

# 激光二极管抽运 $\text{Nd} : \text{YVO}_4$ 晶体的三维热效应分析

周英<sup>1)</sup> 戴玉<sup>1)</sup> 姚淑娜<sup>2)</sup> 刘军<sup>1)</sup> 陈家斌<sup>3)</sup> 陈淑芬<sup>1)</sup> 辛建国<sup>1)†</sup>

1) (北京理工大学光电学院, 北京 100081)

2) (北京联合大学基础部, 北京 100081)

3) (北京理工大学自动化学院, 北京 100081)

(2012年5月3日收到; 2012年6月23日收到修改稿)

针对激光二极管抽运的以  $\text{Nd} : \text{YVO}_4$  板条晶体为增益介质的激光器件, 基于有限容积法数值分析各向异性介质的热传导方程, 给出了  $\text{Nd} : \text{YVO}_4$  晶体板条结构的热分布数值模型, 并分别模拟仿真了 808nm 半导体激光器双端端面抽运, 大面均匀抽运, 大面周期分布抽运三种抽运结构, 得到了  $\text{Nd} : \text{YVO}_4$  板条晶体在这三种抽运结构下的非稳态时不同时刻的温度曲线和稳态时的三维温度分布切面图.

**关键词:** 热效应,  $\text{Nd} : \text{YVO}_4$ , 有限容积法

**PACS:** 42.55.Xi, 44.05.+e

**DOI:** 10.7498/aps.62.024210

## 1 引言

激光二极管抽运板条固体激光器具有结构紧凑, 效率高, 寿命长, 光束质量好等优点, 是目前激光领域研究热点之一<sup>[1-5]</sup>. 激光二极管抽运板条固体激光器的研究重点主要是在保持输出光束质量的情况下, 提高输出光束功率; 研究难点在于输出光束功率增加的同时, 容易引起激光增益热负载的增加. 热负载引起的热透镜, 热致双折射等热效应制约了激光输出功率的增加与光束质量的提高, 因此研究激光晶体的热效应分布是十分重要的.

激光二极管抽运板条固体激光器主要有三种抽运结构, 大面抽运<sup>[6,7]</sup>, 侧面抽运<sup>[8,9]</sup>, 端面抽运<sup>[10-12]</sup>. 其中侧面抽运与端面抽运结构的热分布模型仅热传导系数, 热转换因子等个别参数存在差异, 基本构架相同, 因此文中只对端面抽运与大面抽运热分布进行分析.

至今为止, 已发表的关于热效应的论文大多数是基于  $\text{Nd} : \text{YAG}$  晶体<sup>[13,14]</sup>. 具有高的增益, 大的受激发射截面的  $\text{Nd} : \text{YVO}_4$  晶体作为一种优良的激光晶体, 应用广泛, 但由于  $\text{Nd} : \text{YVO}_4$  热传导系数

较小, 对应的热效应相较于  $\text{Nd} : \text{YAG}$  晶体更严重, 所以关于  $\text{Nd} : \text{YVO}_4$  晶体热分布分析就更需要.

2002 年, 俄罗斯科学家 Bermudez<sup>[15]</sup> 发表了针对特定端面抽运斜入射的  $\text{Nd} : \text{YVO}_4$  晶体激光器结构的热透镜效应分析, 边界条件要求很严, 其他抽运结构无法借鉴; 2007 年, Ma 等<sup>[16]</sup> 发表了关于 LD 端面单端抽运  $\text{Nd} : \text{YVO}_4$  板条晶体的热分布计算, 文中提出的温度分布方程是简化后的解析方程, 简化条件是板条晶体厚度很小, 吸收系数很小同时相对于厚度方向热流量沿光传播方向可忽略, 对于吸收系数较大, 晶体厚度较大的端面抽运结构误差会比较明显; 2011 年, 艾庆康等<sup>[17]</sup> 发表了 808 nm, 888 nm 抽运源抽运棒状  $\text{Nd} : \text{YVO}_4$  晶体的热效应分析, 文章主要针对棒状晶体结构, 其结果对半导体抽运板条结构可参考性很小.

为了更好的了解以  $\text{Nd} : \text{YVO}_4$  晶体为增益介质的激光二极管抽运板条固体激光器的三维热分布, 本文采用了有限容积法, 分别对 808nm 半导体激光器抽运源双端端面抽运, 大面均匀抽运, 大面周期分布抽运  $\text{Nd} : \text{YVO}_4$  板条晶体的热温度分布进行了理论分析与仿真, 给出了非稳态时, 不同时刻的温度曲线和稳态时, 晶体三维温度分布切面

† 通讯作者. E-mail: xinjgbit@163.com

图. 文中给出的每种结构详细的数值模型, 对晶体尺寸与抽运源光斑大小没有限制, 适用于大多数实验结构.

## 2 理论分析

激光晶体(板条晶体)中热分布都是从非稳态分布逐步变成稳态分布. 本文先对激光二极管抽运固体激光器总体的一个热分布非稳定方程进行分析, 给出有限容积法的数值解析方程, 并在文中第三部分计算仿真中, 给出不同抽运结构在不同非稳态时刻的温度分布曲线以及稳态分布的三维切面图.

各向异性介质在直角坐标系下的非稳定热传导方程

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left( k_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( k_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) + Q \\ & = c\rho \frac{\partial T}{\partial t}, \end{aligned} \quad (1)$$

方程(1)中,  $k_x, k_y, k_z$  为晶体沿  $x, y, z$  方向的热传导系数.  $Q$  为单位体积单位时间内的产热量;  $c$  为晶体热容;  $\rho$  为晶体密度,  $T$  为温度.

