

基于波长调谐激光系统的双路光强信号噪声分析*

吴育鹏¹⁾²⁾ 马凯¹⁾ 孔新新¹⁾ 伍洲¹⁾ 张文喜^{1)2)†}

1) (中国科学院空天信息创新研究院, 北京 100094)

2) (中国科学院大学光电学院, 北京 100049)

(2025年5月9日收到; 2025年6月5日收到修改稿)

波长调谐激光器广泛应用于精密干涉测量、超稳激光器等领域. 激光器波长调谐精度、稳频精度是表征其性能的重要参数. 为提高激光器调谐精度、稳频精度, 常采用双光路进行闭环控制, 如饱和吸收空间稳频光路, 控制光路探测的信噪比是决定控制精度的重要参数. 研究影响控制光路探测信噪比的相关参数, 给出相应的影响关系, 对进一步提升激光器调谐精度、稳频精度具有重要的工程应用价值. 本文理论推导了光学器件核心指标、系统杂散光等参数与探测信噪比之间的相互关系, 搭建了基于饱和吸收的反馈稳频激光系统. 实验结果表明由于强度噪声的存在, 探测器信噪比降低至 15 dB 且波形严重失真, 通过偏振态控制可将信噪比提升至 31 dB 且波形良好. 通过控制变量实验, 验证了理论研究的正确性, 该研究能够作为稳频控制光路光学器件选型、系统参数设计的依据.

关键词: 激光器与激光光学, 波长调谐, 椭圆光干涉, 半导体激光器

PACS: 42.60.Fc, 42.25.Hz, 42.25.Ja, 42.60.-v

DOI: 10.7498/aps.74.20250612

CSTR: 32037.14.aps.74.20250612

1 引言

随着激光技术的发展, 对激光进行调谐的需求日益旺盛, 以满足精密测量、光通信等方面的需求. 目前针对激光的调控主要包括相位调谐^[1,2]、强度调谐^[3]、波长调谐^[4]. 其中, 激光波长调谐技术广泛应用于调频连续波^[5]、激光稳频^[6]、激光光谱学^[7]、测距^[8]、线宽测量^[9]等领域. 常用的波长调谐方法有 PZT 调制、电流调制、温度调制、电光调制、声光调制等^[10,11].

目前可调谐激光器得到国内外众多工作者的关注. Viacheslav 等^[12]搭建基于混合氮化硅 (Si_3N_4) 光子平台的快速调谐激光器, 应用于相干激光测距. Sheng 等^[13]介绍窄线宽大调谐范围激光器的原理, 为参与波长调谐激光器开发和应用提供参

考. Dai 等^[14]使用集成在 AlN 底座上的 TaN 薄膜加热器对 4×5 分布式反馈 (DFB) 半导体激光器实现更快、更宽连续波长调谐范围. 杨秀梅等^[15]利用压电陶瓷控制分布布拉格反射器 (distributed Bragg reflector, DBR) 激光器, 有效防止频率调谐过程中跳模的发生, 获得高达 116 GHz 无跳模调谐范围.

虽然波长调谐方便地遍历不同波长从而获取丰富的光学信息, 但是当激光经过退偏器件, 例如波片等, 便会失去线偏光的特性, 从而对后续光学分析产生不利影响. 尚玉峰等^[16]分析不同偏振态的高斯光干涉结果, 但仅讨论空间对比度, 模型也仅基于单频高斯光. Wanner 和 Heinzl^[17]分析高斯光空间对齐对光束耦合的影响, 着重讨论光束倾角的影响. 张聪跃^[18]利用线偏光经过光纤偏振耦合点时偏振态发生改变的特性, 解算双偏振态的干

* 中国科学院青年创新促进会 (批准号: 2023132) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhangwx@aircas.ac.cn

涉信息测量光纤光学特性. 尽管大量工作者研究讨论空间上的激光干涉强度误差并且加以应用, 但是对于时域上干涉强度噪声的分析有所欠缺, 特别是当光源波长连续变化时, 如在饱和吸收稳频技术中, 需要通过扫描分子吸收谱线以获得强度信息进行反馈控制. 然而光学器件参数并非理想情况, 例如波片安装时倾斜、激光并非正入射、偏振分光棱镜 (polarization beam splitter, PBS) 偏振消光比 (polarization extinction ratio, PER) 无法做到 0; 光学器件表面的透过率也难以做到 100%, 因此引发各种强度噪声, 包括但不限于: 不同波长由于相位延迟量不同引入的强度调制, 椭圆偏振光在经过 PBS 后干涉引入的强度噪声, 双 (多) 频高斯光外差干涉引入的时间相干强度噪声等.

