

量子阱激光二极管泵浦单块 Nd : YLF 激光器

沈小华 周复正 马建伟 薛 强 林尊琪 肖建伟 徐俊英 张敬明 徐遵图

(中国科学院上海光机所, 上海 201800)

(中国科学院半导体研究所, 北京 100083)

提要 用多量子阱激光二极管阵列(MQW-LDA)泵浦单块 Nd : YLF 激光器, 脉冲工作, 获得 1.047 μm 的线偏光输出。阈值泵浦功率 6.8 mW, 斜率效率为 24%, 输出脉冲能量达 6.7 μJ ; 用增益开关获得 50 mW 的峰值功率输出。理论计算了泵浦阈值、斜率效率, 获得了增益开关的数值解结果, 与实验基本一致。

关键词 量子阱激光二极管, 椭圆高斯光

Quantum-well laser diode pumped monolithic Nd : YLF laser

Shen Xiaohua, Zhou Fuzhen, Ma Jianwei, Xue Qiang, Lin Zunqi

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

Xiao Jianwei, Xu Junying, Zhang Jingming, Xu Zuntu

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing 100083)

Abstract A monolithic Nd : YLF laser was pumped by a multi-quantum-well laser diode array and the linear polarized light was obtained at 1.047 μm with a threshold of 6.8 mW and a slope efficiency of 24%. The maximum output energy reached 6.7 μJ . The peak power of 50 mW was achieved by a gain-switching. Theoretical analysis for the threshold, the slope efficiency and the gain-switching of the solid laser pumped by a laser diode was presented.

Key words quantum-well diode laser, elliptical Gaussian beam

1 引 言

我们在实现了双异质结激光二极管(DH-LD)泵浦 Nd : YAG 和 Nd-glass 的固体激光输出^[1,2]之后, 本文报道用量子阱激光二极管阵列泵浦 Nd : YLF 单块激光器的实验结果。

在 MQW-LDA 内对阱内的载流子实现了限制, 发生了能量量子化, 使态密度呈阶状分布, 不同于一般 DH-LD 的抛物线状分布, 这种结构使得 MQW-LDA 有许多特有的优越性能, 如: 低阈值电流、高偏振度、弱温度效应等^[3], 可获得高功率的半导体激光输出, 它是固体激光器的

理想泵浦源。Nd:YLF 是一种单轴晶体, a 轴的 Nd:YLF 晶体有 $1.047 \mu\text{m}$ (π 偏振光) 和 $1.053 \mu\text{m}$ (σ 偏振光) 两个激光波长, 由于 π 偏振光的增益截面大于 σ 偏振光, π 偏振光优先起振, 不需在腔内加起偏元件就能得到 $1.047 \mu\text{m}$ 的线偏光输出, 减小了腔损, 这对 DPL 的倍频、调 Q 非常有利^[4]。Nd:YLF 晶体的 $\sigma\tau_f$ (增益截面与荧光寿命的乘积) 较大, 是 Nd:YAG 的两倍多, 决定了 Nd:YLF 激光器有较低的阈值。

2 实验和结果

单块振荡器的 Nd:YLF 晶体棒长 4 mm, 直径 3 mm, 平凹腔结构。输入端为平面, 镀多层介质膜, 对 $1.047 \mu\text{m}$ 反射达 99.6%, 对 $0.791 \mu\text{m}$ 透过 90%; 输出端为球面, 曲率 $R = 50 \text{ mm}$, 对 $1.047 \mu\text{m}$ 输出透过 2%。腔的 TEM_{00} 模束腰半径 $\omega_0 = 71 \mu\text{m}$ 。实验用一个 MQW-LDA 端面纵向泵浦 Nd:YLF 激光器。MQW-LDA 室温下中心辐射波长为 784 nm, 升温使之漂移到 Nd:YLF 晶体的吸收峰 791 nm。图 1 是 MQW-LDA 的 $P-I$ 特性曲线, 阈值电流为 240 mA, 最大输出脉冲功率为 80 mW。光耦合采用焦点共轭成像技术, 由两个大口径非球面透镜组成, 耦合效率 70%。图 2 是用二维 CCD 图像处理系统测量 MQW-LDA 在焦斑处的强度分布, 其半宽度尺寸为 $110 \times 30 \mu\text{m}^2$ 。

