

连续激光二极管端面抽运 Nd·YAG 激光器噪声研究*

陈 梁 过 振 王石语 蔡德芳 文建国
(西安电子科技大学技术物理系, 西安 710071)

摘 要 以连续激光二极管端面抽运 Nd·YAG 激光器为实验模型, 研究了该激光器中输出激光强度噪声、频率噪声和场分布噪声的特性, 并根据实验数据推算出 Nd·YAG 晶体的粒子上能级寿命随温度变化为 $1.83 \mu\text{s}/\text{K}$, 发射截面随温度变化为 $-0.146 \times 10^{-19} \text{cm}^2/\text{K}$ 。

关键词 激光二极管抽运固体激光器, 噪声, 端面抽运。

1 引 言

激光二极管抽运固体激光器(DPL)与传统的灯抽运激光器相比, 由于激光二极管及激活介质实现了谱线耦合和空间耦合, 因而提高了抽运效率, 减少了热耗, 降低了热透镜效应, 改善了光束质量, 具有显著的优越性。在小功率激光二极管抽运固体激光器中, 由于抽运效率高, 热耗较小, 显示出来的噪声也较小; 随着大功率激光二极管的发展, 抽运功率增加, 所抽运的固体激光器中热耗总量也随之增加, 各种噪声现象逐渐严重。为获得高质量的激光输出, 必须抑制激光二极管抽运固体激光器中的噪声。

理论上, 激光器中的噪声极限由散弹噪声和自发辐射噪声组成, 无法消除, 本文不讨论。本文所讨论的噪声是指由于激光二极管抽运功率、激光二极管抽运固体激光器本身的热耗以及晶体温度而导致输出激光的功率起伏、频率漂移和激光场分布变化等输出特性的变化, 分别称为强度噪声、频率噪声和场分布噪声。

激光二极管抽运固体激光器的噪声研究包括由激光二极管引起的噪声及抽运过程中产生的噪声两部分内容。前人的研究表明: 激光二极管引起的噪声主要是二极管阵列中各发光节的横模的空间消长引起的低频(几千赫兹)强度噪声; 抽运过程中产生的噪声主要是由激光的弛豫振荡引起的中频(几十千赫兹至几百千赫兹)强度噪声。关于抽运功率及抽运过程中产生的热耗与噪声的关系的文献尚不多见。本文以激光二极管端面抽运 Nd·YAG 激光器为实验模型, 研究了激光噪声特性的影响, 以期抑制激光二极管抽运固体激光器噪声、改善激光输出特性提供理论和实验依据。

* 固体激光技术国家重点实验室基金资助。

2 实验装置

本实验所用激光二极管端面抽运Nd:YAG的结构如图1所示。激光二极管为美国

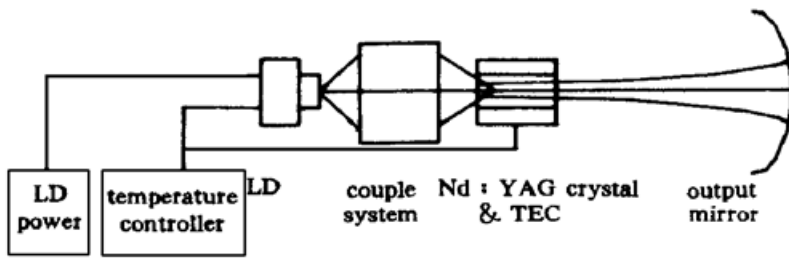


Fig. 1 Scheme of LD end-pumped Nd:YAG

POLAROID 公司产品, 型号为 5100-C1, 室温下最大连续输出光功率为 2W。激光二极管的输出经大数值孔径的组合透镜和柱面透镜准直、整形、聚焦。根据计算和实验, 调整耦合光学元件之间的位置, 选取圆形且具有较大景深的像散光斑, 抽运于激光晶体前表面, 耦合系统效率 80%。Nd:YAG 晶体为华北光电技术研究所生产, 尺寸为 $\phi 4 \text{ mm} \times 10 \text{ mm}$, 前表面对 808 nm 镀增透膜, 对 1064 nm 镀全反膜, 作为激光腔镜; 后表面对 1064 nm 镀增透膜。输出腔镜是曲率半径为 1000 mm 的凹面镜, 镀 1064 nm 高反膜, 透过率为 6%。腔长 L 为 130 mm。晶体温度保持在 20℃, 激光二极管峰值波长保持为晶体的吸收峰值 807.5 nm。