对方程(1)进行温度分布计算的数值方法一般是有限元法<sup>[15-17]</sup>. 有限元法的优点是对不规则区域的适应性好<sup>[18]</sup>. 相对于有限容积法, 有限元法对于板条晶体结构的优势不明显; 但有限元法的计算量一般比有限容积法大很多, 而且在求解传热问题时, 对流项的离散处理问题方法没有有限容积法成熟. 有限容积法导出的离散方程可以保证具有守恒特性, 同时离散方程物理意义明确. 关于利用有限容积法进行传热分析的论文<sup>[19]</sup>很多, 但很少有关于利用有限容积法分析激光晶体的论文.

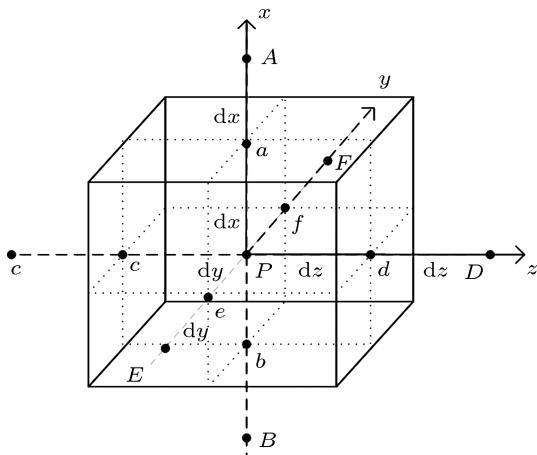


图 1 立体晶格

数值计算中的有限容积法分析.

将晶体划分成无数多个如图 1 所示的微小立体晶格, 对方程(1)进行积分, 则方程(1)非稳态项

$$\begin{aligned} & \int_b^a \int_e^f \int_c^d \int_t^{t+\Delta t} c\rho \frac{\partial T}{\partial t} dx dy dz dt \\ & = (c\rho)(T_P - T_P^0) \Delta x \Delta y \Delta z, \end{aligned} \quad (2)$$

扩散项

$$\begin{aligned} & \int_b^a \int_e^f \int_c^d \int_t^{t+\Delta t} \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( k_x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( k_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) \right. \\ & \left. + \frac{\partial}{\partial z} \left( k_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) \right] dx dy dz dt \\ & = \left[ k_{ax} \frac{T_A - T_P}{\Delta x} - k_{bx} \frac{T_P - T_B}{\Delta x} \right] \Delta y \Delta z \Delta t \\ & + \left[ k_{fy} \frac{T_F - T_P}{\Delta y} - k_{ey} \frac{T_P - T_E}{\Delta y} \right] \Delta x \Delta z \Delta t \\ & + \left[ k_{dz} \frac{T_C - T_P}{\Delta z} - k_{cz} \frac{T_P - T_D}{\Delta z} \right] \Delta x \Delta y \Delta t, \end{aligned} \quad (3)$$

热源

$$\begin{aligned} & \int_b^a \int_e^f \int_c^d \int_t^{t+\Delta t} Q dx dy dz dt \\ & = Q \times \Delta x \Delta y \Delta z \Delta t, \end{aligned} \quad (4)$$

综合

$$\begin{aligned} \frac{(c\rho)(T_P - T_P^0)}{\Delta t} & = \left[ \frac{k_{ax}}{\Delta x} \frac{T_A - T_P}{\Delta x} - \frac{k_{bx}}{\Delta x} \frac{T_P - T_B}{\Delta x} \right] \\ & + \left[ \frac{k_{fy}}{\Delta y} \frac{T_F - T_P}{\Delta y} - \frac{k_{ey}}{\Delta y} \frac{T_P - T_E}{\Delta y} \right] \\ & + \left[ \frac{k_{dz}}{\Delta z} \frac{T_C - T_P}{\Delta z} - \frac{k_{cz}}{\Delta z} \frac{T_P - T_D}{\Delta z} \right] + Q, \end{aligned} \quad (5)$$

整理得

$$a_P T_P = \sum a_n T_n + b, \quad (6)$$

$P$  表示中心点,  $n$  表示与  $P$  相邻的点. 其中,

$$\begin{aligned} b & = a_0 \times T_P^0 + Q; \quad a_P = \sum a_n + a_0; \\ a_A & = \frac{k_{ax}}{(\Delta x)^2}; \quad a_B = \frac{k_{bx}}{(\Delta x)^2}; \\ a_E & = \frac{k_{ey}}{(\Delta y)^2}; \quad a_F = \frac{k_{fy}}{(\Delta y)^2}; \\ a_C & = \frac{k_{cz}}{(\Delta z)^2}; \quad a_D = \frac{k_{dz}}{(\Delta z)^2}; \\ a_0 & = \frac{c\rho}{\Delta t}. \end{aligned}$$

由方程(6)可知, 非稳态时, 若已知  $t$  时刻点 A, B, C, D, E, F, P 的温度值, 就能知道  $t + \Delta t$  时刻 P 点的温度值.

### 3 数值计算仿真

大面抽运和端面抽运 Nd: YVO<sub>4</sub> 板条晶体激光结构, 对方程(6)数值热分析分布而言, 不同的仅是热源  $Q$  以及边界条件. 下文将具体分析双端端面抽运, 大面均匀抽运, 大面周期分布抽运三种结构的非稳态温度分布曲线和稳态三维分布切面图, 其中稳态分布是指满足 1 ms 时间内, 晶体各点温度温升相对值小于  $10^{-4}$  的条件下, 即  $\varepsilon = \frac{T_{1\text{ ms后}} - T_{1\text{ ms前}}}{T_{1\text{ ms后}}} \leq 10^{-4}$ , 即认为此时热分布已由非稳态转为稳态.

