圆形、矩形 LD 光斑端面泵浦 Nd：GGG 圆盘的温度场研究

王保松[1]，江海河[2]

（1. 江苏金陵光学仪器厂，南京 211100；
2. 中国科学院安徽光学精密机械研究所，合肥 230031）

摘要：理论分析计算热容模式下圆形、矩形半导体激光器（laser diode，LD）阵列光斑端面泵浦 Nd：GGG 激光晶体圆盘的温度场分布及变化问题。根据实际情况建立物理模型，从热传导微分方程出发，通过格林函数法求得激光器工作、冷却阶段晶体内部的温度场解析解，直观反映了温度场变化的物理图像。对 2 种泵浦方式下的温度场进行数值计算，所得结果表明：与矩形光斑泵浦相比，圆形 LD 光斑泵浦圆盘激光介质具有较大区域的平坦温度场，是大功率高光束质量圆盘激光器的理想泵浦方式。

关键词：热力学；端面泵浦；Nd：GGG；格林函数

中图分类号：TN248　　**文献标识码**：A　　**文章编号**：1674-2850(2010)08-1565-7

Study on temperature field of rounded and rectangular LD array end-pumped Nd:GGG disc in heat-capacity mode

WANG Baosong[1], JIANG Haihe[2]

(1. *Jiangsu Jinling Factory of Optical Instrument, Nanjing* 211100, *China*;
2. *Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Hefei* 230031, *China*)

Abstract: A physical model was established in order to study the distribution and change of temperature field of Nd:GGG disc end-pumped by rounded and rectangular laser diode (LD) array under heat-capacity mode. By using heat conducting equation and Green function, the expressions of temperature field inside the crystal were obtained during the pumping and cooling period of laser; and the obtained values can directly reflect the physical image. This work computed the temperature field of rounded and rectangular LD pumping shapes, the results indicate that rounded optical pumping has much more advantages to rectangular optical pumping in the aspect of obtaining wider smooth temperature field, which is the perfect pumped mode of high power, high quality light disc laser.

Key words: thermodynamics; end-pumped; Nd: GGG; Green function

0 引言

在高功率泵浦下，激光介质由于吸收泵浦光而产生的热量和由温差、冷却等引起的各类热效应，是影响固体激光器输出功率提高的主要障碍，面对该问题，人们从泵浦源、激光介质、工作方式等多个环节做出努力来降低热效应的影响，并已取得很大的进展。

激光介质设计为圆盘结构具有高的 TEM00 模填充率，在径向上不产生显著的温度梯度，在一定程度上缓解了激光介质内部的热效应问题，已成为未来高平均功率、高光束质量激光器的重要发展方向[1~2]。选择与激光介质光谱匹配的 LD 泵浦源，可使得热效应减到最低程度。但在大功率 LD 泵浦激

基金项目：国家自然科学基金（60478025；50472104）
作者简介：王保松（1981—），男，助理工程师，主要研究方向：光学器件、激光技术
通信联系人：江海河，研究员，主要研究方向：激光技术、光电技术. E-mail：hjiang@aiofm.ac.cn

光器中，仍有较大部分泵浦光转换为热能，不均匀的温度分布导致晶体出现热透镜、热致双折射等多种效应，在较大程度上限制了固体激光器性能的提高。2001 年美国利弗莫尔实验室率先提出固体热容激光器的概念[3]。热容激光工作方式通过将泵浦与冷却分离，大大降低了晶体内部的温度不均匀性，减小了热效应问题，提高了激光输出性能。

目前，美国利弗莫尔实验室研制的固体热容激光器平均功率输出提升到 67 kW [4~5]，国内热容激光器的研究也达到了数千瓦量级[6~8]。为获得更高性能的激光输出，开展热容模式下晶体温度场研究十分重要，国内该方面的研究报道相对较少，多采用有限元分析软件进行模拟[9~11]。

