

文章编号: 0258-7025(2010)04-0912-05

重复脉冲抽运下激光晶体温度场的耦合分析

魏泳涛¹ 张玉明¹ 唐 淳² 冯国英^{3*}

(¹ 四川大学建筑与环境学院, 四川 成都 610065; ² 中国工程物理研究院, 四川 绵阳 621900)

³ 四川大学电子信息学院, 四川 成都 610065

摘要 对抽运及冷却中发生的流动、对流扩散及瞬态热传导等现象的耦合作用过程,用多物理场耦合分析方法,建立了计算激光晶体温度分布的流-热-固耦合模型。应用有限单元法,对受高功率重复脉冲抽运的片状激光晶体进行瞬态温度场数值模拟。排除了不精确的换热系数对计算结果的影响,并为评价流速、流道形状等因素对冷却效果的影响,从而为改进冷却方式降低激光晶体的热效应提供了可靠的分析方法。

关键词 激光技术;瞬态温度分布;流-热-固耦合模型;流动方程;对流扩散方程

中图分类号 TN248.1 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL20103704.0912

Coupled Analysis of Temperature Distribution in Laser Crystals Pumped by Repetitive Pulses

Wei Yongtao¹ Zhang Yuming¹ Tang Chun² Feng Guoying³

¹ College of Architecture and Environment, Sichuan University, Chengdu, Sichuan 610065, China

² China Academy of Engineering Physics, Mianyang, Sichuan 621900, China

³ School of Electronics & Information Engineering, Sichuan University, Chengdu, Sichuan 610065, China

Abstract For the coupled effects of the fluid flow, convective-diffusive and transient thermal conduction happened in the process of pumping and cooling, a flow-thermal-solid interaction model for calculating the temperature distribution in the laser crystal has been established based on the coupled analysis of multi-physics fields. The transient temperature distribution of a laser slab pumped by high-power repetitive pulses is obtained by using the finite element method. The proposed method precludes the influence of the inaccurate film coefficient of the cooling water on the calculation results. Therefore, for the purpose of reducing the thermal effects in the laser crystals, it provides a new effective way to assess and improve the cooling process.

Key words laser technique; transient temperature distribution; flow-thermal-solid interaction model; flow equations; convective-diffusive equations

1 引 言

以高功率激光二极管阵列(LDA)作为抽运源的新一代全固态固体激光器(DPSSL)是当前激光研究的前沿领域^[1~4]。激光晶体在抽运过程中通常会产生非均匀的温度场以及温度应力等热效应,从而严重影响输出激光的质量。

为降低激光晶体的热效应,可使用各类水冷装置

来进行冷却,如将片状激光晶体固定在铜热沉上。冷却效果取决于冷却水的流动、对流扩散以及热沉和晶体中的瞬态热传导的综合作用。目前在研究激光晶体热效应时,将冷却装置对晶体的作用处理成晶体的换热边界条件^[5~8],这就使得对晶体温度分布的研究被简化成单一物理场分析,从而使得分析过程大为简化。为此,需要合理地确定换热系数以精确地反映冷

收稿日期: 2009-05-12; 收到修改稿日期: 2009-06-26

基金项目: 国家自然科学基金(60890203)资助课题。

作者简介: 魏泳涛(1971—),男,博士,教授,主要从事耦合场有限元分析方面的研究。E-mail: wyt2119@hotmail.com

* 通信联系人。E-mail: guoing_feng@scu.edu.cn

却过程,但要达到该要求却非常困难。因为换热系数与冷却装置的形式、流速、流动形态、壁面形状、位置等诸多因素有关,目前尚未有普适的计算公式。在已有的研究中,换热系数的选取呈现出很大的分散性和随意性[5000~30000 W/(m²·K)],并且还通常假定换热系数在冷却界面上处处相同,以进一步降低分析难度。这样的简化模型很难准确地反映激光晶体在抽运过程中的温度分布,也将直接影响对晶体热效应的研究。

