

文章编号: 1001-3806(2012)01-0059-05

## 腔内多模光束偏心辐射非线性晶体温度场分析

刘小建<sup>1</sup> 李隆<sup>1,2\*</sup> 杜长龙<sup>1</sup> 史霞<sup>1</sup> 史彭<sup>1,2</sup> 甘安生<sup>1,2</sup>

(1. 西安建筑科技大学 理学院 西安 710055; 2. 西安建筑科技大学 应用物理研究所 西安 710055)

**摘要:** 为了解决高功率绿光激光器非线性晶体腔内倍频非均匀温升对谐波转换效率的影响问题,对非线性晶体多模光束腔内倍频温度特性进行了解析研究。依据非线性晶体腔内倍频工作状态特点分析,利用热传导方程得到了非线性晶体腔内基波多模光束偏心辐射温度场的一般解析表达式。结果表明,若偏心辐射到晶体的多模束腰光斑为 $200\mu\text{m}$ ,谐振腔内多模基波功率为500W,多模基波偏心辐射(偏心度 $\xi=0.33$ )KTP晶体内的最高温升为 $79.80^\circ\text{C}$ ,相对于同等条件中心辐射的最高温升 $83.14^\circ\text{C}$ 降低了4.0%;当基波入射非线性晶体偏心度增大时,可有效地降低KTP晶体的最高温升。建立的非线性晶体热分析模型符合绿光激光器的实际需要,对于消除非线性晶体热效应影响、提高激光器谐波转换效率具有指导意义。

**关键词:** 激光器;腔内倍频;多模光束;偏心辐射;KTP晶体;温度场

中图分类号: TN248.1 文献标识码: A doi: 10.3969/j.issn.1001-3806.2012.01.016

## Temperature field of nonlinear crystal eccentric-radiated by intra-cavity multi-mode beam

LIU Xiao-jian<sup>1</sup>, LI Long<sup>1,2</sup>, DU Chang-long<sup>1</sup>, SHI Xia<sup>1</sup>, SHI Peng<sup>1,2</sup>, GAN An-sheng<sup>1,2</sup>

(1. Faculty of Science, Xi'an University of Architecture & Technology, Xi'an 710055, China; 2. Institute of Applied Physics, Xi'an University of Architecture & Technology, Xi'an 710055, China)

**Abstract:** In order to improve the frequency doubling conversion efficiency of nonlinear crystal influenced by non-uniform temperature rise in high power green lasers, the temperature performance of nonlinear crystal with intracavity multi-mode frequency doubling was analytically investigated. According to the actual characteristics of nonlinear crystal with intra-cavity frequency doubling, based on the heat conduction equation, a general analytical expression of temperature field in nonlinear crystal eccentric-radiated by multi-mode fundamental wave was obtained. The result shows that when the waist spot radius of multi-mode light beam is  $200\mu\text{m}$ , the power of fundamental wave is 500W, and the maximum temperature rise of KTP crystal eccentric-radiated (eccentric degree  $\xi=0.33$ ) by fundamental harmonic is  $79.80^\circ\text{C}$ , 4.0% lower than the maximum temperature rise  $83.14^\circ\text{C}$  of KTP crystal center-radiated by fundamental harmonic with other conditions keeping the same. When the radiation eccentricity increases, the maximum temperature rise of KTP crystal can be effectively reduced. The thermal model of nonlinear crystal meets the actual requirement of green lasers, which will play an instructive role in elimination of nonlinear crystal heating effect and improvement of the harmonic conversion efficiency of nonlinear crystal.

**Key words:** lasers; intra-cavity frequency doubling; multi-mode beam; eccentric radiation; KTP crystal; temperature field

### 引言

激光二极管抽运的高功率绿光激光器将固体激光技术与非线性晶体频率变换技术融合于一起,解决了传统固体激光器设备庞大、光光转换效率低、热效应严重等缺点,在工业加工、激光分离铀离子同位素、可调谐激光器抽运源、海洋探测、污染检测、医疗手术以及

军事应用等领域都有着广泛的应用<sup>[1-2]</sup>。

激光谐振腔内基波功率密度高、光束模式相对稳定,采用腔内倍频是提高非线性晶体谐波转换效率的一种有效方法<sup>[3]</sup>。但非线性晶体受基波辐射,极化变频的同时不可避免地吸收部分基波能量,导致了通光方向上的非均匀温升,严重地影响了绿光输出功率以及光束质量<sup>[4-5]</sup>。高功率激光器在运转过程中,激光晶体和非线性晶体的热效应<sup>[6]</sup>、激光器件机械稳定性、环境的机械扰动与环境温度的起伏、谐振腔的损耗等都将导致腔内谐振内的光束处于多模振荡状态<sup>[7]</sup>。

