

热效应作用下高功率薄片涡旋激光器的模场结构*

连天虹[†] 窦逸群 周磊 刘芸 寇科 焦明星

(西安理工大学机械与精密仪器工程学院, 西安 710048)

(2024年5月28日收到; 2024年7月1日收到修改稿)

激光介质热效应引起的谐振腔模场结构变化成为高功率涡旋激光器的一个关键问题. 本文建立了环形光泵浦薄片激光晶体的温度场及热形变计算模型, 将热效应像差作为谐振腔衍射积分方程的微扰, 研究热效应对激光器模场结构的影响规律. 具体研究了 Nd:YAG, Nd:YLF 和 Nd:YVO₄ 薄片涡旋激光器的模场结构随泵浦功率、晶体吸收系数、晶体厚度的变化规律. 研究表明, 热效应使涡旋激光器模谱产生径向展宽, 模式纯净度下降. 泵浦功率越大, 高阶径向模式占比越大, 模场结构越复杂. 泵浦功率升高时, Nd:YVO₄ 激光器的模谱展宽最大, Nd:YAG 激光器的模谱展宽最小. 晶体吸收系数越大, 模谱展宽越严重; 激光晶体厚度减小时, 模谱展宽呈增宽趋势.

关键词: 固体激光器, 涡旋光, 热效应, 径向模谱展宽

PACS: 42.55.Xi, 42.60.Jf, 42.60.Da, 42.60.Lh

DOI: 10.7498/aps.73.20240757

1 引言

涡旋光束在光通信、目标探测、精密测量、量子纠缠、光学微操纵、光学信息处理等领域具有十分广阔的应用前景. 用轨道角动量态进行模分复用, 能大大提高通信容量, 对光通信领域产生重大革新^[1-3]; 利用其旋转多普勒效应可进行无标记、非接触精密测量^[4], 对海洋、大气中的湍流等进行远距离探测, 还可以研究新的军事目标探测、识别方法^[5-7]. 另外, 涡旋光束在水、大气等强散射、湍流介质中通信、探测目标时, 表现出抗干扰、灵敏度高等优点^[8-9]. 随着涡旋光束在通信、目标探测等领域应用研究的不断深入, 对涡旋光源技术提出了更高的要求, 如何产生高功率、高阶次且纯净的高质量涡旋光束成为领域内亟待解决的关键技术问题^[10-13].

涡旋光束的产生技术总体上分为腔外产生方法和腔内产生方法. 腔外产生方法是用螺旋相位

板、空间光调制器、全息光栅、柱透镜等将高斯光束转换为涡旋光束^[14-16]. 腔外产生方法整体上效率较低, 且受衍射器件损伤阈值低的限制, 所能达到的功率水平难以满足远距离空间光通信、涡旋激光雷达探测等应用对光源的需求. 腔内产生方法是通过适当的模式控制, 使激光器输出特定阶次的拉盖尔-高斯 (Laguerre-Gaussian, LG) 模, 直接产生涡旋光. 由于腔内产生方法在功率上的优势, 涡旋固体激光器近几年成为了激光技术领域的一个研究热点^[17-19], 腔内方法能达到的模态阶次目前也有了很大的突破^[20].

在高功率固体涡旋光激光器中, 随着泵浦功率的提高, 激光介质的热效应逐渐突显. 环形分布等特殊泵浦形式产生的热效应光程差与理想透镜的光程差存在很大偏离. 这种非理想的光程差分布将导致谐振腔的 LG 本征模式通过激光介质后波前发生畸变. 从谐振腔的模谱结构上看, 可认为这一过程产生了模式间的耦合, 单一模式畸变后包含了

* 国家自然科学基金 (批准号: 61805196, 51875455) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: tianhongl@126.com

多个其他阶次的 LG 模式. 模式耦合导致激光器的模谱展宽, 模式纯净度降低. 研究热效应作用下谐振腔模谱结构的变化规律具有重要的实际价值, 目前尚未查阅到有文献对该问题进行深入研究. 另外, 薄片涡旋光激光器中, 为了实现增益与拉盖尔高斯模式在轴向的空间匹配, 通常希望采用更薄的激光晶体, 同时通过增大晶体的掺杂浓度以提高对泵浦光的吸收系数, 实现短距离内泵浦光的高效吸收. 高功率泵浦下晶体吸收系数和厚度的设计是高功率薄片涡旋激光器研究中的重要问题. 因此, 本文建立环形光泵浦下薄片激光晶体的温度场及热形变计算模型. 用微扰方法计算热效应作用下模式的耦合过程, 进而研究高功率泵浦下晶体吸收系数、晶体厚度等对激光器模谱结构的影响规律.

2 高功率泵浦时谐振腔模谱结构的计算模型

2.1 端面泵浦薄片涡旋激光器结构

环形光泵浦薄片涡旋激光器的结构如图 1 所示. 薄片晶体厚度小, 通过侧面不能进行有效散热, 所以图中通过晶体的一个端面与金属热沉接触实现传导散热, 同时晶体表面通过镀光学高反射膜与输出耦合镜 OC 构成激光谐振腔. 光纤耦合激光二极管 (LD) 输出的泵浦光由环形光转换系统变换为环形泵浦光, 经反射到达薄片激光晶体实现环形泵浦. 为了实现泵浦增益与谐振腔模场的空间三维匹配, 泵浦光的传播方向与谐振腔光轴近似平行. 激光晶体吸收的泵浦光能量一部分转换为热量, 引起激光晶体温度升高. 温度不均匀升高后产生的热致折射率变化和热形变效应相当于在谐振腔内附加了一复杂的相位调制元件, 从而对谐振腔的模场结构产生影响. 下文首先建立激光晶体温度场及热

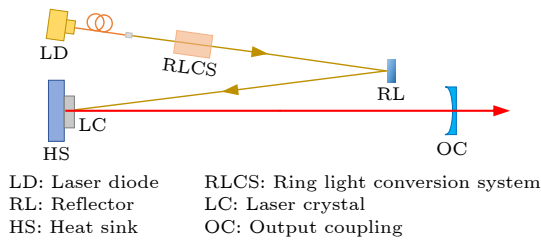


图 1 环形光端面泵浦薄片涡旋激光器结构

Fig. 1. Schematic of an annular beam end pumped thin-disk vortex laser.

形变的计算模型.

2.2 环形光泵浦下薄片激光介质的热传导模型

图 1 中泵浦光与谐振腔光轴近似平行且激光晶体厚度很小, 可近似认为激光晶体的温度分布具有轴对称性, 此时柱坐标系下的稳态热传导方程为^[21]

$$\frac{\partial^2 T(r, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T(r, z)}{\partial z^2} = -\frac{1}{k_{\text{heat}}} Q(r, z), \quad (1)$$

其中 $T(r, z)$ 为晶体的温度, k_{heat} 为晶体的导热系数, $Q(r, z)$ 为热源函数, r 和 z 分别为径向及轴向坐标. 若晶体的吸收系数为 η_{abs} , 厚度为 H_{crystal} , 则热源函数为

$$Q(r, z) = \frac{\eta_{\text{abs}} \eta_{\text{heat}} F_{\text{pump}}}{[1 - \exp(-\eta_{\text{abs}} H_{\text{crystal}})]} \times I_{\text{pump}}(r) \exp(-\eta_{\text{abs}} z), \quad (2)$$

其中 F_{pump} 是泵浦光功率, η_{heat} 是晶体的生热效率. $I_{\text{pump}}(r)$ 为归一化泵浦光分布函数, 可以用双高斯模型描述环形泵浦光, 其分布形式为

$$I_{\text{pump}}(r) = I_{\text{pump}}^0 \left\{ \exp \left[-2 \frac{(r - R_{\text{ring}}^0)^2}{w_{\text{ring}}^2} \right] + \exp \left[-2 \frac{(r + R_{\text{ring}}^0)^2}{w_{\text{ring}}^2} \right] + 2 \exp \left[-\frac{(r - R_{\text{ring}}^0)^2}{w_{\text{ring}}^2} \right] \times \exp \left[-\frac{(r + R_{\text{ring}}^0)^2}{w_{\text{ring}}^2} \right] \right\}, \quad (3)$$

其中 I_{pump}^0 为归一化系数, R_{ring}^0 为环形光光强峰值处的径向坐标, w_{ring} 为光强下降为峰值 $1/e^2$ 对应的径向距离, $R_{\text{ring}}^0 + w_{\text{ring}}$ 为环形光的外半径, $R_{\text{ring}}^0 - w_{\text{ring}}$ 为其内半径.

薄片激光晶体与热沉相互接触进行传导散热, 认为二者接触面具有良好的传热性能, 激光晶体接触表面温度等于热沉温度. 忽略激光晶体其余表面的热辐射及自然对流等散热, 认为处于绝热状态. 则激光晶体的热边界条件可以写为

$$\begin{cases} T|_{S_1} = T_c, \\ q|_{S_2, S_3} = 0, \end{cases} \quad (4)$$

其中 S_1 表示晶体与热沉的接触面, S_2 表示晶体泵浦端面, S_3 表示晶体侧面, T_c 为热沉温度, q 为热流密度.

