

流体直接冷却薄板条介质温度及应力的解析表达

李策 冯国英 杨火木

The analytic expressions of temperature and stress in directly liquid cooled thin slab laser

Li Ce Feng Guo-Ying Yang Huo-Mu

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 054204 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.054204

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.054204>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I5>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

Nd:YAG 陶瓷与单晶  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$  跃迁的弱谱线多波长激光性能对比

Multiple weak-line laser operation from Nd:YAG  $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$  transition in ceramic and crystal

物理学报.2015, 64(20): 204204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.204204>

水平螺旋管内超临界 CO<sub>2</sub> 冷却换热的数值模拟

Numerical study of cooling heat transfer of supercritical carbon dioxide in a horizontal helically coiled tube

物理学报.2015, 64(5): 054401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.054401>

高超声速飞行器前缘疏导式热防护结构的实验研究

Experimental investigation of dredging thermal protection system of hypersonic vehicle leading edge

物理学报.2014, 63(9): 094401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.094401>

基于多物理场的 TFC 磁头热传导机理及其影响因素仿真研究

Multiphysics-based simulation on heat conduction mechanism of TFC head and its influencing factors

物理学报.2014, 63(3): 034401 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.034401>

分区域主动冷却薄片激光介质的理论和实验研究

Theoretical and experimental research on district cooling for thin disk-type laser medium

物理学报.2013, 62(12): 124204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.124204>

# 流体直接冷却薄板条介质温度及应力的解析表达\*

李策 冯国英<sup>†</sup> 杨火木

(四川大学电子信息学院, 成都 610065)

(2015年1月1日收到; 2015年1月2日收到修改稿)

基于对流传热和热传导原理, 建立了流体直接冷却均匀抽运薄板条激光工作介质的热效应分析模型, 采用平面应力近似和最小功原理, 得到了板条工作介质内部温度分布和应力分布的解析表达式. 研究了不同流道厚度时对流热交换系数和冷却液温升与流体流速的关系, 分析了流道厚度对工作介质的温度分布和应力分布的影响规律, 讨论了之字形和直通光路时, 热致波前畸变随产热功率的变化趋势. 结果表明: 层流和湍流时, 较厚的流道可以实现更好的热管理效率; 增益介质中的热分布关于中心平面对称, 纵向最大温升出现在出水口端, 最大应力畸变集中在板条两端及其侧边; 流道厚度较大时, 工作介质更易形成一维的温度梯度, 产生的应力更小; 之字形光路可以明显缓解热光效应导致的波前畸变.

**关键词:** 流体直接冷却薄板条激光器, 温度分布, 应力分布, 总光程差

**PACS:** 42.55.Rz, 44.05.+e, 42.60.By, 68.60.Dv

**DOI:** 10.7498/aps.65.054204

## 1 引言

激光器运转时, 不均匀抽运和冷却使得激光工作介质内存在温度梯度, 产生热应力<sup>[1,2]</sup>, 导致应力双折射<sup>[3]</sup>和热透镜效应<sup>[4]</sup>, 对激光器的性能造成严重影响<sup>[5-7]</sup>, 大的热应力甚至会导致增益介质破裂, 成为实现高平均功率、高光束质量和高效率激光输出的主要障碍. 提升全固体激光器的热管理性能的一个主要方法是对激光工作介质进行“有效”冷却<sup>[8]</sup>, 即充分冷却的同时尽量减小冷却带来的热畸变. 1969年, 美国通用公司提出了板条激光器概念, 板条具有大的冷却面和薄的介质厚度, 理论上可以形成一维的温度梯度. 1972年, William<sup>[9]</sup>提出了zig-zag光路, 激光在板条中沿Z字形传输, 能够消除板条中的热致双折射. 2003年通用原子公司提出了一种分布式增益/冷却流体直接冷却激光器热管理方案, 因其高效的热管理能力和紧凑的结构而备受关注<sup>[10]</sup>. 2009年, 达信公司在板条激光器的基础上, 结合之字形光路和流体直接冷却技术,

提出了流体直接冷却板条激光器(ThinZag®)的方案, 采用6个17 kW的模块串联, 实现了100 kW的激光输出<sup>[11]</sup>, 证实了该技术方案在激光器热管理方面的优越性能, 在全球范围内引起了广泛关注<sup>[12-18]</sup>. 文献<sup>[12]</sup>对流体直接冷却薄片介质激光谐振腔进行了低功率的实验验证, 获得了17.1 W的激光输出; 文献<sup>[13]</sup>采用两个空间自动调节的半导体激光器抽运大口径的薄片介质、流体直接冷却的方案, 获得了高的抽运效率和光光效率, 实现了峰值功率最高1346 W的激光输出; 文献<sup>[14]</sup>采用半导体激光器抽运流体直接冷却多薄片介质谐振腔, 获得了平均功率3 kW的激光输出; 文献<sup>[15]</sup>理论模拟了流体直接冷却薄片激光器中湍流对波前畸变的影响; 文献<sup>[16]</sup>对输出功率30 kW的流体直接冷却多薄片介质进行了理论探究; 文献<sup>[17]</sup>数值模拟了流速对流体直接冷却激光器温度分布、应力分布和波前相位畸变的影响; 文献<sup>[18]</sup>报道了采用折射率匹配液直接冷却Nd:YLF薄片介质, 获得了最高346 mJ脉冲能量输出.

\* 国家自然科学基金重大项目(批准号: 60890200)和国家自然科学基金委员会-中国工程物理研究院联合基金(批准号: 10976017, 61505129)资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: guoing\_feng@scu.edu.cn

在流体直接冷却薄板条激光器中, 二极管阵列从板条介质的两个大面对称抽运, 板条沉浸在冷却液中, 冷却液体直接冷却介质的两个大面, 具有热阻小和冷却面/体积值大的特点, 可以通过增加增益介质的长度和板条数目对激光输出进行定标放大. 已有研究表明, 冷却液在冷却激光工作介质的过程中, 不断吸收工作介质产生的热, 其温度在流体流动方向不断升高, 造成激光工作介质在冷却液流动方向上的不均匀温度分布. 因此, 有必要建立该类激光器的热管理分析模型, 为流道厚度的选择、冷却液流速设计和激光器热管理提供指导.