激光二极管抽运固体激光器输入-输出曲线如图 2 所示, 其光-光效率为 25.5%, 斜率效率为 33.6%。

在激光二极管抽运固体激光器系统中, 热耗对激光二极管、激光晶体同时产生影响, 而最终都表现在输出激光特性的变化上。为此需采取特殊手段, 分清各自对输出激光特性的影响究竟如何。为做到这一点, 本文设计制作了两套精密控温装置。第一套温控装置调整激光二极管的工作温度, 一方面保证抽运光功率的稳定, 另一方面保证在不同的工作电流下, 激光二极管的输出波长始终为晶体的吸收峰值; 第二套装置调整激光晶体的温度, 用以研究对输出噪声的影响。当激光二极管工作电流和工作温度以及晶体温度设定不变时, 在一个小时内测量得激光二极管功率起伏小于 0.15%, 输出激光功率起伏小于 1%, 可认为抽运光“无噪声”。

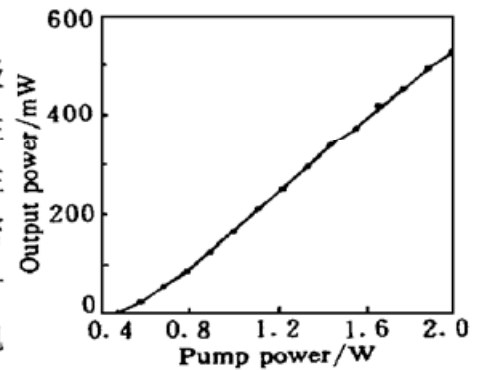


Fig. 2 Relation between input and output power

3 激光二极管抽运固体激光器强度噪声的研究

激光二极管抽运固体激光器的强度噪声主要是指输出激光的功率起伏或波动。

在激光二极管端面抽运固体激光器中, 晶体中的温度分布与灯抽运固体激光器有很大区别。在灯抽运固体激光器中, 可认为晶体轴向是均匀抽运的, 晶体温度分布只存在横截面上的差异。但在激光二极管端面抽运固体激光器中则不同, 为了实现抽运光与振荡光的空间耦合, 抽运光并非照亮全部晶体, 而是聚焦成细小光束, 集中在晶体端面中央。由于晶体对抽运光的纵向吸收, 抽运光在晶体中的功率密度、热耗密度及温度梯度呈现出三维不均匀分布, 使晶体中的热效应比灯抽运激光器要复杂得多, 因热耗而导致的输出功率的起伏也与灯抽运情况不同。

3.1 弛豫振荡强度噪声

采用 TEK495P 频谱分析仪测量了强度噪声, 装置如图 3 所示。观察到的噪声频谱尖峰

随抽运功率移动的现象如图 4 照片所示。可以看出输出噪声频率在几十千赫兹至几百千赫兹之间。

对于连续激光器, 输出功率的波动从频率的角度大致可分为以下几类^[1]:

小于 1 kHz 的波动可归结为谐振腔中各

元件的机械和热的不稳定性以及抽运源功率的波动; 几十千赫兹至几百千赫兹的波动是由激光的弛豫振荡引起的; 几兆赫兹的波动属于激光横模竞争, 而几百兆赫兹的波动则属于激光纵模之间的竞争。从实验中可看出本实验系统中弛豫振荡是引起激光输出波动的最主要因素, 它使激光输出具有正弦型的起伏。由于激光二极管作为抽运源, 其稳定性远高于闪光灯, 故由抽运源引起的低频段的强度噪声较小, 从而使得在灯抽运激光器中为非主要因素的弛豫振荡成为激光二极管抽运固体激光器中强度噪声的主要因素。

