

可调谐单频非平面环形腔固体激光器

朱 韧^{1,2} 周 军¹ 刘继桥¹ 陈迪俊¹ 杨 燕¹ 陈卫标¹

(¹中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海市全固态激光器与应用技术重点实验室, 上海 201800)
²中国科学院研究生院, 北京 100049)

摘要 研究了单块晶体成腔的单频非平面环形腔(NPRO)固体激光器,在 1.83 W 的 808 nm 抽运功率下输出激光 1.01 W,斜率效率达到 60%。采用拍频的方法对激光线宽进行了测试,激光线宽小于 2 kHz。通过抽运电流反馈控制使弛豫振荡峰得到超过 30 dB 的抑制;通过对激光晶体的温度调节和压电陶瓷电压调节实现了激光器频率的慢调谐和快调谐,温度慢调谐变化 10 ℃时激光频率变化范围超过 15 GHz;压电陶瓷快调谐范围超过±200 MHz,在大于 200 MHz 的范围内响应时间达到 45 μs。

关键词 激光器;单频激光器;非平面环形腔;抑噪;调谐

中图分类号 TN248.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201138.1102011

Solid State Tunable Single-Frequency Laser Based on Non-Planar Ring Oscillator

Zhu Ren^{1,2} Zhou Jun¹ Liu Jiqiao¹ Chen Dijun¹ Yang Yan¹ Chen Weibiao¹

(¹Key Laboratory of All Solid-State Laser and Applied Techniques of Shanghai, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China
²Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract A monolithic single-frequency non-planar ring oscillator (NPRO) laser is studied. Continuous-wave (CW) output power of 1.01 W with 1.83 W pump power is achieved. The slope efficiency is about 60%. The laser linewidth is measured by beat frequency measurement method with another narrow linewidth single frequency laser, and the linewidth is less than 2 kHz. Besides, the suppression technique of intensity noise and frequency tuning characteristics are studied for the laser. The relaxation oscillation peak noise is suppressed by 30 dB through feedback control of pump laser diode driver current. The laser frequency can be tuned slowly by temperature tuning and quickly by piezoelectric transducer (PZT) loaded on the laser crystal. The laser frequency can change 15 GHz when the crystal temperature changes 10 ℃. Meanwhile, the laser frequency PZT tuning range exceeds ±200 MHz, and the response time is 45 μs when the frequency is tuned over 200 MHz.

Key words lasers; single frequency laser; non-planar ring oscillator; intensity noise suppression; frequency tuning

OCIS codes 140.3560; 140.3570; 140.3580; 140.3600

1 引 言

自激光器问世以来,单频激光器便一直是激光器研究的一个重点方向。单频激光器以其良好的频谱特性在激光雷达、频率转换、重力波探测、相干光束组束等方面取得了广泛的应用^[1,2]。其中,单频

非平面环形腔(NPRO)固体激光器自 1985 年由 Kane 等^[3]发明以来,由于其单块晶体成腔所带来的稳定特性,使其成为窄线宽单频种子激光器的理想光源^[3,4]。其后,Trutna 等^[5,6]分别对激光器的结构做出了优化。Trutna 等^[5]提出了近平面环形腔的

收稿日期: 2011-05-24; 收到修改稿日期: 2011-08-10

基金项目: 国家自然科学基金(60908036)和中国科学院知识创新工程重大项目资助课题。

作者简介: 朱 韧(1985—),男,博士研究生,主要从事固体激光器方面的研究。E-mail: zrzsiom@163.com

导师简介: 陈卫标(1969—),男,研究员,博士生导师,主要从事空间激光器和激光雷达等方面的研究。

E-mail: wbchen@mail.shenc.ac.cn(通信联系人)