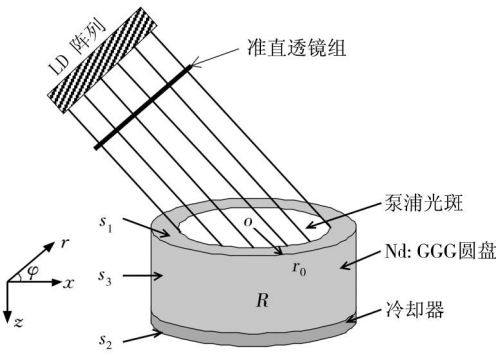


图 1　LD 阵列端面泵浦 Nd：GGG 圆盘示意图
Fig. 1　Sketch map of LD array end-pumped Nd：GGG disc

1　理论模型分析

在热容圆盘激光器实验设计中[6~8]，通常采用圆形、矩形 2 种 LD 激光光斑端面泵浦 Nd：GGG 的方式，为分别讨论不同情况下晶体圆盘的温度场分布，这里所采用的泵浦条件、晶体特性等参数基本做到与实际情况相符合，模型如下：LD 阵列脉冲光束经过准直透镜组准直后照射到Nd：GGG圆盘端面形成 LD 光斑，从而实现对晶体圆盘的端面泵浦。下面以圆形光斑为例进行分析，端面泵浦示意图如图 1 所示。设垂直于泵浦光束方向上的横截光斑面积为 S，光束方向与盘面法线夹角为 θ. 所采用的泵浦脉冲平均功率为 P，脉冲频率为 500 Hz，脉冲宽度 0.2 ms.

建立柱坐标系如下：设圆盘端面和光斑的中心重合于 O 点为坐标中心，半径用 r 表示，角度用 φ 表示，轴向距离用 z 表示；圆盘半径为 r_0，厚度为 l，圆形光斑半径为 r_1. 圆盘上表面用 S_1 表示，底面为 S_2，侧面为 S_3，圆盘体积用 R 表示。端面泵浦激光光斑的功率密度可以通过入射功率密度和夹角计算得到，即为 $P\cdot\cos\theta/S$. 泵浦光强在晶体圆盘内部以 e 指数衰减，功率密度随 z 的变化关系可表示为 $P\cdot\cos\theta\cdot\exp(-\alpha z)/S$，其中，$\alpha$ 为晶体的吸收系数，功率密度的衰减量为 $\alpha P\cdot\cos\theta\cdot\exp(-\alpha z)/S$；泵浦光的热转化系数用 η 表示，则光照圆盘区域单位体积、单位时间内的发热量 q 表示为 $\alpha\eta P\cdot\cos\theta\cdot\exp(-\alpha z)/S$，泵浦光斑外部的圆盘发热量 q 为 0. 为简化问题和突出热容模式下泵浦光的热效应，这里没有考虑激光工作波长的热效应，并将 Nd：GGG 圆盘内部温度场分布情况分成泵浦、冷却 2 个阶段进行研究。

1.1　泵浦阶段

柱坐标系下，圆盘的热传导方程的微分形式为

$$\frac{\partial^2 T_{(r,\varphi,z,t)}}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial T_{(r,\varphi,z,t)}}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 T_{(r,\varphi,z,t)}}{\partial \varphi^2}+\frac{\partial^2 T_{(r,\varphi,z,t)}}{\partial z^2}+\frac{q}{\kappa}=\frac{1}{a}\cdot\frac{\partial T_{(r,\varphi,z,t)}}{\partial t},\tag{1}$$