本文的数值仿真中采用的 Nd: YVO<sub>4</sub> 晶体结构如图 2 所示, 其中  $a = 10\text{ mm}$ ,  $b = 10\text{ mm}$ ,  $c = 1\text{ mm}$ . 晶体光轴平行于  $x$  轴, 出光方向平行于  $y$  轴,

Nd 离子掺杂浓度为 2.7 at%, 吸收系数大约为  $2.7\text{ cm}^{-1}$ , 808 nm 半导体激光源抽运. 冷却水冷却温度  $T_{rc}$  为 288 K. 热沉与晶体间用纯金属铟焊接, 铟厚度约为  $h = 0.05\text{ mm}$ , 导热率为  $k_h = 8.2\text{ W}/(\text{mm}\cdot\text{K})$ , 界面热传导系数  $H = \frac{k_h}{h} = 164\text{ W/K}$ . 初始温度为室温  $T_0 = 288\text{ K}$ .

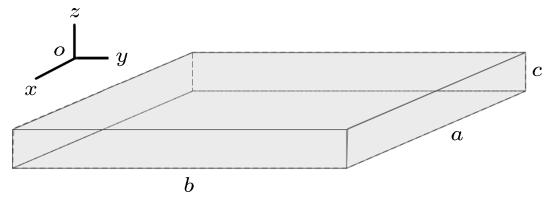


图 2 Nd: YVO<sub>4</sub> 晶体示意图

#### 3.1 双端端面抽运结构

双端抽运结构示意图如图 3 所示, 抽运源从晶体两端面 ( $x$ - $z$  平面) 对称入射, 晶体两大面 ( $x$ - $y$  平面) 冷却, 出光方向平行于抽运光入射方向.

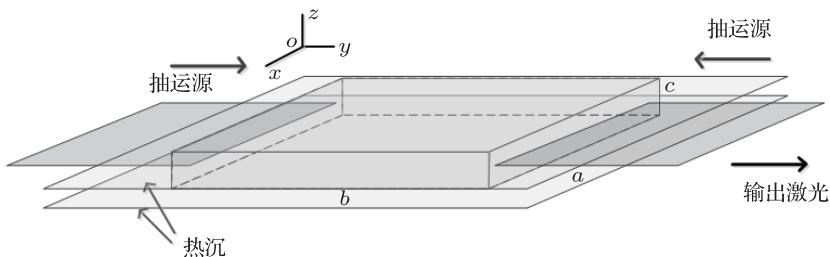


图 3 双端端面抽运结构示意图

抽运源沿  $y$  轴方向传播,  $x$  方向均匀分布, 光斑宽度为  $a_x$ ,  $z$  方向呈高斯高阶模分布, 光斑宽度

$$w_{(z)} = w_0 \sqrt{1 + \left[ \frac{M^2 \lambda (y - y_0)}{n\pi w_0^2} \right]^2}, \quad (7)$$

热源

$$\begin{aligned} Q(x, y, z) = \eta P_0 / & \left\{ \int_0^{a_x} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy \exp \left[ - \left( \frac{z - z_0}{w_{(z)}} \right)^2 \right] dz \right. \\ & \times \left. \int_0^{\infty} \exp(-\alpha y) dy \right\} \\ & \times \exp \left[ - \left( \frac{z - z_0}{w_{(z)}} \right)^2 \right] \exp(-\alpha y) \text{rect} \left( \frac{x}{a_x} \right) \\ & + \eta \times P_0 / \left\{ \int_0^{a_x} dx \int_{-\infty}^{+\infty} dy \exp \left[ - \left( \frac{z - z_0}{w_{(z)}} \right)^2 \right] dz \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \left. \times \int_0^{\infty} \exp(-\alpha y) dy \right\} \\ & \times \exp \left[ - \left( \frac{z - z_0}{w_{(z)}} \right)^2 \right] \\ & \times \exp(-\alpha \times (b - y)) \text{rect} \left( \frac{x}{a_x} \right), \end{aligned} \quad (8)$$

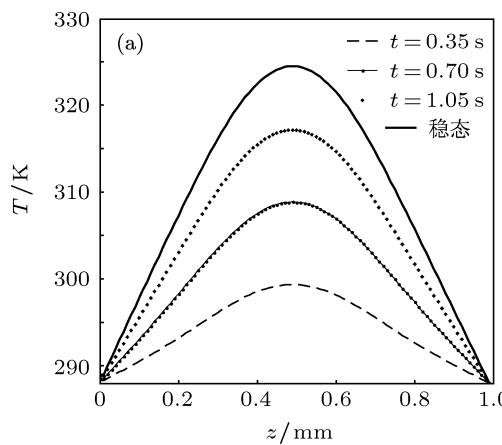
其中  $\alpha$  为晶体对抽运光的吸收系数,  $\eta$  为抽运光转换成热量的比重,  $P_0$  为抽运功率.

双端抽运晶体垂直于  $z$  轴双面冷却, 垂直  $x$ ,  $y$  轴的面没有冷却, 相当于绝热面. 所以边界条件 ( $H$  为截面热传导系数):

$$\begin{aligned} k_z \frac{\partial T}{\partial z} |_{z=0} &= H(T_{rc} - T|_{z=0}); \\ k_z \frac{\partial T}{\partial z} |_{z=C} &= H(T_{rc} - T|_{z=C}); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 k_x \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} &= 0; \\
 k_x \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=a} &= 0; \\
 k_y \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=0} &= 0; \\
 k_y \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=b} &= 0. \tag{9}
 \end{aligned}$$

实验中双端端面抽运源入射光斑:  $a_x = 10 \text{ mm}$ ;  $w_0 = 0.3 \text{ mm}$ ,  $P_0 = 400 \text{ W}$ ;  $\eta = 0.3$ ; 晶体掺杂浓度为 0.27 at%, 吸收系数  $\alpha = 0.27 \text{ mm}^{-1}$ ; 抽运光源沿  $z$