2.3 端面传导散热薄片激光介质的热形变模型

按照固体热弹性理论, 激光晶体热应力与热应变的关系为^[22]

$$\begin{cases} \sigma_{rr} = \frac{\gamma_c}{1 + \mu_c} \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{\mu_c}{1 - 2\mu_c} \varepsilon_c \right) - \beta_{\text{heat}} \Delta T, \\ \sigma_{\theta\theta} = \frac{\gamma_c}{1 + \mu_c} \left(\frac{u_r}{r} + \frac{\mu_c}{1 - 2\mu_c} \varepsilon_c \right) - \beta_{\text{heat}} \Delta T, \\ \sigma_{zz} = \frac{\gamma_c}{1 + \mu_c} \left(\frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{\mu_c}{1 - 2\mu_c} \varepsilon_c \right) - \beta_{\text{heat}} \Delta T, \end{cases} \quad (5)$$

式中 σ_{rr} , $\sigma_{\theta\theta}$ 和 σ_{zz} 分别表示 r , θ 和 z 方向的应力, ΔT 为温差, u_r , u_z 分别为 r 和 z 方向的位移, ε_c 为体应变, β_{heat} 为热应力系数, $\beta_{\text{heat}} = \zeta_{\text{heat}} \gamma_c / (1 - 2\mu_c) = \zeta_{\text{heat}} (3\Gamma_{\text{lm}} + 2\Gamma_{\text{t}})$, γ_c 为弹性模量, μ_c 为泊松比, ζ_{heat} 为材料热膨胀系数; Γ_{lm} 和 Γ_{t} 分别表示拉梅系数和剪切弹性模量. 薄片激光晶体的导热面受热沉约束不发生轴向热应变, 则其应变边界约束条件可以表示为

$$u_z|_{S_1} = 0, \quad (6)$$

其余表面均可产生自由应变.

2.4 热效应影响下谐振腔模谱结构的计算方法

环形光同轴端面泵浦时, 由于热源及散热边界条件的圆柱对称性, 晶体的温度和热形变沿圆周角向应保持不变的, 相位延迟仅沿径向变化, 若热形变后 r 处晶体厚度变为 $H_{\text{crystal}}(r)$, 则由热效应引起的附加相位延迟为

$$\Phi(r) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{H_{\text{crystal}}(r)} \frac{dn}{dT} [T(r) - T(w_{\text{crystal}})] dz, \quad (7)$$

其中 λ 为腔内振荡激光波长, dn/dT 为激光晶体的温度折射率系数, w_{crystal} 为薄片晶体半径. 环形光泵浦时晶体中心无热源, 在热致折射率变化和热形变共同作用下, $\Phi(r)$ 通常为复杂函数. 按波像差及光学谐振腔理论, $\Phi(r)$ 中的二次项部分等效于一理想透镜, 不引起谐振腔的模间耦合, 而其他项可以引起模间耦合. 因此, 将相位延迟中的二次项进行分离:

$$\Phi(r) = a_2 r^2 + \Phi'(r), \quad (8)$$

分离后的 $\Phi'(r)$ 部分将引起谐振腔的模间耦合. 存在 $\Phi'(r)$ 时谐振腔光场 $E(r, \theta)$ 满足的积分方程为^[23]

$$\begin{aligned} \gamma E(r, \theta) = & \iint \{1 + \exp[i\Phi'(r)]\} K(r, \theta, r', \theta') \\ & \times E(r', \theta') r' dr' d\theta', \end{aligned} \quad (9)$$

式中 γ 为复常数, 其模值度量模式的损耗, 辐角表示模式的相移. (9) 式中:

$$K(r, \theta, r', \theta') = \frac{i}{\lambda L_{\text{cavity}}} \exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} L(r, \theta, r', \theta') \right], \quad (10)$$

为积分方程的核, L_{cavity} 为谐振腔长度, $L(r, \theta, r', \theta')$ 为谐振腔两反射镜面上任意两点 (r, θ) , (r', θ') 间的距离. 当 $\Phi'(r) = 0$ 时, 方程 (9) 的解对应于理想谐振腔的本征模式, 在圆柱坐标系下本征模式可以表示为拉盖尔-高斯模:

$$\begin{aligned} E_{p,l}(r, \theta) = & \sqrt{\frac{2p!}{\pi (p + |l|)!} \frac{1}{w_1} \left(\frac{\sqrt{2}r}{w_1} \right)^{|l|}} L_p^{|l|} \left(\frac{2r^2}{w_1^2} \right) \\ & \times \exp \left(-\frac{r^2}{w_1^2} \right) \exp(-il\theta), \end{aligned} \quad (11)$$

其中 p 和 l 分别表示径向和角向指数, $L_p^{|l|}(\cdot)$ 为广义拉盖尔多项式, w_1 为谐振腔基模光束的束腰半径. 当 $\Phi'(r) \neq 0$ 时, 对 (11) 式进行修正得到 (9) 式的解, 修正后的解为

$$E'_{p,l}(r, \theta) = E_{p,l}(r, \theta) + E_{p,l}^{(1)}(r, \theta), \quad (12)$$

其中 $E_{p,l}^{(1)}(r, \theta)$ 为修正项. 根据积分方程的微扰理论, 修正项 $E_{p,l}^{(1)}(r, \theta)$ 可以表示为理想本征模式的线性组合:

$$E_{p,l}^{(1)}(r, \theta) = \sum_{p \neq p'} \chi_{p',l} E_{p',l}(r, \theta), \quad (13)$$

其中,

$$\begin{aligned} \chi_{p',l} = & \iint E_{p,l}(r, \theta) E_{p',l}(r', \theta') K(r, \theta, r', \theta) \\ & \times \exp[i\Phi'(r)] r r' dr d\theta dr' d\theta'. \end{aligned} \quad (14)$$

从 (12) 式—(14) 式可以看出, 热效应产生的 $\Phi'(r)$ 项使得高功率泵浦下谐振腔的某个模式中含有一定成分的其他阶次模式, 模谱结构复杂化, 模式纯净度下降. 本文的研究条件下热效应具有圆柱对称性, 拉盖尔高斯模式间不发生角向阶次的耦合. 径向的复杂温度分布使模式间发生径向阶次的

耦合, 特定角向阶次的涡旋光中包含有多个径向阶次的拉盖尔-高斯模式, 形成复杂的径向模谱结构.

3 计算结果与讨论

研究泵浦功率、晶体吸收系数和厚度对薄片涡旋光激光器模谱结构的影响. 用有限元分析软件 ANSYS 建立薄片激光晶体的热分析及热形变模型, 计算 Nd:YAG, Nd:YLF 和 Nd:YVO₄ 三种激光晶体的温度场及热形变, 所用材料参数见表 1. 计算中假设热沉温度为冷却水的温度 22 °C, 即 $T_c = 22$ °C, 环形泵浦光参数为 $R_{ring}^0 = 1$ mm, $w_{ring} = 0.5$ mm, 激光晶体半径 $w_{crystal} = 5$ mm, 晶体的生热效率 $\eta_{heat} = 0.3$.

3.1 泵浦功率对谐振腔模谱结构的影响

晶体厚度 1 mm、吸收系数 0.5 mm⁻¹、泵浦功率为 10 W 时 Nd:YAG 晶体的三维温度分布和热形变分布如图 2(a), (b) 所示, 图 2(c), (d) 为对应的剖面图. 可以看出, 热稳态时晶体温度呈环形带状分布, 中心存在一个低温区域. 泵浦环带上产生的热量可以沿径向传导至晶体表面中心区域, 而晶体表面中心区域的热量可以由热沉传导这种传热

结构形成了这种温度分布. 这种温度分布作用形成了环带状的热形变分布, 在晶体中心附近存在一个小热形变的区域. 首先讨论泵浦功率对温度分布和热形变的影响. 泵浦功率设定在 10—100 W 区间, 这涵盖了中等功率泵浦到高功率泵浦的典型情况. 本文从理论上研究这种高功率泵浦情形下的模场结构, 揭示高功率泵浦下的模场结构特点.

图 3 为不同泵浦功率下 3 种激光晶体温度及热形变沿径向的变化. 可以看出, 泵浦功率增大时晶体最高温度和中心温度均明显升高, 最高温度与中心区域温度的差值也增大. 在相同泵浦功率下, Nd:YVO₄ 的温度最高, 其次是 Nd:YLF, Nd:YAG 的温度最低, 这是由三者的热传导系数决定的. 从图 3(b), (d), (f) 热形变曲线可以看出, 随着泵浦功率增大热形变逐渐增大, 最大热形变和中心区域热形变的差值也增大. 相同泵浦功率下, Nd:YLF 的热形变最大, 其次是 Nd:YVO₄, Nd:YAG 的热形变最小.

