

# 二极管端面抽运固体激光器晶体棒 与热沉接触热导研究

刘海强<sup>†</sup> 过 振 王石语 林 林 郭龙成 李兵斌 蔡德芳

(西安电子科技大学技术物理学院, 西安 710071)

(2010年1月29日收到; 2010年3月26日收到修改稿)

二极管端面抽运固体激光器中, 圆棒晶体采用金属热沉夹持并散热, 晶体侧面受到的压力呈非轴对称分布。建立了此状态下晶体棒与热沉间无热界面物质、采用厚度为平均间隙厚度和远大于平均间隙厚度的热界面物质三种情况下接触热导模型。针对前两种模型, 采用截断高斯模型和塑性形变模型, 讨论了接触热导与装配压力、等效均方根粗糙度的关系。建立了晶体棒与热沉的接触散热模型, 对高斯型热耗分布, 采用有限元法得到了无热界面物质和采用铜箔作为热界面物质时晶体棒温度的空间分布。结果表明: 无热界面物质时, 晶体棒与热沉间接触热导随圆心角变化较大, 其值在热沉凹槽底部最大, 在两块热沉接触面处最小; 装配压力增大或均方根粗糙度减小时, 接触热导变大, 其均匀性变差, 晶体棒温度降低。使用铜箔作为热界面物质时, 接触热导及其均匀性得到很大提高, 晶体棒温度整体降低, 其分布关于光轴对称。

**关键词:** 激光二极管端面抽运固体激光器, 热效应, 有限元法, 接触热导

**PACS:** 42.55.Xi, 42.55.Rz, 42.60.-v

## 1. 引言

激光二极管(LD)抽运的全固态激光器(diode pumped solid state laser, DPSSL)具有光束质量好、效率高、结构紧凑、稳定性强等诸多优点<sup>[1-5]</sup>, 在工业、国防、军事、以及科研领域得到了广泛的应用。近年来, 采用板条(slab)、薄片(thin disk)状的工作物质<sup>[6-8]</sup>成为提高固体激光器功率、改善光束质量的重要手段。传统的固体激光器采用棒状工作物质, 其散热手段是通过晶体棒与热沉的紧密接触, 用循环水流或半导体制冷的方法通过热沉带走晶体棒中的热耗。实际上, 晶体棒和热沉的接触表面并不绝对平整光滑, 存在形状误差、表面波纹度和表面粗糙度, 增大了接触热阻<sup>[9-12]</sup>, 从而影响晶体棒中的热量向热沉的传递。为了提高接触热导(thermal contact conductance, TCC)<sup>[13]</sup>, 晶体棒常用铜箔等热界面物质(thermal interface material, TIM)包裹后用带有相同形状半圆型凹槽的热沉对(heat sink couple)夹持, 通过螺栓紧固在一起。晶体棒和热沉接触面微凸体受力后发生形变, 受力越大, 实际接

触面积越大。晶体棒表面各处受到凹槽的径向压强随圆心角而变化, 导致该处接触热导也随圆心角而变化, 热量在接触界面的不同区域按不同的热流量传递, 致使晶体棒内部温度呈非轴对称性分布。

之前关于晶体棒热效应的文章, 均没有讨论晶体棒与热沉间接触热导。本文计算了三种模型下热沉对的装配压力对于晶体棒和热沉间接触热导的影响, 建立了晶体棒接触散热模型。通过施加接触热导, 用有限元方法计算得到晶体棒中温度分布。对于研究和制造大功率、紧凑型的二极管抽运固体激光器及热透镜效应的校正有着重要的参考价值。

## 2. 热模型的建立

### 2.1. 晶体棒与热沉间粗糙表面模型的建立

LD端面抽运的固体激光器结构简图<sup>[14]</sup>如图1(a)所示, 808 nm的抽运光经光纤耦合系统进入Nd:YAG晶体, 晶体棒的入射端面镀808 nm的增透膜和1064 nm的增反膜, 输出透镜内侧镀808 nm的增反膜和1064 nm的增透膜。晶体棒与热沉装配结

<sup>†</sup> E-mail: liuhaiqiang001@163.com

构如图 1(b)所示.

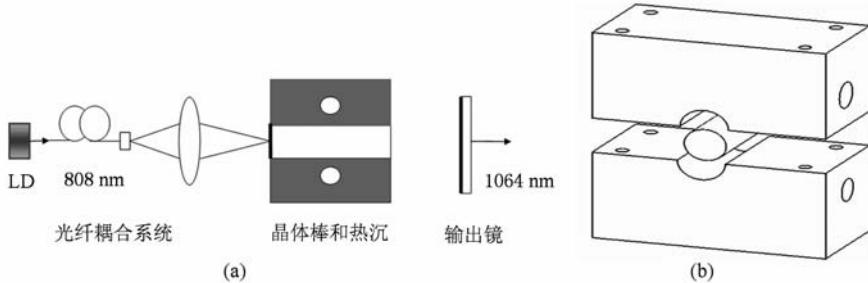


图 1 二极管端面抽运固体激光器 (a)二极管端面抽运固体激光器结构简图;(b)晶体棒与热沉装配图

晶体棒与热沉在垂直光轴截面上的粗糙面轮廓如图 2 所示.

