

# 斜抽运无机液体激光器的流场热分布\*

胡 滔<sup>1)</sup> 魏泳涛<sup>2)</sup> 宋影松<sup>3)</sup> 张玉明<sup>2)</sup> 李 密<sup>3)</sup> 马再如<sup>1)4)</sup> 冯国英<sup>1)†</sup>

1)(四川大学电子信息学院,成都 610064)

2)(四川大学建筑与环境学院,成都 610064)

3)(中国工程物理研究院应用电子学研究所,绵阳 621900)

4)(西华大学物理与化学学院,成都 610039)

(2009 年 9 月 13 日收到;2010 年 1 月 12 日收到修改稿)

激光二极管斜抽运的多增益段串接的液体激光器能够明显地提高激光光束质量、获得较高的输出功率. 针对斜抽运子增益段工作时所涉及的流动、传热和壁面耦合,建立了计算子增益段流场热分布的流-热-固耦合模型,应用有限单元法完成了其瞬态流场热分布的数值模拟. 该方法排除了不精确的换热系数对计算结果的影响,使得换热系数不再是计算的先决条件,而只是计算结果之一;并且为评价流动形状、流速、吸收系数等因素对流场热的影响,以及进一步改进和控制液体激光介质的流场热分布,提供了可靠的分析方法. 数值模拟研究表明:换热系数是空间位置的函数;流动传热效果随流速的增大而减小;激光介质流动时,温度分布与温度梯度分布具有相似性,与换热系数分布具有一定的互补性,且最大温度和温度梯度出现在下游流动介质的尖锐角落处.

**关键词:** 液体激光器, 流-热-固耦合模型, 换热系数, 流场热分布

**PACC:** 4260, 4255M, 4425, 4430

## 1. 引 言

2003 年美国 Lawrence Livermore 实验室(LLNL)实现了高平均功率的激光二极管抽运掺钕无机液体激光器,该激光器连续输出功率达 20 kW,光-光效率为 28%,电-光效率为 13%<sup>[1]</sup>. 美国近几年开展的 150 kW 的“高能液体激光区域防卫系统”(HELLADS)研究也取得了较大进展,并计划在未来几年中将其运用于军事上<sup>[2]</sup>. 多增益段串接的液体激光系统采用正反方向循环流动的多增益模块对,可以有效地抑制热效应和消除流动方向上的热梯度,且其在斜抽运时能产生近似于 Gauss 型的增益分布,可以进一步显著提高光束质量<sup>[3]</sup>. 因此斜抽运多增益段串接的液体激光系统为实现高功率、高光束质量液体激光器提供了可能. 然而液体激光介质的热效应仍然是液体激光器高平均功率运行的最大障碍,且液体介质的温度折射率梯度比固体大上百倍<sup>[4]</sup>,因此液体激光介质的流场热分布对光束

质量的影响更为剧烈,进而影响到多增益段串接斜抽运液体激光系统的整体性能. 因此分析斜抽运子增益段的流场热分布对于设计多增益段串接液体激光系统具有重要的指导意义.

目前在研究激光介质热分布时,常将其处理成简单的单物理场分布,从而使得分析过程大为简化<sup>[5-9]</sup>,为此,需要合理地确定换热系数以精确地反映传热过程,但要达到该要求却非常困难. 而实际中的换热系数与流动状态、流体种类、流体的热物性、固体壁面的形状和尺寸等诸多因素相关<sup>[10-14]</sup>,且在已有研究中换热系数的选取呈现出很大的分散性和随意性,并且还通常假定换热系数在传热界面上处处相同,以进一步降低分析难度. 显然,这样的简化模型很难准确地反映激光介质在抽运过程中的热分布,这也将直接影响到对激光介质热效应的研究<sup>[15,16]</sup>. 为此,本文引入多物理场耦合分析方法,对子增益段工作时所涉及的流动、传热和壁面耦合,建立了计算子增益段流场热分布的流-热-固耦合模型,应用有限单元法完成了其瞬态流场热分

\* 国家自然科学基金重大项目(批准号:60890203)、国家自然科学基金(批准号:10976017)和国家自然科学基金委员会与中国工程物理研究院联合基金(批准号:10676023)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: guoying\_feng@yahoo.com.cn

布的数值模拟,使换热系数不再是计算的先决条件,而只是计算结果之一.为评价流道形状、流动状态、流速和壁面等因素对流场热的影响,以及进一步改善和控制液体激光介质的流场热分布,提供了可靠的分析方法.并用多物理场耦合分析方法分析了不同流速和吸收系数对液体激光介质流场热分布的影响.

## 2. 斜抽运液体激光器模型

多增益段串接的液体激光系统横截面示意图如图 1 所示<sup>[3]</sup>.图 1 中的平行四边形为液体通道的横截面(液体通道成对出现,图 1 中仅标出 4 个相邻液体通道  $N_1, N_2, N_3, N_4$ ,实际设计中可以根据需要

增加通道数目),其具体参数为,液体通道横截面的斜边与底面夹角为  $\theta = 45^\circ$ ,底边长度为  $a = 1 \text{ cm}$ ,高度为  $h = 1 \text{ cm}$ .激光出光方向为  $x$  正方向,抽运光方向为正负  $y$  方向,液体流动方向为  $z$  方向,3 个方向相互垂直.