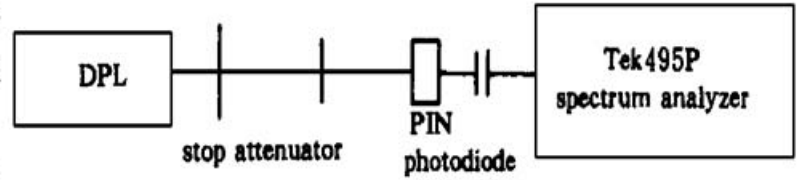


Fig. 3 Measurement of laser relaxation oscillation

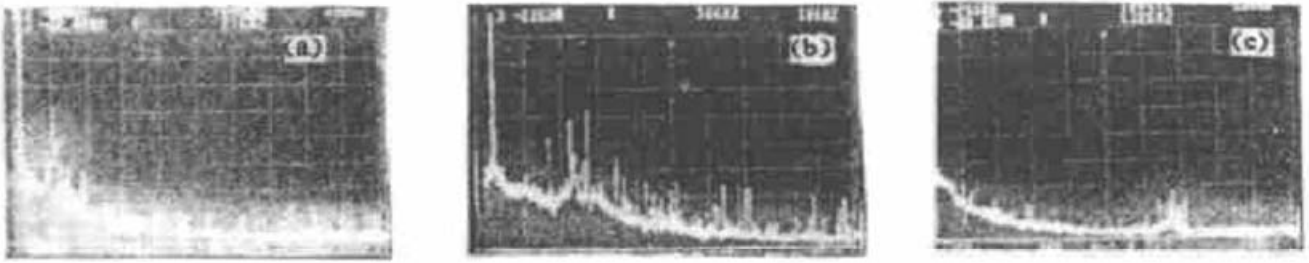


Fig. 4 The frequency shift of relaxation oscillation with pump power. (a) $f = 21$ kHz, $P_{in} = 0.7$ W; (b) $f = 52$ kHz, $P_{in} = 0.9$ W; (c) $f = 132$ kHz, $P_{in} = 1.9$ W

3. 1. 1 弛豫振荡频率与抽运功率的关系

实验中发现, 保持晶体温度不变, 改变抽运功率, 弛豫振荡频率随抽运功率增大向高频方向移动, 实验结果如图 5(a) 所示。

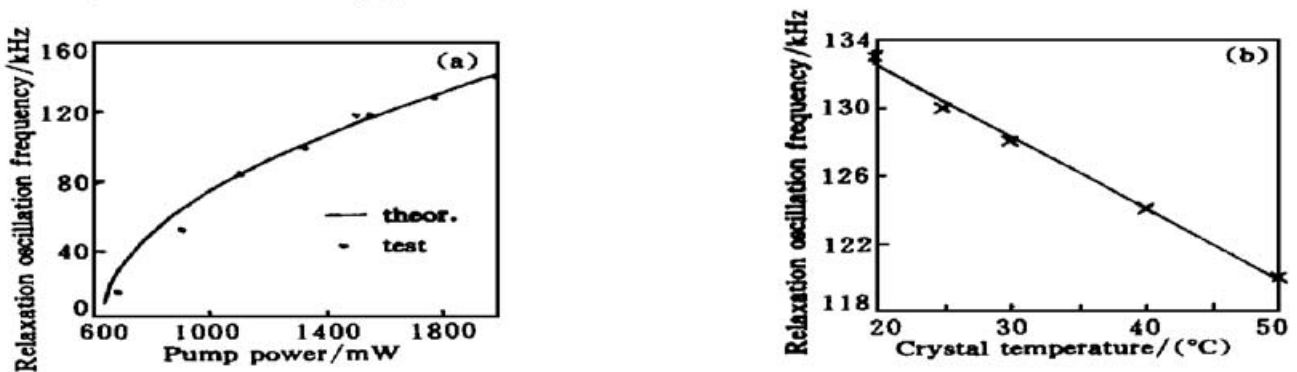


Fig. 5 The relationship of frequency of relaxation oscillation with pump power and crystal temperature. (a) The frequency of relaxation oscillation with pump power, (b) The frequency of relaxation oscillation with crystal temperature

弛豫振荡频率与抽运功率的关系可用下式表达^[2]

$$2\pi f = \left[\frac{(W - 1)C(L_i + L_c)}{2l_c\tau} - \frac{W^2}{4\tau^2} \right]^{1/2}, \quad (1)$$

其中, f 为弛豫振荡频率; W 为相对抽运功率, $W = P/P_{in}$; c 为光速; τ 为激光晶体的粒子上能级寿命; L_i 为腔内损耗; L_c 为镜面输出损耗; l_c 为激光腔的光程, $l_c = nL$ 。

根据(1)式计算出弛豫振荡频率与抽运功率的关系曲线, 其参数由实验装置确定, 计算

结果如图 5(a) 中实线所示。可以看出，理论计算与实验数据符合较好。

3.1.2 弛豫振荡频率与晶体温度的关系

保持抽运功率恒定为 1.9 W，改变晶体温度，弛豫振荡频率随晶体温度升高向低频方向移动，实验结果如图 5(b) 所示。弛豫振荡频率随晶体温度改变的原因可归结为是由于激光晶体的粒子上能级寿命随晶体温度而改变所导致。根据 (1) 式，由图 5(b) 中的实验数据可推算出 Nd·YAG 晶体的粒子上能级寿命随晶体温度而改变的数量为：温度每升高 1 K，粒子上能级寿命大约增加 1.83 μ s。

3.2 激光输出功率与晶体温度的关系

在实验中发现激光输出功率随晶体温度升高而下降。为定量研究这一现象，本文采用温控热沉保持晶体的温度恒定，在晶体处于不同温度的条件下测量了激光的输出功率变化。为了避免晶体热沉由于升温而引起形变，导致谐振腔偏离最佳状态，每次晶体升温后都重新调节输出镜使得输出功率最大。测量结果如图 6 所示。

