

# 激光二极管抽运固体激光器场分布的热不稳定性研究\*

王石语<sup>1,2)</sup> 过 振<sup>2)</sup> 傅君眉<sup>1)</sup> 蔡德芳<sup>2)</sup> 文建国<sup>2)</sup> 薛海中<sup>2)</sup> 唐映德<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> (西安交通大学微波所, 西安 710049)

<sup>2)</sup> (西安电子科技大学技术物理学院, 西安 710071)

(2002 年 5 月 19 日收到, 2002 年 6 月 26 日收到修改稿)

通过建立激光介质非热平衡状态的振荡散热模型, 分析了激光二极管抽运固体激光器中, 热透镜的不稳定性. 研究表明, 热透镜的这种热不稳定性是造成激光场不稳定的重要因素. 会造成高斯半径的不稳定波动, 会使激光光束的指向角波动, 会造成激光光斑的非对称畸变, 这种畸变也处于波动之中. 通过对端面抽运条件下, 热耗为 1W 的 Nd:YAG 激光介质的理论和实验研究, 确定了这种原因下光场不稳定性数量级的数量级.

关键词: 激光二极管, 固体激光器, 热透镜

PACC: 4260

## 1. 引 言

随着激光二极管抽运固体激光器(DPL)的广泛应用, 对 DPL 光场分布的研究越来越重要. 光场分布的不稳定是指振荡光空间分布随时间的起伏现象. 对 DPL 场分布不稳定性现象的研究有着重要的实用价值.

固体激光内激光介质的热耗产生热透镜, 这是谐振腔结构中的一个重要因素<sup>[1]</sup>. 在 DPL 中, 热耗虽然远小于灯抽运固体激光器, 但是, 仍然会对激光光束质量产生影响<sup>[2-5]</sup>. 特别是热透镜的波动, 成为光场不稳定的重要原因. 为了分析这种影响, 本文选取端抽运 DPL 进行理论分析和实验测量. 选取端抽运模型, 有两个优点, 一是热耗呈轴对称, 便于理论分析; 二是可以在实验中控制抽运光尽量集中于激光介质中心轴线附近, 抑制激光高阶模的干扰, 便于实验验证.

## 2. 理论分析

为了从理论上分析, 本文建立了以下数值计算模型.

### 2.1. 热等效凹面反射镜

考虑激光介质在稳恒状态下的热场方程<sup>[6]</sup>

$$-K_T \nabla^2 T(x, y, z) = Q(x, y, z), \quad (1)$$

其中  $K_T$  是介质的热导率,  $T(x, y, z)$  是介质内的温度分布,  $Q(x, y, z)$  是  $(x, y, z)$  点附近单位体积的热功率.

假定激光介质用热沉散热, 热沉的温度均匀, 抽运光的光束呈轴对称分布. 当端面绝热时, 端面的作用可以等效成镜像热源<sup>[7]</sup>. 镜像热源和介质内实际热源大小相同, 位置对端面对称. 这样, 介质内空间的温差分布可以近似计算如下:

$$\begin{aligned} \Phi(x, y, z) = & \iiint \frac{Q(x', y', z') dx' dy' dz'}{4\pi K_T |r(x, y, z) - r(x', y', z')|} \\ & + \iiint \frac{Q_c(x', y', z') dx' dy' dz'}{4\pi K_T |r(x, y, z) - r(x', y', z')|}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $Q_c(x, y, z)$  是  $Q(x, y, z)$  的镜像热源.

温度的变化引起空间折射率的变化. 可以利用温度场分布, 计算激光介质中, 离抽运光中心不同距离的轴线方向上, 温度变化导致的光程变化量.

计算公式为

$$\Delta S(x, y) = \int K_N \Phi(x, y, z) dz, \quad (3)$$

\* 国家自然科学基金(批准号: 60078022)和国家重点实验室基金(批准号: 51438010201DZ0102)资助的课题.