密封于石英玻璃内部的液体激光介质为  $\text{Nd}^{3+}:\text{POCl}_3:\text{ZrCl}_4$  溶液,具体参数见表 1,其激光发射波长为  $1053 \text{ nm}$ ,抽运光源为激光二极管阵列(LD),其输出中心波长为  $801 \text{ nm}$ .由于抽运面(液体通道的斜面)与激光发射面重合,而抽运方向与激光方向垂直,此抽运方式介于通常的侧面抽运和端面抽运之间,故称为“斜抽运”.激光二极管输出光束有一定的发散角,经微型柱透镜调整后近似为均匀平行光束<sup>[3]</sup>.

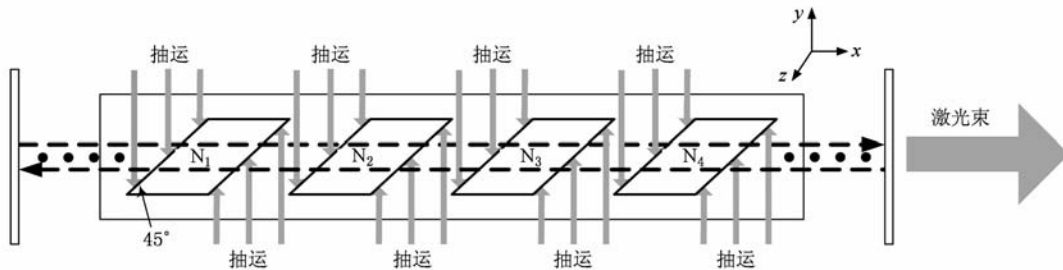


图 1 多增益段串接的液体激光系统示意图

表 1 计算所用参数表<sup>[3,17,18]</sup>

无机液体激光增益介质参数					
密度 $\rho/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	比热 $c/\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\text{K}^{-1}$	导热系数 $k/\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$	黏性系数 $\mu/\text{Pa}\cdot\text{s}$	吸收系数 $\alpha/\text{cm}^{-1}$	流速 $u/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$
$1.80 \times 10^3$	$1.302 \times 10^3$	0.67	0.005	5	1 ~ 10
石英玻璃参数					
密度 $\rho/\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	比热 $c/\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\text{K}^{-1}$	导热系数 $k/\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$	壁厚 $d/\text{m}$	弹性模量 $M/\text{MPa}$	泊松比
$2.20 \times 10^3$	690—770	1.38	0.008	$7.25 \times 10^4$	0.17
激光二极管抽运参数					
输出光强 $I/\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$	抽运波长 $\lambda/\text{nm}$	产热比 $\eta$	脉宽 $\tau/\mu\text{s}$	频率 /Hz	
$1 \times 10^7$	801	0.2	300	10	

## 3. 物理基础

### 3.1. 流动方程

流动的液体激光介质可以看作不可压缩的黏

性流体,其运动方程为

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \quad (1)$$

$$\rho_f \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = \rho_f \mathbf{f} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{\tau}'), \quad (2)$$

其中,  $\rho_f$  是流体密度,  $\mathbf{u}$  是速度,  $\rho_f \mathbf{f}$  是单位体积流体上的质量力,  $\boldsymbol{\sigma}$  是 Cauchy 应力张量,  $\boldsymbol{\tau}'$  为考虑湍

流效应的 Reynolds 应力张量,定义如下:

$$\boldsymbol{\sigma} = -p\mathbf{I} + 2\mu_0\mathbf{S}, \quad (3)$$

其中,  $p$  是流体压力,  $\mathbf{I}$  是二阶单位张量,  $\mathbf{S} = 0.5[\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T]$  是应变率张量(上标 T 是转置符号),  $\mu_0$  是流体的动力黏性系数.

无机液体激光介质的热传导与其处于层流或湍流的状态密切相关,这可根据流动 Reynolds 数来判定. 管流的 Reynolds 数的定义为  $Re = \rho_f \bar{u}d/\mu_0$ , 其中  $\bar{u}$  为平均流速,  $d$  为管径(对圆形截面即为直径,对矩形截面则等于面积与周长之比的 4 倍). 对管流,当  $Re < 2000$  时为层流状态,  $Re > 4000$  则为湍流.

对层流,  $\boldsymbol{\tau}' = 0$ , (1)–(3) 式构成封闭方程. 在湍流状态下还需补充如下方程:

$$\boldsymbol{\tau}' = -\frac{2}{3}\rho_f k\mathbf{I} + 2\mu_t\mathbf{S}, \quad (4)$$

其中,  $k$  为湍流动能,  $\mu_t$  为由湍流模式理论得到湍流黏性系数. 对标准的  $k$ - $\varepsilon$  模型,有

$$\mu_t = C_\mu \frac{\rho_f k^2}{\varepsilon}, \quad (5)$$

而  $\varepsilon$  是湍流动能耗散率,关于  $k$  和  $\varepsilon$  的控制方程,按如下确定:

$$\begin{aligned} & \rho_f \frac{\partial k}{\partial t} + \rho_f \mathbf{u} \cdot (\nabla k) \\ &= \nabla \cdot \left[ \left( \mu_0 + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + \boldsymbol{\tau}' : (\nabla \mathbf{u})^T - \rho_f \varepsilon, \quad (6) \\ & \rho_f \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \rho_f \mathbf{u} \cdot (\nabla \varepsilon) \\ &= \nabla \cdot \left[ \left( \mu_0 + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \nabla \varepsilon \right] + C_1 \frac{\varepsilon}{k} \boldsymbol{\tau}' : (\nabla \mathbf{u})^T \\ & \quad - C_2 \rho_f \frac{\varepsilon^2}{k}. \quad (7) \end{aligned}$$