结构,大大降低了激光器对外加磁场强度的要求;而 Freitag 等^[6]在采用非稳腔来补偿热透镜的情况下,得到了 2 W 的输出功率。国内也有单位对单块 NPRO 激光器进行了相关研究^[7~9],其中,中国计量科学院提出了 45°的非平面角激光腔,在降低激光器对外加磁场强度要求与改善晶体加工公差精度要求方面取得了平衡,并获得了 1.5 W 的单模输出,光光转换效率 51%,激光快速频率调谐范围约 10 MHz。北京理工大学也有对晶体结构的理论分析以及相关的实验报道,并获得了 1.876 W 的单模输出,光光转换效率 53%。但是这些报道缺乏对激光单频线宽的测试,对激光器频率快速调谐特性也缺乏深入的系统性研究。

本文设计和研制了输出功率为 1 W、斜率效率 60%的单频 NPRO 激光器样机,并对强度噪声抑制和激光调谐性能进行了全面系统的研究,所研制的小型化、工程化的 NPRO 单频激光器消除了弛豫振荡产生的强度噪声峰。通过温度慢调谐实现了 15 GHz 的调谐范围;通过压电陶瓷(PZT)快调谐实现了超过±200 MHz 的调谐范围,在大于 200 MHz 的调谐范围内响应时间达到 45 μs,频率快调谐的范围与调谐效率均较高,同时对调谐过程中频率随时间变化的线性度进行了测试。该激光器已成功应用于本实验室的高重复频率种子注入单频脉冲激光器^[10]。

2 基本原理

2.1 晶体基本结构

单块 NPRO 晶体的结构示意图如图 1 所示,单块激光增益介质置于外加磁场 H 中, A 点既是抽运光的入射点,也是激光输出点,晶体内部 B, C, D 点均为全内反射点。该激光器利用晶体内部非平面的传播路径、外加磁场引起的磁致旋转及输出耦合面上 s 和 p 方向反射率的差异,从而使环形腔两方向上

的 4 个本征态存在损耗差,形成光学单向器,满足单向运转,得到单频输出。

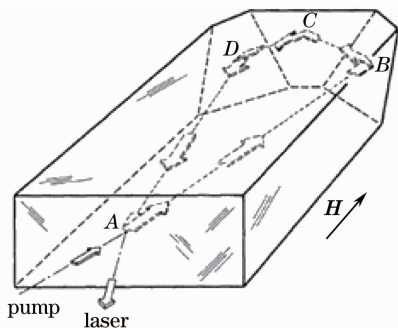


图 1 NPRO 晶体结构示意图

Fig. 1 Structure diagram of the NPRO crystal

2.2 单块 NPRO 损耗差求解

利用琼斯矩阵来具体分析单块 NPRO 激光器两方向的损耗差^[11],晶体中各参数定义如图 2 所示,在 4 个面的入射角分别为 $\theta_A, \theta_B, \theta_C, \theta_D$,且 $\theta_B = \theta_D$ 。平面 ABD 与 BCD 的夹角 β 反映了晶体的非平面程度, E 为 BD 的中点,平面 ACE 为晶体的对称面,外加磁场方向平行于 AE 。晶体环路具有 4 个自由度,参照文献^[11]的取值方法。取 AE, CE, θ_A, β 作为完全描述晶体环路的 4 个参数。激光在晶体内部传播时,对激光偏振造成影响的分别有磁致旋转、坐标系变换与反射相移。