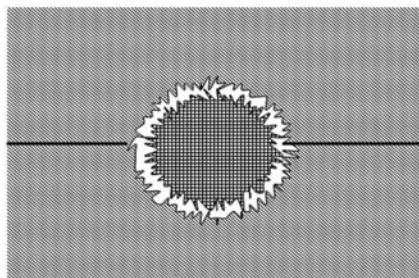


图 2 晶体棒与热沉粗糙面轮廓

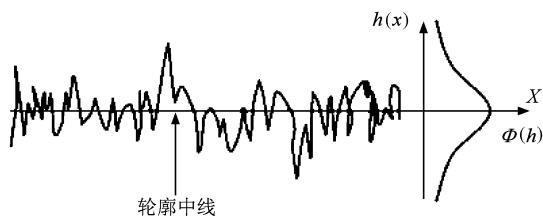


图 3 高斯分布型粗糙表面轮廓

粗糙表面轮廓如图 3 所示,这里, $X$  为图 2 中粗糙面沿圆周方向展开后坐标, $h(x)$  为  $x$  处的轮廓高度,可以采用高斯分布(Gaussian distribution)模型来描述<sup>[9-13]</sup>,文献[12]通过实验研究表明,在  $1.5 \leq h/\sigma \leq 3.7$  范围内,粗糙表面轮廓高度  $h$  很好地服从高斯分布:

$$\Phi(h) = \frac{1}{2\pi/\sigma} \exp(-h^2/2\sigma^2), \quad (1)$$

式中, $\sigma$  为轮廓的均方根粗糙度.

图 4(a)为图 2 的局部放大图,图中  $d(\theta)$  为  $\theta$  角处接触表面间的平均间隙厚度,2.2.1 中将给出其定义, $h_i, \sigma_i, m_i$  分别为晶体棒( $i=1$ )、热沉( $i=2$ )

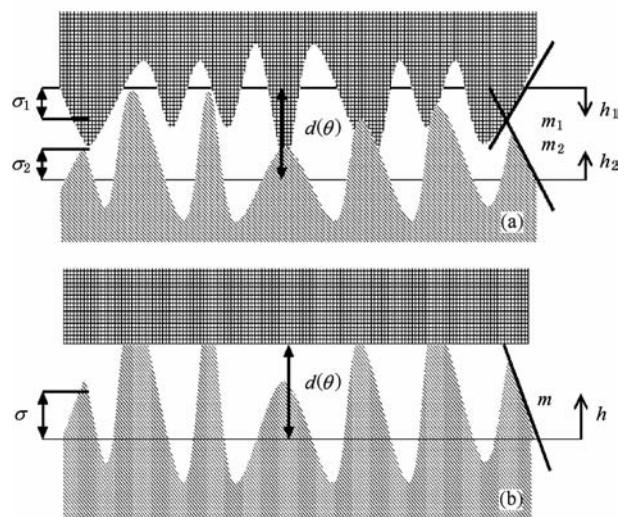


图 4 晶体棒与热沉接触模型 (a)粗糙表面接触模型;(b)等效粗糙-刚性光滑表面接触模型

的轮廓高度、轮廓均方根粗糙度、轮廓平均绝对斜率, $L$  为粗糙度测量仪器的采样长度,

$$\begin{aligned} \sigma_i &= \sqrt{\frac{1}{L} \int_0^L h_i^2(x) dx}, \\ m_i &= \frac{1}{L} \int_0^L \left| \frac{dh_i(x)}{dx} \right| dx. \end{aligned} \quad (2)$$

考虑到晶体棒的硬度大于热沉的硬度,将晶体棒的接触面看成刚性光滑平面,热沉的接触面看成粗糙面,形成等效粗糙-刚性光滑表面接触模型,如图 4(b)所示,其等效均方根粗糙度为  $\sigma$ ,等效平均绝对斜率为  $m$ ,

$$\begin{aligned} \sigma &= \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}, \\ m &= \sqrt{m_1^2 + m_2^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

本文中,圆棒晶体采用金属热沉夹持并散热,如图 5 所示,晶体侧面受热沉装配的压力呈非轴对

称分布,晶体棒侧面各点受到的压强  $p(\theta)$  只随圆心角  $\theta$  变化、热沉对装配压力为  $F$ ,装配面受力面积  $A_s$  为  $10 \text{ mm} \times 30 \text{ mm}$ ,晶体棒侧面各点受到的径向压强  $p(\theta)$  为  $F |\sin(\theta)| / A_s$ ,其中  $\theta \in [0, 2\pi]$  为圆心角.

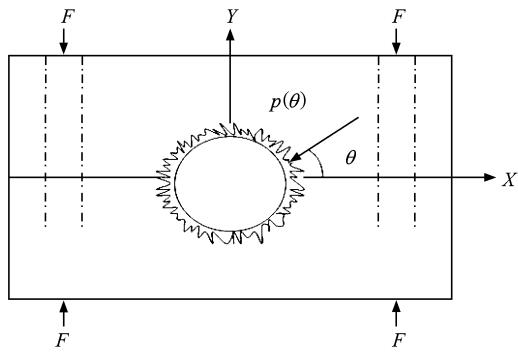


图 5 晶体棒受力图

## 2.2. 接触热导模型的建立

由傅里叶(Fourier)热传导定律得到热阻  $R$  和热导  $h_c$  的定义为

$$R = \frac{\Delta T}{\Delta Q} = \frac{d}{kA}, \quad (4)$$

$$h_c = \frac{1}{RA} = \frac{k}{d}, \quad (5)$$

式中,  $\Delta T$ 、 $\Delta Q$ 、 $d$ 、 $k$ 、 $A$  分别为传热温差、传热量、传热距离、热导率和传热面积.