目前对于腔内倍频非线性晶体热效应的研究已不少,但大多为实际情况的近似讨论:其一,在腔内倍频

基金项目:西安市科技局创新支撑计划资助项目(CXY1015(6))

作者简介:刘小建(1985-),男,硕士研究生,从事激光物理与技术研究。

\* 通讯联系人。E-mail: lilong7211@126.com

收稿日期:2011-04-22;收到修改稿日期:2011-06-16

非线性晶体温场研究中基于了腔内振荡光为理想平面波或基模(TEM<sub>00</sub>)的假设<sup>[8]</sup>;其二,将使用的方形晶体近似为圆柱形处理,并假设腔内基频光沿晶体中心轴方向入射<sup>[9-10]</sup>。实际激光器所用腔内倍频非线性晶体大多为方形(a mm × b mm × c mm),而且没有一个标准判据表明基波辐射点就位于非线性晶体的中心。

综上所述,大多非线性晶体腔内倍频时处于多模光束偏心极化状态。作者通过方形KTP晶体腔内倍频工作状态分析,建立了端面绝热、周边恒温、偏心极化的非线性晶体热分析模型,利用热传导方程得到了多模光束偏心辐射KTP晶体温度场分布的一般解析表达式,并分析了谐振腔基波功率、多模光束腰半径、偏心辐射度对于KTP晶体温度场分布的影响。研究结果对于降低非线性晶体热效应影响,提高激光器谐波转换效率具有理论指导意义。

### 1 方形KTP晶体腔内多模光束偏心倍频温度场的解析计算

非线性晶体KTP具有透光波段宽、非线性系数大、破坏阈值高等特点,对于发展掺钕离子的激光器,如Nd:YAG、Nd:YLF、Nd:YVO<sub>4</sub>和Nd:GdVO<sub>4</sub>等绿光激光器具有极其重要的意义<sup>[8]</sup>。图1所示为激光二极管阵列侧面抽运Nd:YAG模块KTP晶体腔内倍频连续波绿光激光器实验装置简图。图中滤色镜的作用在于滤去激光器由折叠反射镜M<sub>2</sub>透射出1064nm光束。

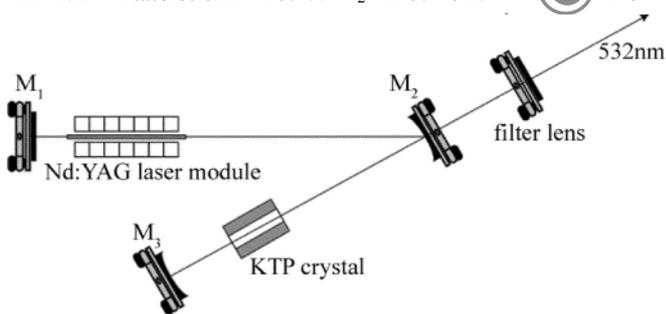


Fig. 1 Schematic diagram of a KTP intra-cavity doubling continuous wave green laser with a LD side-pumped Nd:YAG laser module

#### 1.1 方形非线性晶体腔内多模光束偏心倍频热模型及其边界条件

激光谐振腔内基波功率较大,非线性晶体腔内倍频时又被置于基波束腰位置,在极大提高辐射非线性晶体基波功率密度的同时,也导致了晶体通光方向上非均匀温升,引起的热效应影响了谐波转换效率<sup>[11]</sup>。为了降低非线性晶体的温升,在激光器工作时对晶体采用了主动强冷却方式,侧面温度就会恒定,作为热模型数学处理设定冷却外界温度为0(相对),得出温度场后,再叠加入冷却外界温度(这里是18℃)。图2为非线性晶体及其热沉冷却装置简图。为确保晶体与

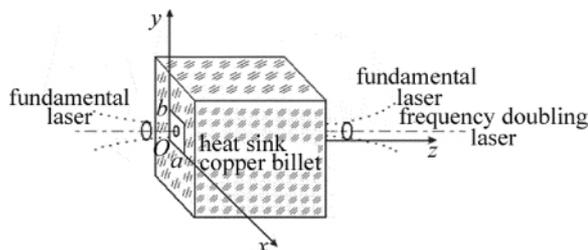


Fig. 2 Schematic diagram of cooling device of frequency doubling KTP crystal thermal model