其中  $K_N$  表示折射率变化的温度系数.

在端面抽运的情况下热透镜效应主要集中于抽运端面附近. 当抽运端面为平面, 热透镜效应可以等效成一个凹面反射镜. 等效凹面反射镜面方程为

$$z = \Delta S(x, y). \quad (4)$$

以 Nd:YAG 介质为例, Nd:YAG 介质的吸收长度为 1.4mm. 在热耗为 1.0W 时, 采用 (2)(3)(4) 式计算, 对于高斯半径  $400\mu\text{m}$  的抽运光得到了图 1 所示结果. 可以看出, 等效凹面反射镜接近一个球面反射镜.

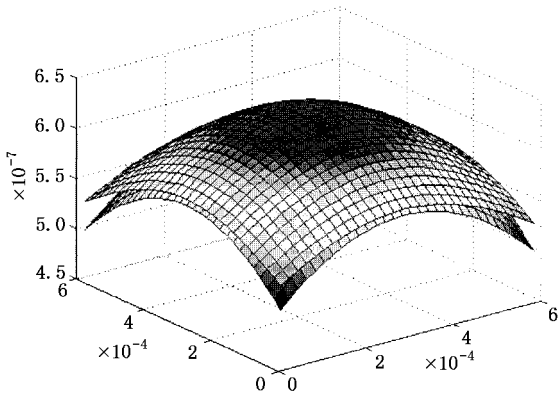


图 1 等凹面反射镜和理想球面镜比较 上面的曲面为等效凹面反射镜, 下面的曲面为理想球面镜

## 2.2. 输出镜面上的光场分布的计算

本文利用 (5) 式通过反复迭代来计算谐振腔中的光场<sup>[8]</sup>.

$$\begin{aligned} u_1(x, y) &= \frac{ik}{4\pi} \iint_s u_2(x', y') \frac{e^{-i\phi}}{\rho} (1 + \cos(\theta)) dx' dy', \\ u_2(x, y) &= \frac{ik}{4\pi} \iint_s u_1(x', y') \frac{e^{-i\phi}}{\rho} (1 + \cos(\theta)) dx' dy', \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $u_1(x, y)$ ,  $u_2(x, y)$  分别表示等效反射镜以及输出镜的光场分布.  $P$  表示点  $(x', y')$  和  $(x, y)$  间的光程差.

## 2.3. 振荡散热模型及其对热透镜焦距和振荡光半径的影响

实际情况中, 对激光介质进行散热的热沉温度不会绝对稳定于恒温, 总存在波动. 这会对激光介质内的等效热透镜产生影响, 从而影响光场的稳定性.

考虑激光介质和热沉之间的热阻, 这种热阻在很大程度上是因为介质和热沉之间的一薄层空气所

引起. 所以热沉和激光介质侧表面之间存在温度差.

由于热沉温度的波动, 这个温度差也处于变动之中. 假定激光介质和热沉温度差为  $\Delta T_0$  时, 正好可以传导介质内全部热耗的功率. 当温差小于该值时, 将有部分热耗功率滞留于激光介质内, 引起激光介质温度上升. 而当温度差大于该值时, 导出的热功率将大于热耗功率, 激光介质的温度会下降. 在激光器工作中, 温差总是在该值附近波动, 只有长时间内传导出去的平均热功率才等于激光介质的热耗功率.

在这种动态过程中, 激光介质内温度分布会一直变化, 引起热透镜焦距的变化.

假定热源分布和介质表面的散热状况程轴对称分布. 则介质内的温度分布也呈轴对称分布. 引入坐标参数  $r$  表示距介质中心轴线的径向距离;  $z$  表示沿轴线方向的距离.

激光介质散热等于热耗时, 介质内的温度分布可以表示为

$$t(r, z) = t_0(z) + \Phi(r, z), \quad (6)$$

其中  $t_0(z)$  的大小和热沉的温度有关.