本文研究的晶体侧面受热沉装配的径向压力呈非轴对称分布,晶体棒表面各点受到的压强  $p(\theta)$  只随圆心角  $\theta$  变化,引起接触热导  $h_c(\theta)$  随  $\theta$  变化.认为对接触热导起作用的力为接触面微凸体的径向受力,不考虑其切向受力下的蠕动形变.

晶体棒与热沉间的接触热导分为无热界面物质时的接触热导和有热界面物质时的接触热导.后者又可分为热界面物质层的厚度为平均间隙厚度  $d(\theta)$  时的接触热导和热界面物质层的厚度远大于平均间隙厚度时的接触热导<sup>[9]</sup>.

### 2.2.1. 无热界面物质时的接触热导

如图 4(a)所示,该模型中晶体和热沉间无热界面物质,由于空气的热导率远小于热沉和晶体棒的热导率,本文认为间隙气体为真空,不考虑其热传导及其热辐射的散热作用,只在晶体棒和热沉的微观接触点处进行传导散热.

采用截断高斯模型时,对于通常的加工手段,

粗糙表面无量纲高度  $h/\sigma$  的截断值  $z_t$  一般在 3 到 4 之间,可通过实验测量得到,本文取其值为 3. 此时,采用塑性形变模型计算接触热导  $h_c(\theta)$ <sup>[13]</sup>,

$$h_c(\theta) = \frac{2k_s n(\theta) a(\theta)}{(1 - \sqrt{p(\theta)/H_{mic}})^{3/2}}, \quad (6)$$

式中

$$n(\theta) = \frac{1}{16} \left( \frac{m}{\sigma} \right)^2 \frac{\exp[-\lambda^2(\theta)]}{\operatorname{erfc}(\lambda(\theta)/\sqrt{2})}, \quad (7)$$

$$a(\theta) = \sqrt{1 - \frac{\operatorname{erfc}(z_t/\sqrt{2})}{\operatorname{erfc}(\lambda(\theta)/\sqrt{2})}} \frac{2\sqrt{2}\sigma}{\sqrt{\pi} m} \times \exp \left[ \frac{\lambda^2(\theta)}{2} \right] \operatorname{erfc} \left[ \frac{\lambda(\theta)}{\sqrt{2}} \right], \quad (8)$$

$$\lambda(\theta) = \sqrt{2} \operatorname{erfc}^{-1} \left[ \frac{2p(\theta)}{H_{mic}} + \operatorname{erfc} \left( \frac{z_t}{\sqrt{2}} \right) \right]. \quad (9)$$

平均间隙厚度  $d(\theta)$  定义为

$$d(\theta) = \lambda(\theta)\sigma, \quad (10)$$

式中,  $k_s = 2k_1 k_2 / (k_1 + k_2)$ , 其中  $k_1 = 14 \text{ W}/(\text{m}\text{°C})$  和  $k_2 = 140 \text{ W}/(\text{m}\text{°C})$  分别为 Nd:YAG 晶体和铝合金热沉的热导率, 在圆心角  $\theta$  处,  $n(\theta)$  为单位名义接触面积上微观接触点数目密度、 $a(\theta)$  为接触点平均半径、 $\lambda(\theta)$  为接触表面间无量纲平均分割距离,  $H_{mic}$  为铝合金热沉维氏硬度, 其值取 HV60, 等效为 600 MPa.

这里,余误差函数  $\operatorname{erfc}(x)$  的反函数  $\operatorname{erfc}^{-1}(x)$  可以用(11)式来代替<sup>[10-12]</sup>,进而得到余误差函数  $\operatorname{erfc}(x)$  的替换式,此范围内的最大相对误差小于 2.8%.

$$\operatorname{erfc}^{-1}(x) = \begin{cases} \frac{1}{0.218 + 0.735x^{0.173}}, & (10^{-9} \leqslant x \leqslant 0.02), \\ \frac{1.05(0.175)^x}{x^{0.12}}, & (0.02 \leqslant x \leqslant 0.5), \\ \frac{1-x}{0.707 + 0.862x - 0.431x^2}, & (0.5 \leqslant x \leqslant 1.9). \end{cases} \quad (11)$$

### 2.2.2. 热界面物质厚度为平均间隙厚度时的接触热导

如图 6 所示,晶体棒与热沉间采用厚度为平均间隙厚度  $d(\theta)$  的钢箔作为热界面物质,晶体侧面和热沉凹槽面存在直接接触点,钢箔完全填充其接触间隙,晶体和热沉间的散热通过二者的直接接触点和间隙热界面物质进行.热界面物质的热导率比较