本文从板条介质出发, 建立了流体直接冷却薄板条介质激光器模型, 基于对流传热和热传导原理, 得到了板条激光介质的温度分布的解析解, 采用平面应力近似和最小功原理, 得到了薄板条激光介质的应力分布的解析解, 分析了流速和流道形貌

对板条介质温度和应力分布的影响, 讨论了直通和之字形光路时, 产热功率对热致波前畸变的影响. 所得结果对流体直接冷却板条激光器的设计和优化有一定的指导意义.

## 2 物理和数学模型

流体直接冷却薄板条激光器的结构模型如图 1 所示, 入射信号光经石英三棱柱进入系统, 透过流道和工作介质后经石英窗口反射, 沿之字形传输, 在薄板条的另一端经石英三棱柱输出. 板条的尺寸为  $2a \times 2b \times 2l (x \times y \times z)$ , 流道的厚度为  $2t$ . 流道的宽度通常是其厚度的数倍, 因此流体可看作在两个平行平板内流动, 板条的纵横比大于 2 时, 热效应才能优于棒状结构, 基于以上原因, 我们在模拟时取增益介质的  $b = 5a$ .

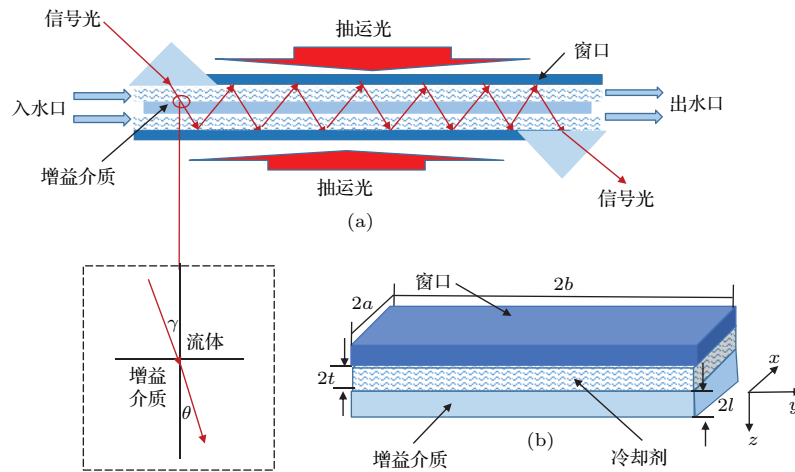


图 1 流体直接冷却薄板条激光器的模型 (a) 流体直接冷却板条激光器结构; (b) 流道结构; 插图为信号光在固-液面的折射  
Fig. 1. Simulational model of liquid direct cooled thin slab laser: (a) Configuration of the liquid direct cooled thin slab laser; (b) configuration of cooling channel; the refraction of signal light on the solid-liquid plane.

### 2.1 对流传热

流体直接冷却薄板条激光器的流道厚度一般远小于宽度, 因此可将冷却液流场简化为两平行平板间的流动. 水力入口段的冷却液速度变化剧烈, 对光束传输有明显影响, 故一般在管道入口至工作介质之间有充分长距离以实现水力充分发展. 因此这里主要讨论水力充分发展时的对流传热. 冷却流体的冷却能力很大程度上与流动状态相关. 流动状态由雷诺数  $Re$  决定.

$$Re = \frac{\rho_f u_m D}{\mu}, \quad (1)$$

式中,  $\rho_f$  为流体密度,  $u_m$  为流体速度,  $\mu$  为流体黏性,  $D$  为特征尺度, 对于矩形管道, 可采用水力直径  $D = 4t$  来表示. 如果  $Re < 2300$ , 流体可看作为层流; 介于 2300 与 10000 之间, 则为过渡流; 大于 10000, 可看作为湍流.

由于工作介质为薄板条结构, 故假设为一维热流流动, 模型如图 1 (b) 所示, 流道两侧分别为绝热的窗口平板和恒热流的工作介质. 层流状态下可以视为二维泊肃叶流动, 热交换系数为

$$h = \frac{35 k_f}{26 t}, \quad (2)$$

式中,  $k_f$  为液体热导率,  $t$  为流道半厚. 对于热发展段的热交换系数, 热交换系数为热入口段长度  $L$  的

函数,

$$L \approx 0.0115439 Re Pr D, \quad (3)$$

式中,  $Pr$  为普朗特数  $Pr = \mu c/k_f$ . 热入口段内的热交换系数可采用如下实验关联式<sup>[19]</sup>

$$h = \begin{cases} \frac{k_f}{D} 2.236(y^*)^{-\frac{1}{3}}, & y^* \leq 0.001, \\ \frac{k_f}{D} [2.236(y^*)^{-\frac{1}{3}} + 0.9], & 0.001 < y^* < 0.01, \\ \frac{k_f}{D} \left[ \frac{0.0364}{y^*} + 8.235 \right], & y^* \geq 0.01, \end{cases} \quad (4)$$

式中,  $y^*$  为热入口段的轴向坐标

$$y^* = \frac{y_f + b}{Re Pr D}. \quad (5)$$

过渡流和湍流状态下的冷却液有较强的热交换能力, 但是目前缺乏该流动状态下的解析分析, 本文近似采用已有的实验关联式分析<sup>[20]</sup>.

$$h = \frac{k_f}{D} \frac{(f/8)(Re - 1000)Pr}{1 + 12.7(f/8)^{1/2}(Pr^{2/3} - 1)} \times \left[ 1 + \left( \frac{D}{2b} \right)^{2/3} \right], \quad (6)$$