激光输出功率随晶体温度升高而下降的原因是很复杂的，影响原因可能是晶体对抽运光和振荡光的吸收随温度变化，也可能是晶体特性参数随温度而变化。采用图 7 所示装置测量了晶体对抽运光的吸收，采用图 8 所示装置测量了晶体对振荡光的吸收。

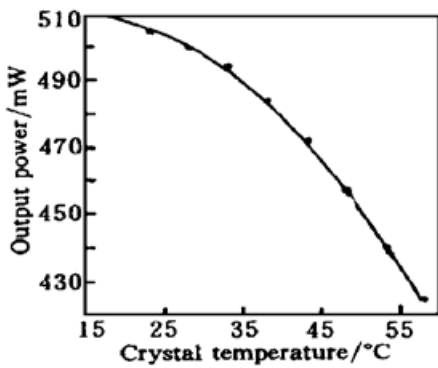


Fig. 6 The relationship of output power with crystal temperature

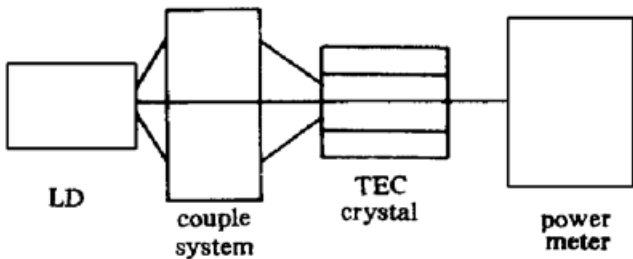


Fig. 7 Measurement of absorption of pump light vs crystal temperature

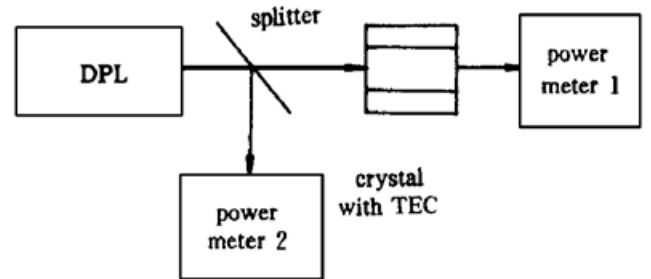


Fig. 8 Measurement of reabsorption of oscillation light vs crystal temperature

晶体对抽运光的吸收与温度的关系如图 9 所示。可看出晶体对抽运光和振荡光的吸收基本不随温度变化，所以这不是影响激光输出功率变化的主要原因。主要原因只能归结为晶体特性参数随温度而变化，即晶体的增益系数随晶体温度的变化。定义晶体增益系数为反转粒子数与晶体发射截面的乘积。晶体的发射截面随晶体温度而变化，趋势为晶体温度升高，发射截面减小。而前面讨论过粒子的上能级寿命随晶体温度升高而增大，这会使激光阈值下降，输出功率增大。但发射截面下降使输出功率下降的趋势远大于因粒子上能级寿命增加而使输出功率增加的趋势，因而激光输出功率随晶体温度升高而下降。根据激光二极管抽运固体激光器的速率方程^[3]：

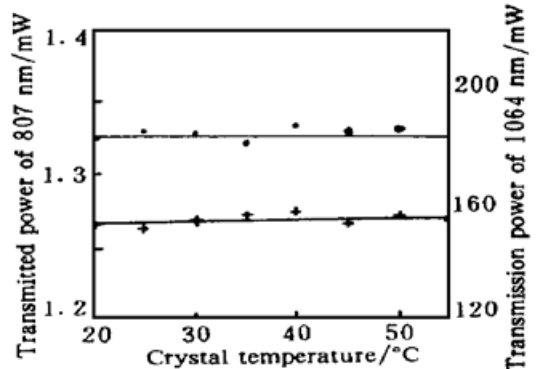


Fig. 9 Absorption of pump light vs crystal temperature

$$\frac{dn(x, y, z, t)}{dt} = r(x, y, z) - \frac{n(x, y, z, t)}{\tau} - \frac{c\sigma n(x, y, z, t)}{n_g} S_0(t) S_0(x, y, z), \quad (2)$$

$$\frac{dS_0(t)}{dt} = \frac{c\sigma}{n_g} \int n(x, y, z, t) S_0(x, y, z, t) dV - \frac{c\delta_0}{2n_g l} S_0(t), \quad (3)$$