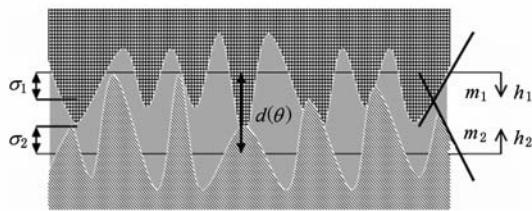


图 6 采用厚度为平均间隙厚度的钢箔作为热界面物质

大,忽略掉直接接触点之间的接触热导,晶体和热沉间的接触热导主要取决于二者间的平均间隙厚度  $d(\theta)$ ,定义  $d(\theta)$  为圆心角  $\theta$  处间隙厚度沿光轴方向的平均值:

$$d(\theta) = \lambda(\theta)\sigma = \sqrt{2}\sigma\operatorname{erfc}^{-1}\left[\frac{2p(\theta)}{H_c} + \operatorname{erfc}\left(\frac{z_1}{\sqrt{2}}\right)\right]. \quad (12)$$

由(5)式得,圆心角  $\theta$  处晶体和热沉间的接触热导  $h_c(\theta)$  为

$$h_c(\theta) = \frac{k}{d(\theta)}, \quad (13)$$

式中,  $k = 81 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{C})$  为金属钢的热导率。

### 2.2.3. 热界面物质厚度远大于平均间隙厚度时的接触热导

如图 7 所示,晶体棒与热沉间采用厚度远大于平均间隙厚度的钢箔作为热界面物质,晶体和热沉的粗糙面完全被钢箔填充,二者无直接接触点,散热完全通过热界面物质进行,此时接触热导为钢箔层的热导。在一定装配压力下,认为晶体和热沉间的接触热导不随圆心角变化而主要取决于热界面物质的平均厚度  $d$ ,

$$h_c = \frac{k}{d}. \quad (14)$$

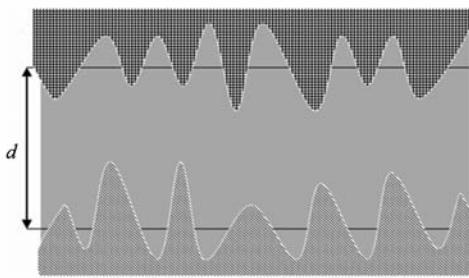


图 7 采用厚度远大于平均间隙厚度的钢箔作为热界面物质

### 2.3. 热传导方程的建立

晶体中的热耗、接触热导和热沉温度决定晶体

棒温度的空间分布,本文采用高斯型热耗分布,热沉温度为  $20^\circ\text{C}$ ,采用图 1(b) 的装配结构,接触热导  $h_c(\theta)$  关于  $XOZ, YOZ$  平面对称,因此分析四分之一圆周即可,即  $\theta \in [0, \pi/2]$ .

激光晶体内部的温度分布  $T(r, \theta, z)$  遵循泊松(Poisson)热传导方程<sup>[15]</sup>

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 T(r, \theta, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(r, \theta, z)}{\partial r} \\ & + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T(r, \theta, z)}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 T(r, \theta, z)}{\partial z^2} \\ & = -\frac{q_v(r, \theta, z)}{k_1}. \end{aligned} \quad (15)$$

晶体棒内部的热源分布  $q_v(r, \theta, z)$  为

$$q_v(r, \theta, z) = \frac{2p_{in}\eta\alpha}{\pi\omega_p^2}(1 - e^{-\alpha l})e^{-2r^2/\omega_p^2}e^{-\alpha z}, \quad (16)$$

式中,  $p_{in}, \eta, \alpha, \omega_p, l$  分别为抽运光功率、由荧光量子效率和内跃迁损耗决定的热转换系数、晶体棒对抽运光的吸收系数、抽运光束中按  $1/e^2$  定义的光束宽度、晶体棒长度,其取值依次为  $20 \text{ W}, 0.241, 0.5/\text{mm}, 0.32 \text{ mm}, 10 \text{ mm}$ 。

由于空气的对流换热系数非常小,晶体棒端面近似绝热,即

$$\left. \frac{\partial T(r, \theta, z)}{\partial z} \right|_{z=0,l} = 0. \quad (17)$$