本文从起偏-相位延迟-检偏基础模型^[19]出发, 利用激光高斯光模型, 分析元件端面反射光等杂散光引入的双频干涉, 及其对探测器靶面光信号的影响. 基于理论分析, 仿真激光通过在不同倾角、旋转角的半波片的光学现象, 以及不同时刻、不同光学、电学参数下的双频高斯椭圆偏振光干涉现象.

基于理论分析, 搭建基于饱和吸收稳频的基本光路, 分别检测参考光与探测光, 观测到波形不一致的现象, 评估退偏引入的信噪比恶化程度, 通过偏振态控制改善一致性且提高信噪比. 实验证明在双路信号不一致时, 最差信噪比为 15 dB, 调节起偏器对齐 PBS 光轴后, 改善信噪比至 31 dB. 在讨

论部分补充探测器响应一致性、波片安装误差、温度噪声、电流噪声等对信号解算的影响. 本文的研究有利于光学系统杂散光分析, 对于工程设计、光学测量误差具有一定的指导意义.

2 波长调制系统中的强度噪声分析

在应用波长调谐光源进行测量时, 通常需要利用 PBS 分离探测光与参考光, 但 PBS 无法做到零消光比, 因此会引入 p 光、s 光干涉所产生的强度噪声. 此外, 光学器件的后向反射、散射等非理想的杂散光汇聚在探测器靶面, 会进一步降低探测信号的信噪比. 本节针对这两类噪声进行分析, 探究消光比、波长调制范围、光束直径、激光偏振方向、调制频率等因素对噪声的贡献.

2.1 波片-PBS 分光系统中的强度噪声

激光器输出光是良好的线偏振光, 本实验在激光后面增加起偏器 (POL) 改变线偏光方位角, 电流控制电路 (CCC) 提供直流电驱动激光器, 可增加电流调制模块对激光器进行波长调谐. 激光经过隔离器后由一分二光纤耦合器分光, 一路用于输出一路用于光学监测. 监测光路由起偏器、半波片、PBS 与探测器 (photodetector, PD) 组成, 实验装置如图 1(a) 所示, 激光在传输过程中偏振态转变如图 1(b) 所示. 线偏光经过波片后的振幅可描述为

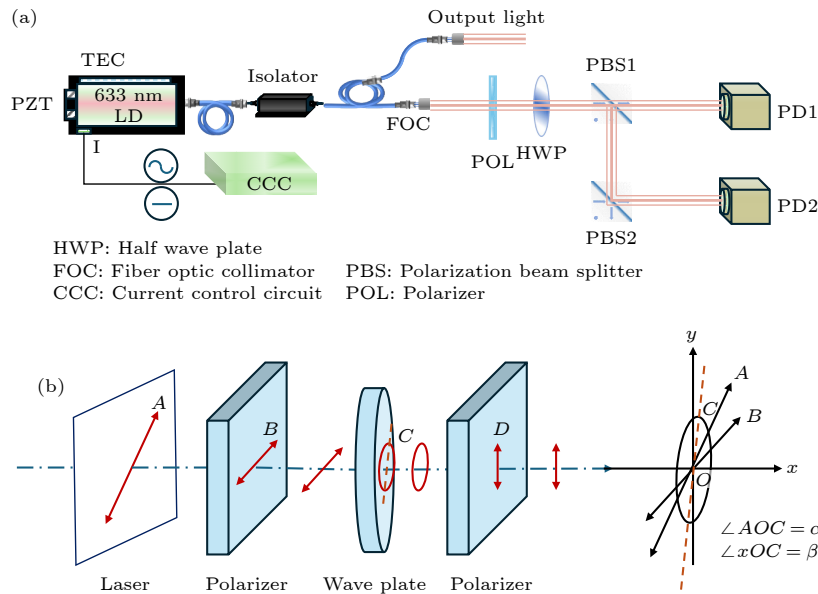


图 1 (a) 波长调谐激光光源退偏实验装置图; (b) 传输过程中偏振态变化示意图

Fig. 1. (a) Depolarization experimental setup for wavelength modulation laser; (b) schematic diagram of polarization changes during transmission.