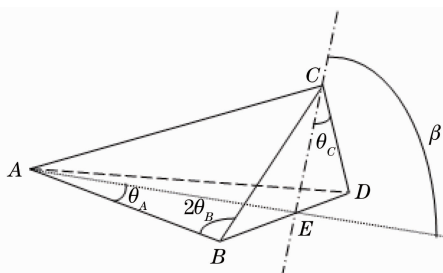


图 2 描述 NPRO 参数定义

Fig. 2 Notation for characterizing the NPRO

在图 1 中,激光沿逆时针(CCW)方向传播一周的琼斯矩阵为

$$\begin{aligned}
 M_{CCW} = & M_A R(\theta_{AB}) R(-\gamma_{AB}) M_D R(-\theta_{BC}) R(-\gamma_{BC}) M_C R(\theta_{BC}) R(\gamma_{BC}) M_B R(-\theta_{AB}) R(\gamma_{AB}) = \\
 & \begin{bmatrix} r_p \exp[i(\Delta/2)] & 0 \\ 0 & r_s \exp[-i(\Delta/2)] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta_{AB} & -\sin \theta_{AB} \\ \sin \theta_{AB} & \cos \theta_{AB} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \gamma_{AB} & \sin \gamma_{AB} \\ -\sin \gamma_{AB} & \cos \gamma_{AB} \end{bmatrix} \times \\
 & \begin{bmatrix} \exp[i(\Delta_D/2)] & 0 \\ 0 & \exp[-i(\Delta_D/2)] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta_{BC} & \sin \theta_{BC} \\ -\sin \theta_{BC} & \cos \theta_{BC} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \gamma_{BC} & \sin \gamma_{BC} \\ -\sin \gamma_{BC} & \cos \gamma_{BC} \end{bmatrix} \times \\
 & \begin{bmatrix} \exp[i(\Delta_C/2)] & 0 \\ 0 & e[-i(\Delta_C/2)] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta_{BC} & -\sin \theta_{BC} \\ \sin \theta_{BC} & \cos \theta_{BC} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \gamma_{BC} & -\sin \gamma_{BC} \\ \sin \gamma_{BC} & \cos \gamma_{BC} \end{bmatrix} \times
 \end{aligned}$$

$$\begin{pmatrix} \exp[i(\Delta_B/2)] & 0 \\ 0 & \exp[-i(\Delta_B/2)] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{AB} & \sin \theta_{AB} \\ -\sin \theta_{AB} & \cos \theta_{AB} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \gamma_{AB} & -\sin \gamma_{AB} \\ \sin \gamma_{AB} & \cos \gamma_{AB} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

沿顺时针(CW)方向传播一周的琼斯矩阵为

$$\begin{aligned} \mathbf{M}_{\text{CW}} = & \mathbf{R}(-\theta_{AB})\mathbf{R}(-\gamma_{AB})\mathbf{M}_B\mathbf{R}(\theta_{BC})\mathbf{R}(-\gamma_{BC})\mathbf{M}_C\mathbf{R}(-\theta_{BC})\mathbf{R}(\gamma_{BC})\mathbf{M}_D\mathbf{R}(\theta_{AB})\mathbf{R}(\gamma_{AB})\mathbf{M}_A = \\ & \begin{pmatrix} \cos \theta_{AB} & \sin \theta_{AB} \\ -\sin \theta_{AB} & \cos \theta_{AB} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \gamma_{AB} & \sin \gamma_{AB} \\ -\sin \gamma_{AB} & \cos \gamma_{AB} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp[i(\Delta_B/2)] & 0 \\ 0 & \exp[-i(\Delta_B/2)] \end{pmatrix} \times \\ & \begin{pmatrix} \cos \theta_{BC} & -\sin \theta_{BC} \\ \sin \theta_{BC} & \cos \theta_{BC} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \gamma_{BC} & \sin \gamma_{BC} \\ -\sin \gamma_{BC} & \cos \gamma_{BC} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp[i(\Delta_C/2)] & 0 \\ 0 & \exp[-i(\Delta_C/2)] \end{pmatrix} \times \\ & \begin{pmatrix} \cos \theta_{BC} & \sin \theta_{BC} \\ -\sin \theta_{BC} & \cos \theta_{BC} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \gamma_{BC} & -\sin \gamma_{BC} \\ \sin \gamma_{BC} & \cos \gamma_{BC} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp[i(\Delta_D/2)] & 0 \\ 0 & \exp[-i(\Delta_D/2)] \end{pmatrix} \times \\ & \begin{pmatrix} \cos \theta_{AB} & -\sin \theta_{AB} \\ \sin \theta_{AB} & \cos \theta_{AB} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \gamma_{AB} & -\sin \gamma_{AB} \\ \sin \gamma_{AB} & \cos \gamma_{AB} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_p \exp[i(\Delta/2)] & 0 \\ 0 & r_s \exp[-i(\Delta/2)] \end{pmatrix}, \quad (2) \end{aligned}$$