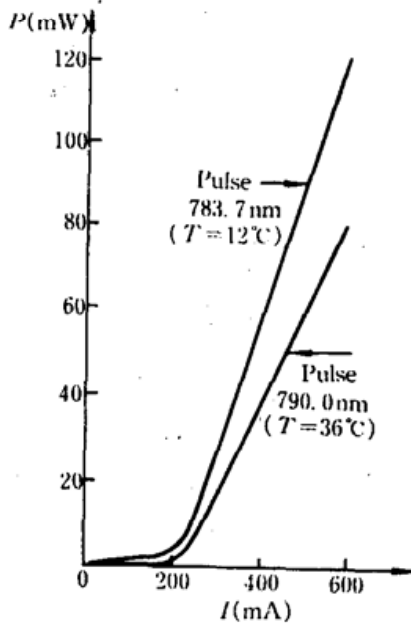


Fig. 1 Power vs drive current for MQW-LDA

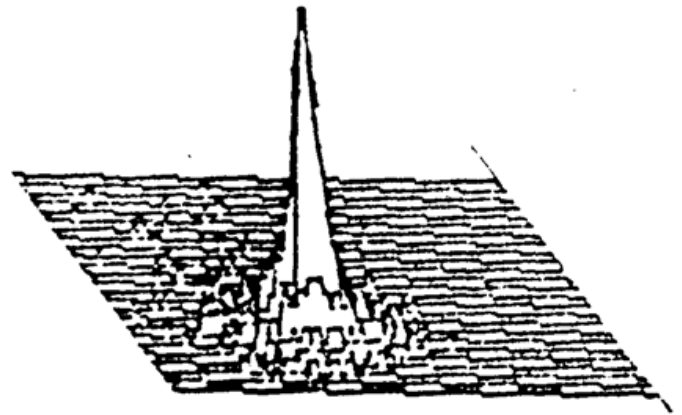


Fig. 2 Intensity distribution of the MQW-LDA at focus

MQW-LDA 的驱动源以脉冲方式工作, 脉宽 $400 \mu\text{s}$, 重复率 100 Hz。激光器处于最佳状态时, 获得泵浦阈值功率为 6.8 mW。用高灵敏功率计测量 Nd:YLF 激光器的输出。图 3 是不同泵浦功率下固体激光的输出脉冲功率, 图中实线是实验值, 虚线是理论计算所得。在 80 mW 的脉冲泵浦下, 固体激光器的输出为 17.3 mW, 脉冲能量 $6.7 \mu\text{J}$, 光-光斜率 24%。图 4 是输出激光在二维 CCD 上的空间强度分布。图 5 是 Nd:YLF 激光的偏振特性曲线, 偏振度大于 0.9。我们还用光谱计测量了输出激光谱线波长, 只发现 $1.047 \mu\text{m}$ 谱线, 说明在腔内无抑制 $1.047 \mu\text{m}$ 振荡的起偏元件下, 80 mW 脉冲泵浦仍不足以使 $1.053 \mu\text{m}$ 的 σ 偏振光在腔内起振。

实验中我们用增益开关原理获得 50 mW 的峰值功率输出。首先用低功率的宽脉冲光泵使增益介质内上能级粒子数积累到略低于阈值反转, 接着用一个高功率的窄脉冲, 即刻形成过阈值的反转粒子数状态, 使输出激光的上升沿变得很陡。第二脉冲的高光泵可以使激光峰值达到