$$A_x = A_e = A_0 \cos \alpha, \quad (1)$$

$$A_y = A_0 \sin \alpha, \quad (2)$$

式中, A_0 为经过起偏器后的线偏光振幅, α 为线偏光偏振方向与半波片光轴夹角, A_x 为 e 光振幅, A_y 为 o 光振幅. o 光、e 光光场分别为

$$E_x = A_x \sin \left[\frac{2\pi c}{\lambda(t)} t \right], \quad (3)$$

$$E_y = A_y \sin \left[\frac{2\pi c}{\lambda(t)} t - \varphi \right], \quad (4)$$

式中, $\lambda(t)$ 为波长调谐函数, φ 为波片引入的相位延迟量, E_x 为 e 光光场, E_y 为 o 光光场; c 为光速.

激光经过消光比不为零的 PBS 后, 探测器靶面会接收到 p 光与 s 光相互干涉的合成光强. 假设透射光与反射光消光比均为 S_{PER} , β 为半波片光轴与 PBS 慢轴方向夹角, 则透射方向与反射方向的

光强分别为

$$I_p = (A_x S_{\text{PER}} \cos \beta)^2 + (A_y \sin \beta)^2 + A_x A_y S_{\text{PER}} \sin 2\beta \cos \varphi, \quad (5)$$

$$I_s = (A_x \sin \beta)^2 + (A_y S_{\text{PER}} \cos \beta)^2 - A_x A_y S_{\text{PER}} \sin 2\beta \cos \varphi. \quad (6)$$

由于相位延迟量与波长有关, 当存在波长调谐时, 光强将存在周期性变化. 光强对 β 求偏导并令其为 0, 得到光强的极值条件为

$$\sin 2\beta (\sin^2 \alpha - S_{\text{PER}}^2 \cos^2 \alpha) + S_{\text{PER}} \sin 2\alpha \cos 2\beta \cos \varphi = 0, \quad (7)$$

$$\sin 2\beta (\cos^2 \alpha - S_{\text{PER}}^2 \sin^2 \alpha) - S_{\text{PER}} \sin 2\alpha \cos 2\beta \cos \varphi = 0. \quad (8)$$

利用二倍角公式推导得到 o 光和 e 光对应的光强极值为

$$I_p = A_0^2 \left[\frac{S_{\text{PER}}^2 + 1}{4} + \frac{S_{\text{PER}}^2 - 1}{4} \cos 2\alpha \pm \left[\sqrt{1 + S_{\text{PER}}^2 \frac{\sin^2 2\alpha \cos^2 \varphi}{(S_{\text{PER}}^2 \cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha)^2}} \right]^{-1} \times \left(\frac{S_{\text{PER}}^2 - 1}{4} + \frac{S_{\text{PER}}^2 + 1}{4} \cos 2\alpha + \frac{S_{\text{PER}}^2 \sin^2 2\alpha \cos^2 \varphi}{2(S_{\text{PER}}^2 \cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha)} \right) \right], \quad (9)$$

$$I_s = A_0^2 \left[\frac{S_{\text{PER}}^2 + 1}{4} + \frac{1 - S_{\text{PER}}^2}{4} \cos 2\alpha \pm \left[\sqrt{1 + S_{\text{PER}}^2 \frac{\sin^2 2\alpha \cos^2 \varphi}{(S_{\text{PER}}^2 \cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha)^2}} \right]^{-1} \times \left(\frac{S_{\text{PER}}^2 - 1}{4} - \frac{S_{\text{PER}}^2 + 1}{4} \cos 2\alpha - \frac{S_{\text{PER}}^2 \sin^2 2\alpha \cos^2 \varphi}{2(S_{\text{PER}}^2 \cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha)} \right) \right]. \quad (10)$$