轴传播. 仿真分析得出, 在满足 1 ms 内, 晶体内各点相对温升  $\varepsilon$  小于  $10^{-4}$  的精度要求下, 晶体由非稳态过渡到稳态的时间是  $T_{\text{wen}} = 1.4 \text{ s}$ . 图 4(a) 为抽运光入射端面平行于  $z$  轴的中心线在  $t = \frac{T_{\text{wen}}}{4}$ ,  $t = \frac{T_{\text{wen}}}{2}$ ,  $t = \frac{3T_{\text{wen}}}{4}$  非稳态时刻以及  $t = T_{\text{wen}}$  的临界稳态时刻的温度分布曲线. 图 4(b) 为抽运光光斑入射中心线沿光传播方向在  $t = \frac{T_{\text{wen}}}{4}$ ,  $t = \frac{T_{\text{wen}}}{2}$ ,  $t = \frac{3T_{\text{wen}}}{4}$  非稳态时刻以及  $t = T_{\text{wen}}$  的临界稳态时刻的温度分布曲线.

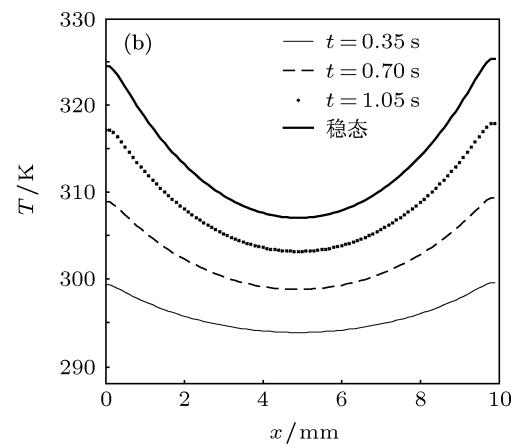


图 4 双端抽运结构不同时刻的温度曲线 (a) 入射端面平行于  $z$  轴; (b) 入射中心线沿光传播  $y$  方向

由图 4 可知在非稳态到稳态的过渡过程中, 相同时间内, 温度变化趋势变小, 晶体相邻点间的温度梯度变大. 对比图 4(a) 和 (b) 可知, 由于沿  $z$  轴的热梯度远远大于沿  $x$  轴的热梯度值, 所以双端抽运结构的热梯度引起的热透镜效应主要体现在垂直于光传播方向的平面.

双端抽运结构的稳态三维热温度分布如图 5.

图 5(a) 是晶体沿  $x$  轴等间距截取的 5 个截面的温度伪彩色分布; 图 5(b) 是晶体沿  $y$  轴等间距截取的 5 个截面的温度伪彩色分布; 图 5(c) 是晶体沿  $z$  轴等间距截取的 5 个截面的温度伪彩色分布; 图 5(d) 是垂直于  $x = 5$  截面的温度伪彩色分布图. 由图中可知, 双端抽运结构在垂直于  $z$  轴方向的热分布下降梯度比较快, 对应的热透镜, 热致双折射比较严重. 同时由于两大面冷却, 晶体散热比较快, 所以整体温升不高.

### 3.2 大面均匀抽运结构

大面抽运结构示意图如图 6 所示, 抽运源垂直于  $x$ - $y$  平面入射, 出光方向垂直于  $z$  轴.

大面均匀抽运源沿  $z$  轴传播, 在  $x$ - $y$  平面上呈方形均匀分布, 在与热沉直接接触的晶体表面镀有对抽运光的高反射膜:

$$\begin{aligned}
 Q(x, y, z) = \eta P_0 / & \left\{ \int_{-a_x/2}^{a_x/2} dx \int_{-a_y/2}^{a_y/2} dy \int_0^b [\exp(-\alpha z) \right. \\
 & \left. + \exp(-\alpha(2c-z))] dz \right\} \\
 & \times [\exp(-\alpha z) + \exp(-\alpha(2c-z))] \\
 & \times \text{rect} \left( \frac{x}{a_x} \right) \text{rect} \left( \frac{y}{a_y} \right). \tag{10}
 \end{aligned}$$

同上,  $\alpha$  为晶体对抽运光的吸收系数,  $\eta$  为抽运光转换成热量的比重,  $P_0$  为抽运功率. 抽运源尺寸为  $a_x \times a_y$ , 沿  $y$  轴传播, 与  $y$  轴垂直的底面镀有抽运源的全反射膜.

大面抽运晶体垂直于  $z$  轴的一个面冷却, 其他面没有冷却, 相当于绝热面. 边界条件

$$k_z \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = H(T_{rc} - T|_{z=0});$$

$$k_z \frac{\partial T}{\partial z} |_{z=c} = 0;$$

$$k_x \frac{\partial T}{\partial x} |_{x=0} = 0;$$

$$k_x \frac{\partial T}{\partial x} |_{x=a} = 0;$$

$$k_y \frac{\partial T}{\partial y} |_{y=0} = 0;$$

$$k_y \frac{\partial T}{\partial y} |_{y=b} = 0. \quad (11)$$

实验中整形后的抽运源  $a_x = a_y = 10$  mm;  $P_0 = 400$  W; 由于大面抽运光光效率一般比较低, 取  $\eta = 0.6$ ; 抽运光源沿  $z$  轴传播.