其中，$T_{(r,\varphi,z,t)}$ 为温度函数；q 为单位体积、单位时间内的发热量；κ 为热导率；t 为时间；$a=\kappa/\rho\cdot c_p$ 为热扩散系数；ρ 为介质密度；c_p 为定压比热容。令 $T=T'+T_0$，T_0 为圆盘初始温度，则式（1）可以变换为

$$\frac{\partial^2 T'_{(r,\phi,z,t)}}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\frac{\partial T'_{(r,\phi,z,t)}}{\partial r}+\frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 T'_{(r,\phi,z,t)}}{\partial \phi^2}+\frac{\partial^2 T'_{(r,\phi,z,t)}}{\partial z^2}+\frac{q}{\kappa}=\frac{1}{a}\cdot\frac{\partial T'_{(r,\phi,z,t)}}{\partial t}.\tag{2}$$

圆盘边界与外部环境温度热交换系数较小，忽略不计，则初始条件和边界条件表示为

$$\begin{cases}T'_{(r,\phi,z,t)}\big|_{t=0}=0, & \text{圆盘区域 } R;\\ \dfrac{\partial T'_{(r,\phi,z,t)}}{\partial n}=0, & \text{圆盘边界 } S_1,S_2,S_3.\end{cases}\tag{3}$$

以格林函数法对方程进行求解，可获得用格林函数表示的导热方程的解[12]为

$$T'_{(r,\varphi,z,t)}=\int_R G(r,\varphi,z,\tau|r',\varphi',z',\tau')|_{\tau'=0}\cdot f(r',\varphi',z',\tau')\mathrm{d}v'+\frac{a}{\kappa}\int_{\tau'=0}^{t}\mathrm{d}\tau'\int_R G(r,\varphi,z,\tau|r',\varphi',z',\tau')\cdot g(r',\varphi',z',\tau')\mathrm{d}v'+a\int_{\tau'=0}^{t}\mathrm{d}\tau'\sum_{i=1}^{s}\int_{s_i}G(r,\varphi,z,\tau|r',\varphi',z',\tau')|_{r'=r_i}\cdot\frac{1}{\kappa}f_i(r',\varphi',z',\tau')\mathrm{d}s'_i,\tag{4}$$

其中，第一项为初始温度分布 $f(r',\varphi',z',\tau')$ 的影响；第二项为热源分布 $g(r',\varphi',z',\tau')$ 的影响；第三项为边界条件的非齐次项 $f_i(r',\varphi',z',\tau')$ 的影响。由式（3）可知，第一项和第三项的值均为 0，那么式（4）便简化为

$$T'_{(r,\varphi,z,t)}=\frac{a}{\kappa}\int_{\tau'=0}^{t}\mathrm{d}\tau'\int_R G(r,\varphi,z,\tau|r',\varphi',z',\tau')\cdot g(r',\varphi',z',\tau')\mathrm{d}v',\tag{5}$$

其中，格林函数[13]的柱坐标系下表示式为

$$G(r,\varphi,z,\tau|r',\varphi',z',\tau')=[4\pi a(t-\tau')]^{-\frac{3}{2}}\cdot\exp\frac{-(r-r')^2}{4a(t-\tau')}\cdot\exp\frac{2rr'\cdot[1-\cos(\varphi-\varphi')]}{4a(t-\tau')}\cdot\left[\exp\frac{-(z-z')^2}{4a(t-\tau')}+\exp\frac{-(z+z')^2}{4a(t-\tau')}\right].\tag{6}$$

由于泵浦光束是倾斜入射到圆盘端面的，设折射光束与圆盘面法向夹角为 θ'，根据折射定律，$\sin\theta'=\sin\theta/n$，n 为晶体材料的折射率，则有 $\tan\theta'$ 表示为 $\sin\theta/\sqrt{n^2-\sin^2\theta}$，不同 z 处光斑的 r 坐标区间为 $(z\cdot\tan\theta',z\cdot\tan\theta'\cdot\cos\varphi+[z^2\cdot\tan^2\theta'\cdot(\cos^2\phi-1)+{r_1}^2]^{1/2})$；对式（5）在光斑区域内进行积分可得