针对以上问题,本文引入多物理场耦合分析方法,对抽运及冷却中所发生的流动、对流扩散及瞬态热传导等现象的耦合作用过程,建立了计算激光晶体温度分布的流-热-固耦合模型。应用有限单元法,对受高功率重复脉冲抽运的片状激光晶体,完成了瞬态温度场的数值模拟。

2 耦合过程的控制微分方程

在激光晶体抽运和冷却过程中,涉及了流动、对流扩散和瞬态热传导过程。这些过程服从不同的控制微分方程。

2.1 流动方程

用于冷却的流体通常可视为不可压缩粘性流体,其运动方程为

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

$$\rho_f \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho_f \mathbf{v} \cdot (\nabla \mathbf{v}) - \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{\tau}') = \mathbf{b}_f, \quad (2)$$

式中 \mathbf{v} 为流速, ρ_f 为流体密度, \mathbf{b}_f 为单位体积流体所承受的体力, $\boldsymbol{\tau}'$ 为考虑湍流效应的雷诺(Reynolds)应力张量, $\boldsymbol{\sigma}$ 为柯西(Cauchy)应力张量,定义为

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

式中 p 为流体压力, \mathbf{I} 为二阶单位张量, $\mathbf{S} = 0.5[\nabla \mathbf{v} + (\nabla \mathbf{v})^T]$ 为形变速率张量, μ_0 为流体的动力粘性系数。

冷却流体的冷却效果与流动处于层流或湍流状态密切相关,这可根据流动 Reynolds 数来判定。对管流,Reynolds 数小于 2000 为层流状态,大于 4000 则为湍流。管流的 Reynolds 数定义为

$$N_{Re} = \rho_f \bar{U}L / \mu_0, \quad (4)$$

式中 \bar{U} 为平均流速, L 为流动特征尺寸,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。

对层流, $\boldsymbol{\tau}' = 0$, (1)~(3) 式构成封闭方程。在湍流状态下还需补充

$$\boldsymbol{\tau}' = -\frac{2}{3}\rho k\mathbf{I} + 2\mu_t\mathbf{S}, \quad (5)$$

式中 k 为湍流动能, μ_t 为由湍流模式理论得到的湍流粘性系数。对标准的 $k-\epsilon$ 模型,有

$$\mu_t = C_\mu \frac{\rho_f k^2}{\epsilon}, \quad (6)$$

式中 ϵ 为湍流动能耗散率。关于 k 和 ϵ 的控制方程,可确定为

$$\rho_f \frac{\partial k}{\partial t} + \rho_f \mathbf{v} \cdot (\nabla k) = \nabla \cdot \left[\left(\mu_0 + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + \boldsymbol{\tau}' : (\nabla \mathbf{v})^T - \rho_f \epsilon, \quad (7)$$

$$\rho_f \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \rho_f \mathbf{v} \cdot (\nabla \epsilon) = \nabla \cdot \left[\left(\mu_0 + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \nabla \epsilon \right] +$$

$$C_1 \frac{\epsilon}{k} \boldsymbol{\tau}' : (\nabla \mathbf{v})^T - C_2 \rho_f \frac{\epsilon^2}{k}, \quad (8)$$

(5)~(8) 式中的参数为 $C_\mu = 0.09$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\epsilon = 1.3$, $C_1 = 1.44$, $C_2 = 1.92$ 。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。

对于冷却流动,其边界条件可分为固壁、入口和出口边界。采用计算流体动力学中的常用处理方法。在固壁上,由于粘性作用,流体附着在固壁上,因此速度和 k 均为零,而 ϵ 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 ϵ 取为 $100C_\mu k^{1.5}/D$ (D 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,但却解决了实际出口界面上因未充分发展而难于确定速度分布的问题。

2.2 对流扩散方程和瞬态热传导方程

冷却流体的温度分布服从对流-扩散方程

$$\rho_f c_f \left(\frac{\partial T_f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla T_f \right) = k_f \nabla^2 T_f + 2\mu_0 \mathbf{S} : \mathbf{S} + \mathbf{Q}_f, \quad (9)$$