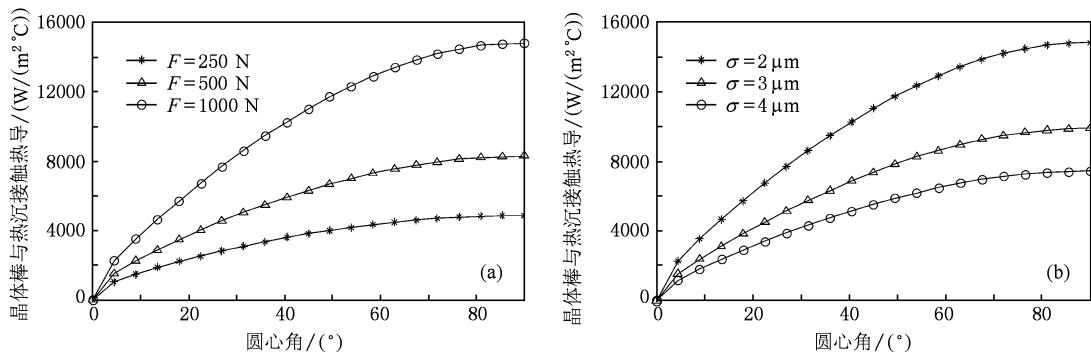
## 3. 模拟结果

### 3.1. 接触热导的模拟

#### 3.1.1. 不使用热界面物质时的接触热导

不使用热界面物质时,在不同装配压力和不同等效均方根粗糙度下,晶体棒与热沉间接触热导随圆心角  $\theta$  变化的结果如图 8 所示,其中  $\theta = 0^\circ$  为两块热沉接触面方向,  $\theta = 90^\circ$  为晶体棒侧面与热沉凹槽底部接触方向,图 8(a)参数取值为  $\sigma = 2 \mu\text{m}, m = 0.12, H_{mic} = 600 \text{ MPa}$ , 装配压力  $F$  分别为  $250 \text{ N}, 500 \text{ N}, 1000 \text{ N}$ ; 图 8(b)参数取值为  $F = 1000 \text{ N}, m = 0.12, H_{mic} = 600 \text{ MPa}$ , 等效均方根粗糙度  $\sigma$  分别为  $2 \mu\text{m}, 3 \mu\text{m}, 4 \mu\text{m}$ 。

不同装配压力和不同等效均方根粗糙度下,圆心角  $\theta = 0^\circ$  时接触热导  $h_c(0) = 0$ , 此处绝热;随着  $\theta$  的增加接触热导逐渐增大、当  $\theta = 90^\circ$  时,接触热导达到最大;在装配压力  $F$  为  $1000 \text{ N}$ , 等效均方根粗糙度  $\sigma$  为  $2 \mu\text{m}$  时,接触热导  $h_c(90^\circ) = 1.48 \times 10^4 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{C})$ , 如图 8(a), (b) 所示。

图 8 不使用热界面物质时接触热导随圆心角  $\theta$  的变化 (a) 不同装配压力; (b) 不同等效均方根粗糙度

### 3.1.2. 采用厚度为平均间隙厚度的钢箔作为热界面物质时的接触热导

采用厚度为平均间隙厚度的钢箔作为热界面物质时,在不同装配压力和不同等效均方根粗糙度下,晶体棒与热沉间接触热导随圆心角  $\theta$  变化的结果如图 9 所示。图 9(a)参数取值为  $\sigma = 2 \mu\text{m}$ ,  $m = 0.12$ ,  $H_{\text{mic}} = 600 \text{ MPa}$ , 装配压力  $F$  分别为 25 N, 50 N, 100 N; 图 9(b)参数取值为  $F = 100 \text{ N}$ ,  $m = 0.12$ ,  $H_{\text{mic}} = 600 \text{ MPa}$ , 等效均方根粗糙度  $\sigma$  分别为

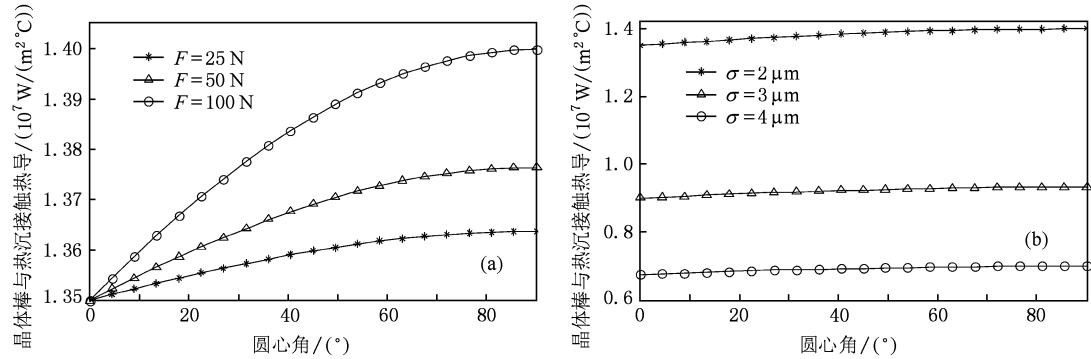


图 9 采用厚度为平均间隙厚度的钢箔作为热界面物质时接触热导随圆心角的变化 (a) 不同装配压力; (b) 不同等效均方根粗糙度

### 3.1.3. 采用厚度远大于平均间隙厚度的钢箔作为热界面物质时的接触热导

采用厚度远大于平均间隙厚度的钢箔作为热界面物质时,认为晶体和热沉的接触面完全被钢箔分割,在圆周方向,接触热导不随装配压力和等效均方根粗糙度变化,只取决于热界面物质层厚度,如图 10 所示。采用厚度为 100  $\mu\text{m}$  的钢箔作为热界面物质时,由(5)式可得,晶体棒侧面各点处的接触热导为  $8.1 \times 10^5 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{°C})$ 。

不采用热界面物质时,即使在很大的装配压力和较小的等效均方根粗糙度下,晶体棒与热沉间的接触热导很小,沿圆周方向的均匀性较差;采

$2 \mu\text{m}, 3 \mu\text{m}, 4 \mu\text{m}$ 。

不同装配压力下,在  $\theta = 0^\circ$  时,接触热导  $h_c(0) = 1.35 \times 10^7 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{°C})$ ;随着  $\theta$  的增加接触热导逐渐增大,当  $\theta = 90^\circ$  时,接触热导达到最大;装配压力为 100 N 时,接触热导达到  $h_c(90^\circ) = 1.4 \times 10^7 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{°C})$ ,如图 9(a)所示。同一粗糙度下,在  $\theta = 0^\circ$  时,接触热导最小;随着  $\theta$  的增加接触热导增大、当  $\theta = 90^\circ$  时,接触热导达到最大;随着等效均方根粗糙度的减小,接触热导整体变大,如图 9(b)所示。