$$T'=\frac{a}{\kappa}\cdot\frac{\alpha\eta P\cdot\cos\theta\cdot\exp(-\alpha z)}{8S}\cdot\int_0^t\left[\mathrm{erf}\left(\frac{r_1+z\cdot\tan\theta'-r}{\sqrt{4a(t-\tau')}}\right)-\mathrm{erf}\left(\frac{z\cdot\tan\theta'-r}{\sqrt{4a(t-\tau')}}\right)\right]\cdot\left[\mathrm{erf}\left(\frac{z+l}{\sqrt{4a(t-\tau')}}\right)-\mathrm{erf}\left(\frac{z-l}{\sqrt{4a(t-\tau')}}\right)\right]\mathrm{d}\tau',\tag{7}$$

其中，erf 函数为 $\mathrm{erf}(x)=\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^x\mathrm{e}^{-t^2}\mathrm{d}t$.

1.2 冷却阶段

实际热容模式运转下的激光器在泵浦阶段过后，需要进入冷却阶段，以创造重复运转工作的条件。为此，这里研究了采用背面冷却方式的激光圆盘温场分布。设冷却温度保持 T_2 恒定，冷却阶段热源项为 0，圆盘背面 S_2 与冷却器之间进行热传导；圆盘光照面 S_1，侧面 S_3 与外部环境间的热交换系数较小，忽略不计。此时的边界条件和初始条件可写为

$$\begin{cases}\kappa\cdot\left.\dfrac{\partial T'_{(r,\varphi,z,t)}}{\partial n}\right|_{z=l}+h\cdot(T_0-T_2)=0, & \text{圆盘背面 } S_2;\\ \dfrac{\partial T'_{(r,\varphi,z,t)}}{\partial n}=0, & \text{圆盘光照面 } S_1 \text{ 和侧面 } S_3;\\ T'_{(r,\varphi,z,t)}|_{t=0}=T'(r,\varphi,z,t)-T_0, & \text{圆盘区域 } r \text{ 内};\end{cases}\tag{8}$$

其中，h 为热交换系数；根据式（8），由式（4）得出冷却阶段温度场的表达式为

$$T'_{(r,\varphi,z,t)}=\int_R G(r,\varphi,z,\tau|r',\varphi',z',\tau')|_{\tau'=0}\cdot[T'(r,\varphi,z,t)-T_0]\mathrm{d}v'-a\int_{i=0}^{t}\mathrm{d}\tau'$$

$$\int_{s_2} G(r, \varphi, z, \tau | r', \varphi', z', \tau')|_{z'=l} \cdot \frac{h}{\kappa^2}(T_0 - T_2)\mathrm{d}s'_2. \tag{9}$$

2 数值计算

2.1 泵浦阶段

设定圆盘初始温度 T_0 为 300 K，按照文献[7]中泵浦功率密度为 900 W/cm² 的情况进行计算。为比较圆形、矩形 LD 光斑泵浦情况的差异，选取参数使得圆形光斑直径与矩形的对角线尺寸相等，并假定晶体参数不随温度发生变化，应用的参数值如表 1 所示。

表 1 温场计算中应用的参数值

Tab. 1 Values of the parameters applied in computing the temperature field

参数	数值	参数	数值
圆盘半径 r_0	2.5 cm	折射率 n	1.94
圆形光斑半径 r_1	1.77 cm	夹角 θ	$\pi/4$
矩形光斑宽度 $2b$	3 cm	杨氏模量 E	220 GPa
圆盘厚度 l	1.5 cm	吸收系数 α	3.04 $\mathrm{cm^{-1}}$
定压比热容 c_p	0.380 J/(g·K)	热导率 κ	0.080 2 $\mathrm{W \cdot cm^{-1}K^{-1}}$
泊松比	0.28	热交换系数 h	1 $\mathrm{W \cdot cm^2K^{-1}}$
热转化系数 η	0.4	热扩散系数 a	0.029 8 $\mathrm{cm^2s^{-1}}$
介质密度 ρ	7.09 $\mathrm{g \cdot cm^{-3}}$		