式中 c_f 为流体的比热, k_f 为流体的热传导率, $\mathbf{Q}_f = 0$ 为流体内的体热源。只需令速度为零, (9) 式即退化成为固体域中的瞬态热传导方程

$$\rho_s c_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = k_s \nabla^2 T_s + \mathbf{Q}_s, \quad (10)$$

式中 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

$$T_s = T_f, \quad (11)$$

$$k_s (\nabla T_s) \cdot \mathbf{n}_s = k_f (\nabla T_f) \cdot \mathbf{n}_f, \quad (12)$$

式中 T_s , T_f 为流-固耦合界面上固体和流体的温度, \mathbf{n}_s , \mathbf{n}_f 为固体边界和流体边界的外法线矢量。

若将流-固耦合边界简化为强制对流边界,则有

$$k_s(\nabla T_s) \cdot \mathbf{n}_s = -h(T_s - T_\infty), \quad (13)$$

式中 h 为换热系数, T_∞ 为冷却流体温度。(13) 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(9)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(11)和(12)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。而其余部分的边界条件为:对流体,仅需指定冷却流体在入口处的温度即可;对固体的自然冷却面,考虑到空气比水的换热系数小 2~3 个数量级,因此采用换热系数为常数的对流换热边界条件,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,进而影响固体域的散热效果;另一方面,温度的变化将改变流体的物性参数,从而反过来影响流速分布。因此,(1)~(9)式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,并在工程中得到广泛应用,关于此部分的理论详见文献[9]。

2.3 激光晶体内的热源模型

在激光晶体内,抽运光的光强分布可表示为

$$I = I_0 \exp(-\alpha z), \quad (14)$$

式中 α 为介质对抽运光的吸收系数, z 为光传播方向, I_0 为在垂直于 z 方向的平面内的光强分布。

当抽运光传播 dz 距离后,损失的光强即为介质吸收的光能,即

$$dI = I_0 \{ \exp(-\alpha z) - \exp[-\alpha(z + dz)] \} \approx I_0 \exp(-\alpha z) \alpha dz. \quad (15)$$

假设转化为热的部分光能在总吸收的抽运光能中所占份额为 η (对 Nd:YAG 晶体, $\eta \approx 30\%$),于是可得到激光晶体中热源为

$$Q_s = \eta dI/dz = \alpha \eta I_0 \exp(-\alpha z), \quad (16)$$

对重复脉冲抽运,在脉冲间歇, $Q_s = 0$ 。

3 数值模拟

3.1 算例介绍

激光晶体是一个半径为 20 mm,厚度为 1.3 mm 的 Nd:YAG 圆形薄片,吸收系数为 450 m^{-1} ,安装在底部为 $50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$,厚度为 30 mm 的方形纯铜热沉上。在热沉内部有高度为 2 mm,宽度为 40 mm 的 U 型矩形截面冷却槽,如图 1 所示(由于对称性,图 1

只显示了模型的一半)。冷却水的初始温度为 $25 \text{ }^\circ\text{C}$,其物性参数随温度变化如表 1 所示。铜和 Nd:YAG 晶体的物性参数受温度影响较小,取 $25 \text{ }^\circ\text{C}$ 下的值,如表 2 所示。

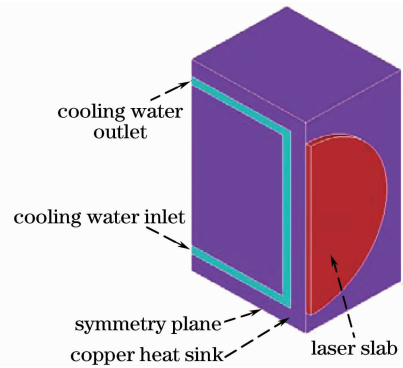


图 1 激光晶体及铜热沉

Fig. 1 Laser slab and the copper heat sink

表 1 水的热物性参数

Table 1 Thermal physical parameters of water

$T / ^\circ\text{C}$	$\rho /$ (kg/m^3)	$c_p /$ [$\text{J}/(\text{kg}\cdot^\circ\text{C})$]	$k /$ [$\text{W}/(\text{m}\cdot^\circ\text{C})$]	$\mu / 10^{-4}$ [$\text{kg}/(\text{m}\cdot\text{s})$]
20	998.2	4183	0.599	10.04
30	995.7	4174	0.618	8.015
40	992.2	4174	0.635	6.533