式中 $\mathbf{M}_A = \begin{pmatrix} r_p \exp[i(\Delta/2)] & 0 \\ 0 & r_s \exp[-i(\Delta/2)] \end{pmatrix}$ 为 A 点反射的琼斯矩阵, r_p 与 r_s 分别为 p 光与 s 光的振幅反射系数, Δ 是两偏振态间的相位差; $\mathbf{M}_K = \begin{pmatrix} \exp[i(\Delta_K/2)] & 0 \\ 0 & \exp[-i(\Delta_K/2)] \end{pmatrix}$, $K=B, C, D$, 表示 B, C, D 各点全内反射的琼斯矩阵, 且有 $\tan \frac{\Delta_K}{2} =$

$$\frac{\cos \theta_K \sqrt{\sin^2 \theta_K - \frac{1}{n^2}}}{\sin^2 \theta_K}; \mathbf{R}(\theta) = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}$$

表示从一个反射面转到另一个反射面时坐标变换引入的坐标系旋转矩阵, θ 为两反射面的二面角; $\mathbf{R}(\gamma) = \begin{pmatrix} \cos \gamma & -\sin \gamma \\ \sin \gamma & \cos \gamma \end{pmatrix}$ 表示法拉第旋转引入的琼斯矩阵,

其中 $\gamma = VL\hat{\mathbf{K}}\mathbf{B}$ 为法拉第磁致旋转角度, \mathbf{B} 为外加磁场强度, L 为激光传播长度, V 为增益介质的韦尔代常数, $\hat{\mathbf{K}}$ 是激光传播方向上的单位矢量。

对于矩阵 \mathbf{M} (\mathbf{M}_{CCW} 或 \mathbf{M}_{CW}), 其本征值方程为 $\mathbf{M}\mathbf{E} = \lambda\mathbf{E}$, 其中 λ 为本征值, \mathbf{E} 为本征向量。由于 \mathbf{M}_{CCW} 与 \mathbf{M}_{CW} 秩皆为 2, 每一个矩阵都有两个本征值与本征向量, 其本征值可由方程得到:

$$\lambda^2 - \lambda \text{Tr}(\mathbf{M}) + \det(\mathbf{M}) = 0, \quad (3)$$

式中 $\text{Tr}(\mathbf{M})$ 为矩阵的迹, $\det(\mathbf{M})$ 为矩阵的行列式。本征值的模 $|\lambda|$ 表示无增益时本征模环绕一周后振幅与原振幅之比, 故对于激光本征模式 i , 损耗为 $L_i = 1 - |\lambda_i|^2$ 。当两方向上损耗较小的两个模式之间的损耗差超过 0.01% 时, 只有损耗最小的模式可以起振, 实现单向环形运转, 从而避免空间烧孔, 得到单纵模输出。

设计晶体取环路参数为: $AE = 11, CE = 1.06,$

$\theta = 22.86^\circ, \beta = 45^\circ,$ A 点的激光反射率为 $R_p = 80\%, R_s = 97\%$ 。在该参数下, 激光腔内两方向上损耗较小的两个本征偏振态的损耗差随外加磁场强度 \mathbf{B} 的变化如图 3 所示, 实验中所加磁场强度约为 0.2 T, 由图可知, 此时两方向上损耗差约为 0.057%, 符合单向运转的条件。