特别地, $S_{\text{PER}} = 1$ 时, 化简为

$$I_{p,1} = \frac{A_0^2}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \sin^2 2\alpha \sin^2 \varphi} \right), \quad (11)$$

$$I_{s,1} = \frac{A_0^2}{2} \left(1 \mp \sqrt{1 - \sin^2 2\alpha \sin^2 \varphi} \right). \quad (12)$$

$S_{\text{PER}} = 0$ 时, 化简为

$$I_{p,0} = \frac{A_0^2}{4} [1 - \cos 2\alpha \pm (\cos 2\alpha - 1)], \quad (13)$$

$$I_{s,0} = \frac{A_0^2}{4} [1 + \cos 2\alpha \mp (1 + \cos 2\alpha)]. \quad (14)$$

通过设置不同消光比, 研究在不同半波片光轴 (即 PBS 慢轴方向夹角 β) 和线偏光偏振方向 (即半波片光轴夹角 α) 下 PBS 透射光与反射光强度, 仿真结果如图 3 所示. 当消光比为 0 或 1 时,

仿真结果符合 (11) 式—(14) 式, 当消光比为其他参数时, 光强包络与消光比为 0 的情况类似, 不过波包络会出现位置上的偏移, 符合 (9) 式、(10) 式预测. 当转动 α , β 时, 光强会出现周期性变化, 其极值位置会随消光比变化而移动, 在个别角度下, 由于干涉相消, 透射光和反射光都会出现极低的光强. p 光、s 光强度和整体呈现 3 种趋势, 见图 2. 在 $\text{PER} < 1$ 时, p 光波峰位置在 s 光波谷位置附近, p 光波谷位置在 s 光波峰位置附近, 其光强和只与 β 有关且不随 α 变化. 在 $\text{PER} = 1$ 时, 二者完全互补, 强度和为常数. $\text{PER} > 1$ 时, 光强之和趋势与 $\text{PER} < 1$ 的情况相反. 以上仿真结果符合 (9) 式—(14) 式. 为统一比较, 仿真过程中对光强进行归一化, 仅考虑相对强度, 最大值为 1 (arbitrary unit, a.u.).

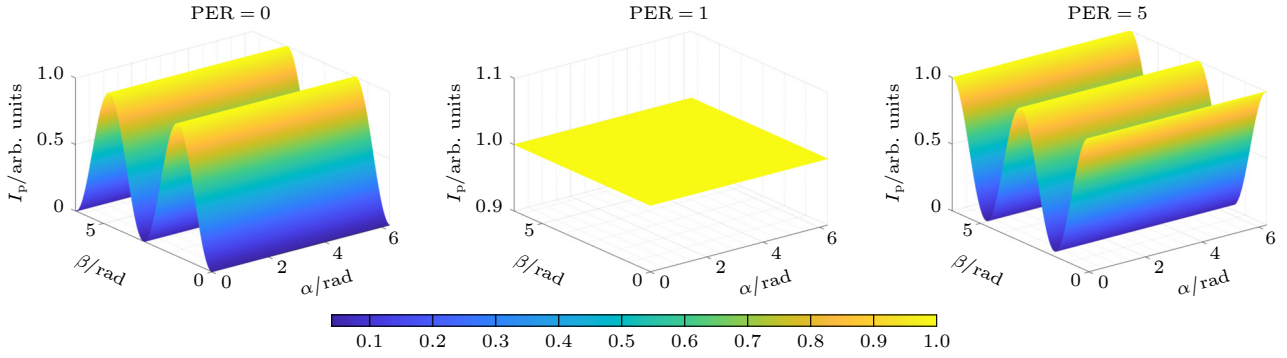


图 2 不同 α 和 β 下的透射光、反射光强度之和

Fig. 2. Sum of transmitted light and reflected light intensity under different α and β .