图 4(a) 是晶体最高温度随泵浦功率的变化. 最高温度随泵浦功率的增大线性升高, 其中 Nd:YVO₄ 温度升高的斜率最大, 其次是 Nd:YLF, Nd:YAG 温度升高的斜率最小. 图 4(b) 为最高温度与中心温度的差值随泵浦功率的变化, 该温差随

表 1 激光晶体参数^[24]
Table 1. Parameters of laser crystals^[24].

激光晶体	密度/ (kg·m ⁻³)	杨氏模量/GPa	泊松比	热膨胀系数/K ⁻¹	热导率/ (W·m ⁻¹ ·K ⁻¹)	dn/dT/K ⁻¹
Nd:YAG	4560	317	0.25	7.5×10 ⁶	14	7.3×10 ⁻⁶
Nd:YLF	3990	85	0.33	8.3×10 ⁶	6.3	-6.6×10 ⁻⁶
Nd:YVO ₄	4220	133	0.33	4.43×10 ⁶	5.2	8.5×10 ⁻⁶

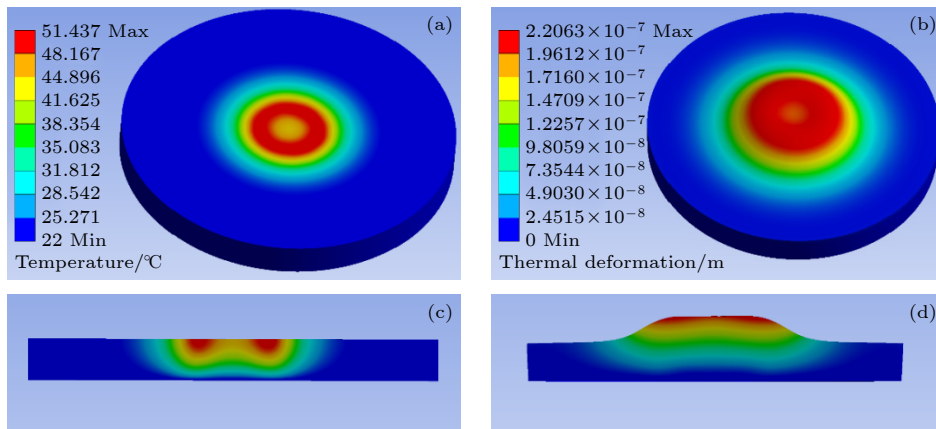


图 2 Nd:YAG 温度和热形变分布 (a) 三维温度分布; (b) 三维热形变分布; (c) 剖面温度; (d) 剖面形变

Fig. 2. Temperature and thermal deformation of Nd:YAG crystal: (a) 3D temperature distribution; (b) 3D deformation distribution; (c) temperature in the section plane; (d) deformation in the section plane.

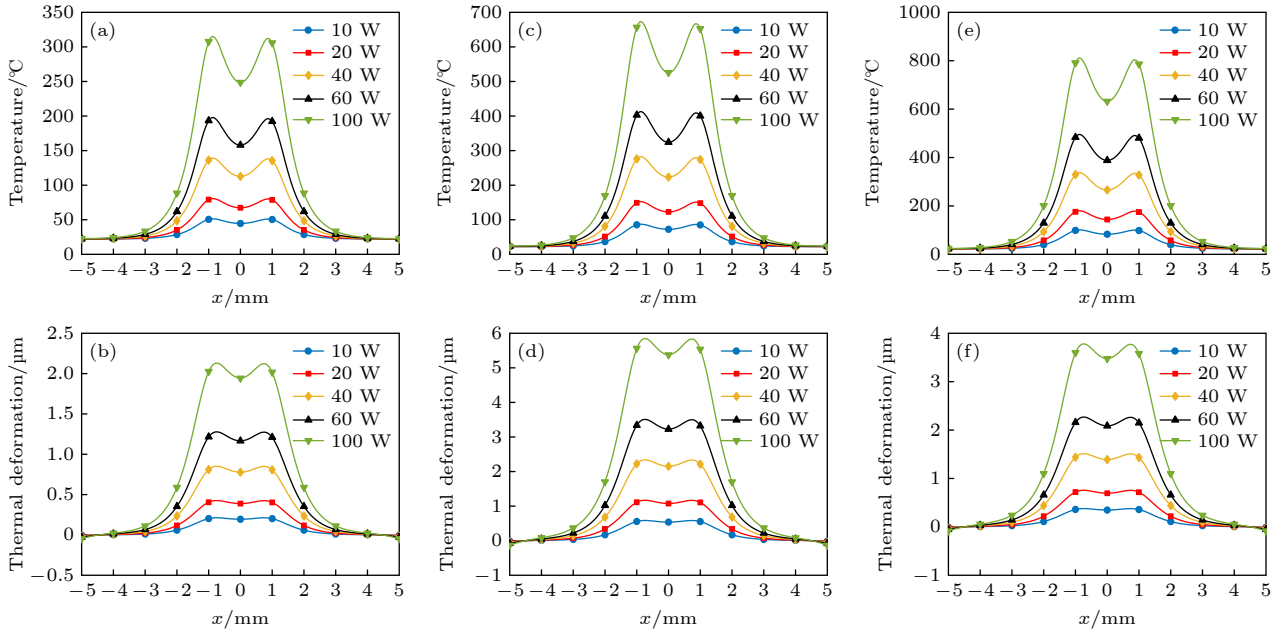


图 3 不同泵浦功率下 3 种晶体的温度及热形变 (a) Nd:YAG 温度; (b) Nd:YAG 形变; (c) Nd:YLF 温度; (d) Nd:YLF 形变; (e) Nd:YVO₄ 温度; (f) Nd:YVO₄ 形变

Fig. 3. Temperature and thermal deformation of the three laser crystals under different pump power: (a) Temperature of Nd:YAG; (b) deformation of Nd:YAG; (c) temperature of Nd:YLF; (d) deformation of Nd:YLF; (e) temperature of Nd:YVO₄; (f) deformation of Nd:YVO₄.

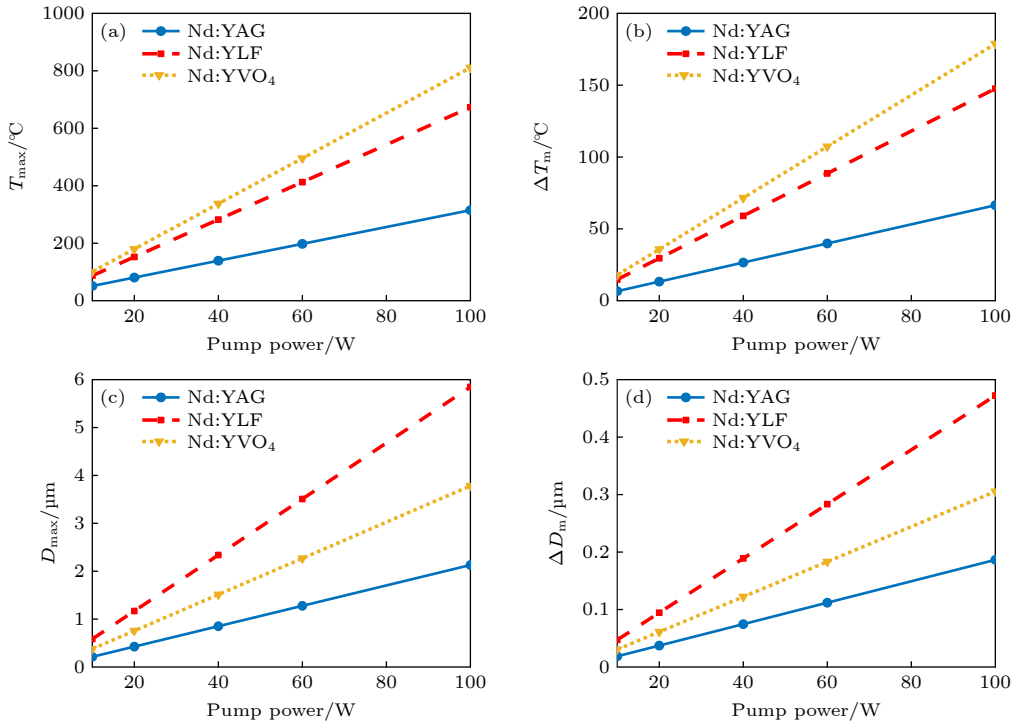


图 4 温度及热形变随泵浦功率的变化 (a) 最高温度; (b) 最高温度与中心温差; (c) 最大热形变; (d) 最大热形变与中心热形变差
Fig. 4. Variation of temperature and thermal deformation with pump power: (a) Maximum temperature; (b) difference between the maximum temperature and the center temperature; (c) maximum thermal deformation; (d) difference between the maximum thermal deformation and the center thermal deformation.