方程(4)–(7)中的参数如下,  $C_\mu = 0.09$ ,  $\sigma_k = 1.0$ ,  $\sigma_\varepsilon = 1.3$ ,  $C_1 = 1.44$ ,  $C_2 = 1.92$ . 需要注意的是,当流动为湍流时,所有物理量都应理解为 Reynolds 时均意义下的量.

对于液体激光介质,其边界条件可分为石英壁面、入口和出口边界. 在石英壁面上,由于黏性作用,流体附着在固壁上,因此速度和  $k$  均为零,而  $\varepsilon$  取为 1;在入口边界上,假定流速均匀分布,  $k$  按湍流脉动速度是平均速度的 0.01 来确定,而  $\varepsilon$  取为  $100C_\mu k^{1.5}/L$  ( $L$  为入口的水力半径);出口边界通常假定为充分发展流而无需加任何边界条件,若流动在实际出口处未充分发展,则应在其后添加充分长

的虚拟段以确保该段的出口界面上流动充分发展. 这样处理不会对计算结果产生任何影响,但却绕开了实际出口界面上因未充分发展而难于确定速度分布的困难<sup>[19–21]</sup>.

### 3.2. 对流扩散方程和瞬态热传导方程

液体激光介质的温度分布服从对流-扩散方程

$$\rho_f c_f \left( \frac{\partial T_f}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla T_f \right) = k_f \nabla^2 T_f + 2\mu_0 \mathbf{S} : \mathbf{S} + Q_f, \quad (8)$$

其中,  $c_f$  为流体的比热,  $k_f$  为流体的热传导率,  $Q_f$  为流体内部的体热源.

只需令速度为零,方程(8)即退化成固体域中的瞬态热传导方程

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = k_s \nabla^2 T_s + Q_s, \quad (9)$$

这里,  $c_s$  和  $k_s$  分别为固体的比热和热传导率. 在流-固耦合边界上热耦合条件为

$$T_s = T_f, \quad (10)$$

$$k_s (\nabla T_s) \cdot \mathbf{n}_s = k_f (\nabla T_f) \cdot \mathbf{n}_f. \quad (11)$$

若将流-固耦合边界简化为空气对流边界,则有

$$k_s (\nabla T_s) \cdot \mathbf{n}_s = -h(T_s - T_\infty), \quad (12)$$

其中,  $T_s$  和  $T_f$  为流-固耦合界面上固体和流体的温度,  $\mathbf{n}_s$  和  $\mathbf{n}_f$  为固体边界和液体边界的外法线矢量,  $h$  为空气的换热系数,  $T_\infty$  为冷却空气的温度. (12) 式的优点在于,包含流动、对流扩散和热传导耦合作用的冷却过程被解耦成固体域内的瞬态热传导过程. 但是,如前所述,这面临着合理确定换热系数的困难.

为此,本文采用(8)式来统一求解流体和固体域中的温度分布. 这样,热耦合条件(10)和(11)式自然得到满足,换热系数不再是分析的先决条件,而是分析的自然结果. 其余部分的边界条件为: 1) 对液体激光介质,只需指定其在入口处的温度即可; 2) 对固体的自然冷却面,考虑到空气比液体激光介质的换热系数小很多,因此采用换热系数为常数的对流换热边界条件; 3) 不考虑辐射散热的影响.

由以上分析可知,一方面,流体的速度分布直接影响冷却流体的温度分布,进而影响对固体域的散热效果;另一方面,温度的变化将改变液体激光介质的物性参数,从而反过来影响流速分布. 因此,方程(1)–(9)是高度非线性的耦合方程组,数值解法是唯一有效的方法. 目前,关于流动及对流扩散方程的有限元分析已有相当多的研究成果,并在工

程中得到了广泛应用.

### 3.3. 数值模型

数值分析是基于多增益段串接的液体激光系统的子增益段进行的,子增益段示意图如图 2(a)所示.