设平衡时的激光介质侧表面和热沉之间的温度差为  $\Delta T_0(z)$ . 激光介质的沿轴线单位长度的热耗, 称为热耗线密度, 表示为  $P_0(z)$ . 实际温差为  $\Delta T(z)$ , 当  $\Delta T(z) - \Delta T_0(z)$  为正时, 导出功率线密度  $P(z)$  大于热耗线密度  $P_0(z)$ , 介质释放额外的热功率, 介质温度将下降; 当  $\Delta T(z) - \Delta T_0(z)$  为负时, 导出功率线密度  $P(z)$  小于热耗线密度  $P_0(z)$ , 介质内有热量积累, 介质温度将上升.

这种过程中, 介质内的温度可以表示为

$$t(r, z) = t_0(z) + \Phi(r, z) + u(r, z). \quad (7)$$

假定  $\Phi(r, z)$ ,  $u(r, z)$  沿径向的梯度远大于轴向的梯度, 可以忽略轴向梯度的影响.

对于介质内厚度为  $dz$ 、半径为  $r$  的一薄圆柱体, 设其体积为  $dv$ , 从其侧面  $ds$  传出去的热功率

$$dW = -K_T \frac{\partial \Phi(r, z)}{\partial r} ds - K_T \frac{\partial u(r, z)}{\partial r} ds. \quad (8)$$

根据  $\Phi(r, z)$  的意义, 第一项等于该区域的总热耗, 第二项为该薄层介质所吸收或释放的总热功率.

令

$$dW_1 = -K_T \frac{\partial \Phi(r, z)}{\partial r} ds, \quad (9)$$

$$dW_2 = -K_T \frac{\partial u(r, z)}{\partial r} ds, \quad (10)$$

则当  $r = r_0$  时,

$$\begin{aligned}dW_1 &= P_0(z)dz, \\dW &= P(z)dz, \\dW_2 &= dW - dW_1.\end{aligned}$$

定义

$$\beta(z) = \frac{P(z) - P_0(z)}{P_0(z)}, \quad (11)$$

则当  $r = r_0$  时,

$$dW_2 = \beta(z)P_0(z)dz.$$

假定这种功率,被激光介质沿径向均匀地吸收或释放,且热源集中于激光介质中心轴线附近.定义  $dW_2$  在该薄层中的功率密度

$$\begin{aligned}\rho_{w_2}(z) &= \frac{dW_2}{dv} = \left(\frac{dW_2}{dv}\right)_{|r=r_0} \\&= \beta(z) \frac{P_0(z)dz}{\pi r_0^2 dz} = \frac{\beta(z)P_0(z)}{\pi r_0^2}.\end{aligned} \quad (12)$$

于是

$$dW_2 = \rho_{w_2}(z)dv = \frac{\beta(z)P_0(z)r^2 dz}{r_0^2}. \quad (13)$$

结合(10)式

$$\frac{\partial u(r, z)}{\partial r} = \frac{-\beta(z)P_0(z)r}{2\pi K_T r_0^2}, \quad (14)$$

由此,获得解

$$u(r, z) = \frac{-\beta(z)P_0(z)r^2}{K_T r_0^2}. \quad (15)$$

代入(7)式,

$$t(r, z) = t_0(z) + \Phi(r, z) - \frac{\beta(z)P_0(z)r^2}{K_T r_0^2}. \quad (16)$$

在边界温度确定的情况下,可以确定

$$t_0(z) = t(r_0, z) - \Phi(r_0, z) + \frac{\beta(z)P_0(z)}{\pi K_T} \quad (17)$$

$\beta(z)$  的确定可以根据边界上介质和热沉的温差情况,由下式确定:

$$\beta(z) = \frac{\Delta T(z) - \Delta T_0(z)}{\Delta T_0(z)}. \quad (18)$$

这样,介质热耗功率和散热功率不相等时,就得到了介质内的温度分布

$$\begin{aligned}t(r, z) &= -\Phi(r_0, z) + \frac{\beta(z)P_0(z)}{\pi K_T} \\&+ t(r_0, z) + \Phi(r, z) - \frac{\beta(z)P_0(z)r^2}{\pi K_T r_0^2},\end{aligned} \quad (19)$$

$\Phi(r, z)$  可以通过(2)式来计算.