图 2、图 3 分别给出 2 种情况下 4 s 末温度场分布图以及 1～4 s 不同时刻的温度场变化曲线。由图 2可以看出：按照 2 种方式泵浦 4 s 后，矩形光斑中心温度为 460 K，圆形光斑中心温度为 466 K；光斑照射区域内温度场较为平坦，随径向距离的增加温度逐渐降低，边缘仍处于 300 K 附近；温度场在厚度 z 轴向按照 e 指数规律递减。

大功率热容激光器由于泵浦过程中聚集了大量的热量，在工程设计中必须考虑晶体内部的热应力和热应力断裂极限问题。圆盘内部热应力表示式为

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = \sigma_{zz} = \dfrac{E\alpha}{1-\nu} T'_{(x,z)}, \\ \sigma_{yy} = \nu(\sigma_{xx} + \sigma_{zz}) - E\alpha T'_{(x,z)}, \end{cases} \tag{10}$$

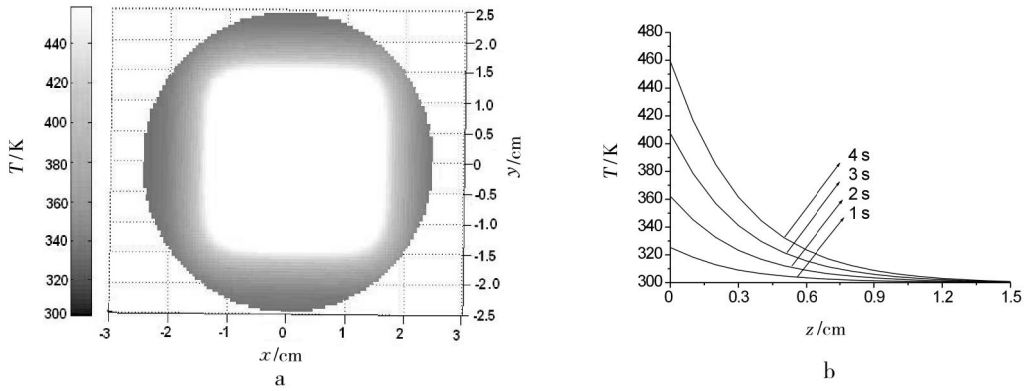


图 2 矩形光斑情况下泵浦阶段圆盘内部温度场变化

Fig. 2 Temperature field change of rectangle facula in pumping stage

a—矩形光斑泵浦 4 s 后温度场分布图；b—泵浦阶段 z 轴温度变化曲线图

a-Temperature field after rectangle facula pumped 4 s;

b-Temperature change of z direction in pumping stage

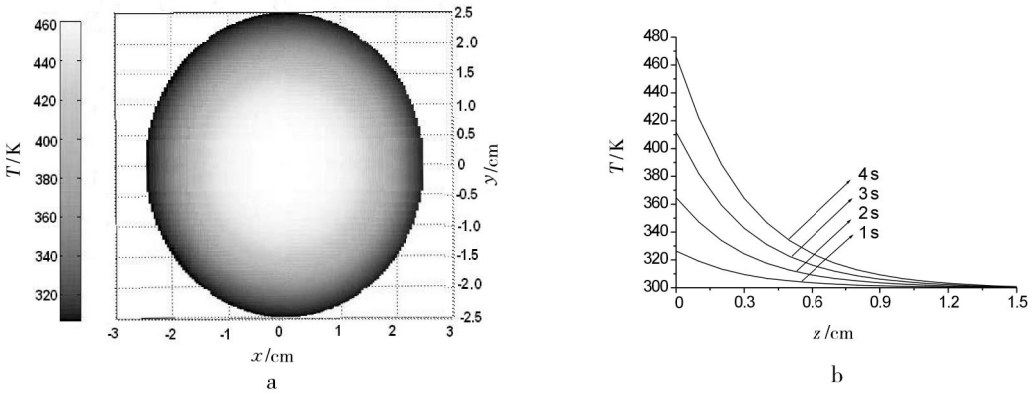


图 3 圆形光斑情况下冷却阶段圆盘内部温度场变化

Fig. 3 Temperature field change of rounded facula in pumping stage

a—圆形光斑泵浦 4 s 后温度场分布图；b—泵浦阶段 z 轴温度变化曲线图

a-Temperature field after rounded facula pumped 4s;