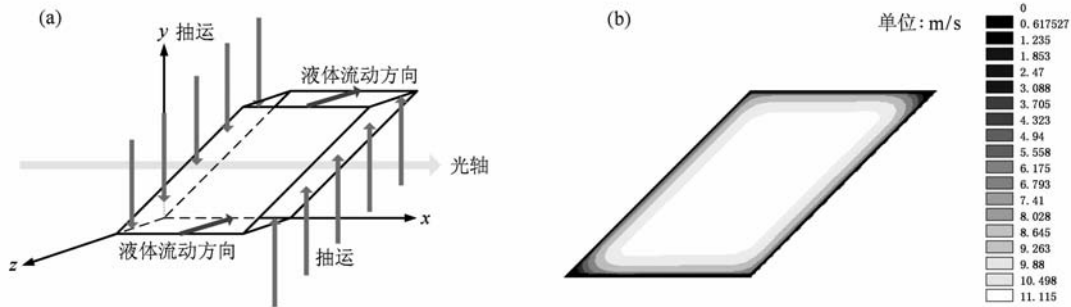


图 2 (a)子增益段模型,(b)流速为 10 m/s 时的速度空间分布

抽运源的空间分布近似为平面波分布,抽运输出强度为  $I_0$ . 液体介质内的体热源分布为

当  $n \cdot T \leq t \leq n \cdot T + \tau$  时,

$$Q_t = \begin{cases} \eta_{\text{heat}} \cdot \alpha \cdot I_0 \cdot e^{-\alpha(x-y)} & (0 < x < a, 0 < y < x), \\ \eta_{\text{heat}} \cdot \alpha \cdot I_0 \cdot e^{-\alpha(a-x+y)} & (a < x < 2a, 0 < y < x), \end{cases}$$

当  $n \cdot T + \tau \leq t \leq (n+1) \cdot T$  时,

$$Q_t = 0,$$

其中  $n = 0, 1, 2, \dots$ ,  $\eta_{\text{heat}}$  为抽运光被介质吸收后转化为热的比例,  $\alpha$  为激光介质吸收系数,  $a$  为介质沿  $x$  方向的长度,  $\tau$  和  $1/T$  分别是抽运脉冲的脉宽和重复频率.

## 4. 数值模拟与分析

### 4.1. 液体激光介质表面换热系数分布的特征

图 3 给出的是在抽运 5 s 后流速为 1 m/s 所对应的换热系数分布图. 由图可知换热系数分布具有不均匀性. 换热系数不是常数,而是空间位置的函数,且在 4 个边界面上的分布具有相似性,故只取模型上表面换热系数分布进行详细说明. 图 3(d), (e)和(f)为上表面换热系数分布的函数图,其中  $z$

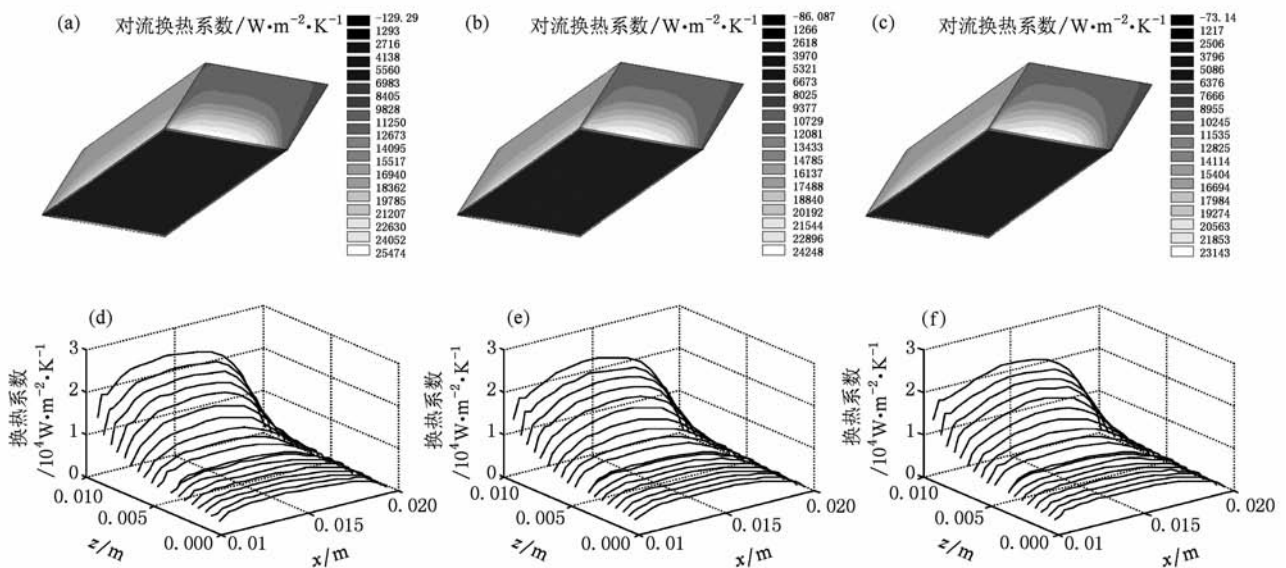


图 3 流速为 1 m/s 时,抽运历经 5 s 过程中所对应的换热系数分布图 (a)抽运 1 s 后,(b)抽运 3 s 后,(c)抽运 5 s 后,(d)(a)中上表面,(e)(b)中上表面,(f)(c)中上表面

轴负方向为液体激光介质流动方向,  $x$  轴 0.01—0.02 m 部分为上表面液体激光介质入口边. 由图 3 可知换热系数分布是空间位置的函数. 沿液体激光介质流动正方向(沿  $z$  轴负向), 换热系数先近似单调下降后逐步保持平缓, 沿入口边界( $x$  轴方向), 换热系数分布近似为抛物线分布. 换热系数的最大值随着时间的延长逐渐减小, 由 1 s 时的  $2.54 \times 10^4 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  下降到 3 s 时的  $2.42 \times 10^4 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ , 再到 5 s 时的  $2.31 \times 10^4 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ . 在液体介质温度趋向稳定分布的过程中, 换热系数分布的单调下降趋势随着时间的延长也逐渐减小, 由 1 s 时的  $2.56 \times 10^6 \text{ W}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$  下降到 3 s 时的  $2.43 \times 10^6 \text{ W}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ , 再到 5 s 时的  $2.32 \times 10^6 \text{ W}/(\text{m}^3 \cdot \text{K})$ . 换热系数的整体分布与流场热分布具有互补性, 即换热系数大处, 温度和温度梯度较小, 而换热系数小处, 温度和温度梯度较大.