$\Delta T_0(z)$  的计算,对于介质和热沉之间厚度  $\Delta h$  的空气薄层,利用传热定律,有

$$2\pi r_0 K_A dz \frac{\Delta T_0(z)}{\Delta h} = P_0(z)dz,$$

故

$$\Delta T_0(z) = \frac{P_0(z)\Delta h}{2\pi r_0 K_A}, \quad (20)$$

其中,  $K_A$  是空气的导热系数.

下面计算一个实例.

采用图5所示的谐振腔,激光介质为 Nd:YAG,其前端面为平面,镀有对 808nm 抽运光的全透膜,对 1064nm 振荡光的全反射膜,这个平面为振荡光谐振腔的一个反射面.谐振腔的输出面为凹面镜,曲率半径 1m.

抽运光为束腰半径  $400\mu\text{m}$  的高斯光.设定热耗为 1.0W.介质和热沉之间空气薄层的厚度  $\Delta h$  一般约为几个微米,设  $\Delta h = 1\mu\text{m}$ ,  $K_T = 14\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ,  $K_A = 0.027\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ ,热沉存在  $\pm 1^\circ\text{C}$  左右的温度波动.利用这些数据,参照(2)(3)(4)式,计算热等效凹面反射镜曲率半径随温差的波动曲线.见图2.相应地,利用有关谐振腔公式<sup>[9]</sup>计算距离输出镜面 1m 处,振荡光高斯半径相对变化率曲线.见图3.

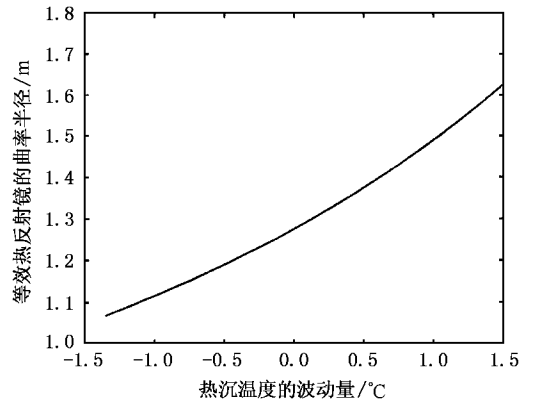


图2 热沉温度波动引起等效凹面反射镜曲率半径的波动曲线

## 2.4. 不对称散热对振荡光形状和指向角的影响

在实际的激光介质散热装置中,热沉的温度并不均匀,这种不均匀性,会对激光介质内部的温度分布产生影响,从而影响激光介质的热透镜,对振荡光场分布的稳定性产生影响.

相对于热沉温度均匀,达到散热平衡的状态,在热沉温度分布不均匀时,激光介质内会产生一个附加的由热沉高温区流向低温区的热流分布,可以按照这个思路估计热沉温度的不均匀波动对振荡光产

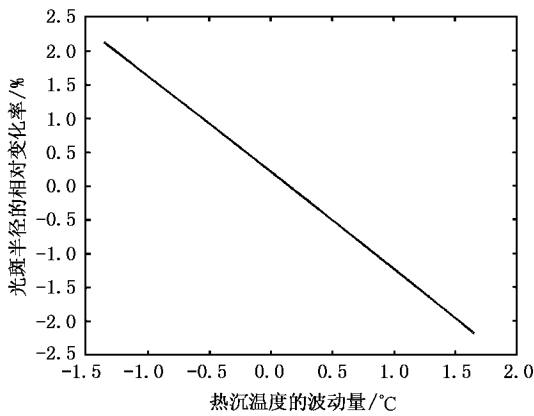


图 3 热沉温度波动引起的振荡光高斯半径相对变化率曲线

生的影响.