b-Temperature change of z direction in pumping stage

其中，$T'_{(x,z)} = \Delta T = T_{(x,z)} - T_a$；$T_a$ 为平均温度；E 为杨氏模量；ν 为泊松比；α 为热膨胀系数。圆盘在 2 种光斑泵浦 4 s 后其内部出现的最大压应力的计算结果：矩形光斑时为 128 MPa，达到 Nd：GGG晶体的压应力断裂极限 274 MPa[1] 的 46.7%；圆形光斑泵浦时为 133 MPa，为断裂极限的 48.5%. 由于最大压应力都不到断裂极限的一半，所以这 2 种光斑泵浦 4 s 时间是合适和安全的。

从以上温度场和应力的计算结果可以看出：相同泵浦功率密度情况下，圆盘晶体内部的中心温度和边缘最大应力在圆形光斑与矩形光斑泵浦时基本相等，但此时圆形泵浦光要比矩形泵浦输入给激光圆盘更多的功率（能量），多达 57%，有利于获得更高的激光输出。

2.2 冷却阶段

为使热容激光器能重复工作，应使得晶体的温度场在一定时间内恢复到泵浦前的状态。当处于冷却阶段时，圆盘表面温度低于内部温度，晶体呈现张应力。Nd：GGG 晶体的热应力阻抗参数 R_s 取 6.7 W·cm^{-1}，M_s 为 3.4×10^{-6} m^{2}s^{-1}[14]，根据材料张应力公式[15]

$$R_s = \sigma_{max} \cdot M_s, \tag{11}$$

可求得 Nd：GGG 晶体的张应力断裂极限 σ_{max} 为 200 MPa. 研究按照 280 K 的温度分别对圆形、矩形光斑泵浦后的圆盘进行背面冷却，通过 Matlab 计算了圆盘内部最高温度下降到 300 K 附近过程中的变化曲线，分别如图 4、图 5 所示。

对比图 4 和图 5 的计算结果可以看出：矩形、圆形光斑泵浦的温度场所需冷却时间均在 60 s 左右，表明相同泵浦功率密度的不同光斑情况下，泵浦能量大小对冷却时间的影响不大；矩形情况的温度梯度及热应力主要集中在圆盘内部 r 为 1～2 cm 的区域，而圆形情况其分布在圆盘边缘区域 r 为 1.7～2.5 cm的范围。该结论与文献[9]、[11]中采用有限元分析软件模拟结果基本吻合。温度场均匀性是影响激光光束质量和提高输出功率的一个十分重要因素。由图 2～图 5 可以发现，2 种光斑泵浦有着重要差别：圆形光斑泵浦和冷却阶段的圆盘温度场在中心形成比较大的平坦区域，而该平坦区域在矩形光斑泵浦时则比较小。因此，采用与圆盘激光介质形状一致的圆形光斑作为泵浦源是理想的泵浦方式。

3 结论

从理论上研究了热容模式下 LD 阵列端面泵浦晶体圆盘的温度场分布问题，通过格林函数法推导得到了泵浦工作、冷却阶段的激光圆盘温度场解析解，给出了反映温度变化规律和物理图像。对圆形、