#### 4.2. 不同流速对液体激光介质流场热分布的影响

图 4 为不同流速下液体激光介质内最高温度的时间历程曲线, 图 5 和表 2 给出的是不同流速对应

的温度分布和温度梯度分布. 由图 4 和 5 可知当液体激光介质流动时, 激光介质内的温度分布很快达到稳定的周期性波动; 随着流速的升高, 液体激光介质的温升和温度梯度都逐步减小, 流动传热效果也随流速的增大而减小; 激光介质流动时温度与温度梯度分布具有相似性, 与换热系数分布具有一定的互补性, 且最大的温度和温度梯度出现在下游流动介质的尖锐角落处.

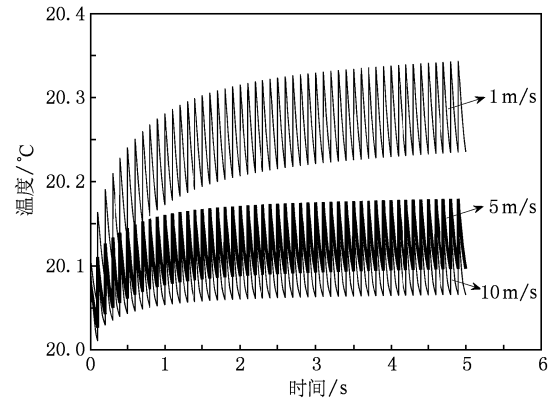


图 4 不同流速下液体激光介质内最高温度的时间历程曲线

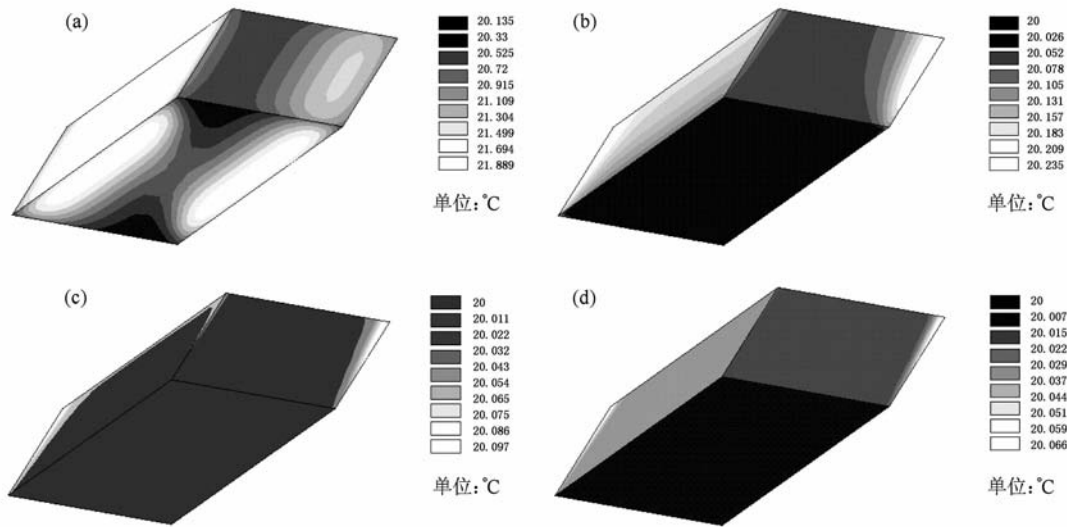


图 5 抽运 5 s 后不同流速下的温度分布图 (a) 0 m/s, (b) 1 m/s, (c) 5 m/s, (d) 10 m/s

#### 4.3. 不同吸收系数对液体激光介质流场热分布的影响

图 6 为流速为 1 m/s 时不同吸收系数下液体激光介质内最高温度的时间历程曲线, 图 7 和表 3 给出的是流速为 1 m/s 时不同吸收系数所对应的温度

分布和温度梯度分布. 由图 6 和图 7 可知, 不同吸收系数时激光介质内的温度分布都很快达到稳定的周期性波动; 随着吸收系数的增加, 温度及温度梯度都在逐步升高; 吸收系数越大, 温度的抖动幅度越大, 温度梯度也越来越大.