假定激光器中,热沉温度均匀,激光介质和热沉温差为  $\Delta T_0(z)$  时,激光介质的散热和热耗可以达到平衡.按照传热规律,当激光介质上方热沉比下方热沉的温度低  $\alpha$  时,轴向坐标  $z$  处的介质薄层内,由上侧面传出去的热量将近似比下侧面传出去的热量多  $\alpha(\Delta T_0(z))$  倍.

假定,为了做到这一点,在热沉温度均匀、平衡散热的模型中,将附加一个从介质下侧面均匀流向上侧面的热流,在厚度  $dz$  的介质薄片上,其大小约  $(P_0(z) dz) \alpha (\Delta T_0(z))$ . 该薄片沿介质轴线的截面积为  $2r_0 dz$ .

这个热流会有一个附加的温度场,设为  $\Psi(x, z)$ . 令  $\alpha = 1$  对它做如下估算 ( $x$  方向为该热流方向).

由热流强度

$$K_T \frac{\partial \Psi(x, z)}{\partial x} = (P_0(z) dz) \left( \frac{1}{2\Delta T_0(z)} \right) \left( \frac{1}{2r_0 dz} \right) = \frac{P_0(z)}{4\Delta T_0(z)r_0},$$

有

$$\frac{\partial \Psi(x, z)}{\partial x} = \frac{P_0(z)}{4K_T \Delta T_0(z)r_0}, \tag{21}$$

$$\Psi(x, z) = \Psi(x, z)|_{-r_0} + \frac{xP_0(z)}{4K_T \Delta T_0(z)r_0} \tag{22}$$

其中  $\Psi(x, z)|_{-r_0}$  表示激光介质下侧面的值,这里简单选取  $\Psi(x, z)|_{-r_0} = 0$ ,不会对数量的估算造成太大的影响.

对于本文实验装置中的端抽谐振腔(见图 5),抽运功率 1.5W,假定热耗为 1.0W,高斯半径  $400\mu\text{m}$  以高斯模型的抽运光代入(2)式进行计算,再将所获得的温度场分布用(22)式修正,代入(3), (4)式获得热等效凹面反射镜.将这个结果代入(5)式进行计算,获得了这种情况下的输出镜面上的光场分布,见图 4. 计算表明,输出镜面上的光心位置相对于后反射面上的光心位置产生了大约  $30\mu\text{m}$  的径向位移,考虑谐振腔的长度为 100mm,可以判断激光指向角发生了大约 0.3mrad 的偏移.

根据计算结果,输出光斑在均匀散热和不均匀散热情况下的变化很大,可以看出,不均匀散热情况下光斑的形状发生了严重的畸变.这是谐振腔对称性遭到破坏所致.