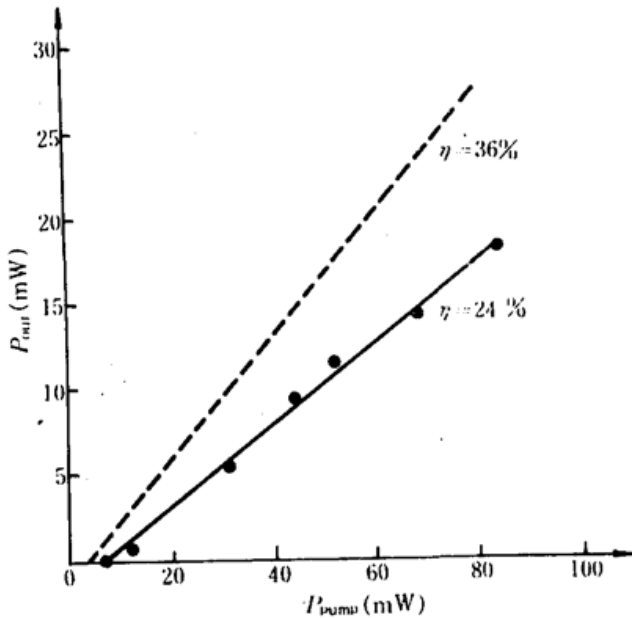


Fig. 3 Slope efficiency of the Nd : YLF laser pumped by a MQW-LDA

--- : theoretical data; — : experimental data

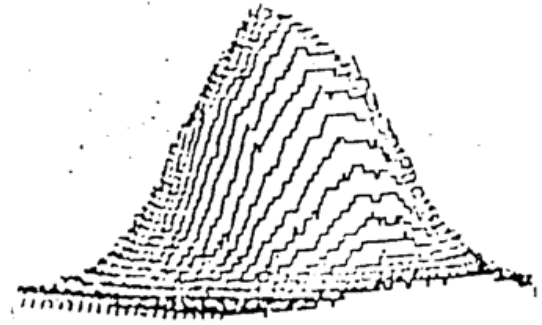


Fig. 4 Two dimensional intensity distribution of the Nd : YLF laser

很高的水平。激光的下降沿处于光泵为零的状态,腔内高密度的光子数与上能级粒子相互作用,很快使反转粒子数低于阈值,导致下降沿变陡,这两个过程提高了激光峰值功率,压缩了脉冲宽度。实验采用不同宽度和幅度的窄脉冲作为第二脉冲来激励,结果如图 6(a),图 6(b) 是从速率方程出发,计算模拟得增益开关下的输出波形。实验和理论分析都表明第一泵浦脉冲的幅度越高,输出脉冲的峰功率就越大,脉宽更窄。

3 理论分析和讨论

半导体激光的远场为椭圆高斯分布。椭圆高斯光束的传播可看成是两个独立高斯光束的传播,它们在 $X-Z$ 和 $Y-Z$ 两平面上分别遵守高斯光束的规律。下面用速率方程理论推导椭圆高斯光纵向端面泵浦四能级圆柱形增益介质的阈值表达式。假定只有 TEM_{00} 起振,低于或阈值附近时四能级速率方程^[5]为

$$\frac{dN_2(r, z)}{dt} = -\frac{N_2(r, z)}{\tau_f} + Rf_2r_p(r, z) \quad (1)$$

式中 $N_2(r, z)$ 是激光上能级粒子数密度分布, τ_f 为荧光寿命, f_2 为多重简并态中激光上能级所占的比例, r_p 为增益介质内泵浦光的归一化强度分布函数, R 为泵浦速率。对 LD 泵浦有

$$r_p = \frac{2a}{\pi\omega_x\omega_y[1 - \exp(-aL)]} \exp\left(-\frac{2x^2}{\omega_x^2} - \frac{2y^2}{\omega_y^2}\right) \quad (2)$$