其中, $n(x, y, z, t)$ 为反转粒子数密度; $r(x, y, z)$ 为抽运速率密度, 等于抽运光强分布函数 $r_0(x, y, z)$ 与腔内总抽运速率 R 的乘积; R 等于介质吸收功率 P_{abs} 除以抽运光子能量

$$R = \frac{P_{\text{abs}}}{h\nu_p} = \frac{T_0 P_0 [1 - \exp(-\alpha l)]}{h\nu_p}, \quad (4)$$

$S_0(x, y, z, t)$ 为基模振荡光子密度, 等于腔内基模振荡光子总数 $S_0(t)$ 与归一化分布函数 $S_0(x, y, z)$ 的乘积; h 为普朗克常数; ν_p 为抽运光频率; T_0 为抽运系统耦合效率; P_0 为激光二极管的总发射功率; α 为增益介质在 ν_p 处的吸收系数; l 为增益介质长度; τ 为激光上能级荧光寿命; c 为真空中光速; σ 为受激发射截面; n_g 为增益介质折射率; δ_0 为基模腔内往返损耗率; 积分在整个增益介质内进行。

由速率方程推导出激光输出功率的计算公式

$$P_{\text{out}} = \frac{S_0 h \nu_s T_1}{2l n_g / c}, \quad (5)$$

式中, 分子为透过输出镜能量, 分母为腔内光倒空时间; S_0 为腔内基模振荡光子总数, 此时 $S_0 = S_0(t)$; ν_s 为输出激光频率; T_1 为输出镜透过率。

考虑到激光上能级寿命随晶体温度的变化, 将图 9 的实验数据代入(5)式, 算出 Nd·YAG 的发射截面随晶体温度的变化趋势为: 温度升高 1 K, 发射截面下降 $0.146 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ 。具体推导过程将另撰文详述。

3.3 激光纵模竞争噪声

本文还用共焦球面扫描干涉仪研究了激光纵模竞争的现象。图 10 为拍摄到的纵模竞争现象的照片。图 10(a) 为阈值抽运功率附近的纵模, 这时只有一个纵模。随着抽运功率增大, 观察到出现了两个纵模, 接着又出现了三个纵模, 如图 10(b) 和图 10(c) 所示。实验中还观察到, 在抽运功率较大的情况下, 纵模数是不固定的, 在两个纵模和三个纵模之间来回转变, 由此而带来了纵模竞争噪声。纵模竞争除了使输出功率起伏外, 还同时引起激光频率的不稳定。由扫描干涉仪的自由光谱区为 4 GHz 可知, 纵模竞争引起的激光频率变化的量级大约为 1 GHz。



Fig. 10 The competition of longitudinal mode. (a) Single mode, (b) Two modes, (c) Three modes

4 激光二极管抽运固体激光器频率噪声的研究

输出激光的频率噪声是指输出激光光谱线的漂移。

本文采用 WDG30 光栅单色仪测得实验数据如图 11 所示, 发现输出激光波长随晶体温度而变化。从图中可看出, 晶体温度升高 30 K, 输出光频谱的峰值从 1064.1 nm 漂移到 1064.3 nm, 相当于输出频率变化了 -53 GHz, 或者 -1.77 GHz/K。

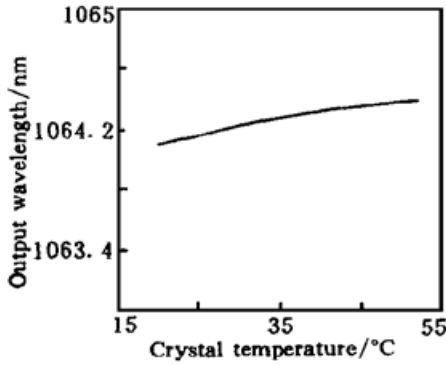


Fig. 11 Frequency of output light vs crystal temperature

激光器输出频率的稳定性受制于激光晶体温度起伏的关系为^[4]

$$\frac{d\nu}{dt} = -\nu \left(\frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial t} \right), \quad (6)$$

其中, ν 为激光振荡频率; n 为晶体的折射率, $\frac{\partial n}{\partial t}$ 为晶体的折射率温度系数, 对于 Nd:YAG 晶体, $\frac{\partial n}{\partial t} = 7.3 \times 10^{-6}/\text{K}$; $\frac{\partial L}{\partial t}$

为谐振腔的热膨胀系数; L 为谐振腔腔长。

根据(6)式, 当不考虑腔长影响时, 输出激光的频率随温度的漂移为 -1.13 GHz/K。若再考虑到谐振腔的影响, 则频率随温度漂移的数值还应该再大一些, 所以计算值与实验值是相符合的。