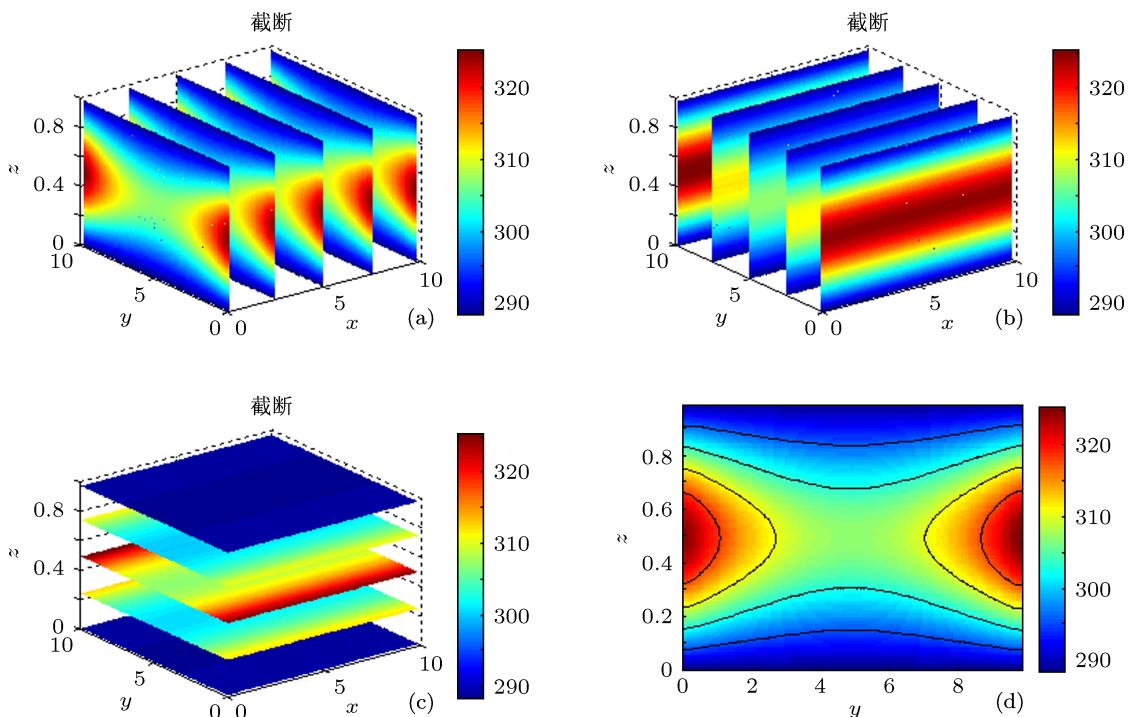


图 5 双端抽运结构的稳态三维热温度分布

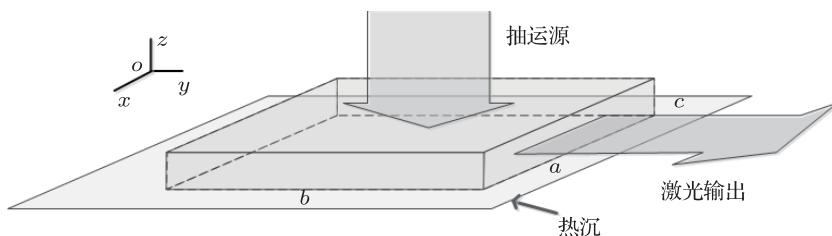


图 6 大面抽运结构示意图

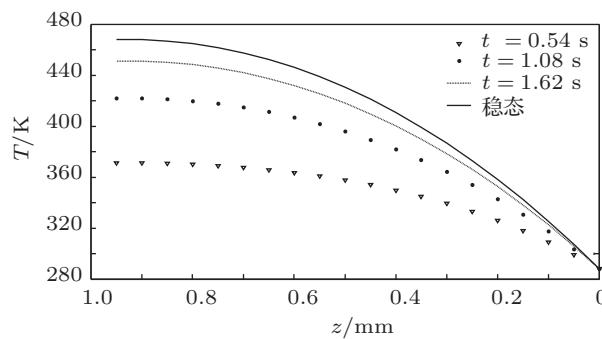


图 7 大面均匀抽运不同时刻的温度曲线

仿真分析可知, 在满足与双端抽运结构相同的精度要求下, 大面均匀抽运达到稳态所需时间  $T_{wen} = 2.16$  s. 图 7 为抽运光光斑入射中心线沿光传播方向在  $t = \frac{T_{wen}}{4}$ ,  $t = \frac{T_{wen}}{2}$ ,  $t = \frac{3T_{wen}}{4}$  非稳态时刻以及  $t = T_{wen}$  的临界稳态时刻的温度分布曲线.

由上图可知, 非稳态时, 随时间的增大, 相同时间内, 晶体内部温度上升趋势减弱, 晶体各点间热梯度值增大.

大面均匀抽运结构的稳态三维热温度分布如图 8 所示。

图 8 的物理意义与图 5 相似, 图 8(a) 是晶体沿  $x$  轴等间距截取的 5 个截面的温度伪彩色分布; 图 8(b) 是晶体沿  $y$  轴等间距截取的 5 个截面的温度伪彩色分布; 图 8(c) 是晶体沿  $z$  轴等间距截取的 5 个

截面的温度伪彩色分布; 图 8(d) 是垂直于  $x = 5$  截面的温度伪彩色分布图。由图 8 可知, 由于底面为冷却面, Nd : YVO<sub>4</sub> 的吸收系数比较高, 使得热温度沿  $z$  轴方向下降得很快, 晶体表面温度很高, 容易损害晶体表面膜。但由于  $x$ - $y$  平面温度分布比较均匀, 热梯度较小, 表面应力值较小。