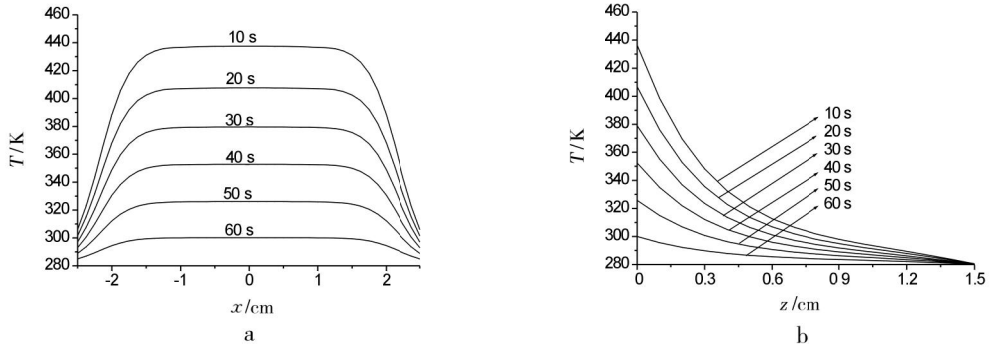


图 4　圆形光斑情况下冷却阶段圆盘内部温度场变化

Fig. 4　Temperature field change of rounded facula in cooling stage

a—端面 x 轴向上的变化曲线；b—z 轴温度变化曲线

a-Changed curves of end-surface in x direction; b-Changed curves of z direction

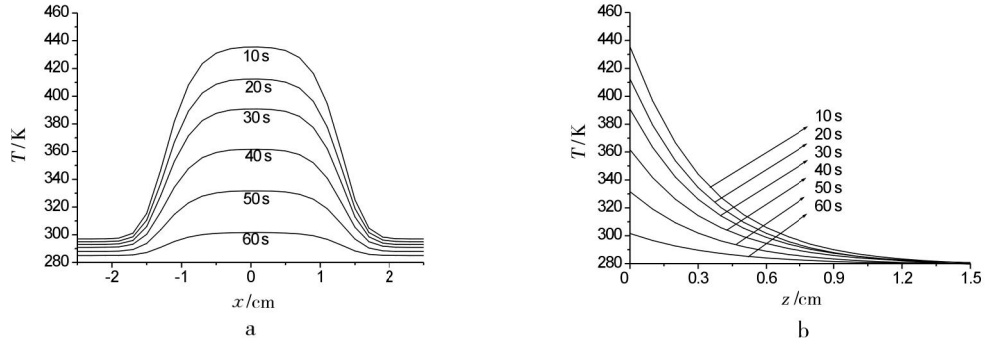


图 5　矩形光斑情况下冷却阶段圆盘内部温度场变化

Fig. 5　Temperature field change of rectangle facula in cooling stage

a—端面 x 轴向上的变化曲线；b—z 轴温度变化曲线

a-Changed curves of end-surface in x direction; b-Curves of z direction

矩形光斑泵浦 2 种情况进行分析和对比，通过对圆形光斑直径与矩形光斑对角线相等的情况进行计算，得到泵浦阶段和冷却阶段的温度场变化曲线，结果表明：相同泵浦功率密度时，圆形光斑泵浦可以提供更多的泵浦功率，2 种泵浦方式下所得温度场温升变化趋势、最大温度值以及晶体内部最大热应力基本相同，但 2 种泵浦方式所需冷却时间均在 60 s 左右，并且圆形光斑泵浦时圆盘中心有较大的平坦温度场。由此可见，圆形光斑较矩形光斑在圆盘晶体泵浦时具有较大的优势，不仅可以获得更多的激光功率输出，还可以获得较好的光束质量。以上研究结果对优化热容激光器晶体形状、泵浦方式和冷却方式、降低热效应，获得较高功率激光输出和较好的光束质量具有一定的实际意义。

[参考文献] (References)

[1] VETROVEC J. Ultrahigh-average power solid state laser[A]. SPIE. Proc. SPIE[C]. Bellingham: SPIE, 2002. 491-505.