热沉间有良好的导热性,可在晶体四周涂抹银粉,用铜膜包裹,再置入热沉夹块中。热沉夹块选用紫铜制作,在于紫铜与晶体有着相近的热膨胀率。热沉温度由循环水冷方式或半导体冷却方式加以控制<sup>[8]</sup>。

非线性晶体两通光端面露于空气中,与空气接触,谐振腔被密封,腔内空气处于静态,这样晶体和空气以热交换散失的热量将远远小于经晶体侧面以热传导流出热量,可假设晶体端面满足近似绝热条件<sup>[12]</sup>。由上述分析可得非线性晶体腔内倍频时的边界条件为:

$$\begin{cases} u(0, y, z) = u(a, y, z) = 0 \\ u(x, 0, z) = u(x, b, z) = 0 \\ \frac{\partial u(x, y, z)}{\partial z} \Big|_{z=0} = \frac{\partial u(x, y, z)}{\partial z} \Big|_{z=c} = 0 \end{cases} \quad (1)$$

式中 a b c 为非线性晶体的尺寸。

#### 1.2 方形非线性晶体腔内多模光束偏心倍频热传导方程及解析分析

由于激光器固有的弛豫振荡、激光晶体非均匀抽运产生的热效应、谐振腔腔镜热畸变以及激光器工作环境的影响都将导致腔内谐振的光束处于多模振荡。将非线性晶体及其热沉置于基波束腰位置时,并无任何判据表明腔内基波沿晶体中心轴线通光。另外,非线性晶体内杂质吸收、膜层质量、环境空气质量等因素会使得辐射点处晶体表面破坏,造成绿光输出功率下降。将基波入射点偏调,有意避让晶体破损点,并通过谐振腔的优化调整,也可使绿光输出功率回升。图3为多模基波偏心辐射方形晶体示意图,其中 x<sub>0</sub> 和 y<sub>0</sub> 为基波入射晶体端面坐标。

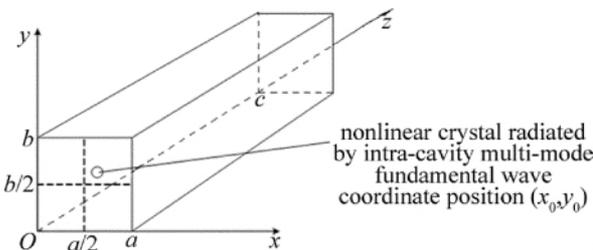


Fig. 3 Schematic diagram of square KTP crystal with multi-mode laser off-centering radiation

对激光谐振腔内光束偏心入射非线性晶体,在此引入偏心度的概念。对于光束偏心入射方形端面非线性晶体,如图4所示,可定义偏心度为偏心入射晶体端

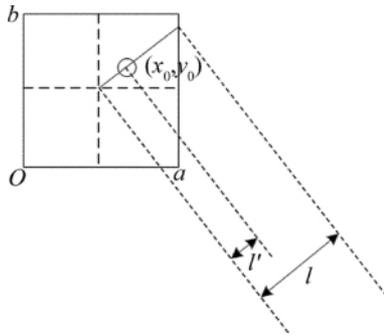


Fig. 4 Schematic diagram of square nonlinear crystal with multi-mode laser off-centering radiation

面的位置到中心距离  $l'$  与晶体中心、偏心入射点连线并延长晶体边缘  $l$  的比值, 即  $\xi = l'/l$ 。

腔内基频光沿着  $z$  轴方向入射非线性晶体, 其多模光场分布表达式为<sup>[13]</sup>:

$$I(x, y, z) = \sum_{m=0}^m \sum_{n=0}^n I_{mn}(x, y, z) \quad (2)$$

式中,

$$\left\{ \begin{aligned} I_{mn}(x, y, z) &= C_{mn}^2 I_0 H_m^2 \left[ \sqrt{2} \frac{(x - x_0)}{w(z)} \right] \times \\ &H_n^2 \left[ \sqrt{2} \frac{(y - y_0)}{w(z)} \right] \times \\ &\exp \left[ -2 \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{w(z)} \right] \\ w(z) &= M \times w \\ \sum_{m=0}^m \sum_{n=0}^n C_{mn}^2 &= 1 \end{aligned} \right. \quad (3)$$