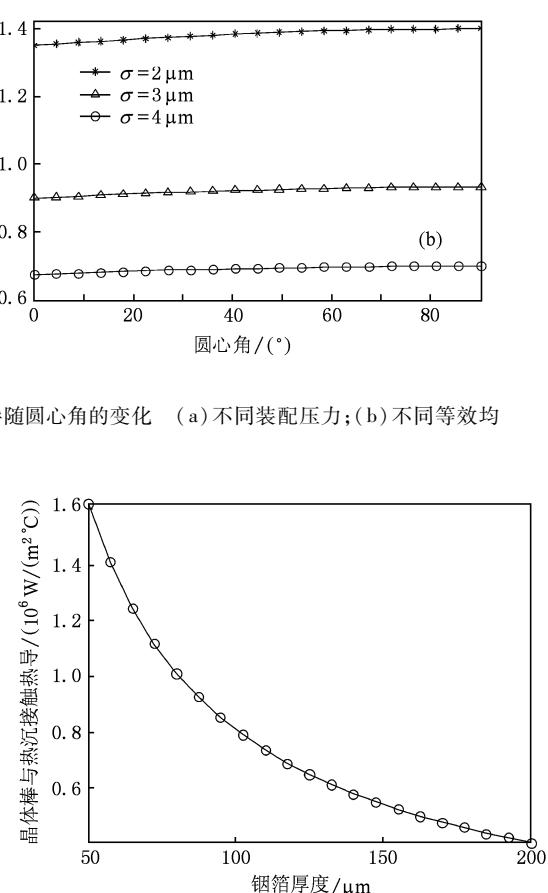


图 10 接触热导随热界面物质厚度的变化

用厚度为平均间隙厚度的热界面物质时,在较小的装配压力下,晶体棒与热沉间接触热导很大,其均匀性得到很大提高;采用厚度远大于平均间隙厚度的铟箔作为热界面物质时,晶体棒与热沉间接触热导主要取决于铟箔厚度,其值依然很大,均匀性最好。

### 3.2. 晶体棒温度空间分布

对于 2.2.2 和 2.2.3 两种模型,使用铟箔作为

热界面物质时,晶体棒与热沉间的接触热导普遍偏大,且沿圆周方向的变化可以忽略。求解晶体棒温度时,可以认为晶体棒侧面温度为热沉温度,这里讨论不使用热界面物质和使用热界面物质两种情况。

图 11(a), (b), (c), (d), (e) 为不采用热界面物质,装配压力分别为 250 N、500 N、1000 N 时,晶体棒温度分布三维图,图 11(f) 为采用铟箔作为热界面物质时晶体棒温度随半径  $r$  和轴向  $z$