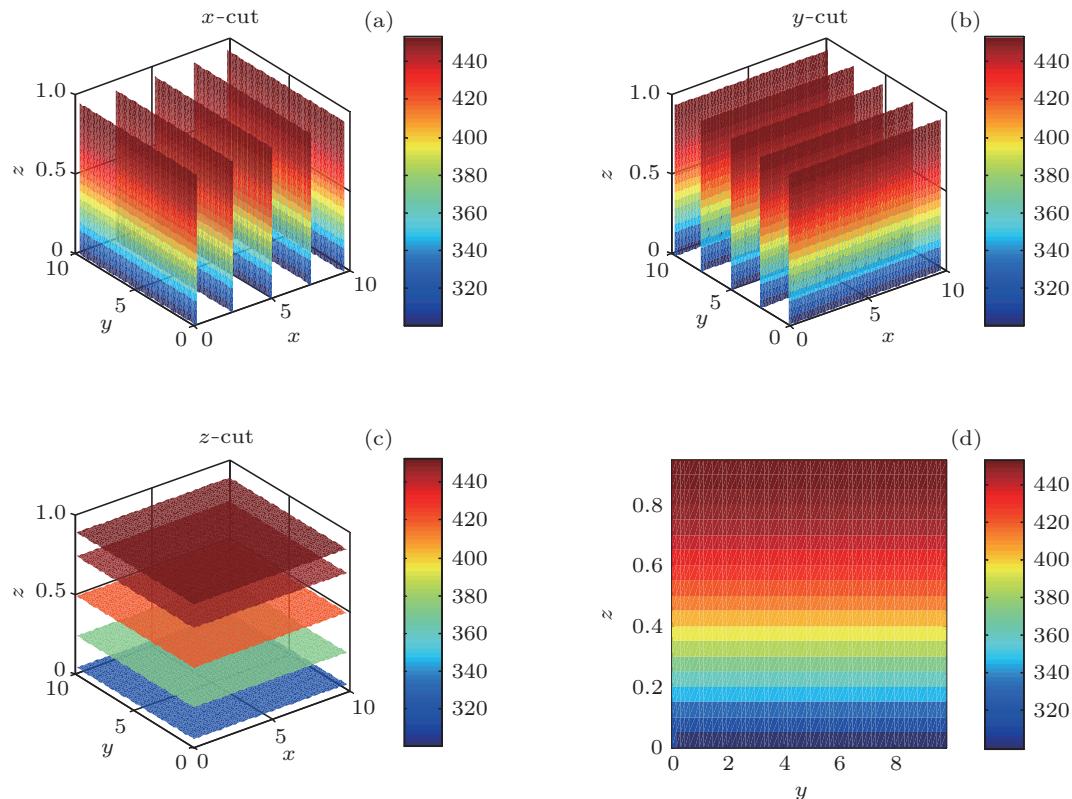


图 8 大面均匀抽运稳态三维切面图

### 3.3 大面周期分布抽运

由于相较于单通道结构激光器, 同相锁定  $N$  元周期性增益激光器具有以下优点 [20–22]: 1) 远场输出光为单峰极窄分布, 中心光密度与单通道激光器的  $N^2$  倍成比例; 2) 远场输出光束发散角以  $1/N$  比率压缩, 空间目标分辨率大大提高; 3) 同等输出功率要求时, 周期性增益激光由于耦合结构, 可以大大缩小器件尺寸, 有利于激光器小型化, 所以 LD 周期性增益抽运固体激光器已成为目前解决全固态激光器高功率, 高光束质量以及高转换效率等问题的研究热点, 但到现在, 很少有研究论文对周期性增益结构的热分布进行分析。

图 9 为大面周期分布结构示意图, 抽运源沿  $x$  轴成周期性增益分布, 平行于  $z$  轴入射; 晶体出光方向沿  $y$  轴, 晶体底面冷却。

大面周期分布抽运源沿  $z$  轴传播, 在平行  $x$  轴方向成周期性增益分布, 平行  $y$  方向均匀分布。与热沉直接接触的晶体表面镀有对抽运光的全反射膜:

周期分布热源

$$Q(x, y, z) = \sum_{m=1}^n (\eta(P_0/n)) \left/ \left\{ \int_0^{b_y} dy \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[ - \left( \frac{x-m}{w_x} \right)^2 \right] dx \right. \right. \\ \left. \times \int_0^c [\exp(-\alpha z) + \exp(-\alpha(2c-z))] dy \right\} \\ \times \exp \left[ - \left( \frac{x-m}{w_x} \right)^2 \right] \\ \times [\exp(-\alpha z) + \exp(-\alpha(2c-z))]$$

$$\times \text{rect}\left(\frac{y}{b_y}\right), \quad (12)$$

其中,  $n$  表示有  $n$  周期分布抽运源, 每个抽运源沿  $x$  轴光斑宽度均为  $w_x$ .  $b_y$  为抽运源在  $y$  方向的宽度.