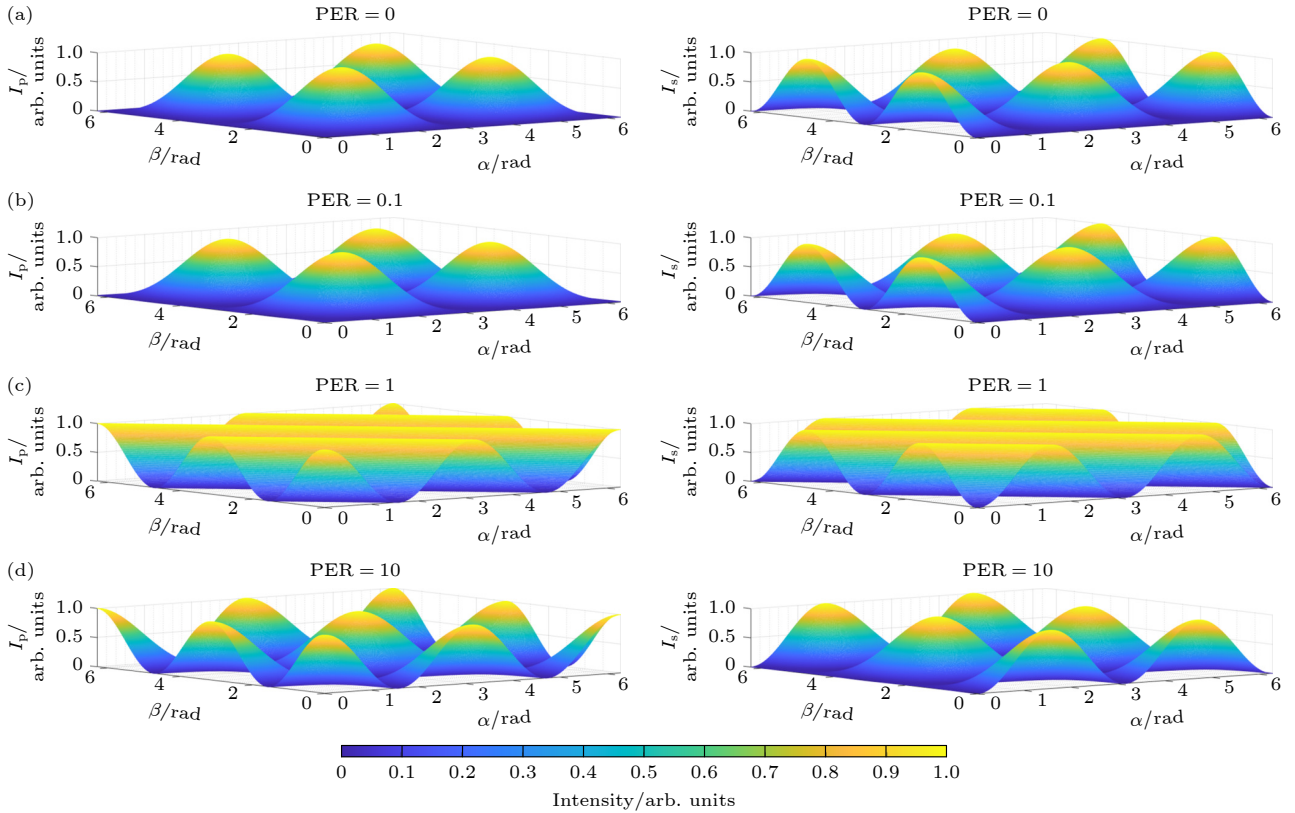


图 3 不同 α 和 β 下的透射光 (左) 和反射光强度 (右)

Fig. 3. Transmitted light (left) and reflected light intensity (right) under different α and β .

2.2 杂散光干涉强度噪声

波长调谐光源常应用于环形光路中, 以饱和吸收光谱实验为例^[20], 探测光与饱和光重合, 实验装置如图 4 所示. 当存在镜面反射、散射时, 探测器靶面上会存在双频光甚至多频光干涉. 另外, 探测光、参考光光程不一致, 调制波长范围、调制频率等因素也会对杂散光干涉噪声产生影响. 下文逐一分析上述因素对强度噪声的贡献.

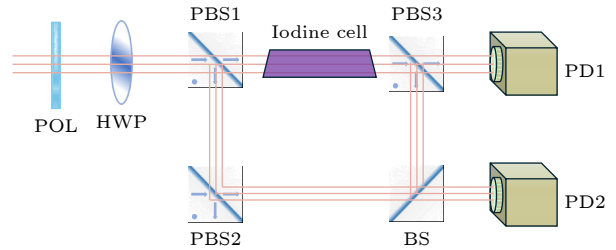


图 4 饱和吸收实验装置图

Fig. 4. Experimental setup for saturated absorption spectroscopy.

