允许的情况下, 采用长激光波长; (4) 改变纤芯材料组分, 使斯托克斯波辐射截面减小; (5) 用 975nm 的激光作为抽运源时, Yb<sup>3+</sup> 离子的吸收谱半峰全宽虽然比在 915nm 处的吸收谱半峰全宽要窄, 但吸收截面是 915nm 处的吸收截面的两倍以上, 因此抽运效率高, 最佳光纤长度短, 有利于抑制喇曼效应。
- ## 3 结 论
- 通过上述数值计算和分析, 得到了光纤激光器结构参量与喇曼阈值抽运功率之间的关系。模拟结果表明, 当光纤激光器采用大纤芯直径、短腔长、小斯托克斯波辐射截面和长激光波长的结构参量时, 可以提高斯托克斯波阈值抽运功率, 降低喇曼效应。在优化这些结构参量的时候, 既要抑制喇曼效应, 提高激光输出功率和光束质量, 又要考虑所选用方法是否容易实现。
- ## 参 考 文 献
- [1] WU Zh L, LOU Q H, DONG J X *et al* Research for the side-coupling properties of micro-prism and double-cladding fiber [J]. Laser Technology, 2005, 29(5): 533~535 (in Chinese).
- [2] WEI W L, OU P, YAN P *et al* Side-pumping coupler technology for double-clad fiber [J]. Laser Technology, 2004, 28(2): 116~120 (in Chinese).
- [3] REICHEL V, MORL K, UNGER S *et al* Fiber-laser power scaling beyond the 1-kilowatt level by Nd Yb co-doping [J]. Proc SPIE, 2005, 5777: 404~407.
- [4] HARDY A, ORON R. Signal amplification in strongly pumped fiber amplifiers [J]. IEEE J Q E, 1997, 33(3): 307~313.
- [5] WANG Y, XU Ch Q, PO H *et al* Analysis of Raman and thermal effects in kilowatt fiber lasers [J]. Opt Commun, 2004, 242: 487~502.
- [6] KNCA D D, CHENEY W. Numerical analysis mathematics of scientific computing [M]. 3th ed, Beijing: China Machine Press, 2003. 572~589 (in Chinese).
- [7] KELSON I, HARDY A. Strongly pumped fiber lasers [J]. IEEE J Q E, 1998, 34(9): 1570~1577.
- [8] PASCHOTTA R, NILSSON J, TROPPER A C *et al* Ytterbium-doped fiber amplifiers [J]. IEEE J Q E, 1997, 33(7): 1049~1056.
- [9] WEBER M J, LYNCH J E, BLACKBURN D H *et al* Dependence of the stimulated emission cross section of Yb<sup>3+</sup> on host glass composition [J]. IEEE J Q E, 1983, QE19(10): 1600~1608.
- [10] URQUHART W P, LA YBOURN P J. Effective core area for stimulated Raman scattering in single-mode optical fibers [J]. IEE Proceedings, 1985, 132(4): 201~204.