$$R = \eta_p P / hv_p \quad (3)$$

ω_x, ω_y 分别为椭圆高斯光进入增益介质端面时在 $X-Z, Y-Z$ 平面上等价高斯光束的半径, η_p 为量

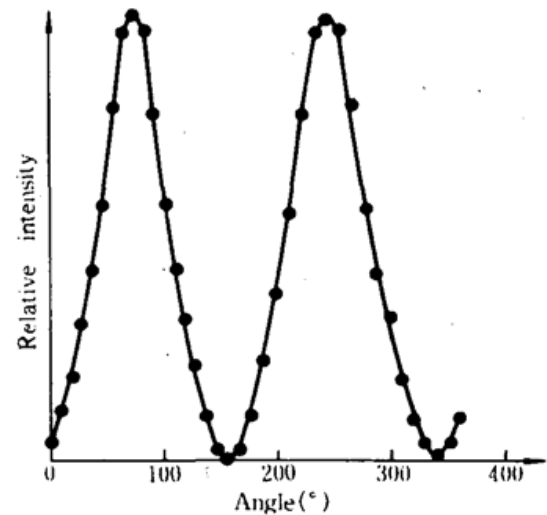


Fig. 5 Polarized characteristics of the Nd : YLF laser

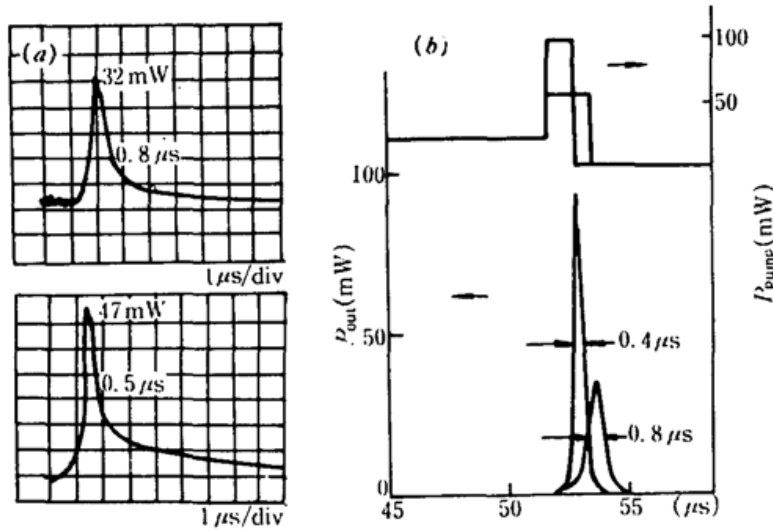


Fig. 6 Effect of gain-switch

(a) Oscilloscope trace showing Output of the Nd : YLF laser. Upper — the second drive current, $I_2 = 1.5I_{th}$, width $2 \mu s$; Lower — $I_2 = 2I_{th}$, width $1 \mu s$; (b) Calculated trace

子效率, ν_p 为泵浦光频率, α, L 分别为介质对泵浦光的吸收率和长度。

连续泵浦定态条件为

$$\frac{dN_2(r, z)}{dt} = 0 \tag{4}$$

对于四能级系统反转粒子数

$$\Delta N(r, z) \approx N_2(r, z) \tag{5}$$

双程增益

$$G = \iiint 2\sigma \Delta N(r, z) L \cdot S_0 dV \tag{6}$$

σ 为增益截面, S_0 为增益介质内 TEM_{00} 模归一化强度分布, 假定 TEM_{00} 模为高斯分布:

$$S_0 = \frac{2}{\pi\omega_0^2 L} \exp\left(-\frac{2r^2}{\omega_0^2}\right) \tag{7}$$

在阈值附近, 增益 $G =$ 损耗 δ , 从而得到

$$\iiint 2\sigma L \eta_p \tau f_2 P_{th} r_p(r, z) \cdot S_0 / h\nu_p dV = \delta \tag{8}$$

P_{th} 为泵浦阈值功率。把(2), (7)式代入(8)式求积分得

$$P_{th} = \frac{\pi h \nu_p}{4 f_2 \sigma \tau \eta_p} \sqrt{(\omega_0^2 + \omega_x^2)(\omega_0^2 + \omega_y^2)} \delta \tag{9}$$