泵浦功率的增大也线性升高, Nd:YVO₄ 温差升高的斜率最大, Nd:YAG 温差升高的斜率最小. 图 4(c)

为最大热形变随泵浦功率的变化, 最大热形变随泵浦功率的增大线性增大, 其中 Nd:YLF 形变增

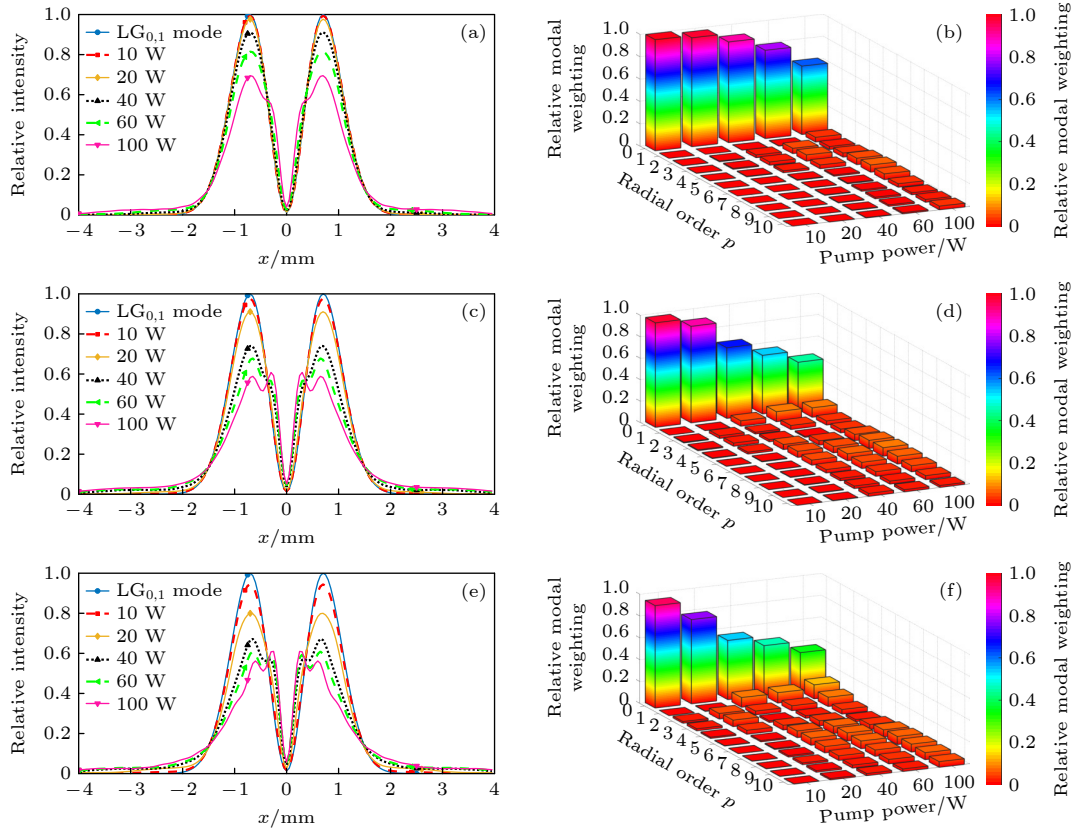


图 5 不同泵浦功率下的模场分布和模谱结构 (a) Nd:YAG 模场; (b) Nd:YAG 模谱; (c) Nd:YLF 模场; (d) Nd:YLF 模谱; (e) Nd:YVO₄ 模场; (f) Nd:YVO₄ 模谱

Fig. 5. Mode distribution and mode structure under different pump power: (a) Nd:YAG mode distribution; (b) Nd:YAG mode structure; (c) Nd:YLF mode distribution; (d) Nd:YLF mode structure; (e) Nd:YVO₄ mode distribution; (f) Nd:YVO₄ mode structure.

大的斜率最大, Nd:YAG 形变增大的斜率最小. 从图 4(d) 可见, 最大形变与中心形变的差值随泵浦功率的增大也线性增大, Nd:YLF 热形变差增大的斜率最大, Nd:YAG 热形变差增大的斜率最小.

将得到的温度和热形变代入 (7) 式, 利用 (8) 式、(11) 式计算热效应影响下的模场分布和模谱结构. 不失一般性, 计算中假定无热效应时激光器工作于理想的 LG_{0,1} 模. 从图 5(a) 可以看出, 随着泵浦功率的增大, 模场与理想 LG_{0,1} 模发生明显偏离. 从图 5(b) 可以看出, 由于热效应的影响, 高功率泵浦下对应于理想 LG_{0,1} 模的谐振腔模场中包含有多个高阶径向模式, 角向模式仍为 1 阶. 这是由于在本文的研究条件下热效应形成的相位差只沿径向变化, 不沿角向变化. 沿径向变化的相位差对谐振腔光场的径向分布产生调制, 使模谱发生径向展宽, 而角向模谱不展宽. 泵浦功率为 10, 20, 40, 60 和 100 W 时模场中理想 LG_{0,1} 模所占比例分别为 0.99, 0.97, 0.90, 0.79 和 0.61. 在相同泵浦功率下 Nd:YVO₄ 模场的畸变最严重, Nd:YAG 模场的畸

变最小. 泵浦功率增加到 100 W 时, Nd:YVO₄ 的模场已经远远偏离 LG_{0,1} 模, 模谱中高阶模成分占比最大.

图 6 展示了 LG_{0,1} 模的纯净度随泵浦功率的变化. Nd:YAG 的模式纯净度近似线性下降, 下降的斜率最小. Nd:YVO₄ 的模式纯净度下降最剧烈. 当泵浦功率增大到 100 W 时, Nd:YVO₄ 和 Nd:YLF 的模式纯净度分别下降为 0.35 和 0.44.

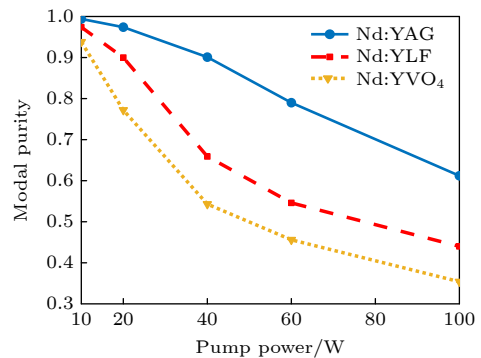


图 6 模式纯净度随泵浦功率的变化

Fig. 6. Variation of the modal purity with pump power.

3.2 晶体吸收系数对谐振腔模谱结构的影响

本节讨论在一定的泵浦功率下, 薄片晶体的吸收系数对模谱结构的影响, 吸收系数由激活粒子的掺杂浓度决定, 这里设定吸收系数为 $0.5\text{--}2\text{ mm}^{-1}$, 对应的 Nd^{3+} 离子的掺杂浓度为 $0.7\%\text{--}2.7\%$, 这是 Nd^{3+} 离子的典型掺杂浓度范围. 掺杂浓度太小, 对泵浦光的吸收太弱; 掺杂浓度更大, 则容易产生浓度猝灭问题. 计算中取泵浦功率为 100 W , 晶体厚度为 1 mm . 不同吸收系数下温度及热形变沿径向的变化如图 7 所示. 对同一晶体, 吸收系数增大时最高温度和中心温度升高, 二者的差值也增大, 晶体的整体温度也逐渐上升. 相同吸收系数下, Nd:YVO_4 晶体的温度最高, Nd:YAG 的温度最低. 吸收系数增大时热形变量增大, 最大形变和中心形变的差值也增大.

从图 8(a) 看出, 最高温度 T_{\max} 随吸收系数的增大近似线性增大, 其中 Nd:YVO_4 温度升高的斜率最大, Nd:YAG 温度升高的斜率最小. 从图 8(b) 可见, 最高温度与中心温度的差 ΔT_m 随吸收系数的增大也线性增大. 图 8(c) 为最大形变 D_{\max} 随吸收系数的变化, 最大热形变随吸收系数的增大线性增大. 从图 8(d) 可见, 最大形变与中心形变的差值 ΔD_m

随吸收系数的增大而增大, 且增大的斜率也逐渐变大.

吸收系数对模场的影响如图 9 所示, 高功率泵浦下吸收系数对模场分布存在一定影响. 吸收系数增大时, 模场畸变更严重, 高阶模占比有增高趋势. 当吸收系数为 $0.5, 1$ 和 2 mm^{-1} 时模场中 $\text{LG}_{0,1}$ 模所占比例分别为 $0.61, 0.56$ 和 0.51 . 模式纯净度随吸收系数的变化如图 10 所示. 模式纯净度随吸收系数的增大呈下降趋势, Nd:YVO_4 模式纯净度受吸收系数的影响最大, Nd:YAG 模式纯净度受吸收系数的影响最小. 当吸收系数增大到 2 mm^{-1} 时, Nd:YVO_4 和 Nd:YLF 的模式纯净度分别下降为 0.29 和 0.37 .