表 2 纯铜和 Nd:YAG 晶体的热物性参数

Table 2 Thermal physical parameters of copper and Nd:YAG crystal

	$\rho /$ (kg/m^3)	$c_p /$ [$\text{J}/(\text{kg}\cdot^\circ\text{C})$]	$k /$ [$\text{W}/(\text{m}\cdot^\circ\text{C})$]
Cu	8954	383.1	398
Nd:YAG	4560	590	14

抽运方式是频率为 100 Hz 的端面抽运,脉冲宽度为 $250 \mu\text{s}$ (对应占空比为 2.5%)。在抽运阶段,激光晶体吸收的抽运功率为 16 kW,光强分布为平面光波。冷却流速分别为 1, 5 和 10 m/s。根据(4)式,即使在 1 m/s 的流速下,流动 Reynolds 数已大于 4000,因此需要对流动进行湍流分析。空气冷却的换热系数为 $50 \text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$ 。

采用 ANSYS 软件进行计算。时域积分采用隐式的后退 Euler 法,积分时间步长在抽运阶段为 $125 \mu\text{s}$,在冷却阶段,分别取为 125, 250 和 $2250 \mu\text{s}$ 。非线性有限元方程的收敛条件定为 10^{-4} 。

3.2 结果分析

图 2 为抽运 2 s 时,激光晶体最高温度的时间历程曲线。由图 2 可知,冷却流体流速增大,激光晶体的最高温度降低,即冷却效果越明显;同时,激光晶体内的温度将更快地达到稳定的周期性波动。注意到

冷却流速分别为 5 和 10 m/s 时最高温度相差不大，这也反映冷却效果的提升随流速的增大而减小。

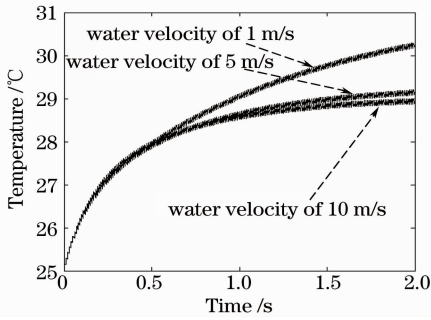


图 2 不同冷却流速下激光晶体内最高温度的时程曲线
Fig. 2 Curves of the maximum temperature in laser slab versus time under different velocities of cooling water

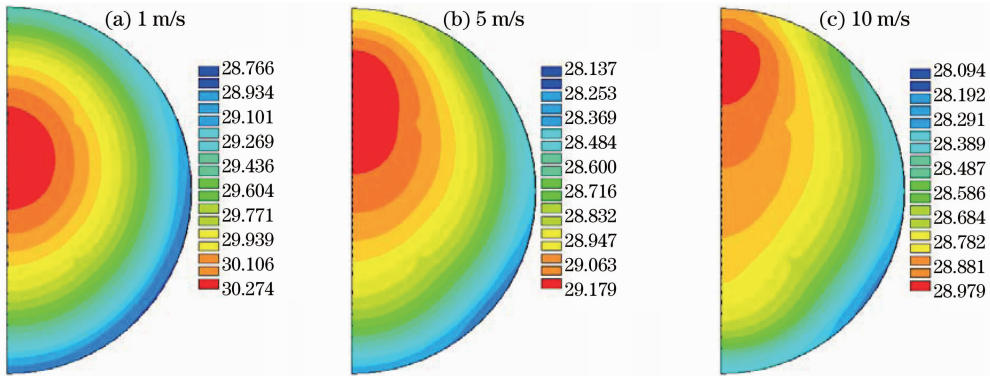


图 3 $t = 1.99025$ s 时,不同冷却流速下激光晶体外表面的温度分布

Fig. 3 Temperature distributions of the laser slab at time of 1.99025 s under different velocities of cooling water