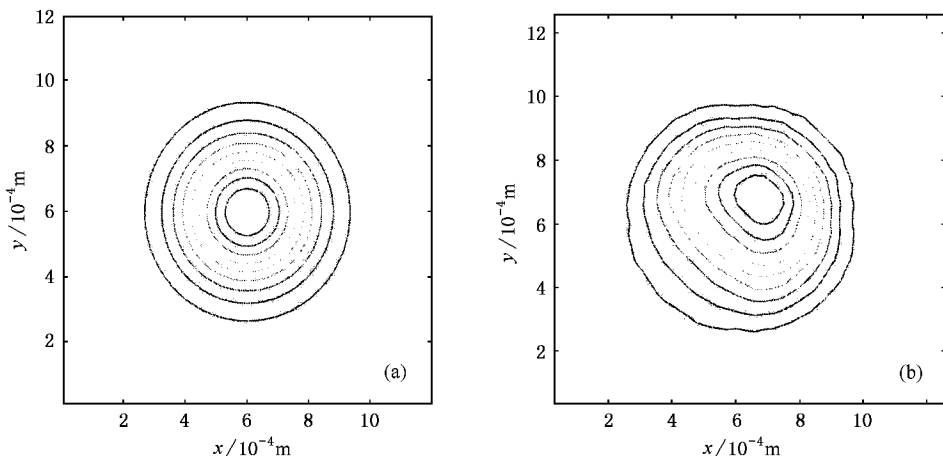


图 4 均匀散热情况下的光斑分布图和不均匀散热情况下光斑分布图比较

### 3. 场分布不稳定的实验测量

本文设计了实验装置,对激光介质散热热沉温度波动时,光场分布的不稳定性进行实验测量.装置图见图 5.抽运源是国产 2W 激光二极管,功率稳定度小于 1%,考虑耦合损耗,实际进入激光介质的功率约为 1.5W.激光介质为 Nd:YAG,其前端面为平面,镀有对 808nm 抽运光的全透膜,对 1064nm 振荡光的全反射膜,这个平面为振荡光谐振腔的一个反射面.谐振腔的输出面为凹面镜,透过率为 0.05,曲率半径 1m.激光介质的热沉通过上下两个制冷功率 8W 的半导体制冷器控制温度.实验观察到热沉的温度波动范围约为  $\pm 1^\circ\text{C}$ .这正好是所采用的温控系统的控温精度.这些和前面计算实例中所采用的参数基本一致.

在这个实验装置中,利用抽运光的分布来抑制高阶横模的振荡.这里激光介质抽运端面抽运光的半径约为  $400\mu\text{m}$ ,接近该谐振腔基模振荡光的半径  $300\text{—}350\mu\text{m}$ .振荡光高阶横模的半径比较大,这里大于  $500\mu\text{m}$ ,同时高阶横模中心光强很弱.而抽运光和基模振荡光则主要集中于中心,所以这里基模振荡光将获得比高阶振荡光大得多的增益.考虑到模式竞争,在小功率抽运时,高阶横模将很难起振,从而被有效抑制.

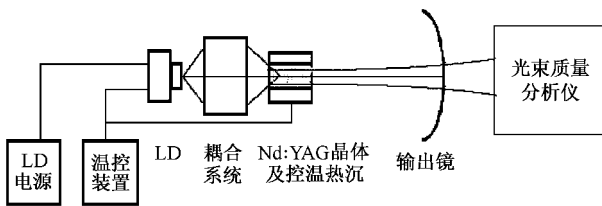


图 5 DPL 实验装置

实验中采用了 Coherent 6700 型光束质量分析仪对振荡光的空间分布进行测量.放置于距离输出镜面 1m 处.整个实验装置被牢固固定在大型减震光学平台上.

#### 3.1. 随机变化的不对称光斑形状

图 6 为测量的典型光斑分布.图中为测量截面上的等强度线分布图.由图 6 可以看到实际的光束分布并不是严格的轴对称分布,由实验观察到,这种不对称的分布随时间随机变化.考虑到实际热沉的

温度分布绝不会完全均匀,而且在热沉温度波动时,这种不均匀会加剧.根据 2.4 节的讨论,这种热沉温度的不均匀波动是光场畸变及畸变波动的重要原因.