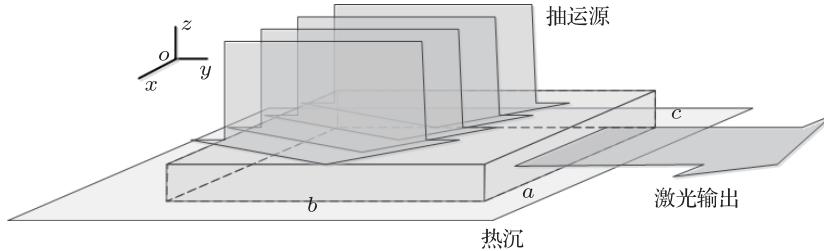


图 9 大面周期分布抽运结构示意图

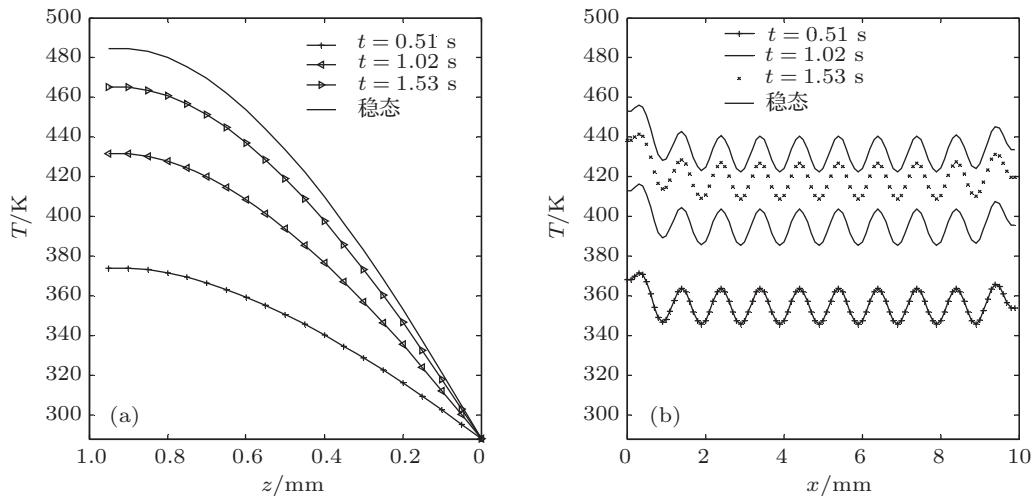


图 10 大面周期分布抽运不同时刻的温度曲线 (a) 入射端面平行于  $z$  轴; (b) 入射中心线沿光传播  $y$  方向

大面周期分布抽运冷却方式与大面均匀抽运结构相同, 所以边界条件:

$$\begin{aligned} k_z \frac{\partial T}{\partial z} \bigg|_{z=0} &= H(T_{rc} - T|_{z=0}); \\ k_z \frac{\partial T}{\partial z} \bigg|_{z=c} &= 0; \\ k_x \frac{\partial T}{\partial x} \bigg|_{x=0} &= 0; \\ k_x \frac{\partial T}{\partial x} \bigg|_{x=a} &= 0; \\ k_y \frac{\partial T}{\partial y} \bigg|_{y=0} &= 0; \\ k_y \frac{\partial T}{\partial y} \bigg|_{y=b} &= 0. \end{aligned} \quad (13)$$

实验中整形后的抽运源  $b_y = 10 \text{ mm}$ ;  $P_0 = 400 \text{ W}$ ;  $w_x = 0.3 \text{ mm}$ , 10 个周期分布抽运源均匀分布, 间隔为 1 mm. 由于大面抽运光光效率一般比较低, 取  $\eta = 0.6$ ; 抽运光源沿  $z$  轴传播.

仿真分析得出, 在满足 1 ms 内, 晶体内各点相对温升  $\epsilon$  小于  $10^{-4}$  的精度要求下, 晶体由非稳态过渡到稳态的时间是  $T_{wen} = 2.051 \text{ s}$ . 图 10(a) 为抽运光光斑入射中心线沿光传播方向在  $t = \frac{T_{wen}}{4}$ ,  $t = \frac{T_{wen}}{2}$ ,  $t = \frac{3T_{wen}}{4}$  非稳态时刻以及  $t = T_{wen}$  的临界稳态时刻的温度分布曲线; 图 10(b) 为抽运光入射端面平行于  $x$  轴的中心线在  $t = \frac{T_{wen}}{4}$ ,  $t = \frac{T_{wen}}{2}$ ,  $t = \frac{3T_{wen}}{4}$  非稳态时刻以及  $t = T_{wen}$  的临界稳态时刻的温度分布曲线.

大面周期分布抽运结构的稳态三维热分布如图 11 所示.

由图 11 可知, 在于大面均匀抽运同样的抽运功率下, 大面周期分布抽运晶体表面温升较小, 沿光传播方向温度梯度较缓. 单晶体表面相邻周期单元间存在温差, 热应力较大.

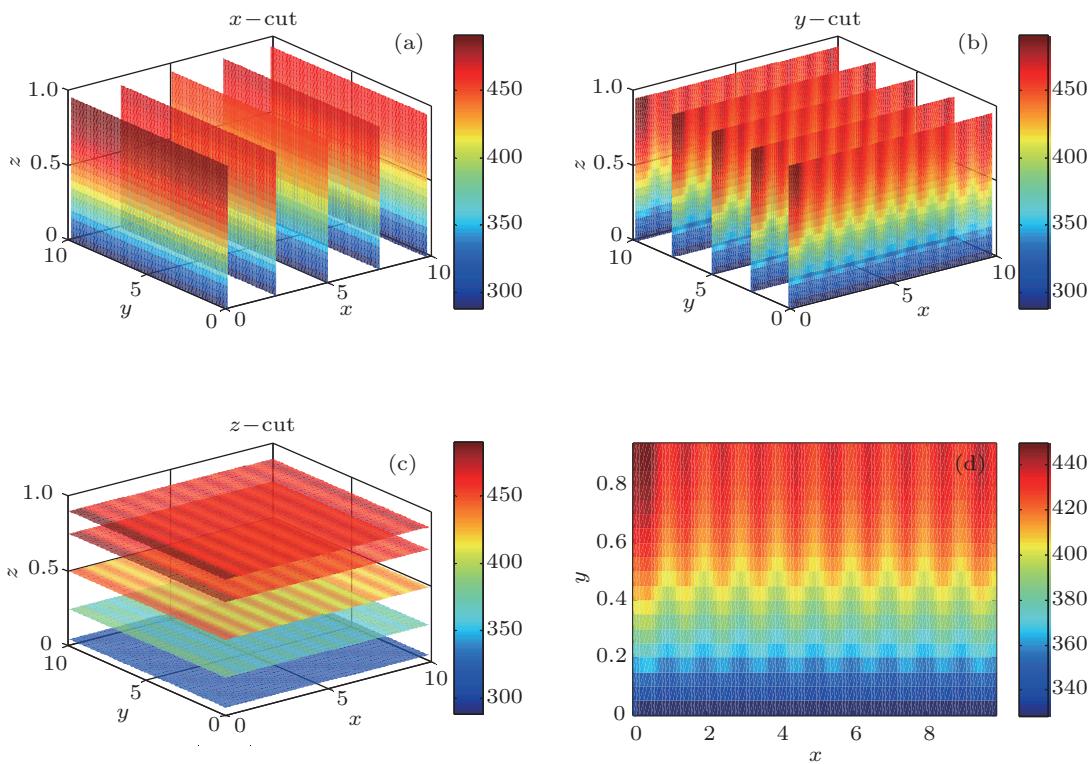


图 11 大面周期分布抽运稳态三维切面图

## 4 结 论

本文从热分布非稳态解析方程出发, 通过有限容积法分析, 给出 Nd: YVO<sub>4</sub> 板条晶体的温度分布数值方程. 基于文中得到的温度分布数值方程, 论文第三部分分别给出了以 Nd: YVO<sub>4</sub> 晶体为增益介质的半导体激光器抽运固体激光器的双端端面