实验还观察了抽运功率与激光器输出波长的关系, 发现抽运功率增大引起输出频率漂移。原因可归结为抽运功率增大使晶体温度整体升高所致。

5 激光二极管抽运固体激光器场分布噪声的研究

输出激光的场分布噪声主要是指输出激光的横模形状的变化以及发散角的变化。

激光二极管端面抽运固体激光器中晶体热透镜焦距与抽运功率的关系为^[5]

$$f = \frac{\pi k_c \omega_p^2}{P_{ph} (dn/dt)} \left[\frac{1}{1 - \exp(-\alpha l)} \right], \quad (7)$$

其中, k_c 为晶体的热传导率; ω_p 为抽运光束的 $1/e^2$ 高斯半径。 dn/dt 为折射率随温度变化; α 为晶体材料对抽运光的吸收系数; 致热功率 $P_{ph} = P_0 T_0 (1 - \eta)$; P_0 为激光二极管的总抽运功率; T_0 为耦合系统的透过率; η 为激光器的斜率效率。

由(7)式可知: 若抽运光半径不变, 晶体热透镜焦距只与抽运功率有关; 若抽运功率不变, 则晶体内外温差也不变, 热透镜焦距是常数。人为改变晶体边界温度, 达到热平衡后, 晶体内外温度差是不变的, 因而不能靠改变晶体边界温度来改变晶体热透镜焦距。由于激光二极管端面抽运固体激



Fig. 12 The equivalent of thermal lensing

光器的特殊性, 热透镜的位置在晶体的左端面。因而可以这样对谐振腔进行热透镜的等效: 谐振腔左端面变成曲率半径为两倍热透镜焦距的全反镜, 而不再考虑热透镜, 如图 12 所示。等效之后, 就可以按照一般稳定球面空腔来计算光束的发散角, 只不过谐振腔中一个反射镜的曲率半径是随抽运功率而变的。一般稳定球面空腔的光束发散角的计算公式为^[6]

$$\theta_{1/2} = 0.939 \left[\frac{\lambda^2 (2L - R_1 - R_2)^2}{4L (R_1 - L) (R_2 - L) (R_1 + R_2 - L)} \right]^{1/4} =$$

$$0.939 \left[\frac{\lambda^2 (2L - 2f_h - R_2)^2}{4L(2f_h - L)(R_2 - L)(2f_h + R_2 - L)} \right]^{1/4}, \quad (8)$$

其中, $\theta_{1/2}$ 为半功率点发散角; R_1 为热透镜等效的晶体左端面凹反射镜的曲率半径, $R_1 = 2f_h$; R_2 为输出镜曲率半径; f_h 为热透镜焦距。

根据上式计算可以得到热透镜焦距与光束发散角的关系如图 13 所示。由晶体热效应分析得到抽运光功率与热透镜焦距的关系示于图 14。根据这些关系就可以得到抽运光功率与输出光发散角的关系如图 15 所示。可看出光束发散角随抽运光功率增大而相应增大。实际上光束的 M^2 因子是一个常数, 抽运功率增大, 热透镜焦距变短, 相当于一个反射镜的曲率半径减小, 使得光束束腰半径减小, 因而光束发散角就要相应增大。