3.3 晶体厚度对谐振腔模谱结构的影响

本节讨论晶体厚度对温度和热形变的影响. 为了实现泵浦光和谐振腔模式在轴向的空间匹配, 薄片激光晶体的厚度一般选择在 1 mm 上下. 实际中可根据谐振腔模式的空间分布和泵浦光的空间发散情况进行适当优化. 本文研究中将晶体厚度设定在 $0.5\text{--}2\text{ mm}$ 厚度. 计算中取泵浦功率为 100 W 、吸收系数为 0.5 mm^{-1} , 结果如图 11. 晶体厚度增大时晶体的最高温度和中心温度均升高, 而二者的差值变小. 厚度增大时热形变量增大, 最大形变和中心形

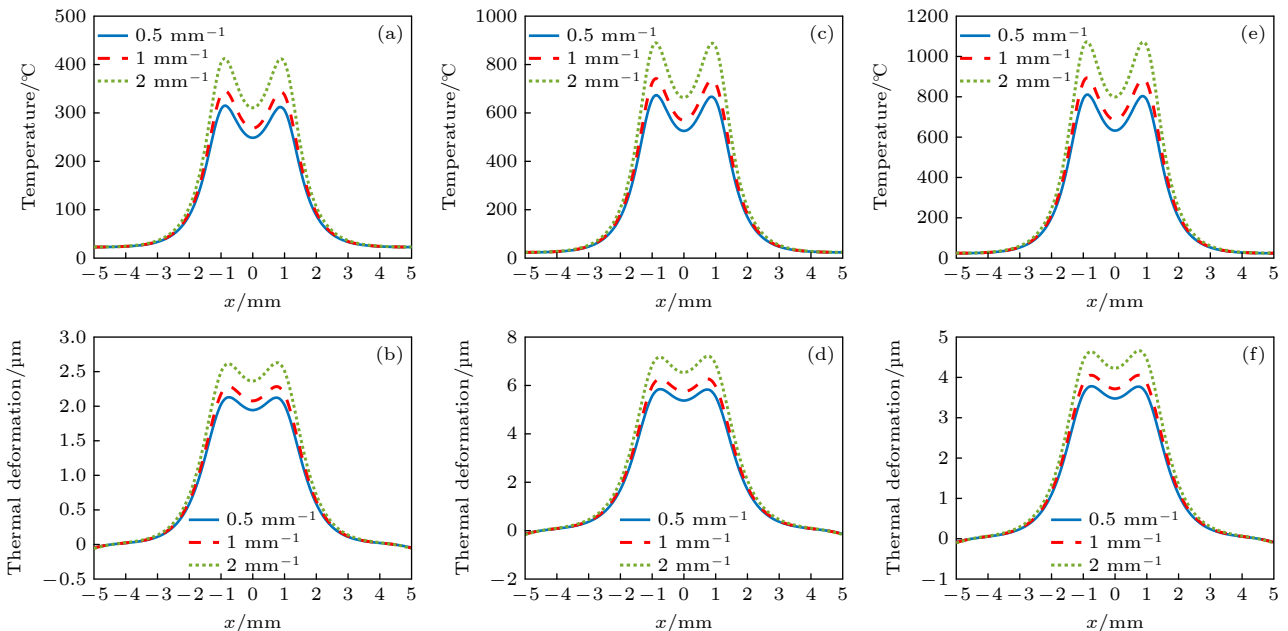


图 7 不同吸收系数下 3 种晶体的温度及形变 (a) Nd:YAG 温度; (b) Nd:YAG 形变; (c) Nd:YLF 温度; (d) Nd:YLF 形变; (e) Nd:YVO_4 温度; (f) Nd:YVO_4 形变

Fig. 7. Temperature and deformation of the three laser crystals under different absorption coefficient: (a) Temperature of Nd:YAG ; (b) deformation of Nd:YAG ; (c) temperature of Nd:YLF ; (d) deformation of Nd:YLF ; (e) temperature of Nd:YVO_4 ; (f) deformation of Nd:YVO_4 .

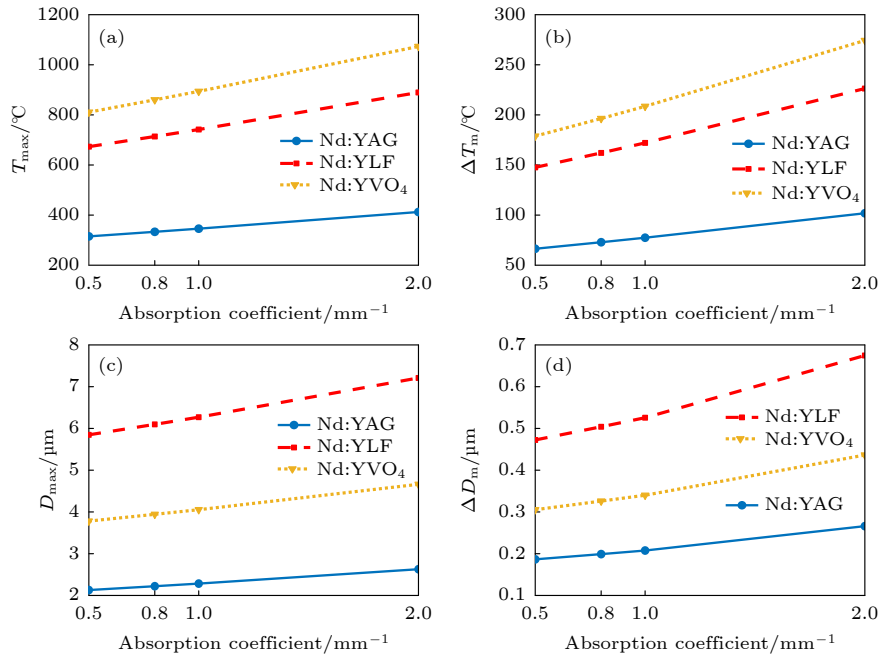


图 8 温度及热形变随吸收系数的变化 (a) 最高温度; (b) 最高温度与中心温度差值; (c) 最大热形变; (d) 最大热形变与中心热形变差值
 Fig. 8. Variation of temperature and thermal deformation with absorption coefficient: (a) Maximum temperature; (b) difference between the maximum temperature and the center temperature; (c) maximum thermal deformation; (d) difference between the maximum thermal deformation and the center thermal deformation.

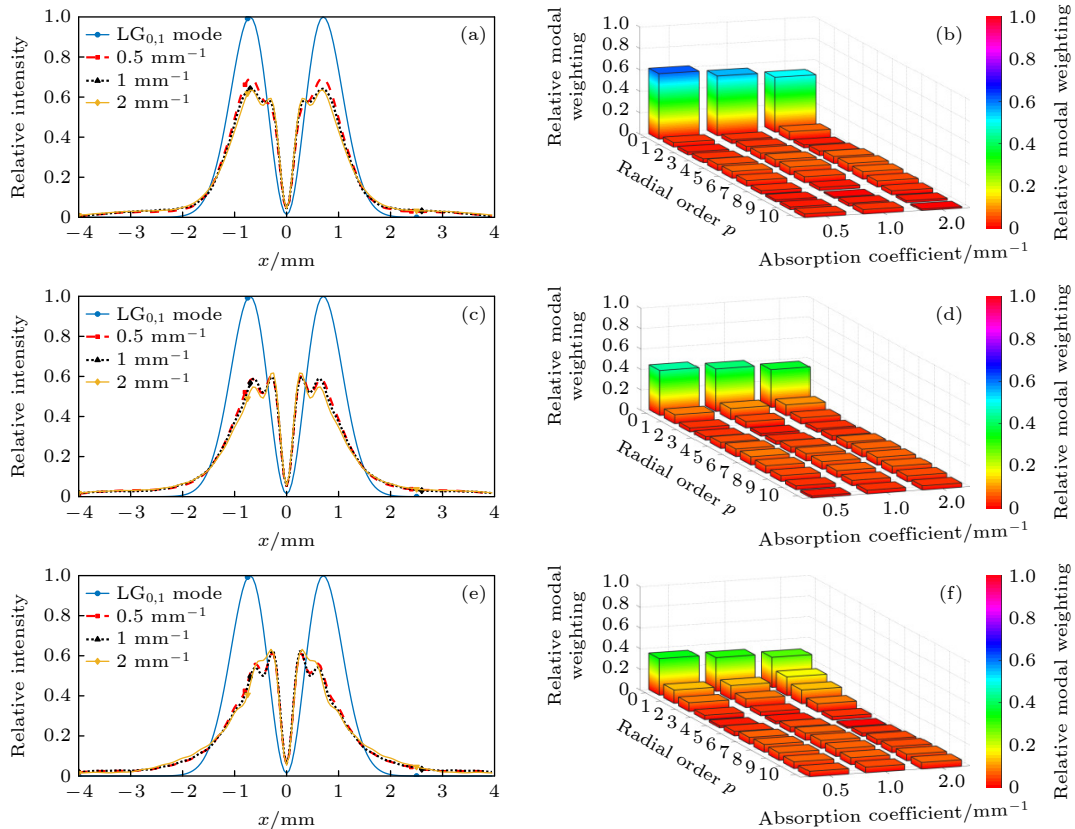


图 9 不同吸收系数下的模场分布和模谱结构 (a) Nd:YAG 模场; (b) Nd:YAG 模谱; (c) Nd:YLF 模场; (d) Nd:YLF 模谱; (e) Nd:YVO₄ 模场; (f) Nd:YVO₄ 模谱

Fig. 9. Mode distribution and mode structure under different absorption coefficient: (a) Nd:YAG mode distribution; (b) Nd:YAG mode structure; (c) Nd:YLF mode distribution; (d) Nd:YLF mode structure; (e) Nd:YVO₄ mode distribution; (f) Nd:YVO₄ mode structure.