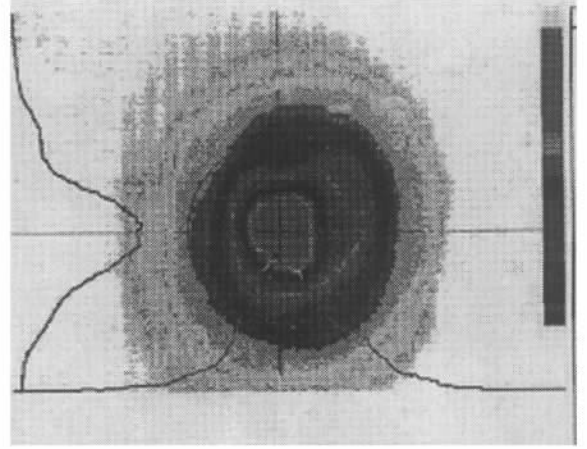


图 6 典型的光强分布图 横截面上的等强度线

#### 3.2. 等效高斯半径的随机变化

对每次测量得到的光斑截面分布进行高斯近似,相应的高斯光中心取在实际光的峰值位置.高斯半径选为所有  $1/e$  峰值光强点到中心点的平均距离.对各个时刻的高斯半径取平均,计算出高斯半径的相对变化率,见图 7.比较图 7 和图 3,可以看出热沉散热的不稳定性是引起高斯半径波动的重要原因.

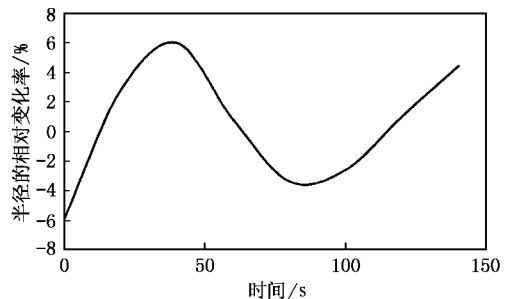


图 7 高斯半径相对变化率的波动

#### 3.3. 光斑中心点位置的随机变化

对测量数据进行处理,找出每组光斑的中心位置.将获得的数据绘成图 8,由图 8 可以很清楚地看到,光斑峰值位置随时间有很大的波动.

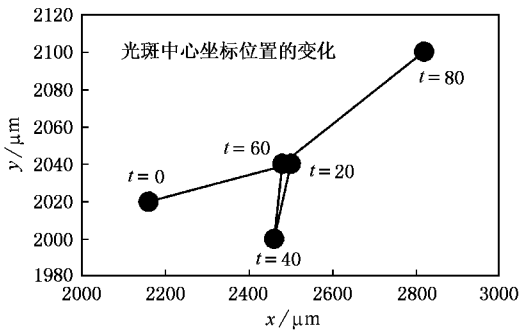


图 8 光斑峰值位置的波动

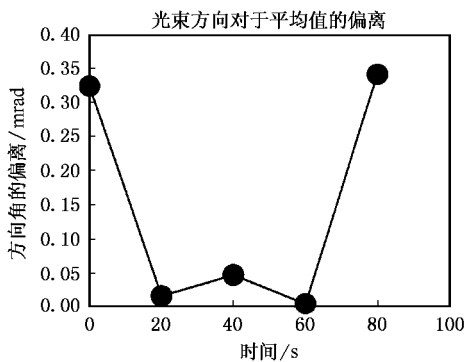


图 9 指向角随时间的波动

### 3.4. 指向角的随机变化

测量仪器中光斑中心位置的偏离只可能由两种原因引起,其一是振荡光在腔内的平移;其二是指向角的随机变化。

抽运光的半径约为  $r = 400\mu\text{m}$ 。实验中测量到的 DPL 激光功率波动小于 3%, 图 8 所显示的测量仪器

中输出激光光斑中心位置的波动达到  $300\mu\text{m}$ 。这意味着,测量仪器中输出光斑中心的波动主要不是由于振荡光的平移引起。

这种波动主要是由于激光方向角的波动引起的。测量仪器距离激光介质抽运端面的距离为 1m, 图 9 是由实际测量的光斑中心位置偏移所计算出的激光方向角的偏移量。它反映了激光指向角随时间的波动情况,最大波动达到 0.35mrad。根据 2.4 节的计算结果,激光指向角波动的一个重要原因是热沉温度的不均匀波动。