表 2 抽运时间为 5 s 时不同流速所对应的温度梯度分布

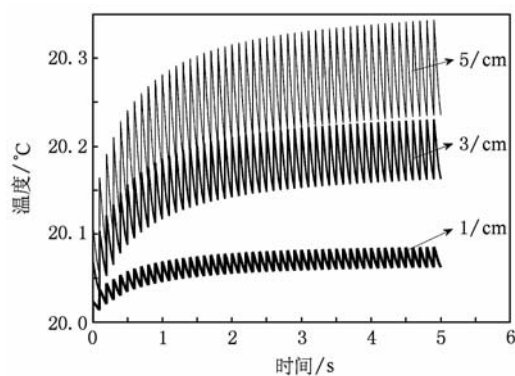
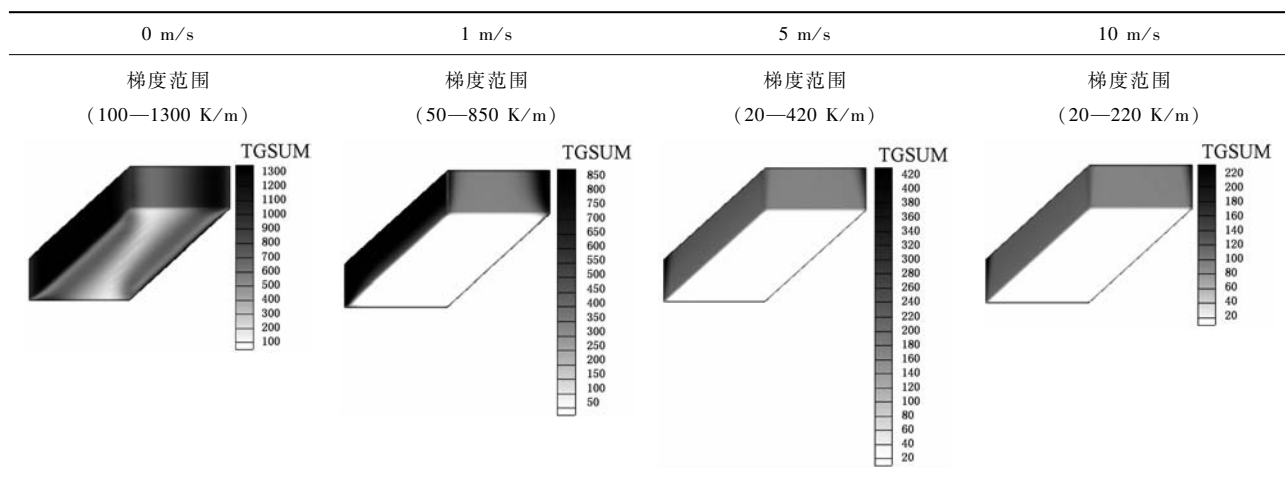


图 6 不同吸收系数下液体激光介质内最高温度的时间历程曲线

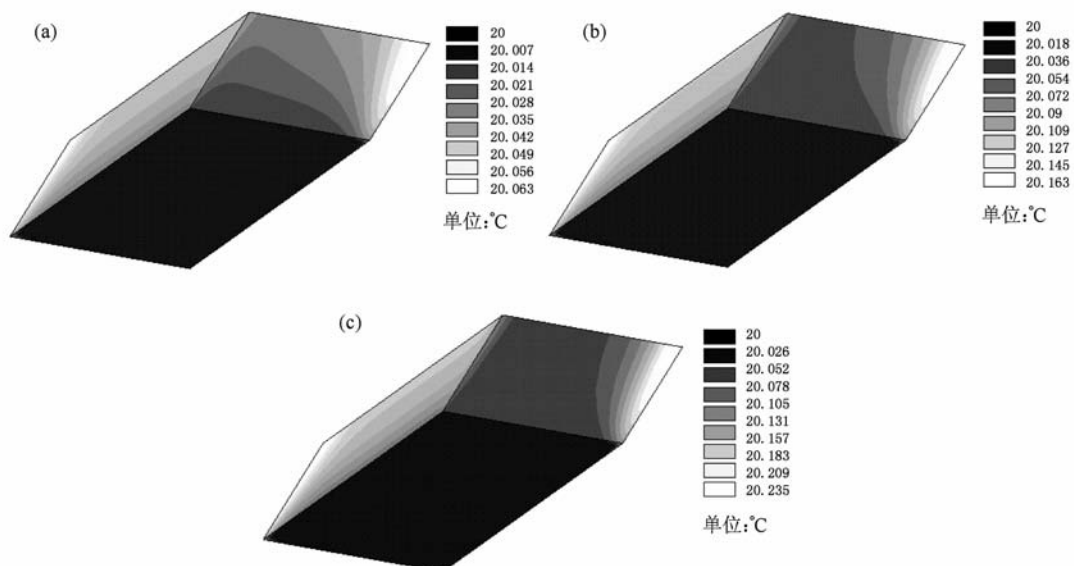


图 7 流速为 1 m/s, 抽运 5 s 后不同吸收系数所对应的温度分布及时间-温度历程图 (a) 1/cm, (b) 3/cm, (c) 5/cm

表 3 流速为 1 m/s 时不同吸收系数所对应的温度梯度分布

1/cm	3/cm	5/cm
梯度范围 (10—190 k/m)	梯度范围 (50—550 k/m)	梯度范围 (50—850 k/m)

## 5. 验证性实验

### 5.1. 实验装置

为了验证该计算方法的正确性,我们进行了以下实验.实验装置示意图如图 8 所示,实验中用方形

石英管代替了斜形石英管,这样主要是为了方便石英管的制作与测量,但这并不影响验证方法的正确性.实验中用到的石英管是用红外光学石英玻璃制作而成的,口径为 9 mm × 11 mm.液体激光介质的流动方向为由下至上,循环泵为 Floject 型速度可控泵,红外热像仪型号为 NEC H2640.