[2] STEWEN C, CONTAG K, LARIONOV M, et al. A 1 kW CW thin disc laser[J]. IEEE J. Sel. Top. in Quantum Electron., 2000, 6(4): 650-657.

[3] ALBRECHT G F, SUTTON S B, GEORGE E V, et al. Solid state heat capacity disk laser[J]. Laser and Particle Beams, 1998, 16(4): 605-625.

[4] HECHT J. Laser weapons go solid-state[J]. Laser Focus World, 2004, 40(9): 61-68.

[5] Lawrence Livermore National Laboratory. Transparent ceramics speak laser advances[R]. Livermore：Lawrence Livermore National Laboratory，2006.

[6] 彭钦军，薄勇，杨晓冬，等. 2 277 W全固态热容激光器[J]. 中国激光，2005，32 (11)：1477.
PENG Q J，BO Y，YANG X D，et al. A 2 277 W solid state heat-capacity laser[J]. Chinese Journal of Lasers，2005，32(11)：1477. (in Chinese)

[7] 蔡震，胡浩，蒋建锋，等. 千瓦级激光二极管抽运热容固体激光器[J]. 中国激光，2006，33 (2)：153-156.
CAI Z，HU H，JIANG J F，et al. Kilowatt class laser diodes-pumped solid state heat capacity laser[J]. Chinese Journal of Lasers，2006，33(2)：153-156. (in Chinese)

[8] 姜本学，徐军，李劲东，等. 温度梯度法生长Nd：YAG晶体的1 200 W激光输出[J]. 中国激光，2006，33 (7)：973-976.
JIANG B X，XU J，LI J D，et al. Temperature gradient technique grown Nd：YAG crystal for heat capacity laser with laser output of 1 200 W[J]. Chinese Journal of Lasers，2006，33(7)：973-976. (in Chinese)

[9] 胡浩，涂波，蒋建锋，等. 热容激光器激光介质的热力学数值模拟[J]. 强激光与粒子束，2005，17 (增)：180-184.
HU H，TU B，JIANG J F，et al. Numerical simulation of thermodynamics in laser medium for heat capacity laser[J]. High Power Laser and Particle Beams，2005，17(Suppl.)：180-184. (in Chinese)

[10] 成华，屈乾华，吕百达，等. 热容型钕玻璃棒状激光器特性的理论研究[J]. 激光技术，2005，29 (4)：347-353.
CHENG H，QU Q H，LV B D，et al. Properties of Nd：glass rod lasers in the heat capacity operation[J]. Laser Technology，2005，29(4)：347-353. (in Chinese)

[11] 侯立群，祖继锋，董玥，等. Nd：GGG激光晶体热容工作下的热致效应与冷却特性数值模拟[J]. 中国激光，2006，33 (8)：1025-1029.
HOU L Q，ZU J F，DONG Y，et al. Numerical simulation of thermal induced effects and cooling characteristic of Nd：GGG laser crystal slabs in the heat capacity operation mode[J]. Chinese Journal of Lasers，2006，33(8)：1025-1029. (in Chinese)

[12] 杨强生，浦保荣. 高等传热学[M]. 上海：上海交通大学出版社，1996.
YANG Q S，PU B R. Advanced heat transfer[M]. Shanghai：Shanghai Jiaotong University Press，1996. (in Chinese)

[13] LOZE M K，WRIGHT C D. Temperature distributions in semi-infinite and finite-thickness media as a result of absorption of laser light[J]. Appl. Opt.，1997，36(2)：494-507.

[14] KANE T J，EGGLESTON J M，BYER R L. The slab geometry laser-part II：thermal effects in a finite slab[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics，1985，21(8)：1195-1210.

[15] 吕百达. 固体激光器件[M]. 北京：北京邮电大学出版社，2002.
LV B D. Solid-laser device[M]. Beijing：Beijing University of Posts and Telecommunication Press，2002. (in Chinese)