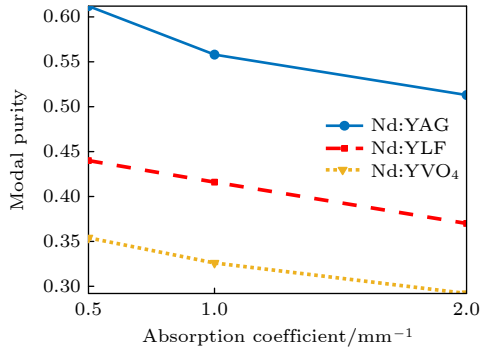


图 10 模式纯净度随吸收系数的变化

Fig. 10. Variation of the modal purity with absorption coefficient.

变的差值减小, 中心处的形变逐渐接近泵浦环带处的热形变, 晶体的泵浦端面整体呈外凸形. 图 12(a) 展示了最高温度 T_{\max} 随晶体厚度的变化. 最高温度随晶体厚度的增大而升高, 升高的斜率呈减小趋势. 从图 12(b) 可见, 最高温度与中心温度的差 ΔT_m 随晶体厚度的增大而减小, 即随厚度增大中心温度接近环带处的温度. 图 12(c) 为最大热形变 D_{\max} 随晶体厚度的变化, 最大热形变随晶体厚度的增大近似线性增大, 其中 Nd:YLF 增大的斜率最大. 从图 12(d) 可见, 最大热形变与中心形变的差值 ΔD_m 随晶体厚度的增大而减小.

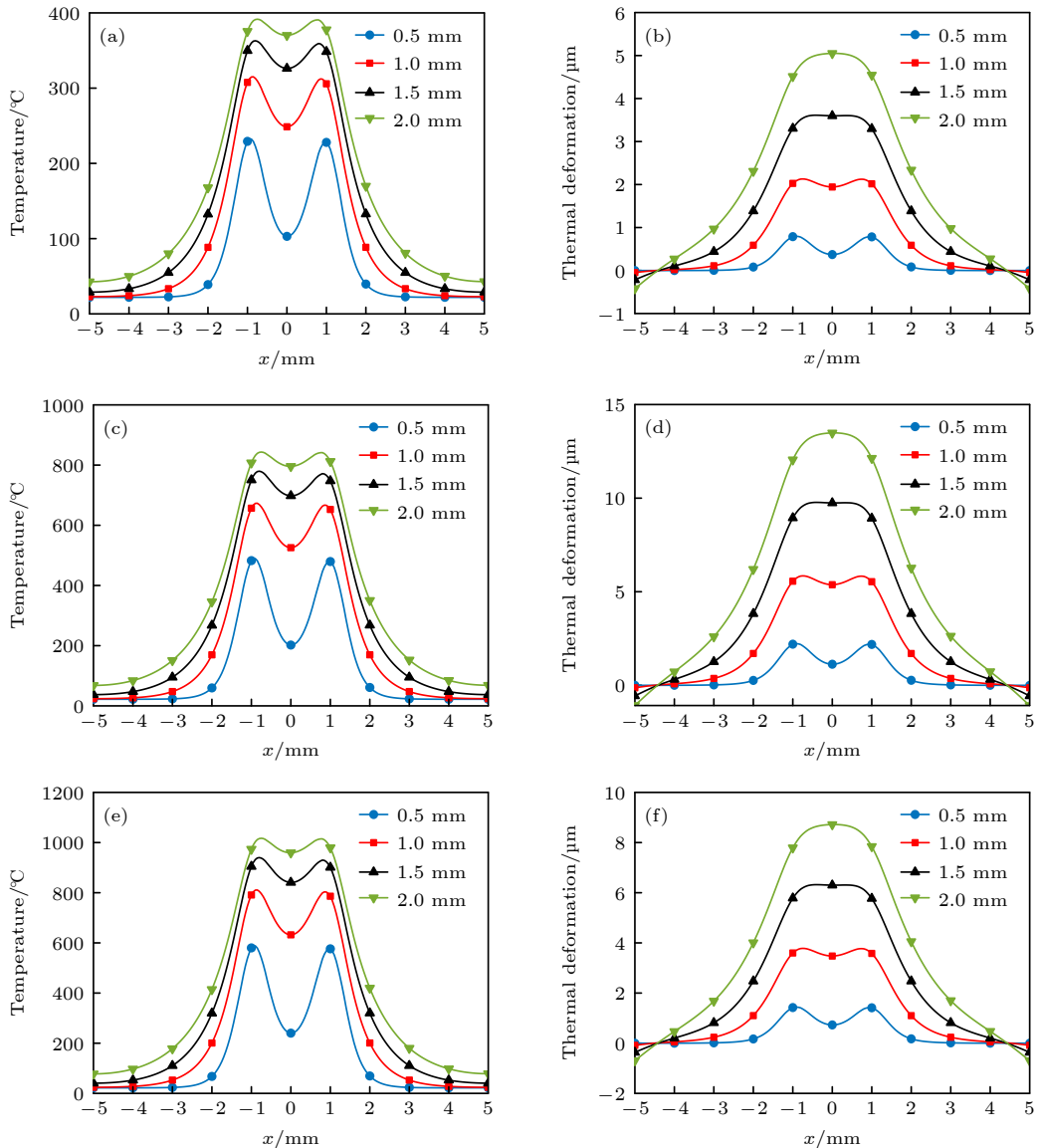


图 11 不同厚度下 3 种晶体的温度及热形变 (a) Nd:YAG 温度; (b) Nd:YAG 形变; (c) Nd:YLF 温度; (d) Nd:YLF 形变; (e) Nd:YVO₄ 温度; (f) Nd:YVO₄ 形变

Fig. 11. Temperature and thermal deformation of the three laser crystals under different crystal thickness: (a) Temperature of Nd:YAG; (b) deformation of Nd:YAG; (c) temperature of Nd:YLF; (d) deformation of Nd:YLF; (e) temperature of Nd:YVO₄; (f) deformation of Nd:YVO₄.

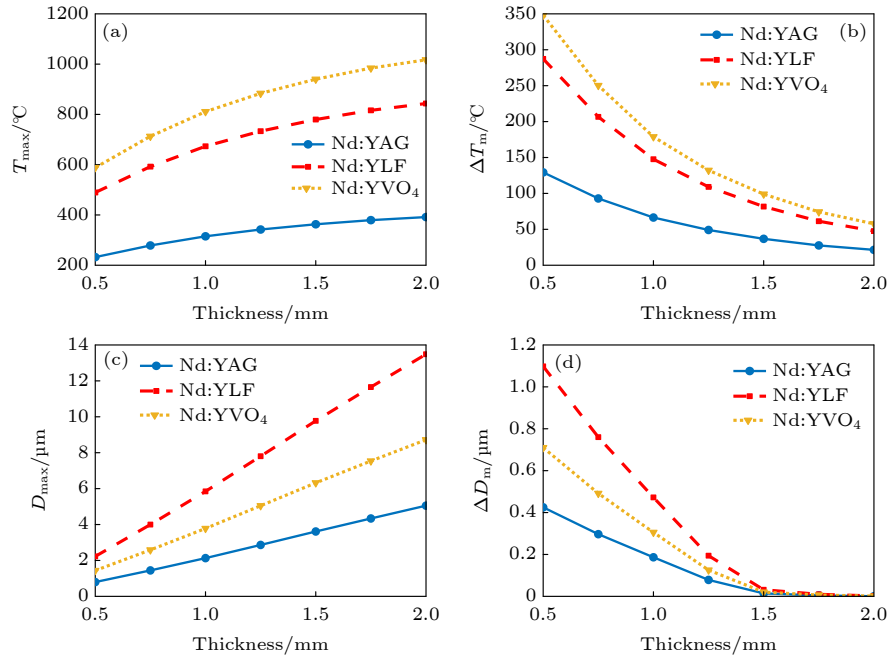


图 12 温度及热形变随晶体厚度的变化 (a) 最高温度; (b) 最高温度与中心温度差值; (c) 最大热形变; (d) 最大热形变与中心热形变差值

Fig. 12. Variation of temperature and thermal deformation with crystal thickness: (a) Maximum temperature; (b) difference between the maximum temperature and the center temperature; (c) maximum thermal deformation; (d) difference between the maximum thermal deformation and the center thermal deformation.