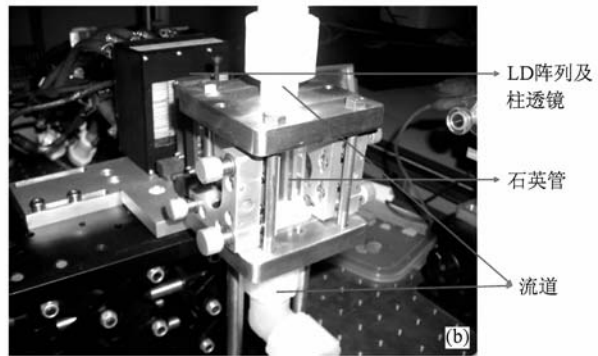
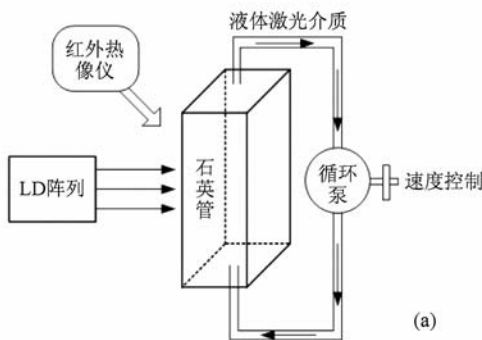


图 8 实验装置 (a)实验装置示意图, (b)液体激光器实物图

### 5.2. 实验结果与分析

通过以上实验可知:在未加 LD 抽运和液体未流动情况下,石英管中的液体温度分布与其周围的温度分布相一致,都在 18.3 °C 左右;而在加了 LD 抽运后,其总体温度分布都有 0.3—0.4 °C 的升高,待液体由下至上地平稳流动起来后,其温度又都有小幅度的下降;从图 9(c)中可以看到 4 处的温度比较低(18.3 °C),这主要是刚进来的液体的冷却效果比较好,待其向上流动后虽有一定的冷却效果,但是冷却效果明显下降.用本文的方法对方形石英管理论情况下的稳态温度分布进行了数值模拟,模拟

结果表明,理论分析结果与实验结果基本相符.本实验测量结果的进一步的提高需要注意以下 3 点:1)测温仪器精度的改善以及测温方法的选择;2)如何让液体更为平稳无气泡地通过石英管;3)测量时对周围环境的控制.

## 6. 结 论

通过建立液体激光介质抽运时的热-流-固耦合模型,换热系数不再是计算的先决条件,而只是计算结果之一,完成了液体激光介质的瞬态流场热分析.为评价流道形状、流动状态、流速和壁面等因素

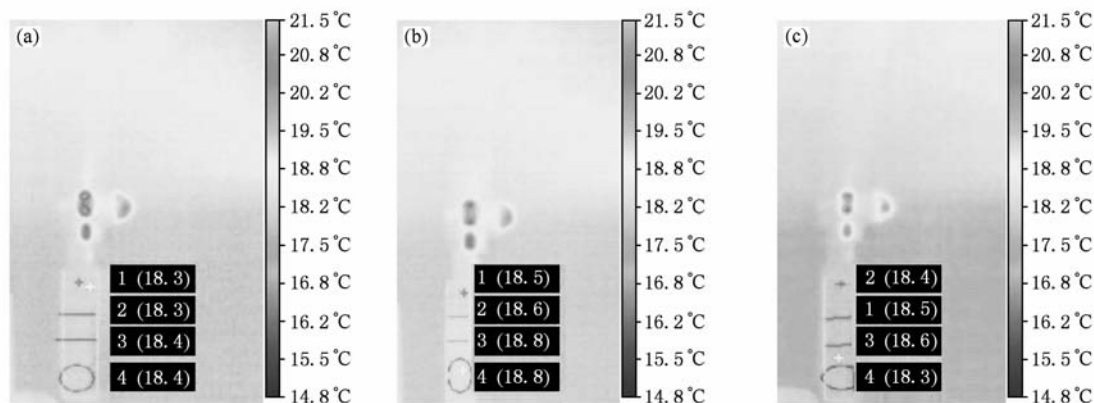


图9 石英管的温度分布图 (1,2,3,4 区域为石英管区域) (a)未加 LD 抽运,液体未流动,(b)加 LD 抽运,液体未流动,(c)加 LD 抽运,液体流动速度为 1 m/s

对流场热的影响,以及进一步地改善和控制液体激光介质的流场热分布,提供了可靠的分析方法.数值结果表明:1)换热系数分布具有不均匀性,沿液体激光介质流动正方向上换热系数先近似单调下降后逐步保持平缓,沿入口边界上换热系数分布近似为抛物线分布,中间高,两边低;2)在温度趋向稳定分布的过程中,换热系数的最大值逐渐变小,其下降趋势随着时间的延长也逐渐减小;3)当液体激光介质流动时,激光介质内的温度分布很快达到稳

定的周期性波动,随着流速的升高,液体激光介质的温升和温度梯度都在逐步减小,且流动传热效果也随流速的增大减小;4)随着吸收系数的增加,温度及温度梯度都在逐步升高,吸收系数越大,温度的抖动幅度越大,温度梯度也越来越大;5)温度分布与温度梯度分布具有相似性,与换热系数分布具有一定的互补性,且最大的温度和温度梯度出现在下游流动介质的尖锐角落处.