该式成立的条件为  $0.5 < Pr < 2000$  和  $2300 < Re < 5 \times 10^6$ , 且已包含热入口段修正项.  $f$  为摩擦系数,

$$f = (1.82 \lg Re - 1.64)^{-2}. \quad (7)$$

## 2.2 热传导

以增益介质的中心为坐标原点, 建立坐标系, 则有均匀内热源的板条激光工作物质在第三类边界条件下的二维稳态热传导问题的方程为

$$-k_s \left( \frac{\partial^2 T}{\partial y_s^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z_s^2} \right) = Q, \quad (8)$$

式中, 下标  $s$  代表固体增益介质,  $Q$  为内热源. 对流传热的边界条件为:

$$\begin{aligned} T|_{z_s=0} &< \infty, \\ \left( k_s \frac{\partial T}{\partial z_s} + hT \right) \Big|_{z_s=l} &= hT_f(y_s), \\ \left( -k_s \frac{\partial T}{\partial z_s} + hT \right) \Big|_{z_s=-l} &= hT_f(y_s), \\ \frac{\partial T}{\partial y_s} \Big|_{y_s=0} &= 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y_s} \Big|_{y_s=2b} = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

方程(8)为一个非线性齐次微分方程, 其特解为

$$T^* = -\frac{Q}{2k_s} z_s^2. \quad (10)$$

采用分离变量法可得出方程(8)的一般解, 通解为

$$\begin{aligned} T^0(y, z) &= A_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_{2n-1} 2ch \left( \frac{mz_s}{2b} \right) \\ &\times \cos \left( \frac{m}{2b} (y_s + b) \right), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} H &= \frac{h}{k_s}, \quad \nabla T = \frac{P}{\dot{m} c_p}, \\ T_{\text{gap}} &= \frac{P}{2(2a \times 2b)h}, \quad Q = \frac{P}{8abl}, \\ m &= (2n - 1)\pi, \quad n \in \mathbb{N}^*, \\ A_0 &= T_{\text{in}} + \frac{1}{2} \nabla T + \frac{Q}{h} l + \frac{Q}{2k_s} l^2, \\ A_{2n-1} &= - \left[ \left( H + \frac{m}{2b} \right) \exp \left( \frac{m}{2b} l \right) \right. \\ &\quad \left. + \left( H - \frac{m}{2b} \right) \exp \left( -\frac{m}{2b} l \right) \right]^{-1} \\ &\quad \times \frac{4H \nabla T}{m^2}, \end{aligned} \quad (12)$$

式中,  $T_{\text{in}}$  为冷却剂入口处的温度,  $P$  为增益介质的产热功率,  $\nabla T$  为冷却液入口到出口的温升. 将(10)和(11)式相加即可得到增益介质内部的温度场分布的解析表达式:

$$\begin{aligned} T_s(y, z) &= A_0 - \frac{Q}{2k_s} z^2 + \sum_{n=1}^{\infty} A_{2n-1} 2ch \left( \frac{mz}{2b} \right) \\ &\times \cos \left[ \frac{m}{2b} (y + b) \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

## 3 应力场分布

薄板条工作介质的厚度远小于其横向尺寸, 故可采用平面应力近似. 由(13)式, 工作介质中的轴向平均温度为

$$\bar{T} = \frac{1}{2l} \int_{-l}^l T(y, z) dz = T_0 + \sum_{n=1}^{\infty} T_{2n-1}, \quad (14)$$

其中

$$\begin{aligned} T_0 &= A_0 - \frac{Q}{6k} l^2, \\ T_{2n-1} &= F_{2n-1} \cos \left[ \frac{m}{2b} (y + b) \right], \\ F_{2n-1} &= A_{2n-1} \frac{4b \operatorname{sh}(ml)}{ml}. \end{aligned} \quad (15)$$

根据叠加原理, 在自由边界条件下, 工作介质中的热应力可以表示为

$$\sigma = \sigma^0 + \sum_{n=1}^{\infty} \sigma^{2n-1}, \quad (16)$$

其中,  $\sigma^0$  和  $\sigma^{2n-1}$  分别为由  $T_0$  和  $T_{2n-1}$  项引起的热应力.  $T_0$  为常数, 不产生温度梯度, 导致的热应力为零. 平面应力近似下,  $T_{2n-1}$  项导致的热应力的热弹性位移势函数  $\phi$  满足泊松方程

$$\nabla^2 \phi = (1 + \mu)\alpha T_{2n-1}, \quad (17)$$

式中,  $\mu$  和  $\alpha$  分别为泊松比和热膨胀系数, 方程(17)的特解  $\phi$  可以表示为

$$\phi = -(1 + \mu)\alpha \frac{(2b)^2}{m^2} T_{2n-1}. \quad (18)$$

特解对应的应力分量为

$$\begin{aligned} \sigma_x^{(2n-1)'} &= -\frac{E}{1 + \mu} \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2}, \\ \sigma_y^{(2n-1)'} &= -\frac{E}{1 + \mu} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}, \\ \tau_{xy}^{(2n-1)'} &= \frac{E}{1 + \mu} \frac{\partial^2 \phi}{\partial x \partial y}, \end{aligned} \quad (19)$$

式中,  $E$  为杨氏模量,  $\mu$  为泊松比. 为满足自由边界条件, 设想在边界上施加与上述面力大小相等而方向相反的边界力, 则齐次方程通解的应力分量应满足如下条件:

$$\begin{aligned} \sigma_x^{(2n-1)''} \Big|_{x=\pm a} &= -\sigma_x^{(2n-1)'} \Big|_{x=\pm a} \\ &= E\alpha T_{2n-1}, \\ \sigma_y^{(2n-1)''} \Big|_{y=\pm b} &= -\sigma_y^{(2n-1)'} \Big|_{y=\pm b} = 0, \\ \tau_{xy}^{(2n-1)''} \Big|_{x=\pm a, y=\pm b} &= -\tau_{xy}^{(2n-1)'} \Big|_{x=\pm a, y=\pm b} \\ &= 0. \end{aligned} \quad (20)$$