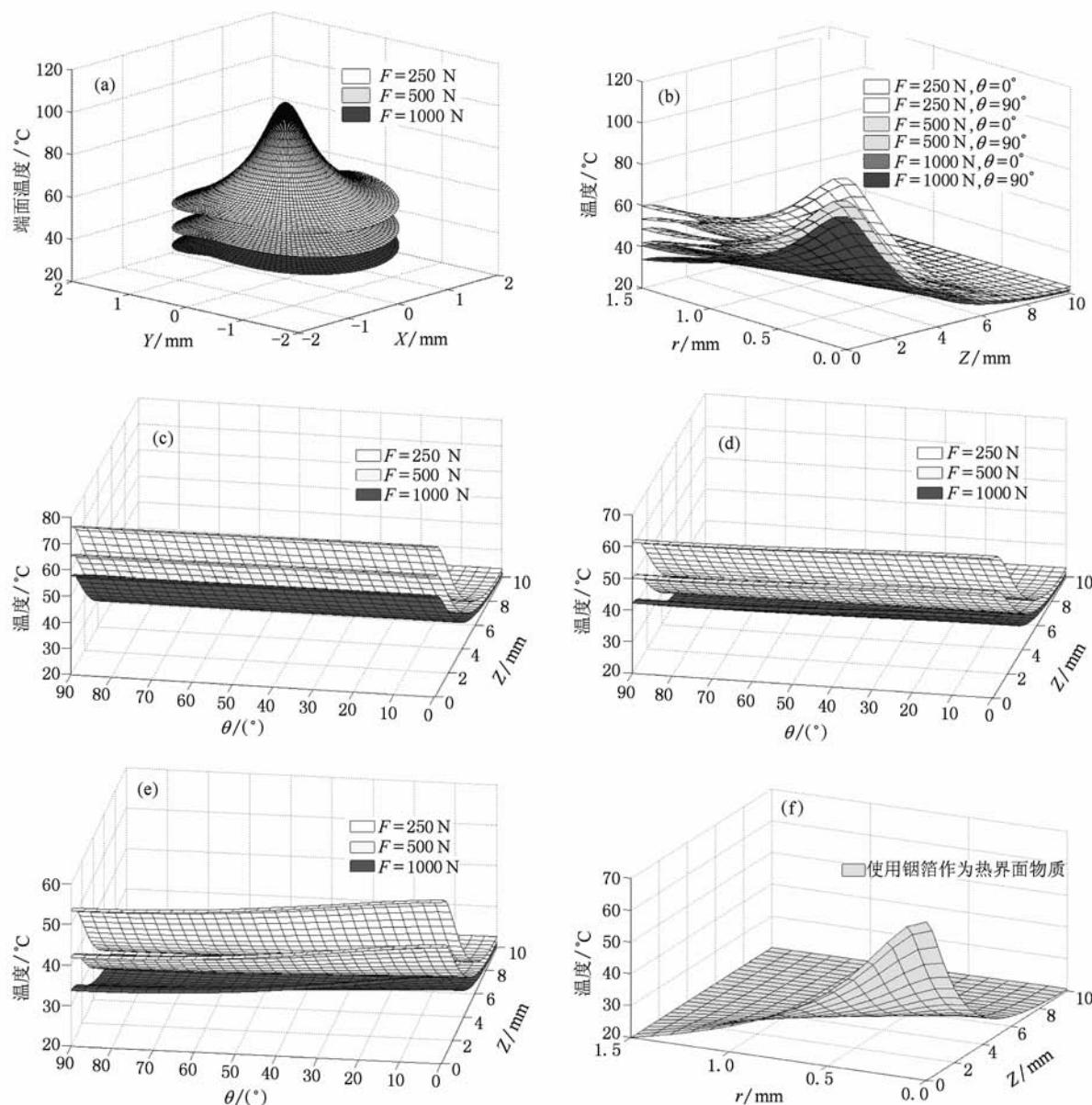


图 11 晶体棒温度分布三维图 (a) 端面温度随半径  $r$  和圆心角  $\theta$  的变化;(b)  $0^\circ$  和  $90^\circ$  圆心角处温度随半径  $r$  和轴向  $z$  的变化;(c) 半径为  $0.5\text{ mm}$  处温度随圆心角  $\theta$  和轴向  $z$  的变化;(d) 半径为  $1.0\text{ mm}$  处温度随圆心角  $\theta$  和轴向  $z$  的变化;(e) 半径为  $1.5\text{ mm}$  处温度随圆心角  $\theta$  和轴向  $z$  的变化;(f) 使用铟箔作为热界面物质时温度随半径  $r$  和轴向  $z$  的变化

的变化.

晶体棒端面温度随半径  $r$  和圆心角  $\theta$  的变化如图 11(a) 所示, 端面中心温度最高, 装配压力为 250 N, 500 N, 1000 N 时, 其值分别为 103°C, 92.2°C, 84.4°C; 随着半径的增大, 端面温度逐渐减低, 在晶体棒边缘, 圆心角为 0° 处温度最高, 圆心角为 90° 处温度最低; 增大装配压力, 晶体棒端面温度整体降低.

0° 和 90° 圆心角处温度随半径  $r$  和轴向  $z$  的变化如图 10(b) 所示, 晶体棒端面温度最高, 随着  $z$  的增大, 温度逐渐降低, 且随  $r$  和  $z$  变化的趋势越来越缓慢.

同一半径上晶体棒温度随圆心角  $\theta$  和轴向  $z$  的变化如图 11(c), (d), (e) 所示, 在装配压力  $F$  为 1000 N 时, 半径为 0.5 mm 时, 圆心角为 0° 和 90° 处端面温度分别为 58.4°C, 57.7°C, 半径为 1.0 mm 时, 圆心角为 0° 和 90° 处端面温度分别为 44.9°C, 42.2°C, 半径为 1.5 mm 时, 圆心角为 0° 和 90° 处端面温度分别为 40.5°C, 33.7°C; 越靠近晶体棒的出射端面, 晶体棒温度随圆心角  $\theta$  的变化越小.

图 11(f) 为使用钢箔作为热界面物质时温度随半径  $r$  和轴向  $z$  的变化, 晶体棒端面中心温度为 69.67°C, 侧面温度为热沉温度 20°C; 晶体棒温度空间分布具有轴对称性.

## 4. 结 论

二极管抽运固体激光器中, 激光晶体的热效应受热耗和散热条件的影响, 晶体主要通过与热沉接触散热. 因此, 本文研究的结果, 对激光晶体的散热性能、热效应的研究具有推动作用. 针对 LD 抽运固体激光器中晶体棒与热沉间装配压力的不均匀分布, 计算了不同装配压力和不同均方根粗糙度下, 不使用热界面物质、使用厚度为平均间隙厚度和远大于平均间隙厚度的钢箔作为热界面物质三种情况下晶体棒与热沉间的接触热导. 在晶体棒与热沉间施加接触热导, 通过有限元软件求解热传导方程, 得到了晶体棒中的温度分布. 结果表明: 不使用热界面物质时, 在较大的装配压力和较小的均方根粗糙度下, 晶体棒与热沉间接触热导很小, 沿圆周方向的均匀性较差; 晶体棒温度随圆心角发生变化, 在晶体棒侧面与热沉凹槽底部接触方向最小, 在两块热沉接触面方向达到最大, 增大装配压力和减小均方根粗糙度, 晶体棒温度整体降低. 使用厚度为平均间隙厚度的钢箔或使用厚度远大于平均间隙厚度的钢箔作为热界面物质时, 接触热导得到很大提高, 沿圆周方向的均匀性很好; 晶体棒温度分布关于光轴对称.