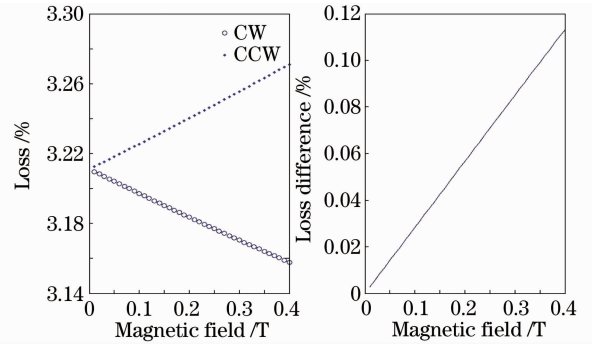


图 3 损耗与损耗差随磁场强度的变化

Fig. 3 Loss and loss difference versus magnetic field

3 实验研究

3.1 NPRO 激光器实验

设计加工的单块 Nd:YAG 晶体外形尺寸为 14 mm × 11 mm × 3 mm。抽运源采用尾纤输出的 808 nm 激光二极管(LD), 输出功率为 2 W, 纤芯直径为 105 μm, 数值孔径 NA=0.22, 采用端面抽运, 抽运方向与晶体内本征激光模式重合。LD 与激光晶体用热电制冷器(TEC)分别控温, 外加磁场平行于晶体 AE 方向, 强度约为 0.2 T。激光器原理结构如图 4 所示。该激光器阈值约为 200 mW, 在 1.83 W 抽运激光功率下输出 1.01 W 的 1064 nm 激光, 如图 5 所示。

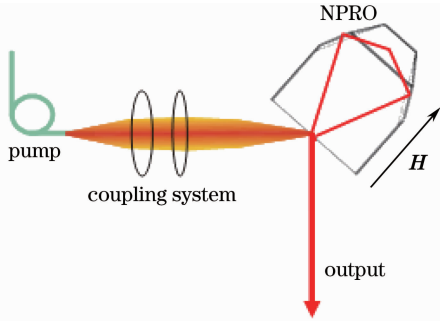


图 4 NPRO 激光器原理框图

Fig. 4 Schematic diagram of the NPRO laser

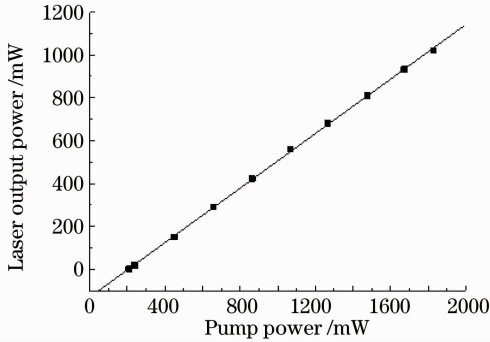


图 5 不同抽运功率下的激光输出功率

Fig. 5 Laser output power versus pump power

使用激光光束质量分析仪 (Spiricon Pyrocam II) 测试了该激光器输出的光束质量, 如图 6 所示, 两个垂直方向的光束质量分别为 $M_x^2 = 1.12$, $M_y^2 = 1.07$, 激光输出光束质量均接近衍射极限。

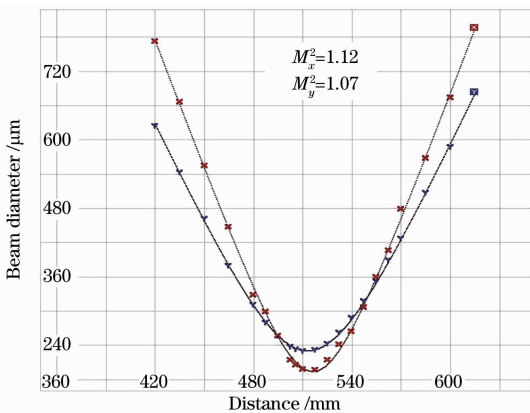


图 6 激光器的光束质量

Fig. 6 Laser beam quality measured by laser beam analyzer

3.2 NPRO 激光器的单频特性

为了验证输出激光的单纵模特性, 采用法布里-珀罗 (FP) 标准具进行检验, 标准具自由光谱范围为 12.5 GHz, 测量的干涉仪条纹图如图 7 所示, 说明输出激光为单纵模。