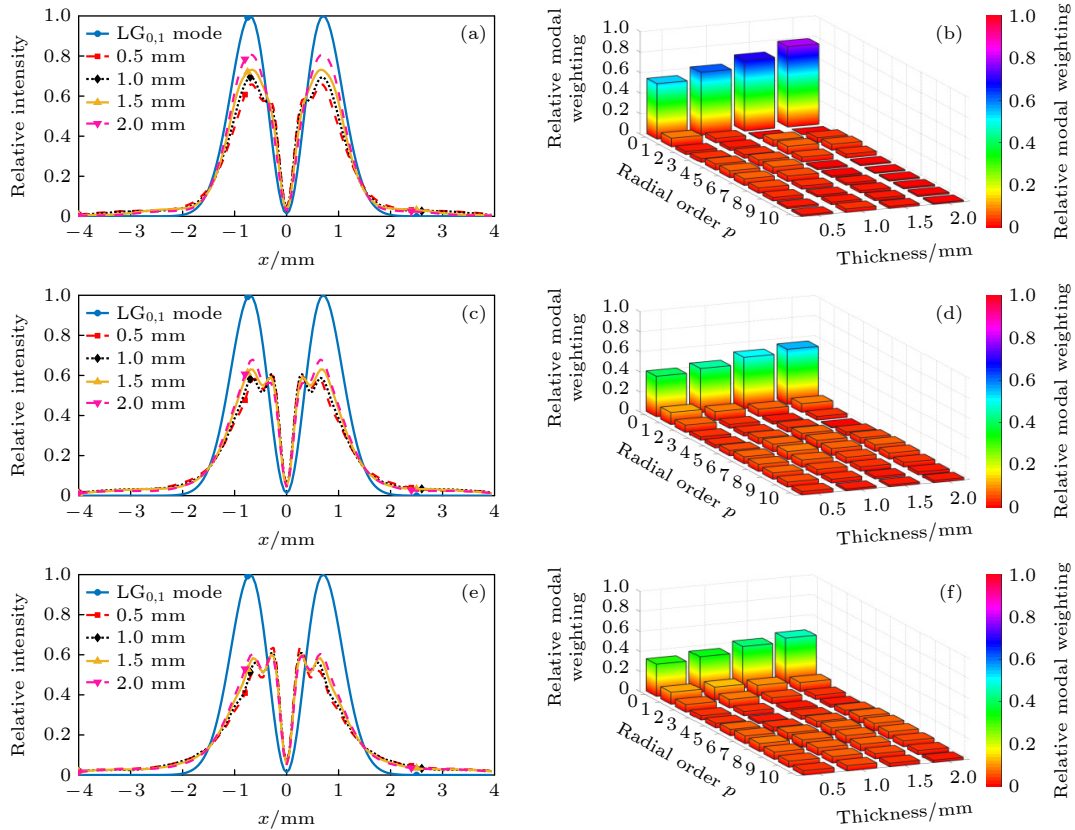


图 13 不同厚度下的模场分布和模谱结构 (a) Nd:YAG 模场; (b) Nd:YAG 模谱; (c) Nd:YLF 模场; (d) Nd:YLF 模谱; (e) Nd:YVO₄ 模场; (f) Nd:YVO₄ 模谱

Fig. 13. Mode distribution and mode structure under different thickness: (a) Nd:YAG mode distribution; (b) Nd:YAG mode structure; (c) Nd:YLF mode distribution; (d) Nd:YLF mode structure; (e) Nd:YVO₄ mode distribution; (f) Nd:YVO₄ mode structure.

晶体厚度对模场分布及模谱结构的影响如图 13 所示. 随着晶体厚度的减小, 模场分布的畸变越大. 从图 13(b) 可以看出, 厚度减小时高阶次径向模式逐渐增多、所占比例逐渐增大. 晶体厚度为 0.5, 1, 1.5 和 2 mm 时模场中 $LG_{0,1}$ 模所占比例分别为 0.54, 0.61, 0.69 和 0.78.

图 14 为模式纯净度随晶体厚度的变化. 模式纯净度随晶体厚度的增大呈升高趋势, Nd:YVO₄ 的模式纯净度升高的斜率最小, Nd:YAG 模式纯净度的升高的斜率. 晶体厚度为 0.5 mm 时, Nd:YVO₄ 和 Nd:YLF 的模式纯净度分别为 0.32 和 0.40, 厚度增大到 2 mm 时, 此时 Nd:YVO₄ 和 Nd:YLF 的模式纯净度分别上升至 0.46 和 0.56.

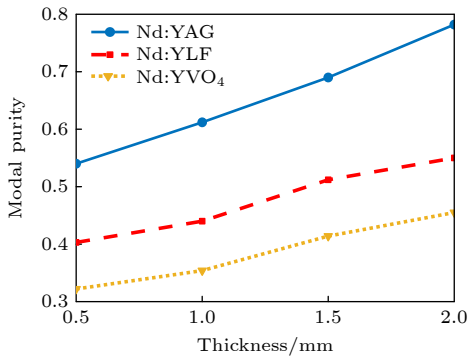


图 14 模式纯净度随晶体厚度的变化

Fig. 14. Variation of modal purity with crystal thickness.

4 结 论

本文对高功率环形光泵浦薄片涡旋激光器的径向模谱展宽效应进行了数值计算研究. 研究了泵浦功率、晶体吸收系数及晶体厚度对 Nd:YAG, Nd:YLF 和 Nd:YVO₄ 薄片涡旋激光器模谱展宽的影响规律. 环形光端面泵浦端面散热下晶体的温度场和热形变呈环带状分布, 在相同泵浦条件下 Nd:YVO₄ 的温度最高, Nd:YAG 温度最低; 而 Nd:YLF 的热形变最大, Nd:YAG 的热形变最小. 泵浦功率增大时模场分布偏离理想模式, 出现模谱径向展宽, 高阶模成份随之增大. 此外, 高功率泵浦下晶体吸收系数和晶体厚度对模谱展宽也有一定影响. 吸收系数越大, 模谱展宽越严重; 晶体厚度减小时, 模谱展宽呈增宽趋势. 本文的研究揭示出对高功率涡旋激光器, 径向非理想分布的热效应成为模式纯净度退化的一个重要因素. 在高功率涡旋激光器的设计中, 晶体吸收系数和晶体厚度的设

计要结合增益和模谱展宽效应进行综合优化.

参考文献

- [1] Wang J, Yang J Y, Fazal I M, et al. 2012 *Nat. Photonics* **6** 488
- [2] Gibson G, Courtial J, Padgett M J, Vasnetsov M, Pas'ko V, Barnett S M, Franke-Arnold S, 2004 *Opt. Express* **12** 5448
- [3] Willner A E, Zhao Z, Ren Y X, Li L, Xie G D, Song H Q, Liu C, Zhang R Z, Bao C J, Pang K 2018 *Opt. Commun.* **408** 21
- [4] Lavery M P J, Speirits F C, Barnett S M, Padgett M J 2013 *Science* **341** 537
- [5] Belmonte A, Rosales-Guzman C, Torres J P 2015 *Optica* **2** 1002
- [6] Yang W D, Qiu X D, Chen L X 2020 *Chin. J. Lasers* **47** 0500013 (in Chinese) [杨伟东, 邱晓东, 陈理想 2020 中国激光 **47** 0500013]
- [7] Yang S H, Liao Y Q, Lin X T, Liu X Y, Qi R Y, Hao Y 2021 *Infrared Laser Eng.* **50** 20211040 (in Chinese) [杨苏辉, 廖英琦, 林学彤, 刘欣宇, 齐若伊, 郝燕 2021 红外与激光工程 **50** 20211040]
- [8] Jantzi A, Jemison W, Laux A, Mullen L, Cochenour B 2018 *Opt. Express* **26** 2668
- [9] Baghdady J, Miller K, Morgan K, et al. 2016 *Opt. Express* **24** 9794
- [10] Shen Y J, Wang X J, Xie Z W, Min C J, Fu X, Liu Q, Gong M L, Yuan X C 2019 *Light Sci. Appl.* **8** 90
- [11] Liu Q, Pan J, Wan Z S, Shen Y J, Zhang H K, Fu X, Gong M L 2020 *Chin. J. Lasers* **47** 0500006 (in Chinese) [柳强, 潘婧, 万震松, 申艺杰, 张恒康, 付星, 巩马理 2020 中国激光 **47** 0500006]
- [12] Forbes A 2019 *Laser Photonics Rev.* **13** 1900140
- [13] Forbes A, Oliveira M D, Dennis M R 2021 *Nat. Photonics* **15** 253
- [14] Sun X B, Zhu Q H, Liu L Q, Huang W Q, Zhang Y, Wang W Y, Geng Y C 2017 *Laser Optoelectron. P.* **54** 070001 (in Chinese) [孙喜博, 朱启华, 刘兰琴, 黄晚晴, 张颖, 王文义, 耿远超 2017 激光与光电子学进展 **54** 070001]
- [15] Fu S Y, Gao C Q 2019 *Acta Opt. Sin.* **39** 0126014 (in Chinese) [付时尧, 高春清 2019 光学学报 **39** 0126014]
- [16] Chang N, Jin L W, Gao W 2019 *Acta Opt. Sin.* **39** 0319001 (in Chinese) [常宁, 金立伟, 高玮 2019 光学学报 **39** 0319001]
- [17] Zhao Y G, Chen B, Zheng C S, Jia D W, Dong J F, Guo J, Wang Z X, Yu H H, Zhang H J 2024 *Laser Photonics Rev.* **18** 2301089
- [18] Pan J, Shen Y J, Wan Z S, Fu X, Zhang H K, Liu Q 2020 *Phys. Rev. Appl.* **14** 044048
- [19] Zhao Y G, Wang L, Chen W D, et al. 2021 *Photonics Res.* **9** 357
- [20] Qiao Z, Xie G Q, Wu Y H, Yuan P, Ma J G, Qian L J, Fan D Y 2018 *Laser Photonics Rev.* **12** 1800019
- [21] Song X L, Li B B, Wang S Y, Cai D F, Wen J G, Guo Z 2008 *Infrared Laser Eng.* **37** 73 (in Chinese) [宋小鹿, 李兵斌, 王石语, 蔡德芳, 文建国, 过振 2008 红外与激光工程 **37** 73]
- [22] Yao Y C, Liu D L, Huang C Y, Xu G W, Wang B 2016 *Acta Photonica Sin.* **45** 131 (in Chinese) [姚育成, 刘丹琳, 黄楚云, 徐国旺, 王贝 2016 光子学报 **45** 131]
- [23] Fang H L 2014 *Optical Resonators and Gravitational Wave Detection* (Beijing: Science Press) pp78–80 (in Chinese) [方洪烈 2014 光学谐振腔与引力波探测 (北京: 科学出版社) 第 78—80 页]
- [24] Koehler W 2013 *Solid-State Laser Engineering* (New York: Springer) pp46–83