## 4. 结 论

激光光场分布的不稳定性来源复杂,一般包括横模竞争<sup>[10]</sup>和热效应的不稳定影响。本文采用端面抽运 DPL 利用压缩抽运光半径的方法抑制横模竞争的影响,此时的场分布不稳定性主要由热效应的不稳定性产生。本文认为热效应的不稳定性主要来源于实际散热条件的不稳定性,据此建立了振荡散热模型和不均匀散热模型,通过数值计算,分析了激光光场的不稳定性,进行了实验测量,测量结果支持了数值计算的结果。

概括起来,本文理论分析的中心思想是:

产生激光光场分布不稳定的一个重要原因,是由于激光介质热耗引起的热透镜的不稳定性。DPL 系统中,激光介质散热能力大小的不断振荡,导致振荡光高斯半径不稳定,激光介质径向上散热的非轴对称分布及其波动,引起指向角的不稳定性和光斑的畸变。

- [ 1 ] Zhang G Y , Zhang C B and Ding X *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 253 ( in Chinese ) 张光寅、张潮波、丁 欣等 2002 物理学报 **51** 253 ]
- [ 2 ] Innocenzi M E , Yura H T and Fincher C L 1990 *Appl. Phys. Lett.* **56** 1831
- [ 3 ] David Welford , David M Rines 1992 *IEEE J. Electronics* **28** 1075
- [ 4 ] Beat Neuenschwander , Rudolf Weber and Henz P Weber 1996 *IEEE J. Electronics* **31** 1082
- [ 5 ] Beat Neuenschwander , Rudolf Weber and Henz P Weber 1996 *Thermal Lens and Beam Properties in Multiple Longitudinally Diode Laser Pumped Nd :YAG Slab Lasers* Vol 32 No 3 p365 – 370
- [ 6 ] Zhang H J 1992 *Heat Conduction* ( Beijing :Higher Education Press ) ( in Chinese ) 张洪济 1992 热传导第 1 版( 北京 :高等教育出版社 )第 16 页 ]
- [ 7 ] Zhang H J 1992 *Heat Conduction* ( Beijing :Higher Education Press ) ( in Chinese ) 张洪济 1992 热传导第 1 版( 北京 :高等教育出版社 )第 322 – 327 页 ]
- [ 8 ] Fox A G and Li T 1961 *Bell System Tech. J.* **40** 453
- [ 9 ] Walter Koechner 1996 *Solid-State Laser Engineering* ( Published by Springer ) pp194 – 199
- [ 10 ] Luo X Q , Zhu S Q and Gao W J 2001 *Chin. Phys.* **10** 1011

## Heat-induced undulation in the distribution of diode-pumped solid-state laser \*

Wang Shi-Yu<sup>1,2)</sup> Guo Zhen<sup>2)</sup> Fu Jun-Mei<sup>1)</sup> Cai De-Fang<sup>2)</sup> Wen Jian-Guo<sup>2)</sup> Xue Hai-Zhong<sup>2)</sup> Tang Ying-De<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>( *Electronics and Information Engineering , Xi'an Jiaotong University , Xi'an 710049 , China* )

<sup>2)</sup>( *School of Technical Physics , Xidian University , Xi'an 710071 , China* )

( Received 19 May 2002 ; revised manuscript received 26 June 2002 )

### Abstract

A theoretical model has been adopted to analysis the unsteady thermal effects in a laser medium. It is based on the fact that the internal dissipation power is always unequal to the heat removed from the surface. According to this , the case in a laser diode pumped solid-state laser has been studied. The result obtained shows that the fluctuations in the laser beam strongly depend on those of the temperature in the heat sink. It was also shown that the dissymmetric temperature distribution of the heat sink distorts the shape of the laser beam. A set of experiments has been carefully designed to proved these conclusions.

**Keywords** : laser diode , solid-state laser , thermal lens

**PACC** : 4260

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China( Grant No.60078022 ) ,and by the National Key Laboratory Foundation of China ( Grant No.51438010201DZ0102 ).