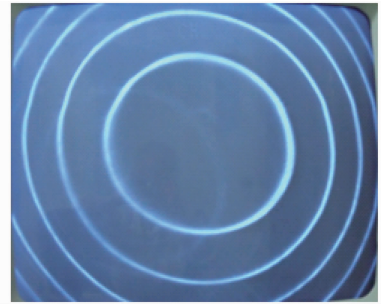


图 7 FP 干涉仪条纹图像

Fig. 7 Photograph of Fabry-Perot fringes

激光器拍频的方式, 记录拍频信号并做频谱分析, 以得到激光线宽。所用参考激光器为 Innolight 公司生产的单频激光器, 其线宽小于 1 kHz, 拍频信号由光电探测器 (Hamamatsu S5971) 接收, 然后连接到示波器 (Lecroy WQ62Xi) 记录数据, 进行频谱分析后功率谱如图 8 所示, 拍频中心频率约 120.35 MHz, 激光线宽半峰全宽 (FWHM) 小于 2 kHz。

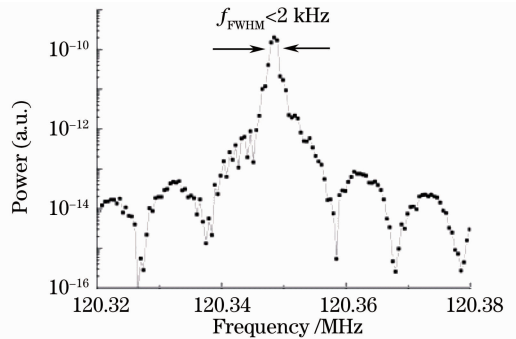


图 8 两单频激光器外差拍频信号功率谱

Fig. 8 Heterodyne beat signal power spectrum of two single frequency lasers

3.3 NPRO 激光器强度噪声的抑制

激光器的强度噪声主要来源于激光器的弛豫振荡噪声, 为了抑制强度噪声, 采用了光电反馈控制法^[12,13]。反馈抑噪实验控制环路如图 9 所示, 通过光电探测器 PD1 接收很小一部分输出激光, 分析其

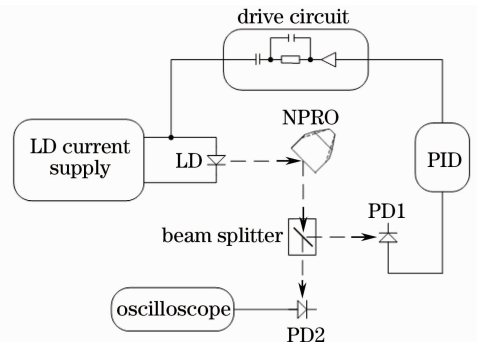


图 9 光电反馈控制环路图

Fig. 9 Schematic of the photo-electric feedback circuit

对输出激光的线宽进行了测试。采用两台单频

功率波动特性,该信号经过适当的滤波和放大后反馈控制抽运 LD 激光器输入电流,实现对输出激光功率的稳定,激光实时强度噪声由 PD2 接收探测,通过示波器存储数据进行分析。图 10 是激光功率 500 mW 下抑噪前后激光强度噪声对比图,分别为强度噪声抑制(NE)模块开关两种状态下的强度噪声谱以及激光器关闭后光电探测器探测的环境噪声谱。由图 10 可知,激光弛豫振荡峰得到了抑制,抑制效果超过 30 dB,在低频部分仍然有一个较低的噪声峰,将进一步进行优化改进。

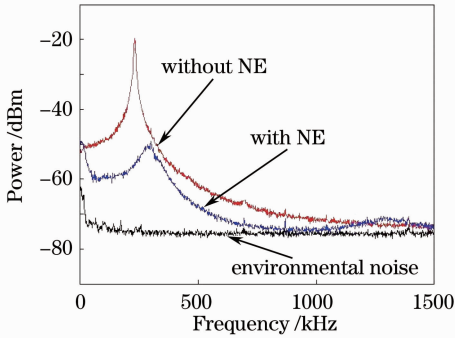


图 10 开关噪声抑制模块下的输出激光强度噪声谱
Fig. 10 Intensity noise spectrum with and without noise reduction using a noise eater