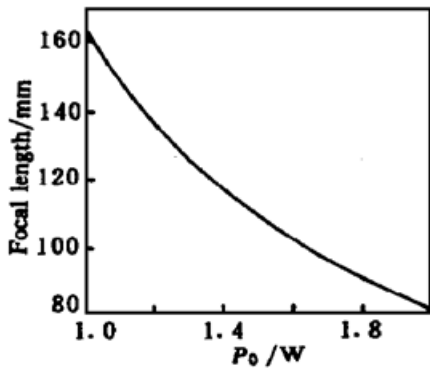


Fig. 13 Focal length vs beam divergence

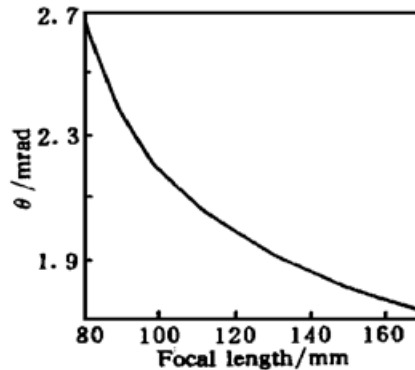


Fig. 14 Focal length vs pump power

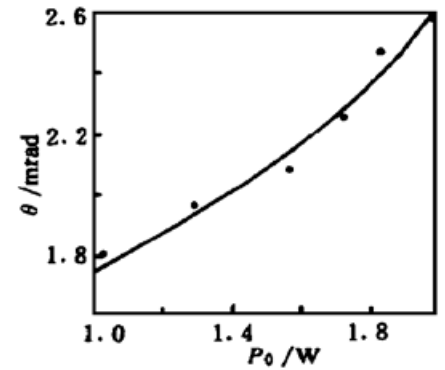


Fig. 15 Beam divergence vs pump power

此外, 实验还采用 Coherent 6700 型光束质量分析仪研究了输出激光的光斑形状与晶体温度和抽运功率的关系。保持晶体温度恒定为 20°C , 改变抽运功率, 测量得到的光斑图像如图 16 所示。图 16(a) 为阈值附近的光斑形状, 光斑为基横模, 与高斯型匹配很好。从图 16(b) 和图 16(c) 中可看出, 随着抽运功率的增大, 光斑的高斯型匹配系数下降, 光斑基横模形状变差。同时观察到光束发散角随抽运功率而增大, 实验数据如图 15 中的数据点所示, 可看出上面的理论计算与实验是相符的。

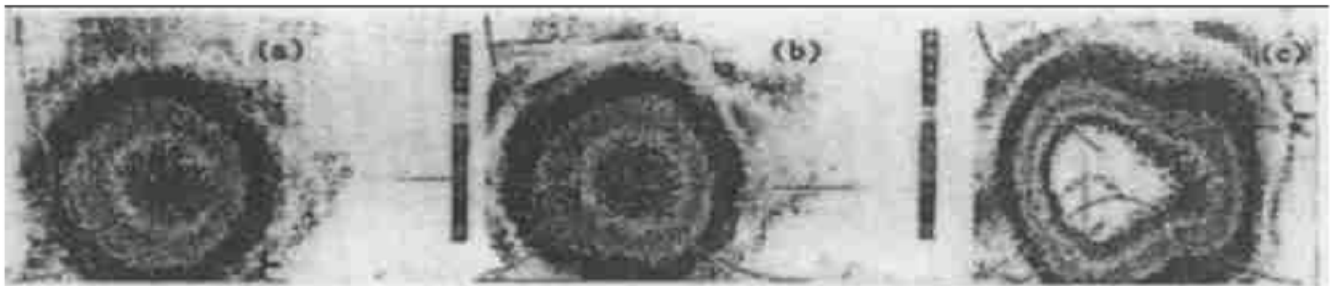


Fig. 16 The relationship of transverse modes with pump power at $T = 20^\circ\text{C}$. (a) $P_{in} = 1.00\text{ W}$, (b) $P_{in} = 1.33\text{ W}$, (c) $P_{in} = 1.66\text{ W}$

保持抽运功率恒定为 1.44 W , 改变晶体温度, 测量得到的光斑图像如图 17 所示。从图 17(a)~图 17(d), 晶体温度依次下降, 可观察到光斑的质量逐渐下降, 并且在侧边又出现一个强度较小的横模振荡。由此现象可知, 在特定腔型的条件下, 激光的横模竞争是与晶体温度有关系的, 晶体的温度升高反而抑制了多横模的出现, 减小了横模竞争带来的噪声。这是因为晶体温度升高导致增益系数减小, 抑制了损耗较大的高阶横模的振荡。

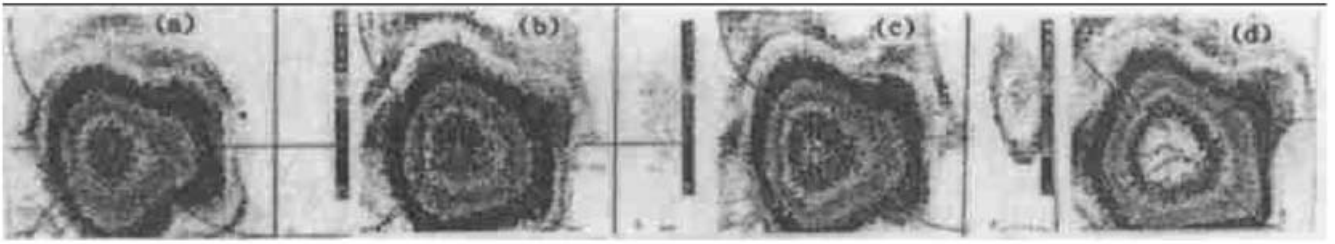


Fig. 17 The relationship of transverse modes with crystal temperature at $P_{in} = 1.44 \text{ W}$. (a) $T = 50^\circ\text{C}$, (b) $T = 40^\circ\text{C}$, (c) $T = 30^\circ\text{C}$, (d) $T = 20^\circ\text{C}$