根据近场高斯光模型^[16], 理想单频高斯光光强为

$$I_{\text{gauss}} = \frac{A^2 w_0^2}{2} \left[\frac{1}{w(z)} e^{-\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}} \right]. \quad (15)$$

进一步推导, 等幅双频椭圆偏振高斯光的干涉光强为

$$\begin{aligned} I = I_x + I_y = & \frac{A^2 w_0^2}{2} \left[\left(\frac{1}{w_1(z)} e^{-\frac{x^2+y^2}{w_1^2(z)}} \right)^2 \right. \\ & + \left(\frac{1}{w_2(z)} e^{-\frac{x^2+y^2}{w_2^2(z+\Delta z)}} \right)^2 \\ & \left. + \frac{2 \cos \Delta \theta}{w_1(z) w_2(z)} e^{-\frac{x^2+y^2}{w_1^2(z)}} e^{-\frac{x^2+y^2}{w_2^2(z+\Delta z)}} \cos \Phi(z) \right], \\ \Phi(z) = & \frac{2\pi}{\lambda_1} \left[z + \frac{x^2+y^2}{2R_1(z)} + n_1 L_1 \right] - \arctan \frac{\lambda_1 z}{\pi w_0^2} \\ & - \omega_1 t - \frac{2\pi}{\lambda_2} \left[z + \Delta z + \frac{x^2+y^2}{2R_2(z+\Delta z)} + n_2 L_2 \right] \\ & + \arctan \frac{\lambda_2 (z + \Delta z)}{\pi w_0^2} + \omega_2 t, \end{aligned} \quad (16)$$

式中, x, y, z 为空间笛卡尔坐标, w_0 为束腰半径, 光束半径和等相面的曲率半径分别表示为

$$\begin{aligned} w(z) &= w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2}, \\ R(z) &= z + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2, \end{aligned}$$

$\Delta \theta$ 是两束光的偏振方位角之差. 当存在波长调谐时, 波长差以及时间项相位差都是变化的, 因此会存在强度噪声, 对强度信号的解算产生显著影响.

探测器靶面接收到多个频率的杂散光, 其合成相位随波长调谐周期性变化. 以饱和吸收实验光路为基础模型, 具体装置见图 4, 设双路光程差为 0.05 m@633 nm, 激光中心波长为 633 nm, 波长调谐范围为 10 pm, 采样率 10 MSa, 两束光初始光强均为 1 a.u., β 为 0° , 探测器靶面 3.6 mm × 3.6 mm, 杂散光中水平偏振与垂直偏振光强度比为 1:1, 仿真结果如图 5 所示. 随着时间的延长 (对应中心波长调谐到不同数值), 干涉强度呈现干涉相长-干涉相消-干涉相长的周期变化, 这意味着光