3.4 NPRO 激光器的调谐特性

NPRO 激光器的频率调谐主要包括两种方式,即温度调谐与压电陶瓷调谐。温度调谐具有调谐范围大而速度慢的特点,实验中激光晶体温度改变 $10\text{ }^{\circ}\text{C}$ 导致激光频率变化超过 15 GHz ,而在无跳模的连续调谐情况下调谐系数约为 $-3.5\text{ GHz}/^{\circ}\text{C}$ 。激光器温度调谐曲线如图 11 所示。

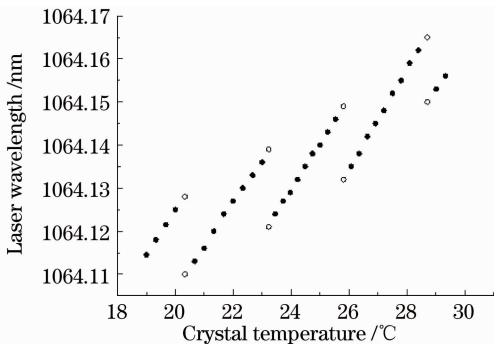


图 11 激光波长随晶体温度的变化
Fig. 11 Change of the laser wavelength with the crystal temperature

压电陶瓷调谐具有调谐范围较小而速度快的特点,实验中将压电陶瓷片粘在 NPRO 激光晶体上,压电陶瓷为中国科学院声学研究所生产的矩形陶瓷片,尺寸为 $15\text{ mm}\times 11\text{ mm}\times 0.5\text{ mm}$,材料为 PZT-

5H。对激光器的压电调谐范围、响应时间与频率变化线性度进行了测试。受压电陶瓷驱动电源速度的限制,选取了上升沿为 $45\text{ }\mu\text{s}$ 的斜坡电压来测试加电压前后激光频率的变化,通过记录与另一台非调谐激光器的拍频频率变化来监测激光频率变化,其与压电陶瓷电压的关系如图 12 所示,调谐系数约为 2.8 MHz/V ,调谐范围超过 $\pm 200\text{ MHz}$ 。

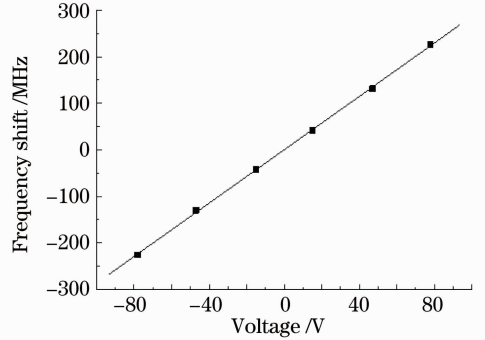


图 12 激光器调谐频率随压电陶瓷驱动电压的变化
Fig. 12 Change of laser frequency shift with PZT driver voltage

当在压电陶瓷两端施加幅度为 78 V ,上升沿为 $45\text{ }\mu\text{s}$ 的阶梯电压时,激光频率前后变化约 226 MHz ,频率随时间变化的关系如图 13 所示,可以看出激光频率基本随时间线性变化。根据测试结果,激光器的调谐范围、速度及线性度能满足大部分稳频应用所需的条件。

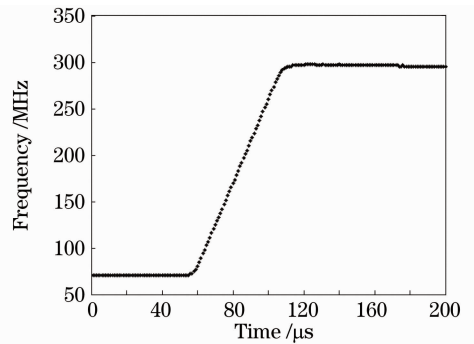


图 13 78 V 调制电压下激光频率随时间的变化
Fig. 13 Temporal evolution of the frequency with a voltage of 78 V

4 结 论

研究了 NPRO 单频固体激光器,制作了工程样机,达到 1 W 功率输出,两方向光束质量均接近衍射极限,线宽小于 2 kHz 。同时对激光器的强度噪声抑制和调谐特性进行了系统的研究测试,采用主动 LD 电流控制措施降低强度噪声峰值达 30 dB 。通过温度调谐实现了 15 GHz 的调谐范围,通过压