齐次方程通解可采用最小功原理求解. 增益介质中的应变能可以表达为

$$\begin{aligned} V &= \frac{1}{2E} \iint \left[ \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right)^2 + \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right)^2 \right. \\ &\quad \left. + 2 \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right)^2 \right] dx dy, \end{aligned} \quad (21)$$

式中,  $\psi$  为应力函数,

$$\begin{aligned} \psi &= -E\alpha \frac{(2b)^2}{m^2} T_{2n-1} + (x^2 - a^2)^2 (y^2 - b^2)^2 \\ &\quad \times (c_1 y + c_2 y x^2 + c_3 y^3 + c_4 y^3 x^2 + \dots). \end{aligned} \quad (22)$$

对应应力分量为

$$\begin{aligned} \sigma_x^{(2n-1)''} &= \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2}, \\ \sigma_y^{(2n-1)''} &= \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}, \\ \tau_{xy}^{(2n-1)''} &= -\frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y}. \end{aligned} \quad (23)$$

由(19)和(23)式可得工作介质内的热应力  $\sigma^{2n-1}$ :

$$\begin{aligned} \sigma_x^{(2n-1)} &= \sigma_x^{(2n-1)'} + \sigma_x^{(2n-1)''}, \\ \sigma_y^{(2n-1)} &= \sigma_y^{(2n-1)'} + \sigma_y^{(2n-1)''}, \\ \tau_{xy}^{(2n-1)} &= \tau_{xy}^{(2n-1)'} + \tau_{xy}^{(2n-1)''}. \end{aligned} \quad (24)$$

根据图1(a)中的模型, 增益介质的长度为宽度的5倍, 取应力函数级数(22)的前四项, 对应系数为

$$\begin{aligned} c_1 &= \frac{1126125E\alpha F_{2n-1} [\cos(m) - 1]}{2191162986615296b^7 m^6} \\ &\quad \times (2294148308679360 \\ &\quad - 254429000007000m^2 \\ &\quad + 2228304020016m^4), \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} c_2 &= \frac{28153125E\alpha F_{2n-1} [\cos(m) - 1]}{2191162986615296b^9 m^6} \\ &\quad \times (289797036459840 - 32301594370200m^2 \\ &\quad + 297689425224m^4), \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} c_3 &= \frac{-1126125E\alpha F_{2n-1} [\cos(m) - 1]}{2191162986615296b^9 m^6} \\ &\quad \times (10058667063943680 \\ &\quad - 1123933233982920m^2 \\ &\quad + 10609192394100m^4), \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned} c_4 &= \frac{-309684375E\alpha F_{2n-1} [\cos(m) - 1]}{34236921665864000000b^{11} m^6} \\ &\quad \times (109955908782720 - 12277698094680m^2 \\ &\quad + 115120732500m^4). \end{aligned} \quad (28)$$

由(16)和(24)式, 热应力分量为

$$\begin{aligned} \sigma_x &= \sum_{n=1}^{\infty} (\sigma_x^{(2n-1)'} + \sigma_x^{(2n-1)'}) \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2y}{625} (b^2 - 25x)^2 [c_1 (-6b^2 + 10y^2) \\ &\quad + c_2 (-6b^2 x^2 + 10x^2 y^2) \\ &\quad + c_3 (3b^4 - 20b^2 y^2 + 21y^4) \\ &\quad + c_4 (3b^4 x^2 - 20b^2 x^2 y^2 + 21x^2 y^4)], \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \sigma_y &= \sum_{n=1}^{\infty} (\sigma_y^{(2n-1)'} + \sigma_y^{(2n-1)'}) \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2y}{625} (b^2 - y)^2 [c_1(-50b^2 + 3750x^2) \\ &\quad + c_2(b^4 - 300b^2x^2 + 9375x^4) \\ &\quad + c_3(-50b^2y^2 + 3750x^2y^2) \\ &\quad + c_4(b^4y^2 - 300b^2x^2y^2 + 9375x^4y^2)], \quad (30) \\ \tau_{xy} &= \sum_{n=1}^{\infty} (\tau_{xy}^{(2n-1)'} + \tau_{xy}^{(2n-1)'}) \\ &= \sum_{n=1}^{\infty} -\frac{2x}{625} (-b^2 + 25x^2)(-b^2 + y^2) \\ &\quad \times [c_1(-50b^2 + 250y^2) \\ &\quad + c_2(b^4 - 75b^2x^2 - 5b^2y^2 + 375x^2y^2) \\ &\quad + c_3(-150b^2y^2 + 350y^4) \\ &\quad + c_4(3b^4y^2 - 225b^2x^2y^2 - 7b^2y^4 \\ &\quad + 525x^2y^4)]. \quad (31) \end{aligned}$$

### 4 结果与分析

本文采用重水 (D<sub>2</sub>O) 为冷却液, 与其他冷却液比较, 重水冷却能力与水相近, 且具有对波长 1 μm 处激光吸收低的特点 [21]. 增益介质为 Nd:YAG. 所用材料参数见表 1.

假设工作介质内的产热功率为 500 W. 图 2(a) 为不同流道厚度时, 冷却液流速对对流换热系数的影响, 图 2(b) 为不同流道厚度时, 冷却液流速对冷却液温升的影响. 图中实线为层流状态, 虚线为过渡流和湍流状态. 在层流状态下, 采用解析 (2) 式计算, 在过渡流状态下, 采用试验关联 (6) 式计算. 在层流阶段, 对流热交换系数为定值且冷却液温升较大. 在过渡流和湍流阶段, 随着冷却液流速的增加, 对流热交换系数逐渐增大, 冷却剂的对流传热效果逐渐增强, 冷却液温升逐渐减小. 层流阶段, 流道厚度较小时, 对流热交换系数较大, 流场进入过渡流的流速较大, 冷却液温升较大. 过渡流湍

流段, 流道厚度较大时, 冷却液温升更快趋于稳定, 对流热交换系数较高但增加的速度较慢, 在流速为 62 m/s 时, 不同流道的对流热交换系数相等.