考虑到耦合系统和棒输入端的反射损失等, 实际泵浦阈值功率

$$P_{ath} = \frac{\pi h \nu_p \delta}{4 f_2 \sigma \tau \eta_p \eta'} \sqrt{(\omega_0^2 + \omega_x^2)(\omega_0^2 + \omega_y^2)} \tag{10}$$

$$\eta' = \eta_c \cdot \eta_t \cdot \eta_a \tag{11}$$

η_c, η_t, η_a 分别代表耦合系统效率、前腔面对泵浦光的透过率、增益介质对泵浦光的吸收率。上面的推导是在连续泵浦条件下获得的, 但对脉宽大于或接近增益介质荧光寿命的脉冲泵浦也同样适用。

为了研究增益开关的瞬态特性, 我们从上述理论出发建立了式(12)速率方程

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\Delta N(r, z)}{dt} = f_2 R r_p(r, z) - \frac{\Delta N(r, z)}{\tau_f} - \frac{f_2 c \sigma \Delta N}{n} S \cdot S_0 \\ \frac{dS}{dt} = \frac{c \sigma}{n} \iiint \Delta N(r, z) \cdot S \cdot S_0 dV - \frac{c \delta}{2nL} \cdot S \end{array} \right. \quad (12)$$

利用 Monte Carlo 法求积分和 Runge-Kutta 解微分方程, 获得腔内光子数随时间变化的数值解。输出功率可表示为

$$P_{out} = \frac{T S c}{2nL} h \nu \quad (13)$$

我们计算了用不同幅度和宽度的第二阶梯脉冲激励时, 输出脉冲的峰功率和脉宽, 如表 1。这些数据表明, 第二阶梯脉冲幅度越高, 用增益开关效应获得的脉冲峰功率越大, 脉宽趋窄; 阶梯脉冲的宽度对峰功率影响不明显, 泵浦脉冲的宽度增加相应使输出脉冲展宽。当这个泵浦脉冲宽度大于 4 μs 时, 易出现两个或多个脉冲。

Table 1 Calculated results of gain-switching

Second pulse	Power (mW)	50	50	50	100	100	100
	Pulse width (μs)	4	2	1	4	2	1
Output	Power (mW)	44	41	39	100	100	96
	Width (μs)	0.97	0.80	0.76	0.71	0.56	0.40

对于长脉冲泵浦, 输出脉冲功率可以从(14)式直接获得

$$P_a = \eta' (P - P_{th}) T \nu / \delta \nu_p \quad (14)$$

关于本实验的计算结果已示于图 4。从理论上可获得 36% 的效率, 远高于我们的实验结果, 原因是: (14) 式是建立在泵浦光与固体激光的 TEM_{00} 模完全匹配的前提下, 但在我们的实验中两者存在一定的失配。为消除因半导体激光束的像散而引起的失配, 可以采用柱形透镜作耦合系统或用椭圆模腔替代常规谐振腔^[6], 对阈值的降低、效率的提高存在很大的潜力。

本实验的 Nd : YLF 晶体由机电部 1411 所张振亚提供, 深表感谢。实验中得到许发明、杨惠兵和葛露艳的帮助, 谨表衷心感谢。

参 考 文 献

- 1 Zhou Fuzheng *et al.*, Sino-Japan Symposium on Laser, Nov. 8, 1990, Shanghai, China, 8A4
- 2 周复正 *et al.*, 激光, 12(5), 225(1991)
- 3 徐俊英 *et al.*, 中国激光, 17, 激光器件专集, 84(1990)
- 4 T. Y. Fan *et al.*, *Opt. Lett.*, 11(4), 204(1986)
- 5 T. Y. Fan *et al.*, *IEEE J. Quant. Electr.*, 24(6), 895(1988)
- 6 F. Krausz, *Opt. Lett.*, 16(19), 1496(1991)