- [1] Zhang C B, Song F, Meng F Z, Ding X, Zhang G Y, Shang M R 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1517 (in Chinese) [张潮波、宋峰、孟凡臻、丁欣、张光寅、商美茹 2002 物理学报 **51** 1517]
- [2] Zhang X L, Wang Y Z, Shi H F 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1787 (in Chinese) [张新陆、王月珠、史洪峰 2006 物理学报 **55** 1787]
- [3] Zhang S Y, Huang C X, Yu G L, Liu H L, Sun Y, Li J 2008 *Chin. J. Lasers* **35** 333 (in Chinese) [张帅一、黄春霞、于果蕾、刘辉兰、孙尧、李健 2008 中国激光 **35** 333]
- [4] Bo Y, Geng A C, Bi Y, Sun Z P, Yang X D, Li R N, Cui D F, Xu Z Y 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1171 (in Chinese) [薄勇、耿爱丛、毕勇、孙志培、杨晓东、李瑞宁、崔大复、许祖彦 2006 物理学报 **55** 1171]
- [5] Zhou C 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1547
- [6] Zhang H L, Yan Y, Du K M 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6982 (in Chinese) [张恒利、闫莹、杜克明 2008 物理学报 **57** 6982]
- [7] Xu F H, Wang Z P, Zhang H J, Liu X M, Xu X G, Wang J Y, Shao Z S, Jiang M H 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3950 (in Chinese) [徐方华、王正平、张怀金、刘训民、许心光、王继扬、邵宗书、蒋民华 2007 物理学报 **56** 3950]
- [8] Zhou S H, Zhao H, Tang X J 2009 *Chin. J. Lasers* **36** 1605 (in Chinese) [周寿桓、赵鸿、唐小军 2009 中国激光 **36** 1605]
- [9] Grujicic M, Zhao C L, Dusel E C 2005 *Appl. Surf. Sci.* **246** 290
- [10] Bahrami M, Yovanovich M M, Culham J R 2004 *J. Thermophys. Heat Tr.* **18** 318
- [11] Bahrami M, Yovanovich M M, Culham J R 2004 *J. Thermophys. Heat Tr.* **18** 326
- [12] Bahrami M, Yovanovich M M, Culham J R 2006 *Int. J. Heat Mass Tran.* **49** 3691
- [13] Milanez F H, Yovanovich M M, Culham J R 2003 *IEEE T. Compon. Pack. T.* **26** 48
- [14] Song X L, Guo Z, Li B B, Wang S Y, Cai D F, Wen J G 2008 *Chin. J. Lasers* **35** 1132 (in Chinese) [宋小鹿、过振、李兵斌、王石语、蔡德芳、文建国 2008 中国激光 **35** 1132]
- [15] Yang Y M, Xu Q M, Guo Z 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 0223 (in Chinese) [杨永明、许启明、过振 2008 物理学报 **57** 0223]

# Research on thermal contact conductance between crystal rod and heat sink in LD end-pumped solid-state laser

Liu Hai-Qiang<sup>†</sup> Guo Zhen Wang Shi-Yu Lin Lin Guo Long-Cheng Li Bing-Bin Cai De-Fang

(School of Technical Physics, Xidian University, Xi'an 710071, China)

(Received 29 January 2010; revised manuscript received 26 March 2010)

## Abstract

In LD end-pumped solid-state laser, the crystal rod is held and cooled by the metal heat sink. The force applied to the side surface of the crystal is non-axisymmetric. Under such circumstances, three kinds of thermal contact conductance (TCC) models are established, including not using thermal interface material, using thermal interface material with its thickness equal to the average thickness of the gaps and using thermal interface material with its thickness much greater than the thickness of the gaps. Regarding to the first two models, the influences of the assembly force and the equivalent root-mean-square (RMS) roughness on thermal contact conductance are discussed based on the Truncated-Gaussian model and the plastic-deformation model. The contact heat dissipation model of the crystal rod and the heat sink is established. For the Gaussian heat consumption, the spatial distributions of temperature inside the crystal with and without thermal interface material are obtained by the finite element method. The results show that without thermal interface material, the thermal contact conductance between the crystal rod and the heat sink changes significantly in the circumferential direction, which reaches a maximum on the bottom of the heat sink groove and a minimum on the contact area of the heat sink couple. With the assembly force increasing and the equivalent root-mean-square roughness decreasing, the thermal contact conductance gets larger and more nonuniform, and the temperature of the whole crystal rod reduces. When the indium foil is used as thermal interface material, the thermal contact conductance gets larger and more uniform, the temperature of the whole crystal rod reduces as well and its distribution is axisymmetric.

**Keywords:** diode laser end-pumped solid-state laser, thermal effect, finite element method, thermal contact conductance

**PACS:** 42.55. Xi, 42.55. Rz, 42.60.-v

<sup>†</sup> E-mail: liuhaiqiang001@163.com