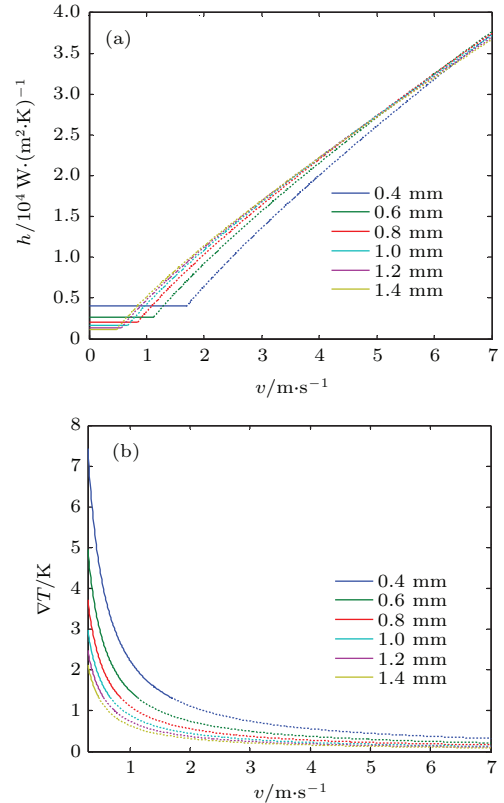


图 2 (网刊彩色) 不同流道厚度时, 热充分发展冷却液的流速对对流传热效果的影响 (a) 冷却液流速对对流换热系数的影响; (b) 冷却液流速对冷却液温升的影响

Fig. 2. (color online) The relations of the flow velocity to the convection heat transfer effects in different flow channel thicknesses: (a) The relations of the flow velocity to the convection heat transfer coefficients; (b) the relations of the flow velocity to coolant temperature rise.

假设冷却液流速为 4 m/s, 在入口处温度为 298 K, 流道厚度为 0.5 mm, 工作介质尺寸 60 mm × 12 mm × 1 mm, 产热功率为 500 W 时, 可得到增益介质内部温度场分布如图 3 所示. 工作介质中的纵向最大温升在 y = 30 mm 的出水口处产生, 横向最大温升在 z = 0 中心平面处产生, 工作介质中的热分布关于板条中心面对称. 工作介质中

表 1 重水和 Nd:YAG 的物性参数 [7]  
Table 1. Physical parameters in the simulation [7].

材料	热导率 $k/W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$	热光系数 $dn/dT/K^{-1}$	折射率 $n$	杨氏模量 $E/Pa$	热膨胀系数 $\alpha/Pa$	泊松比 $\mu$
D <sub>2</sub> O	0.595	$-10^{-4}$	1.328	—	—	—
Nd:YAG	13	$7.3 \times 10^{-6}$	1.820	$3 \times 10^{11}$	$7.7 \times 10^{-6}$	0.3

的热应力场如图 4 所示.  $\sigma_x$  为板条宽度方向的张应力, 应力集中在入水口和出水口处, 在入水口处表现为压应力, 最大张应力值为 3.52 kPa, 在出水口处表现为拉应力, 最大张应力值为 3.53 kPa;  $\sigma_y$  为垂直于板条截面方向的张应力, 应力集中在板条两端及其侧边缘, 并关于  $x = 0$  平面对称分布, 在入口侧边表现为压应力, 在出口侧边表现为拉应力;  $\tau_{xy}$  为切应力, 沿  $x = 0$  平面反对称分布; 整体来看, 最大应力畸变集中在入水口和出水口处及其两端的侧边, 但产生的应力较小 [22].

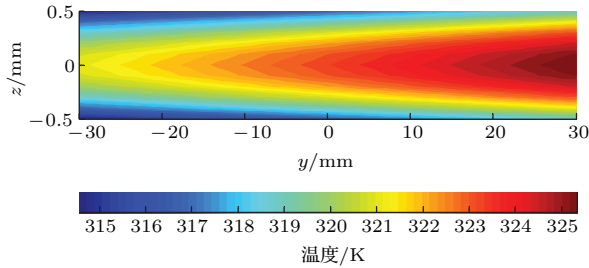


图 3 (网刊彩色) 工作介质中内部温度分布解析模拟结果  
Fig. 3. (color online) The temperature field distribution in gain medium.

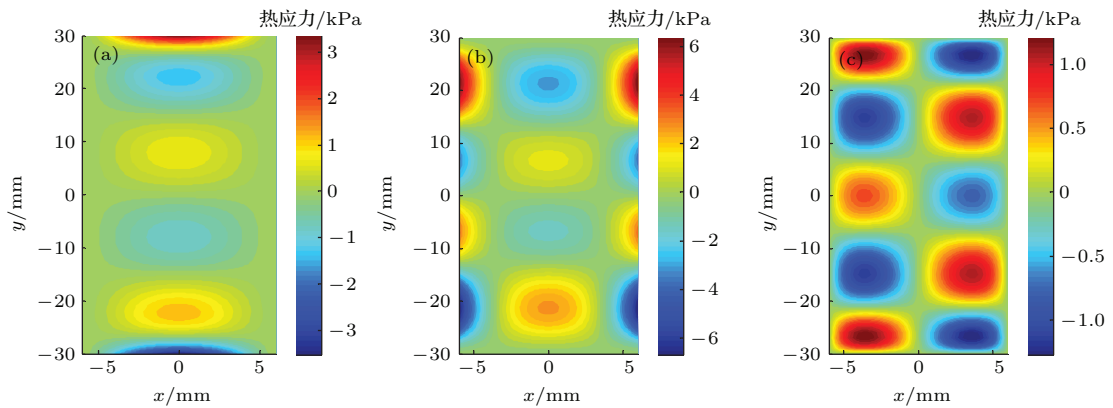


图 4 (网刊彩色) 增益介质中的热应力分布解析模拟结果 (a)  $\sigma_x$ ; (b)  $\sigma_y$ ; (c)  $\tau_{xy}$   
Fig. 4. (color online) Thermal stress field distribution in thin slab gain medium: (a)  $\sigma_x$ ; (b)  $\sigma_y$ ; (c)  $\tau_{xy}$ .