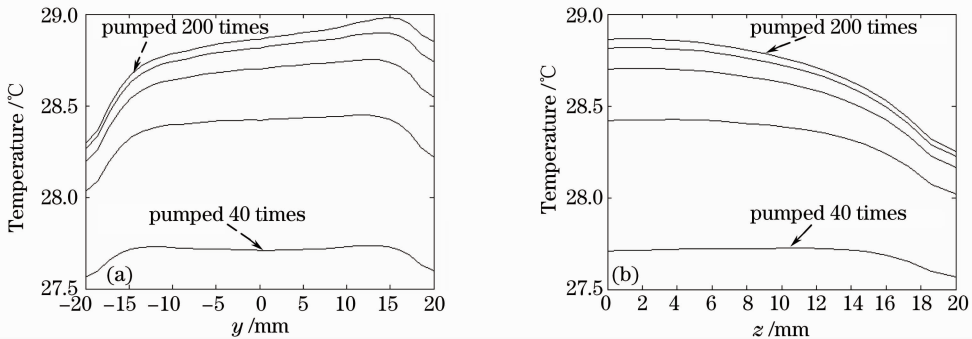


图 4 抽运过程中晶体上表面沿不同方向的温度分布。(a)流动方向；(b)垂直流动方向

Fig. 4 Temperature distribution along different directions on the top surface during pumping process
(a) along the diameter in the flow direction; (b) along the radius vertical to the flow direction

图 5 为考虑和不考虑空气冷却[换热系数为 $50 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$]时(流速为 5 m/s)，将重复脉冲抽运简化为连续抽运时晶体表面的温度分布，此时用平均抽运功率(即脉冲抽运功率乘以占空比)来计算体热源，并可采用较大的时间步长(此处为 $2 \times 10^{-3} \text{ s}$)以降低计算时间。数值模拟结果表明，在连续抽运 2.8 s 后，晶体达到稳态的热平衡。由图 5 可知，空气

图 3 是抽运条件为 200 个脉冲时，在不同冷却流速下激光晶体上表面的温度云图。图 4 是冷却流速为 10 m/s 时，在抽运过程中，晶体表面沿流动方向和垂直于流动方向上的温度分布(从上向下，5 条图线依次对应抽运条件为 200, 160, 120, 80 和 40 个脉冲)。由于冷却过程中流体被加热，使得下游的冷却效果要小于上游的效果，因此引起晶体温度分布沿流动方向的不对称性。这也可解释晶体边缘温度低于中心区域温度的现象，因为晶体边缘沿流动方向的长度要小于中心区域，使得外侧流体被加热的效应小于内测，从而有更好的冷却能力。这表明，对晶体而言，热沉所提供的换热系数不是常数，而是空间位置的函数。

冷却对计算结果影响很小，主要的冷却效果由流体的对流换热决定。同时对比图 3(b)和 5(a)，两者的温度分布非常接近，因此，将重复脉冲抽运简化为连续抽运来进行瞬态分析，虽然不能得出温度随时间的周期性波动，但可以大致评估冷却效果，且所对应的计算时间约为模拟重复脉冲抽运时间的 1/10。