抽运, 大面均匀抽运, 大面周期抽运结构在非稳态时刻的温度分布曲线和稳态分布三维温度分布切面图, 并比较了相同尺寸, 相同抽运功率下, 三种抽运结构的温度分布情况, 对以 Nd: YVO<sub>4</sub> 为增益介质的半导体激光器抽运固体激光器的激光器件设计提供了一定的依据.

- [1] Yan Y 2009 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Beijing Institute of Technology) (in Chinese) [闫莹 2009 博士学位论文 (北京: 北京理工大学)]
- [2] Ma Z 2008 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Tsinghua University) (in Chinese) [马喆 2008 博士学位论文 (北京: 清华大学)]
- [3] Li J M 2008 *Laser & Optoelectronics Progress* **06** 16 (in Chinese) [李晋闽 2008 激光与光电子学进展 **06** 16]
- [4] Hughes D W, Barr J R M 1992 *J. Appl. Phys.* **25** 563
- [5] Koechner W 1999 *Solid-State Laser Engineering* (fifth edition) (Berlin: Springer Verlag)
- [6] Lee J R, Baker H J, Friel G L, Hilton G J, Hall D R 2002 *Opt. Lett.* **27** 524
- [7] Pelaze D, Faulstich A, Baker H J 1997 *Proceeding of SPIE* **3092** 25
- [8] Gutierrez J C B, Damzen M J, Robledo V J P 2003 *Appl. Phys. B* **76** 13
- [9] Minassian A, Thompson B, Damzen M J 2003 *Appl. Phys. B* **76** 341
- [10] Poprawe R, Schulz W 2003 *Focused on Laser Precision Micro-fabrication* **50** 3
- [11] Shi P, Jun D, Zhang H L 2004 *Opt. Commun.* **229** 349
- [12] Yan Y, Zhang H L, Liu Y, Yu X L, Zhang H J, He J L, Xin J G 2009 *Opt. Lett.* **34** 2105
- [13] Eggleston J M, Kane T J, Kuhn K, Unternahrer J, Byer R L 1984 *IEEE J. Quant. Electron.* **20** 289
- [14] Kane T J, Eggleston J M, Byer R L 1985 *IEEE J. Quant. Electron.* **21** 137
- [15] Bermudez G J C, Robledo V J P, Kiryanov A V, Damzen M J 2002 *Opt. Commun.* **210** 75
- [16] Ma Z, Li D J, Gao J C, Wu N L, Du K M 2007 *Opt. Commun.* **275** 179
- [17] Ai Q K, Chang L, Chen M, Li G, Ma Y F, Fan Z W, Niu G, Yu J, Kang W Y, He K 2011 *J. Chin. Laser* **38** 0402001 (in Chinese) [艾庆康, 常亮, 陈檬, 李港, 麻云凤, 樊仲维, 牛岗, 余锦, 康文运, 贺凯 2011 中国激光 **38** 0402001]
- [18] Tao W Q 2010 *Numerical Heat Transfer* (second edition) (Xi'an: Xi'an Jiao Tong University Press) p16 (in Chinese) [陶文铨 2010 数

- 值传热学(第二版)(西安: 西安交通大学出版社) 第 16 页]
- [19] Manole D M, Lage J L 1993 *Numer. Heat Transfer. Part B* **23** 351
- [20] Sha P F 2011 *Ph. D. Dissertation* (Beijing: Beijing Institute of Technology) (in Chinese) [沙鹏飞 2011 博士学位论文 (北京: 北京理工
- 大学)]
- [21] Sha P F, Xin J G, Fang L P, Liu Z F, Zhou Y, Zhang H L, Yu S L, Wen J G 2010 *Opt. Lett.* **35** 2329
- [22] Oka M, Masuda H, Kaneda Y, Kubota S 1992 *IEEE J. Quant. Electron.* **28** 1142

# Three-dimensional thermal effects of the diode-pumped Nd : YVO<sub>4</sub> slab

Zhou Ying<sup>1)</sup> Dai Yu<sup>1)</sup> Yao Shu-Na<sup>2)</sup> Liu Jun<sup>1)</sup>  
Chen Jia-Bin<sup>3)</sup> Chen Shu-Fen<sup>1)</sup> Xin Jian-Guo<sup>1)</sup>†

1) (School of Optoelectronics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

2) (Department of Foundation, Beijing Union University, Beijing )

3) (School of Automation, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

(Received 3 May 2012; revised manuscript received 23 June 2012)

## Abstract

The thermal effects induced by high-power diode pumping in the Nd : YVO<sub>4</sub> slab laser crystal are numerically modeled. Using three-dimensional (3D) finite volume method, an accurate numerical solution based on heat transfer equation is achieved. The transient temperature distribution curves and the steady state 3D temperature distributions of the diode double end-pumped, uniformly face-pumped and the periodical face-pumped Nd : YVO<sub>4</sub> slab are presented.

**Keywords:** thermal effect, Nd : YVO<sub>4</sub>, finite volume method

**PACS:** 42.55.Xi, 44.05.+e

**DOI:** 10.7498/aps.62.024210

† Corresponding author. E-mail: xinjgbit@163.com