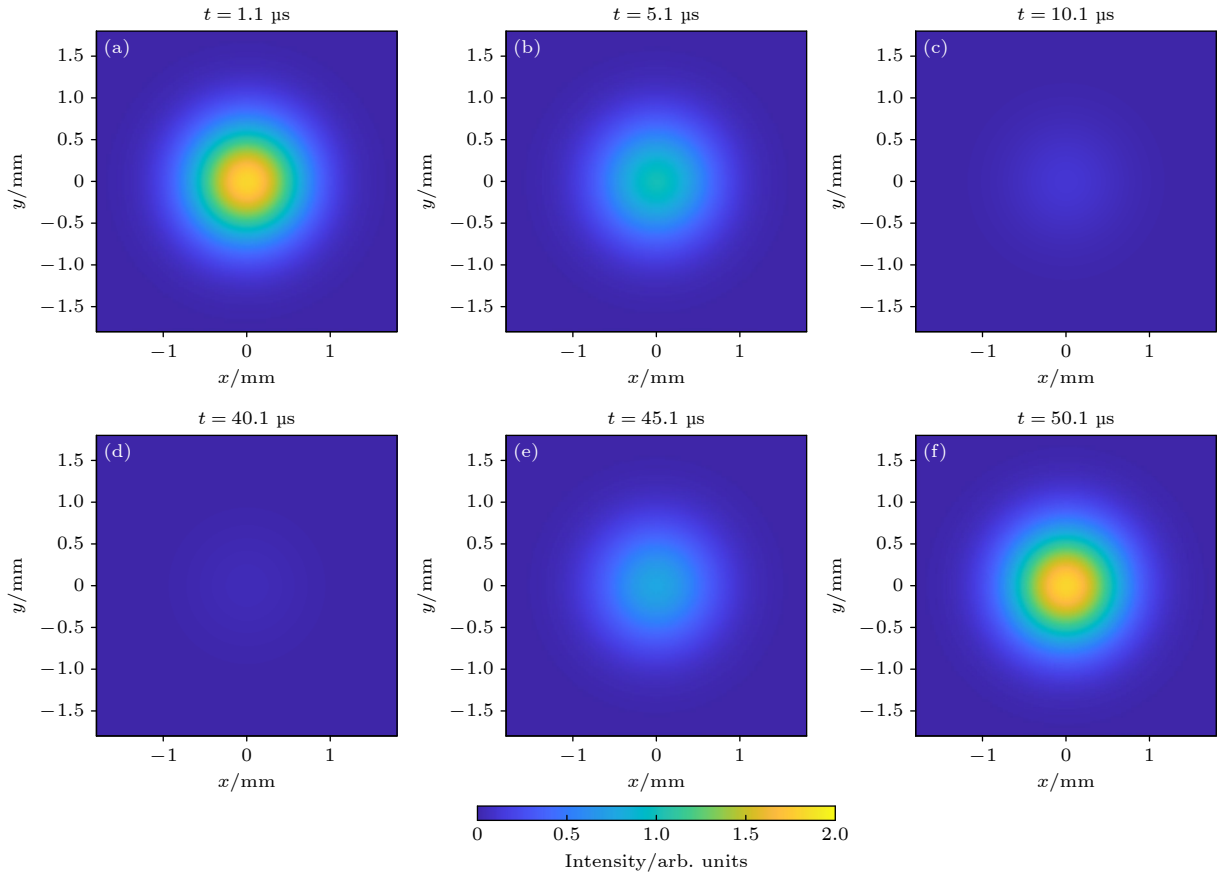


图 5 不同时刻下的双频同偏椭圆高斯光干涉信号

Fig. 5. Interference signals of double frequency Gaussian light with the same polarization at different time.

信号中将存在异常凹陷与凸起. 通过监测外差干涉中用于波长调谐引入的相位项, 如图 6 所示, 相位呈周期性变化, 从 0.6 rad 左右对应干涉相长到 2.8 rad 左右对应干涉相消, 其变化趋势与光强变化趋势一致, 证明二者存在相关性.

通过控制变量法逐一改变波长调谐范围、光束半径、光程差、调制频率, 对相位变化量进行仿真, 结果如图 7 所示. 仿真中采样率为 10 MSa, 电流调制信号峰峰值为 10 mA, 调制频率 $f_m = 100$ Hz, 初始光程差 $dz = 0.05$, 光束半径 $w_{z_0} = 1$ mm, 波长调谐范围 $d\lambda = 10$ pm, 相位变化量在采集时间 1 s 内的时域图和频谱图如图 7(a), (b) 所示, 分别改变参数为 $d\lambda = 10$ pm (图 7(c), (d)), $w_{z_0} = 2$ mm (图 7(e), (f)), $dz = 0.01$ (图 7(g), (h)), $f_m = 1$ Hz (图 7(i), (j)). 仿真证明, 光束直径、光程差对相位噪声无显著抑制效果, 减小波长调谐范围降低高频噪声但会增大中频噪声, 降低调制频率在有效抑制高频噪声的同时不增大其他频段的噪声.

3 实验与讨论

3.1 实验结果

实验中使用的光源为 LD-PD INC 公司的 633-B-A81-SA-PZT 激光器, 输出功率为 10 mW, 仿真使用真零级半波片为波片模型, 波片透射中心波长为 633 nm, 激光波长调谐范围为 $633 \text{ nm} \pm 10 \text{ pm}$, 电流正弦调制频率为 10 kHz, 激光器波长——电流调谐系数为 1 pm/mA. 输出光经过隔离器后由 90:10 的一分二耦合器分光, 将 9 mW 光作为最终输出光, 1 mW 光经光纤准直镜后出射作为实验光. 实验光经过起偏器改变线偏光方向, 并由真零级半波片和 PBS(实测消光比约 1:10) 配合调节 p 光与 s 光分光比, 两路光信号分别由两个探测器 (Thorlabs FDS100) 接收, 通过采集卡探测器信号.