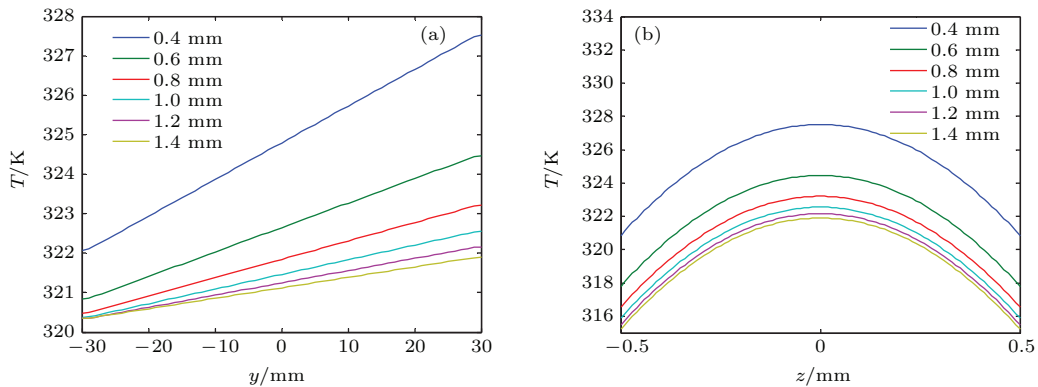


图 5 (网刊彩色) 不同流道厚度时, 工作介质中的温度分布 (a) 横向温度分布; (b) 纵向温度分布  
Fig. 5. (color online) The temperature field distribution of gain medium in different flow channel thicknesses: (a) The transverse temperature distribution; (b) the longitudinal temperature distribution.

图 5 为产热功率  $P = 500$  W, 冷却液流速为 4 m/s 时, 流道厚度对工作介质中温度分布的影响. 图 5 (a) 为  $z = 0$  mm 处, 流道厚度对板条介质沿长度方向上温度分布的影响, 图 5 (b) 为  $y = 30$  mm 处, 流道厚度对板条介质沿厚度方向上的温度分布的影响. 流道厚度为 0.4 mm 时, 横向温升最大为 5.4 K, 工作介质中的整体温度较高, 纵向温升最大为 6.6 K, 随着流道厚度的增加, 工作介质中的横向温升逐渐减小, 工作介质中的最高和最低温度均降低, 温度场逐渐接近一维温度梯度.

图 6 为产热功率  $P = 500$  W, 冷却液流速为 4 m/s 时, 流道厚度对工作介质中张应力分布的影响. 图 6 (a) 为  $x = 0$  mm 处, 流道厚度对张应力  $\sigma_x$  分布的影响, 图 6 (b) 为  $x = 6$  mm 处, 流道厚度对张应力  $\sigma_y$  分布的影响. 工作介质宽度方向上的张应力  $\sigma_x$  的最大值出现在  $y = \pm 30$  mm 处, 垂直于工作介质截面方向上的张应力  $\sigma_y$  的最大值出现在  $y = \pm 21$  mm, 随着流道厚度的增加, 工作介质中应力的极值逐渐减小, 但产生的位置没有变化.

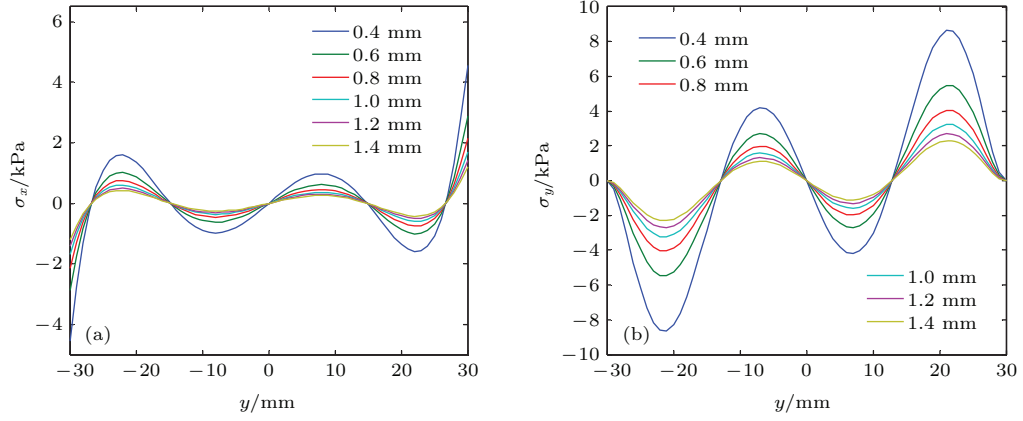


图6 (网刊彩色) 不同流道厚度时, 工作介质中的应力分布 (a) 横向张应力分布; (b) 纵向张应力分布

Fig. 6. (color online) The temperature field distribution of gain medium in different flow channel thicknesses: (a) The transverse temperature distribution; (b) the longitudinal temperature distribution.

图7为冷却液流速为4 m/s、流道厚度为0.5 mm时, 产热功率对工作介质中张应力分布的影响. 图7(a)为  $x = 0$  mm处, 不同产热功率下, 张应力  $\sigma_x$  的分布, 图7(b)为  $x = 6$  mm处, 不同产热功率下, 张应力  $\sigma_y$  的分布. 工作介质宽度方向上的张应力  $\sigma_x$  的最大值出现在  $y = \pm 30$  mm处, 垂直于工作介质截面方向上的张应力  $\sigma_y$  的最大值出现在  $y = \pm 21$  mm, 随着产热功率的增加, 工作

介质中应力的极值逐渐增加, 但产生的位置没有变化.