式中  $m$  和  $n$  为谐振腔振荡模阶数, 取为正整数, 表示在水平和垂直方向上与光轴垂直强度零节点的数量;

$C_{mn}^2$  为归一化系数;  $I_0$  为基频光中心处的功率密度;  $H$  为厄米特算符;  $w(z)$  为多模光束的光斑半径;  $M$  为一个与坐标无关的多模系数;  $w$  为基模光束的光斑半径。由于激光的弛豫振荡, 谐振腔内各振荡模之间具有非相干性。

图 5 所示为激光器  $TEM_{00}$ ,  $TEM_{10}$ ,  $TEM_{01}$ ,  $TEM_{11}$  光强归一化空间分布模式。

因为其它形式的高阶模在腔内振荡光束中所占份额较小, 在此假设腔内振荡的多模光束由  $TEM_{00}$ ,  $TEM_{10}$ ,  $TEM_{01}$ ,  $TEM_{11}$  组成, 其归一化系数  $C_{00}$ ,  $C_{01}$ ,  $C_{10}$ ,  $C_{11}$  分别近似为 70%, 22%, 5%, 3%<sup>[14]</sup>。依据 (2) 式, 将腔内多模光束进行归一化。图 6 所示为腔内归一化的多模光束模式分布图。

激光谐振腔内基频光功率远远大于倍频光功率, 可忽略非线性晶体吸收倍频光能量产生温升的影响<sup>[8]</sup>, 此时非线性晶体内的热功率密度为:

$$q_v(x, y, z) = \beta I(x, y, z) =$$

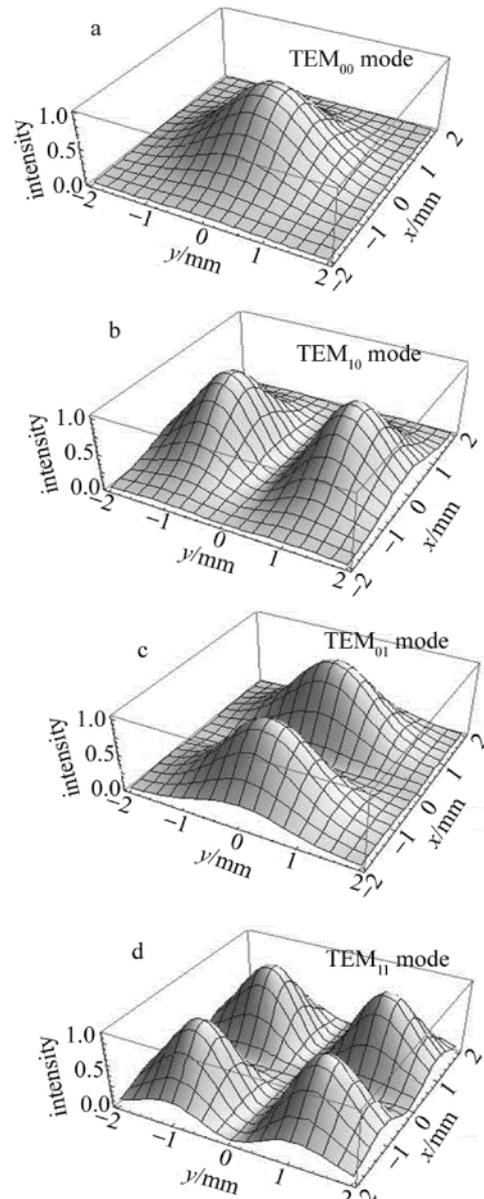


Fig. 5 Distribution diagram of normalized multi-mode light intensity

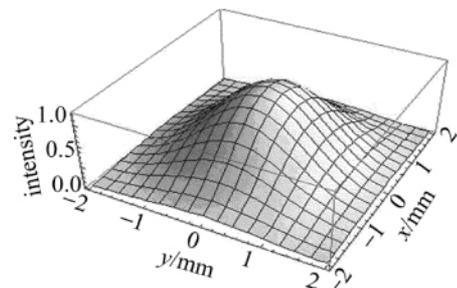


Fig. 6 Distribution diagram of normalized multi-mode light beam in the resonator

$$\beta I_0 \exp \left[ -2 \frac{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}{w^2(z)} \right] \times \sum_{m=0}^m \sum_{n=0}^n C_{mn}^2 H_m^2 \left[ \sqrt{2} \frac{(x - x_0)}{w(z)} \right] \times H_n^2 \left[ \sqrt{2} \frac{(y - y_0)}{w(z)} \right] \quad (4)$$