电陶瓷调谐实现了超过 ± 200 MHz的调谐范围,在大于200 MHz的范围内实现了快速的线性调谐,调谐响应时间达到 $45 \mu\text{s}$ 。该激光器在激光通信、相干激光雷达、光谱学等领域有广泛的应用前景。

参 考 文 献

- 1 Zheng Yaohui, Li Fengqin, Zhang Kuanshou *et al.*. Progress of all-solid-state single-frequency lasers [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(7): 1635~1642
郑耀辉, 李凤琴, 张宽收 等. 全固态单频激光器研究进展[J]. 中国激光, 2009, **36**(7): 1635~1642
- 2 Liu Yuan, Liu Jiqiao, Chen Weibiao. An all-fiber single frequency laser for eye-safe coherent Doppler wind lidar [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(7): 1857~1860
刘 源, 刘继桥, 陈卫标. 人眼安全相干多普勒测风激光雷达全光纤单频激光器[J]. 中国激光, 2009, **36**(7): 1857~1860
- 3 T. J. Kane, R. L. Byer. Monolithic, unidirectional single-mode Nd:YAG ring laser[J]. *Opt. Lett.*, 1985, **10**(2): 65~67
- 4 E. A. P. Cheng, T. J. Kane. High-power single-mode diode pumped Nd:YAG laser using a monolithic nonplanar ring resonator[J]. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(7): 478~480
- 5 W. R. Trutna, Jr., D. K. Donald, M. Nazarathy. Unidirectional diode-laser-pumped Nd:YAG ring laser with a small magnetic field[J]. *Opt. Lett.*, 1987, **12**(4): 248~250
- 6 I. Freitag, A. Tunnermann, H. Welling. Power scaling of diode-pumped monolithic Nd:YAG lasers to output powers of several watts[J]. *Opt. Commun.*, 1995, **115**(5-6): 511~515
- 7 Zang Erjun, Cao Hongjun, Zhong Mingchen *et al.*. Output power and frequency stability of monolithic semi-nonplanar ring lasers[C]. *SPIE*, 2002, **4914**: 281~284
- 8 Zang Erjun, Cao Jianping, Li Chengyang *et al.*. Experimental investigation of fast frequency tuning on monolithic semi-nonplanar ring lasers with PZT[J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(8): 931~934
臧二军, 曹建平, 李成阳 等. 半非平面单块激光器快速频率调谐的试验研究[J]. 中国激光, 2004, **31**(8): 931~934
- 9 Gao Chunqing, Gao Mingwei, Lin Zhifeng *et al.*. LD pumped monolithic non-planar ring resonator single frequency lasers[J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(7): 1704~1709
高春清, 高明伟, 林志锋 等. LD抽运单块非平面环形腔单频激光器[J]. 中国激光, 2009, **36**(7): 1704~1709
- 10 Juntao Wang, Ren Zhu, Jun Zhou *et al.*. Conductively cooled 1 kHz single-frequency Nd:YAG laser for remote sensing[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2011, **9**(8): 081405
- 11 A. C. Nilsson, E. K. Gustafson, R. L. Byer. Eigenpolarization theory of monolithic nonplanar ring oscillators[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1989, **25**(4): 767~790
- 12 C. C. Harb, M. B. Gray, H. A. Bachor *et al.*. Suppression of the intensity noise in a diode-pumped neodymium:YAG nonplanar ring laser[J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1994, **30**(12): 2907~2913
- 13 Li Ye, Cao Jianping, Deng Yongkai *et al.*. Study on the properties and suppression of the intensity noise in semi-nonplanar monolithic lasers[J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, **32**(8): 1050~1054
李 烨, 曹建平, 邓勇开 等. 半非平面单块激光器强度噪声及其抑制的研究[J]. 中国激光, 2005, **32**(8): 1050~1054

栏目编辑:宋梅梅