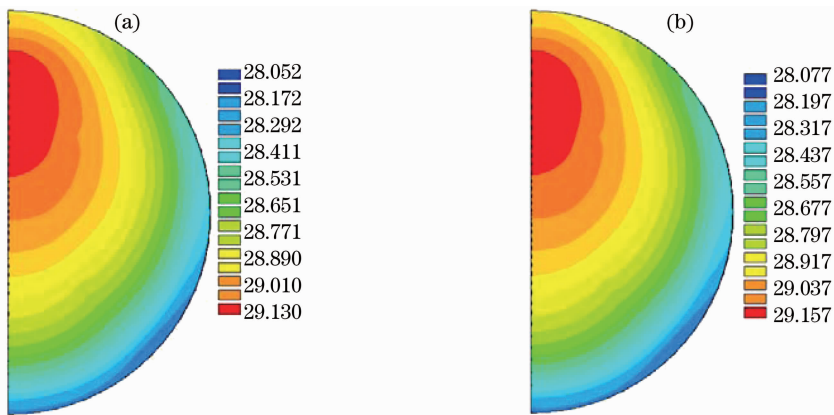


图 5 空气冷却对晶体表面温度分布的影响。(a)有空气;(b)无空气

Fig. 5 Influence of air cooling on the temperature distribution on the top of the laser slab. (a) with air cooling; (b) without air cooling

4 结 论

通过建立流-热-固的多物理场耦合模型,完成了激光晶体在抽运和冷却过程中温度分布的数值模拟。结果表明:1)增大流速可降低激光晶体中的温度,同时使其较快地达到稳定的周期性波动;2)晶体内上游温度低于下游温度,表明热沉的换热系数不是常数;3)主要冷却效果由冷却流体提供,空气冷却的影响较小;4)将重复脉冲抽运简化为连续抽运来进行瞬态分析,能大致评估冷却效果,而计算量却大大减少。

参 考 文 献

- 1 C. Orth, R. Beach, C. Bibeau *et al.*. Design modeling of the 100 J diode-pumped solid-laser for project mercury [R]. UCRL-JC-127934, 1998
- 2 Wu Haisheng, Yan Ping, Gong Mali *et al.*. QCW-LD-pumped Yb:YAG microchip laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2003, **30**(2): 97~100
吴海生, 闫平, 巩马理等. 准连续激光二极管抽运的 Yb:YAG 微晶片激光器[J]. *中国激光*, 2003, **30**(2): 97~100
- 3 Yao Zhenyu, Lü Baida, Jiang Jianfeng *et al.*. Laser diode-pumped Nd:YAG double-disk laser[J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(4): 457~460

姚震宇, 吕百达, 蒋建锋等. 激光二极管抽运 Nd:YAG 双薄片激光器[J]. *中国激光*, 2005, **32**(4): 457~460

- 4 Zhang Shenjin, Zhou Shouhuan, Lü Huachang *et al.*. Laser-diode arrays symmetrically side-pumped thin disk laser [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(2): 168~172
张申金, 周寿桓, 吕华昌等. 激光二极管阵列侧面对称抽运薄片激光器[J]. *中国激光*, 2008, **35**(2): 168~172
- 5 Ou Qunfei, Chen Jianguo, Feng Guoying *et al.*. Analysis of transient temperature and thermal stress distribution in ring laser diode array pumped laser rod [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(6): 803~807
欧群飞, 陈建国, 冯国英等. 环形激光二极管抽运棒状激光器中瞬态温度和热应力分析[J]. *光学学报*, 2004, **24**(6): 803~807
- 6 Zhe Ma, Daijun Li, Jiancun Cao *et al.*. Thermal effects of the diode end-pumped Nd:YVO₄ slab [J]. *Opt. Commun.*, 2007, **275**: 179~185
- 7 M. Sovizi, R. Massudi. Study of thermal effects, considering birefringence, on phase distortion of beam in a side pumped Nd:YAG rod using BEM [J]. *Opt. Commun.*, 2007, **275**: 206~212
- 8 Ò. Silvestre, J. Grau, M. C. Pujol. Thermal properties of monoclinic KLu(WO₄)₂ as a promising solid state laser host [J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(7): 5022~5034
- 9 T. Belytschko, W. K. Liu, B. Moran. Nonlinear Finite Elements for Continua and Structures [M]. Zhuang Zhuo transl., Beijing: Tsinghua University Press, 2002
T. Belytschko, W. K. Liu, B. Moran. 连续体和结构的非线性有限元 [M]. 庄茁译. 北京:清华大学出版社, 2002