根据图1(a)以及文献[23]中合理的zig-zag光路的定义, 本文光路所满足的条件为  $(2t \times \tan \gamma \times 2 + 2l \times \tan \theta)(N + 1) = 2b$ ,  $\gamma$  为信号光在流体中与  $z$  轴的夹角,  $\theta$  为信号光在增益介质中与  $z$  轴的夹角,  $\sin \theta n_{l0} = \sin \gamma n_{s0}$ ,  $N$  为信号光在石英窗口大面上的反射次数, 根据光程的定义,

$$\begin{aligned} \text{OPL}_T(z) = & \frac{1}{\sin \theta} \sum_{n=0}^N \int_{-b + \frac{2bn}{N+1} + 2t \tan \gamma}^{-b + \frac{2bn}{N+1} + 2t \tan \gamma + 2l \tan \theta} \left( n_{s0} + \frac{dn_s}{dT} [T(y, z') - T_0] \right) dy \\ & + \frac{1}{\sin \gamma} \left\{ \sum_{n=0}^N \int_{-b + \frac{2bn}{N+1}}^{-b + \frac{2bn}{N+1} + 2t \tan \gamma} \left( n_{l0} + \frac{dn_l}{dT} \frac{y + b}{2b} \Delta T \right) dy \right. \\ & \left. + \sum_{n=0}^N \int_{-b + \frac{2bn}{N+1} + 2t \tan \gamma + 2l \tan \theta}^{-b + \frac{2b(n+1)}{N+1}} \left( n_{l0} + \frac{dn_l}{dT} \frac{y + b}{2b} \Delta T \right) dy \right\}, \end{aligned} \quad (32)$$

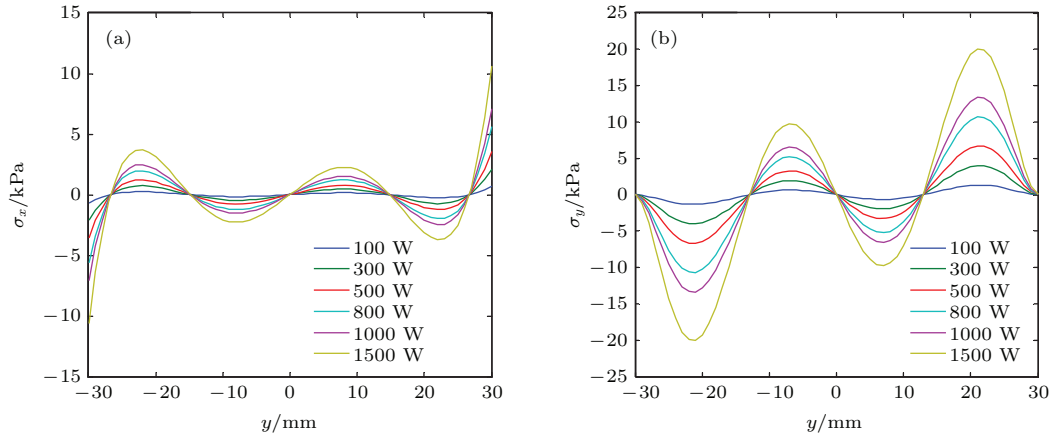


图7 (网刊彩色) 不同产热功率时, 工作介质中的应力分布 (a) 横向张应力分布; (b) 纵向张应力分布

Fig. 7. (color online) The temperature field distribution of gain medium in different flow channel thicknesses: (a) The transverse temperature distribution; (b) the longitudinal temperature distribution.



式中, 第一项为增益介质中的总光程, 第二项为流体中的总光程, 由此可得信号光在出射端的总光程差为

$$OPD_T(z) = OPL_T(z) - \min\{OPL_T(z)\}. \quad (33)$$

图8虚线为直通时热致波前畸变与产热功率的关系, 产热功率较小时, 热致波前畸变的幅值较低, 100 W时为0.58  $\mu\text{m}$ ; 实线为之字形光路取反射次数为  $N = 30$ , 流道厚度2 mm, 流速为3 m/s时, 热致波前畸变与产热功率的关系, 产热功率较小时, 热致波前畸变的幅值较低, 100 W时为0.15  $\mu\text{m}$ , 波前畸变的幅值与直通相比明显减小, 为五分之一, 有效地减弱了板条厚度方向产生的正的热透镜效应, 明显缓解了热光效应导致波前畸变.

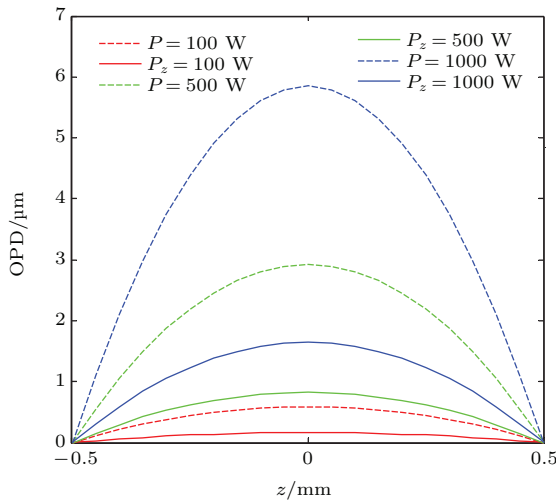


图8 (网刊彩色) 直通和之字形光路时, 产热功率对热致波前畸变的影响

Fig. 8. (color online) Comparison with direct and zigzag light path,  $OPD_T$  in different heat power.