式中  $\beta$  为非线性晶体对激光腔内基频光能量的吸收系数。

非线性晶体内部产生热源, 周边被强制冷却, 其温度场分布遵循 Poisson 方程<sup>[11]</sup>:

$$\frac{\partial^2 u(x, y, z)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u(x, y, z)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u(x, y, z)}{\partial z^2} = -\frac{q_v(x, y, z)}{\lambda} \quad (5)$$

式中  $q_v(x, y, z)$  为非线性晶体内热功率密度, 即单位体积内的发热率,  $\lambda$  为非线性晶体导热系数或称为热导率。

由于非线性晶体对基频光的吸收率较小, 而且非线性晶体尺寸较短, 这里忽略非线性晶体吸收引起腔内基频光能量的减小, 假设腔内基频光光强度不变, 则非线性晶体内温度场  $u(x, y, z) = u(x, y)$ <sup>[8]</sup>。根据非线性晶体腔内多模光束偏心倍频热模型, 可得晶体温度场分布的解析解表达式:

$$u(x, y) = \sum_{n'=1}^{\infty} \sum_{m'=1}^{\infty} A_{n'm'} \sin \frac{n'\pi}{a} x \sin \frac{m'\pi}{b} y \quad (6)$$

式中, 比例系数  $A_{n'm'}$  为:

$$A_{n'm'} = \frac{4I_0\beta ab}{\lambda\pi^2(b^2n'^2 + a^2m'^2)} \int_0^a \int_0^b \sum_{m=0}^m \sum_{n=0}^n C_{mn} \times H_m^2 \left[ \frac{2(x-x_0)}{w(z)} \right] H_n^2 \left[ \frac{2(y-y_0)}{w(z)} \right] \times \exp \left[ -2 \frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{w^2(z)} \right] \sin \frac{n'\pi}{a} x \sin \frac{m'\pi}{a} y dx dy \quad (7)$$

式中,  $n', m'$  为正交归一本征函数系所确定的正整数。

## 2 多模偏心辐射 KTP 晶体温度场及影响参量分析

### 2.1 多模基波偏心辐射腔内倍频晶体温度场分析

#### 2.1.1 多模基波偏心辐射 KTP 晶体 3 维温度场分布

若偏心辐射到晶体的多模束腰半径为  $200\mu\text{m}$ , 谐振腔内多模基波功率为  $500\text{W}$ , 倍频晶体尺寸为  $3\text{mm} \times 3\text{mm} \times 8\text{mm}$ 。图 7 为多模基波偏心辐射(偏心度  $\xi =$

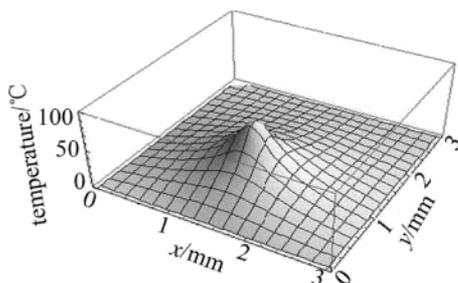


Fig. 7 3-D temperature field distribution of KTP crystal with multi-mode laser off-centering( $\xi=0.33$ ) radiation

0.33) KTP 晶体的 3 维温度场分布图。此时, KTP 晶体内的最高温升为  $79.80^\circ\text{C}$ 。KTP 晶体内腔多模偏心倍频等温线分布图如图 8 所示。

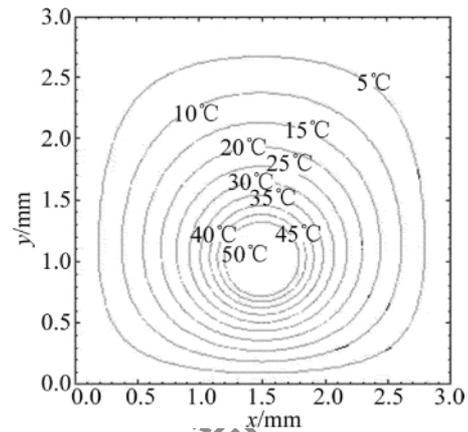


Fig. 8 Isotherm distribution of KTP crystal with intra-cavity multi-mode off-centering frequency doubling