Modal structure of high power thin-disk vortex laser under thermal effect*

Lian Tian-Hong[†] Dou Yi-Qun Zhou Lei Liu Yun

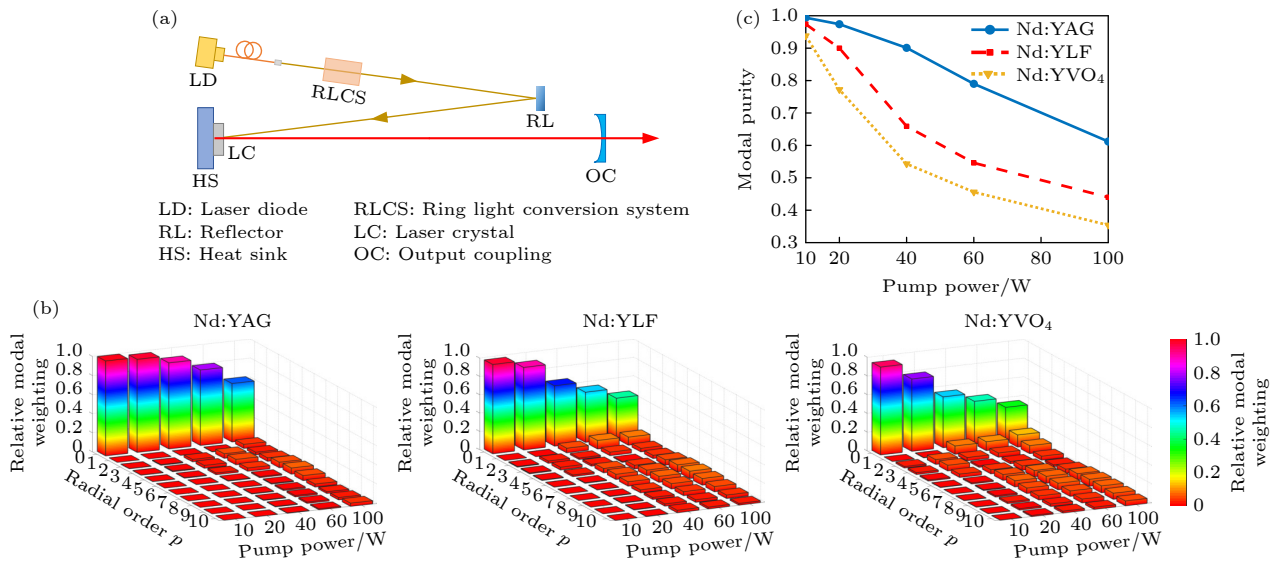
Kou Ke Jiao Ming-Xing

(School of Mechanical and Precision Instrument Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

(Received 28 May 2024; revised manuscript received 1 July 2024)

Abstract

Optical vortex beam has wide applications in areas of optical communication, lidar detection and optical trapping. To increase the operating distance, a high-power vortex laser source is necessary in these applications. However, the purity of the output vortex beam decreases with the pump power increasing due to the thermal effect of the laser medium. Therefore, modal field degeneration induced by thermal effect of laser medium has become a key problem in high-power vortex solid-state laser. To investigate this modal field degeneration, the heat transfer and thermal deformation model of an annular beam end pumped thin-disk vortex laser (Fig. (a)) is established. The phase difference of the thermal effect is calculated based on this model. Then, the quadratic term is separated from the phase difference. The non-quadratic term, as a small perturbation, is substituted into the diffraction integral equation of the laser cavity. The modal field structure is obtained by using the perturbation method. The variations of the modal structure with pump power, absorption coefficient and crystal thickness are investigated for three kinds of laser crystals, i.e. Nd:YAG, Nd:YLF and Nd:YVO₄. The results show that the modal field under thermal effect presents obvious deviation from the ideal mode at high power, and the modal structure shows that it contains many higher-order radial modes, with the angular mode order unchanged. Hence, the radial modal spectrum is broadened by the thermal effect. For an ideal vortex laser without thermal effect operating on the radial mode order 0 and angular mode order 1, Fig. (b) shows the modal structures with thermal effect under different pump power values with a laser crystal thickness of 1 mm. The ratio of the higher-order modes increases and the modal structure becomes more and more complex with the pump power increasing. The ratios of the ideal mode are 0.99, 0.97, 0.90, 0.79 and 0.61, under the pump power of 10 W, 20 W, 40 W, 60 W and 100 W, respectively. Moreover, the Nd:YVO₄ laser has the largest and



* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61805196, 51875455).

[†] Corresponding author. E-mail: tianhongli@126.com

the Nd:YAG laser has the smallest modal spectrum broadening under the same pump power. Figure (c) shows the variation of the modal purity with the pump power. The modal purity of the Nd:YVO₄ and the Nd:YLF laser decrease to 0.35 and 0.44 at the pump power of 100 W, respectively. We also investigate the modal structures under different absorption coefficients and crystal thickness values. A larger absorption coefficient or a smaller crystal thickness leads to a larger radial modal spectrum broadening and a smaller modal purity. These results indicate that in the design of high-power thin-disk vortex laser, it is necessary to comprehensively optimize the disk thickness and the absorption coefficient, and consider modal spectrum broadening as well.

Keywords: solid-state laser, vortex beam, thermal effect, radial modal spectrum broadening

PACS: 42.55.Xi, 42.60.Jf, 42.60.Da, 42.60.Lh

DOI: [10.7498/aps.73.20240757](https://doi.org/10.7498/aps.73.20240757)



热效应作用下高功率薄片涡旋激光器的模场结构

连天虹 窦逸群 周磊 刘芸 寇科 焦明星

Modal structure of high power thin-disk vortex laser under thermal effect

Lian Tian-Hong Dou Yi-Qun Zhou Lei Liu Yun Kou Ke Jiao Ming-Xing

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 164206 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240757

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20240757>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

离轴抽运厄米-高斯模固体激光器

Off-axis pumped Hermite-Gaussian mode solid-state laser

物理学报. 2020, 69(11): 114202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200086>

光纤激光器中包层功率剥离器散热性能的优化

Optimization of thermal performance of cladding power stripper in fiber laser

物理学报. 2020, 69(1): 014204 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191093>

小型化涡旋光模式解复用器: 原理、制备及应用

Miniaturized optical vortex mode demultiplexer: Principle, fabrication, and applications

物理学报. 2023, 72(20): 204207 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231521>

基于腔内球差选模产生高阶拉盖尔-高斯模式激光

High-order Laguerre-Gaussian mode laser generated based on spherical aberration cavity

物理学报. 2022, 71(1): 014204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211514>

2.94 μm LiNbO₃声光调Q Er:YAG激光输出脉冲特性

LiNbO₃ acousto-optically Q-switched pulse characteristics of Er:YAG laser at 2.94 μm

物理学报. 2024, 73(4): 044205 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231616>

脉冲占空比对磁性微泡介导的聚焦超声温升效应的影响

Effect of pulse duty ratio on temperature rise induced by focused ultrasound combined with magnetic microbubbles

物理学报. 2023, 72(8): 084301 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230068>