结 论 激光二极管抽运固体激光器中的噪声是一个非常复杂的问题, 为研究方便, 将这些噪声大致分为三类: 强度噪声、频率噪声和场分布噪声。通过实验与理论相结合的方法, 本文研究了上述噪声与激光二极管抽运固体激光器中抽运功率和晶体温度的关系。根据实验现象和理论推导, 总结出如下一些结论: 在激光二极管抽运固体激光器中, 激光的弛豫振荡是激光强度噪声的最主要原因; 激光输出功率随晶体温度升高而下降; 激光输出频率随晶体温度升高而向低频漂移; 光束发散角随抽运功率增大而增大; 横模光斑受晶体温度影响。

作者感谢华北光电技术研究所周寿桓教授、姜东升博士、赵洪博士为实验提供的帮助; 感谢西安电子科技大学安毓英教授、中国工程物理研究院流体物理研究所杨成龙研究员对论文工作提出了许多宝贵的意见。

参 考 文 献

- [1] Koechner W. Solid-State Laser Engineering, 4th Edition Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1996. 253~ 255
- [2] Geusic J E, Marcos H M, Van Uitert L G. Physics of Quantum Electronics, Kelly P L, Lax B, Tannenwald P E Eds., New York: McGraw-Hill Book Company, 1966. 725~ 734
- [3] 戴特力. 半导体二极管抽运固体激光器, 成都: 四川大学出版社 1993. 83
- [4] Hake H. Light(2). The Netherland, North-Holland: Physics Publishing, 1985.
- [5] Innocenzi M E, Yura H T, Fincher C L *et al.*. Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **56**(19): 1831~ 1833
- [6] 周炳琨, 高以智, 陈家骅等. 激光原理, 北京: 国防工业出版社, 1980.

Study of Noise in CW LD End-Pumped Nd·YAG Laser

Chen Liang Guo Zhen Wang Shiyu Cai Defang Wen Jianguo
(Applied Physics Department, Xidian University, Xi'an 710071)

(Received 28 September 1998; revised 28 December 1998)

Abstract By using a continuous-wave, LD end-pumped Nd·YAG laser as a model of the experiment, the noises including intensity noise, frequency noise and field distributing noise of the laser are studied. Based on the experiment data, the change of upper energy level life time of Nd·YAG particles on temperature is derived as $1.83 \mu\text{s}/\text{K}$, and the change of emission section on temperature is $-0.146 \times 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{K}$.

Key words laser diode pumped solid laser, noise, end-pump.

- [4] 林世鸣, 吴荣汉, 黄永箴等. 低阈值电流的 GaAs/GaAlAs 垂直腔面发射激光器. 高技术通讯, 1994, 4(10): 11~13
- [5] 吴荣汉, 周增圻, 林耀望等. 亚毫安室温连续工作 InGaAs 垂直腔面发射激光器. 高技术通讯, 1995, 5(9): 24~26
- [6] 郭长志, 陈水莲. 分布反射面发射垂直微腔半导体激光器的微腔效应. 物理学报, 1997, 46(9): 1731~1743
- [7] Huang Y Z, Pan Z, Wu R H. Analysis of the optical confinement factor in semiconductor lasers. *J. Appl. Phys.*, 1996, 79(8): 3827~3830
- [8] Huang Y Z, Wang C M. Resonant tunneling, eigenvalue and energy band calculation for potential and periodical potential structures. *Appl. Phys. (A)*, 1992, 54(2): 191~195
- [9] Huang Y Z. Effect of reflectivity at the interface of oxide layer on transverse mode control in oxide confined vertical-cavity surface-emitting lasers. *J. Appl. Phys.*, 1998, 83(7): 3769~3772
- [10] 刘德贵, 费景高, 于泳江等编. FORTRAN 算法汇编, 第二分册, 北京: 国防工业出版社, 1983. 334~341
- [11] Yang G M, MacDougal M H, Pudikov V *et al.*. Influence of mirror reflectivity on laser performance of very-low-threshold vertical-cavity surface-emitting lasers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1995, 7(11): 1228~1230

Influence of Reflection Phase of Air Interface on Mode Characteristics of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers

Huang Yongzhen

(State Key Laboratory on Integrated Optoelectronics, Institute of Semiconductors,
The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083)

(Received 2 July 1998; revised 29 December 1998)

Abstract The mode characteristics for vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSEL) with different cap layer thickness are numerically analyzed. The results show that the threshold gain can increase several times for VCSEL with unmatched cap layer, which results from an anti-phase reflectivity from the air-interface. The mode field intensity distribution inversely increases near the air interface as the reflectivity of the air interface is anti-phase with that of distributed Bragg reflector. A precision etching of the cap layer can be used for improving the laser performance.

Key words semiconductor lasers, vertical-cavity surface-emitting lasers, distributed Bragg reflector.