2.1.2 多模束腰光斑对 KTP 晶体温度场的影响 入射非线性晶体内多模基频光光斑尺寸对于倍频效率也有着重要影响。假如激光器谐振腔参量调整, 则入射到非线性晶体内多模基频光光斑尺寸将发生较大的改变。控制多模基频光束功率稳定在  $500\text{W}$ , 考虑入射非线性晶体多模光斑大小分为  $150\mu\text{m}$ ,  $200\mu\text{m}$ ,  $250\mu\text{m}$  和  $300\mu\text{m}$ 。图 9 中给出了多模基频光具有不同束腰尺寸时, KTP 晶体内部温升的分布情况。

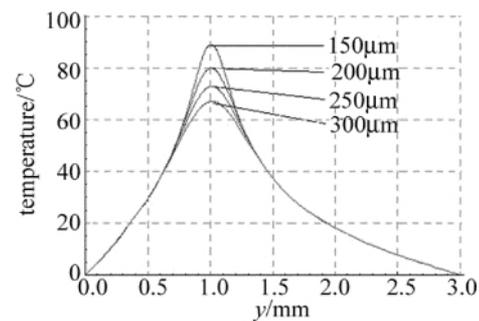


Fig. 9 KTP crystal temperature field distribution contrast diagram for different fundamental laser waist radius

当腔内多模光束腰斑分别为  $150\mu\text{m}$ ,  $200\mu\text{m}$ ,  $250\mu\text{m}$ ,  $300\mu\text{m}$  时, KTP 晶体的最高温升分别为  $88.87^\circ\text{C}$ ,  $79.80^\circ\text{C}$ ,  $72.73^\circ\text{C}$ ,  $66.96^\circ\text{C}$ 。可知多模基频光腰斑越小, KTP 晶体辐射中心的温升越高。但是多模基波腰斑大小的改变仅仅影响辐射中心局部晶体的温升的变化, 对于晶体中心温升影响不大。

2.1.3 多模基波功率对 KTP 晶体温度场的影响 非线性晶体的倍频效率与基频光束功率有着重要的关系。调节激光二极管的抽运功率, 使得谐振腔内基波功率升高, 并通过谐振腔的参量调整控制入射晶体的多模基波腰斑为  $200\mu\text{m}$ , 图 10 所示为腔内不同多模基波功率时 KTP 晶体温度场分布情况。由图 10 可知,

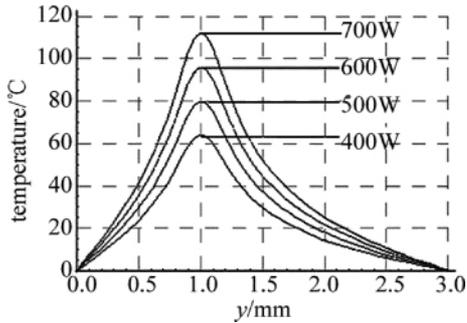


Fig. 10 KTP crystal temperature field distribution contrast diagram for different multi-mode laser power in the resonator

当腔内基频光为 400W、500W、600W、700W 时, KTP 晶体内部最高温升分别为 63.84℃、79.80℃、95.76℃、111.73℃。基频光功率增加, KTP 晶体内部温度升高, 不但影响辐射中心的局部温度场, 晶体中心的温度也发生了明显变化。

## 2.2 多模基波偏心度对 KTP 晶体温度场影响

图 11 为 KTP 晶体受多模基频光中心辐射 ( $\xi = 0$ ) 与偏心辐射 ( $\xi = 0.33$ ) 时相对温升的对比图。

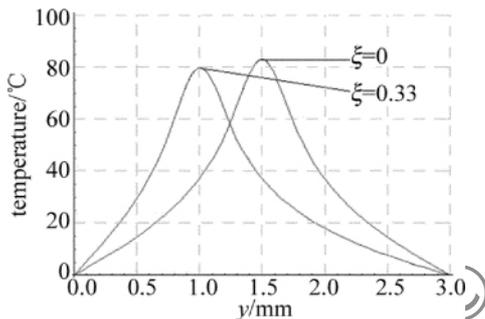


Fig. 11 KTP temperature field comparison between centering ( $\xi = 0$ ) radiation and off-centering ( $\xi = 0.33$ ) radiation