## 5 结 论

建立了均匀热源流体直接冷却薄板条激光器的热效应分析模型, 基于对流传热和热传导方程, 采用平面应力近似和最小功原理, 得到了板条增益介质内部温度分布和应力分布的解析解. 层流时, 流道厚度较大时, 对流热交换系数较小, 过渡流和湍流时, 流道厚度较大时, 对流热交换系数较大, 冷却液温升趋于稳定所需要的流体流速越小. 工作介质中的热分布关于板条中心面对称, 温度分布基本上为一维温度梯度, 工作介质的纵向最大温升出现在出水口处, 最大应力畸变集中在板条两端及侧边, 但产生的应力较小. 分析了厚度对对流热交换系数、冷却液温升、工作介质温度和应力分布的影

响, 结果表明, 在适当的冷却液流速范围内, 较厚的流道厚度可以实现更高的热管理效率. 热致波前畸变随产热功率的增加幅值逐渐增加, 与直通相比, 之字形光路可以明显减弱厚度方向上的热透镜效应, 缓解热光效应导致的波前畸变. 本文研究了流体直接冷却薄板条激光器的热效应, 所得结果对流体直接冷却薄板条激光器设计和优化有一定的指导意义.

## 参考文献

- [1] Huai X L, Li Z G 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 041121
- [2] Mu J, Feng G Y, Yang H M, Tang C, Zhou S H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 124204 (in Chinese) [母健, 冯国英, 杨火木, 唐淳, 周寿桓 2013 物理学报 **62** 124204]
- [3] Ichiro S, Yoichi S, Sunao K, Voicu L, Takunori T, Akio I, Kunio Y 2002 *Opt. Lett.* **27** 234
- [4] He G Y, Guo J, Jiao Z X, Wang B 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 94217 (in Chinese) [何广源, 郭靖, 焦中兴, 王彪 2012 物理学报 **61** 94217]
- [5] Foster, J D, Osterink L M 1970 *J. Appl. Phys.* **41** 3656
- [6] Osterink L M, Foster J D 1968 *Appl. Phys. Lett.* **12** 128
- [7] Yang H M, Feng G Y, Zhou S H 2011 *Opt. Laser Technol.* **43** 1006
- [8] Zhou S H 2005 *Chin. J. Quantum. Elect.* **22** 497 (in Chinese) [周寿桓 2005 量子电子学报 **22** 497]
- [9] William S M 1972 *US Patent* 3633126 [1972-01-04]
- [10] Perry M D, Banks P S, Zweiback J, Schleicher R W 2008 *US Patent* 0161365 [2003-08-28]
- [11] Mandl A, Klimek D E 2010 *Conference on Lasers and Electro-Optics* San Jose, California United States, May 16–21, 2010
- [12] Fu X, Liu Q, Li P, Gong M 2013 *Appl. Phys. B* **111** 517
- [13] Li P, Liu Q, Fu X, Gong M 2013 *Chin. Opt. Lett.* **11** 041408
- [14] Fu X, Li P, Liu Q, Gong M 2014 *Opt. Express.* **22** 18421
- [15] Li P, Fu X, Liu Q, Gong M 2015 *Appl. Phys. B* **119** 371
- [16] Fu X, Liu Q, Li P, Huang L, Gong M 2015 *Opt. Express* **23** 18458
- [17] Ye Z, Cai Z, Tu B, Wang X, Shang J, Yu Y, Wang K, Gao Q, Tang C, Liu C 2015 *International Society for Optics and Photonics* 92550 T
- [18] Ye Z, Cai Z, Tu B, Wang K, Gao Q, Tang C, Liu C 2015 *International Society for Optics and Photonics* 967121
- [19] Shah P K, London A L 1978 *Laminar Flow Forced Convection in Ducts* (London: Academic Press)
- [20] Gnielinski V 1976 *Int. Chem. Eng.* **16** 359
- [21] Bruesselbach H, Sumida D S 2005 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **11** 600
- [22] Krupke W, Shinn M, Marion J, Caird J, Stokowski S 1986 *JOSA B* **3** 102
- [23] Chung T, Bass M 2007 *Appl. Opt.* **46** 581

# The analytic expressions of temperature and stress in directly liquid cooled thin slab laser\*

Li Ce Feng Guo-Ying<sup>†</sup> Yang Huo-Mu

(College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610065, China)

( Received 1 January 2015; revised manuscript received 2 January 2015 )

## Abstract

In this paper, based on the convective heat transfer and conduction principle, the thermal effect analysis model of the directly liquid cooled uniformly pumped thin slab laser is established. The approximate plane stress and the principle of minimum are introduced to describe thermal stress distribution in the thin slab. Firstly, the relationships between the flow velocities in different flow channel thickness values and the convection heat transfer coefficients and also the relationship between flow velocity and coolant temperature rise are studied. Moreover, the influences of different flow channel thickness values on temperature field and thermal stress distribution are analyzed. Finally, the variation trends of wave-front phase distortion with the change of heat power in the case of zig-zag path and direct path are investigated, respectively. The results reveal that thicker flow channel can achieve stronger heat treatment effects in an appropriate range of the cooled liquid flow rate, and the thermal profile is symmetrical with respect to the center plane of slab. In addition, the longitudinal maximum temperature rise occurs in the outlet; the maximum stress distortions centralize on the both ends and partial sides of slab. It is worthy to mention that the one-dimensional temperature gradient and smaller stress form more probably for thicker flow channel. Furthermore, zig-zag path can alleviate obviously wave-front aberration due to thermo-optic effect. In this paper the thermal effect of the liquid direct cooled thin slab laser is investigated. The research results are beneficial to the design and optimization of the directly liquid cooled thin slab laser.

**Keywords:** directly liquid cooled thin slab laser, temperature distribution, thermal stress distribution, OPD<sub>T</sub>

**PACS:** 42.55.Rz, 44.05.+e, 42.60.By, 68.60.Dv

**DOI:** [10.7498/aps.65.054204](https://doi.org/10.7498/aps.65.054204)

---

\* Project supported by the Major Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60890200) and the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant Nos. 10976017, 61505129).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [guoing\\_feng@scu.edu.cn](mailto:guoing_feng@scu.edu.cn)