- [1] Comaskey B J, Ault E R, Kuklo T C 2005 *U. S. Patent* 6 914 926 B2
- [2] Ren G G 2006 *Laser Technol.* **30** 418 (in Chinese) [任国光 2006 激光技术 **30** 418]
- [3] Li M, Su Y, Song Y S, Xu Z 2008 *Acta Opt. Sin.* **28** 2349 (in Chinese) [李密、苏毅、宋影松、许正 2008 光学学报 **28** 2349]
- [4] Watson W, Reich S, Lempicki A 1968 *IEEE J. Quantum Electron.* **4** 842
- [5] Song X L, Guo Z, Li B B, Wang S Y, Cai D F, Wen J G 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1700 (in Chinese) [宋小鹿、过振、李兵斌、王石语、蔡德芳、文建国 2009 物理学报 **58** 1700]
- [6] Li Z G, Huai X L, Wang L 2009 *Appl. Therm. Eng.* **29** 2927
- [7] Ma Z, Li D J, Cao J C, Wu N L, Du K M 2007 *Opt. Commun.* **275** 179
- [8] Sovizi M, Massudi R 2007 *Opt. Commun.* **275** 206
- [9] Silvestre Ò, Grau J, Pujol M C 2008 *Opt. Express.* **16** 5022
- [10] Lin B, Morgan M N, Chen X W, Wang Y K 2009 *Int. J. Adv. Manuf. Technol.* **42** 1175
- [11] Zu N N, Dai Z W, Cui Z Q, Tang Y 2008 *J. Opt. Am. B* **25** 2092
- [12] Yang Y M, Xu Q M, Guo Z 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 223 (in Chinese) [杨永明、许启明、过振 2008 物理学报 **57** 223]
- [13] Dalkilic A S, Yildiz S, Wongwises S 2009 *Int. J. Heat Mass Tran.* **52** 142
- [14] Li Z, Huai X, Tao Y 2007 *Appl. Phys. B* **87** 301
- [15] Zhu H T, Lou Q H, Zhou J, Qi Y F, Dong J X, Wei Y R 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4966 (in Chinese) [朱洪涛、楼祺洪、周军、漆云凤、董景星、魏运荣 2008 物理学报 **57** 4966]
- [16] Xie H Q, Chen L F 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2513 (in Chinese) [谢华清、陈立飞 2009 物理学报 **58** 2513]
- [17] Li M 2007 *M. S. Thesis* (Mianyang: China Academy of Engineering Physics) (in Chinese) [李密 2007 硕士学位论文(绵阳:中国工程物理研究院)]
- [18] Wang Y F, Liu L C 2006 *Quart. Glass* (Beijing: Chemical Industry Press) pp3—p11 (in Chinese) [王玉芬、刘连成 2006 石英玻璃(北京:化学工业出版社)第3—11页]
- [19] Wang J R, Min J C, Song Y Z 2006 *Appl. Therm. Engng.* **26** 549
- [20] Wu J, Summers H D 2009 *Chin. Phys. B* **18** 4912
- [21] Li Z G, Huai X L, Tao Y J, Guo Z Y 2009 *Appl. Opt.* **48** 598

# The flow field heat distribution of inorganic liquid laser under oblique pumping \*

Hu Tao<sup>1)</sup> Wei Yong-Tao<sup>2)</sup> Song Ying-Song<sup>3)</sup> Zhang Yu-Ming<sup>2)</sup>

Li Mi<sup>3)</sup> Ma Zai-Ru<sup>1)4)</sup> Feng Guo-Ying<sup>1)†</sup>

1) (*College of Electronics and Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China*)

2) (*College of Architecture and Environmental, Sichuan University, Chengdu 610065, China*)

3) (*Institute of Applied Electronics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

4) (*Institute of Applied Physics, Xihua University, Chengdu 610039, China*)

(Received 13 September 2009; revised manuscript received 12 January 2010)

## Abstract

The multi-segment liquid laser system connected in series and obliquely pumped by LD can have significantly improved laser beam quality and higher output power. A flow-heat-solid interaction model for calculating the temperature distribution in the sub-gain section is established, which is focused on the flow, heat transfer and coupling in sub-gain section. We performed the numerical simulation of transient flow-field-heat distribution by way of the finite element method. The method proposed precludes the influence of the inaccurate film coefficient on the calculation results, the film coefficient is no longer a prerequisite, but a result of the calculation. Our method provides a new effective way to assess and control the flow-field-heat distribution which is affected by the flow channel shape, flow rate, absorption coefficient and other factors. Numerical results show that the film coefficient is a function of spatial location. Flow and heat transfer efficiency decreases with increasing velocity. When the laser medium is flowing, the temperature distribution and temperature gradient distribution are similar and are complementary to the film coefficient distribution, the maximum temperature and temperature gradient appears in the sharp corner downstream the flow.

**Keywords:** liquid laser, flow-heat-solid interaction model, film coefficient, flow field heat distribution

**PACC:** 4260, 4255M, 4425, 4430

\* Project supported by the Major Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60890203), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10976017) and the Joint Fund of the National Natural Science Foundation of China and the China Academy of Engineering Physics (Grant No. 10676023).

† Corresponding author. E-mail: guoying\_feng@yahoo.com.cn