由图 11 可知, 受多模基频光中心辐射 ( $\xi = 0$ ) 时 KTP 晶体的最高相对温升为 83.14℃, 受偏心辐射 ( $\xi = 0.33$ ) 时晶体的最高相对温升为 79.80℃, 最高温升降低了 4.0%。随着辐射偏离中心程度的增大而非线性晶体最高温升降低, 这是因为受多模基频光偏心辐射时在晶体内部产生的热源距离周边冷却边缘较近所致。

## 3 结论

通过对激光器方形腔中多模偏心倍频晶体温度场的分析, 给出了归一化的多模光束分布表达式, 提出了长方体多模倍频光辐射偏心度的概念, 得出了非线性晶体腔内多模偏心倍频温度场解析解, 并分析了辐射偏心度、基波功率、多模腰斑尺寸等因素对 KTP 晶体温度场的影响。结果表明, 若腔内基频光功率为 500W、

多模束腰半径为 200 $\mu\text{m}$  的偏心辐射 (偏心度  $\xi = 0.33$ ) 到方形 KTP 晶体时, 晶体内的最高温升为 83.14℃。与中心辐射相比, 偏心辐射 ( $\xi = 0.33$ ) 时 KTP 晶体最高温升下降了 4.0%。该研究对于减少 KTP 晶体热效应引起的相位失配, 提高百瓦级绿光激光器的输出功率, 起到指导作用。

## 参考文献

- [1] FAN T Y, BYER R L. Diode laser-pumped solid-state lasers [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1988, 24(6): 895-912.
- [2] CAO H Zh, TAN H M, PENG H Y, et al. Laser diode end-pumped Yb:YAG/LBO 537.8nm green laser [J]. Laser Technology, 2008, 32(6): 593-595 (in Chinese).
- [3] YAO J Q. Technic of nonlinear optical frequency conversion and laser tunable technic [M]. Beijing: Science Press, 1995: 58-63 (in Chinese).
- [4] SASAKI T, KOJIMA T, YOKOTANI A, et al. Single-longitudinal mode operation and second harmonic generation of Nd:YVO<sub>4</sub> microchip lasers [J]. Optics Letters, 1991, 18(21): 1665-1669.
- [5] SHEN D Y, WANG Ch Q, SHAO Z Sh, et al. Thermal effects of a Nd:YVO<sub>4</sub>/KTP diode-laser end-pumped laser [J]. Chinese Journal of Lasers, 1996, 23(5): 385-388 (in Chinese).
- [6] SHI P, LI L, CHEN W, et al. Influence of anisotropic thermal effect of Nd:YVO<sub>4</sub> crystal [J]. Journal of Optoelectronics • Laser, 2007, 18(2): 175-178 (in Chinese).
- [7] ZHENG Y, QIAN W H, YAO J Q. Theoretical study on the single-frequency operation of diode-pumped intracavity frequency-doubled lasers [J]. Chinese Journal of Lasers, 1997, 24(8): 673-678 (in Chinese).
- [8] LI L, SHI P, GAN A Sh, et al. Influence of eccentricity on temperature field of rectangular doubling-frequency crystal [J]. Journal of Xi'an Jiaotong University, 2006, 40(4): 420-423 (in Chinese).
- [9] ROGER A H. Influence of a constant temperature gradient on the spectral-bandwidth of second-harmonic generation in nonlinear crystals [J]. Optics Communication, 1995, 113(4/6): 523-529.
- [10] SHI P, LI L, LI D L, et al. Temperature field analytical analysis of KTP crystal in laser system [J]. Laser Technology, 2005, 29(1): 5-8 (in Chinese).
- [11] LI L, SHI P, BAI J T, et al. Semi-analytical thermal analysis of high power Nd:YVO<sub>4</sub>/KTP intracavity doubling crystal [J]. Optical Technique, 2004, 30(1): 44-47 (in Chinese).
- [12] LI L, LING Y W, SHI P, et al. Nonlinear optical crystal KTP temperature field in water-cooling laser system [J]. Lasers & Infrared, 2005, 35(1): 51-54 (in Chinese).
- [13] ZHANG Sh J, HUANG L, LI Y, et al. Interaction between mixed mode optical field and two levels atomic system and optical field model type [J]. Journal of Beijing University of Technology, 2000, 26(1): 72-75 (in Chinese).
- [14] YANG J, LIU Y F, YAO J Q. The mode simulation of mixing mode laser [J]. Opto-Electronic Engineering, 2000, 27(5): 44-46 (in Chinese).