在实验中, PD1 和 PD2 的信号波形在个别 β 下出现极大的差异, 如图 8 所示, 且随着半波片光

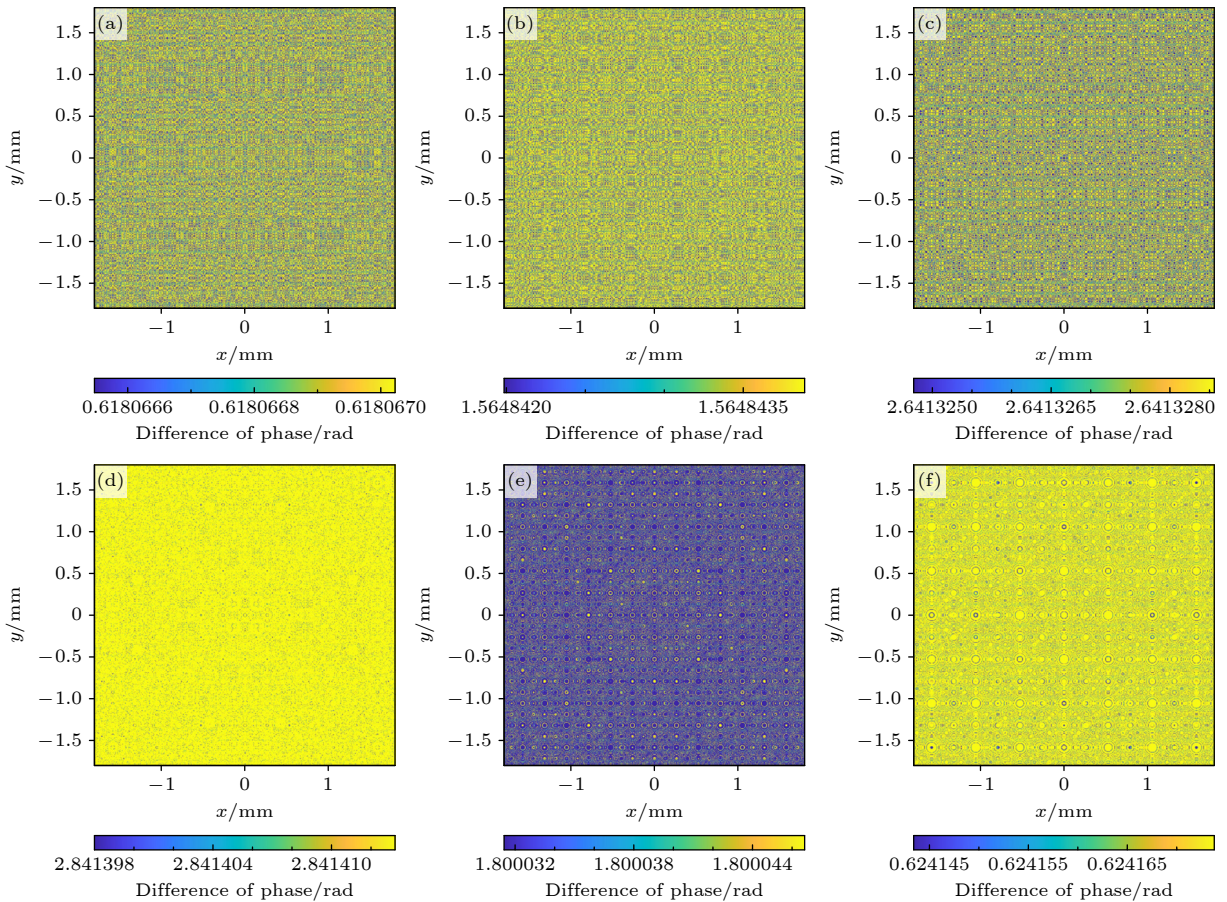


图 6 不同时刻下的双频同偏椭圆高斯光相位差

Fig. 6. Phase difference of double frequency Gaussian light with the same polarization at different time.

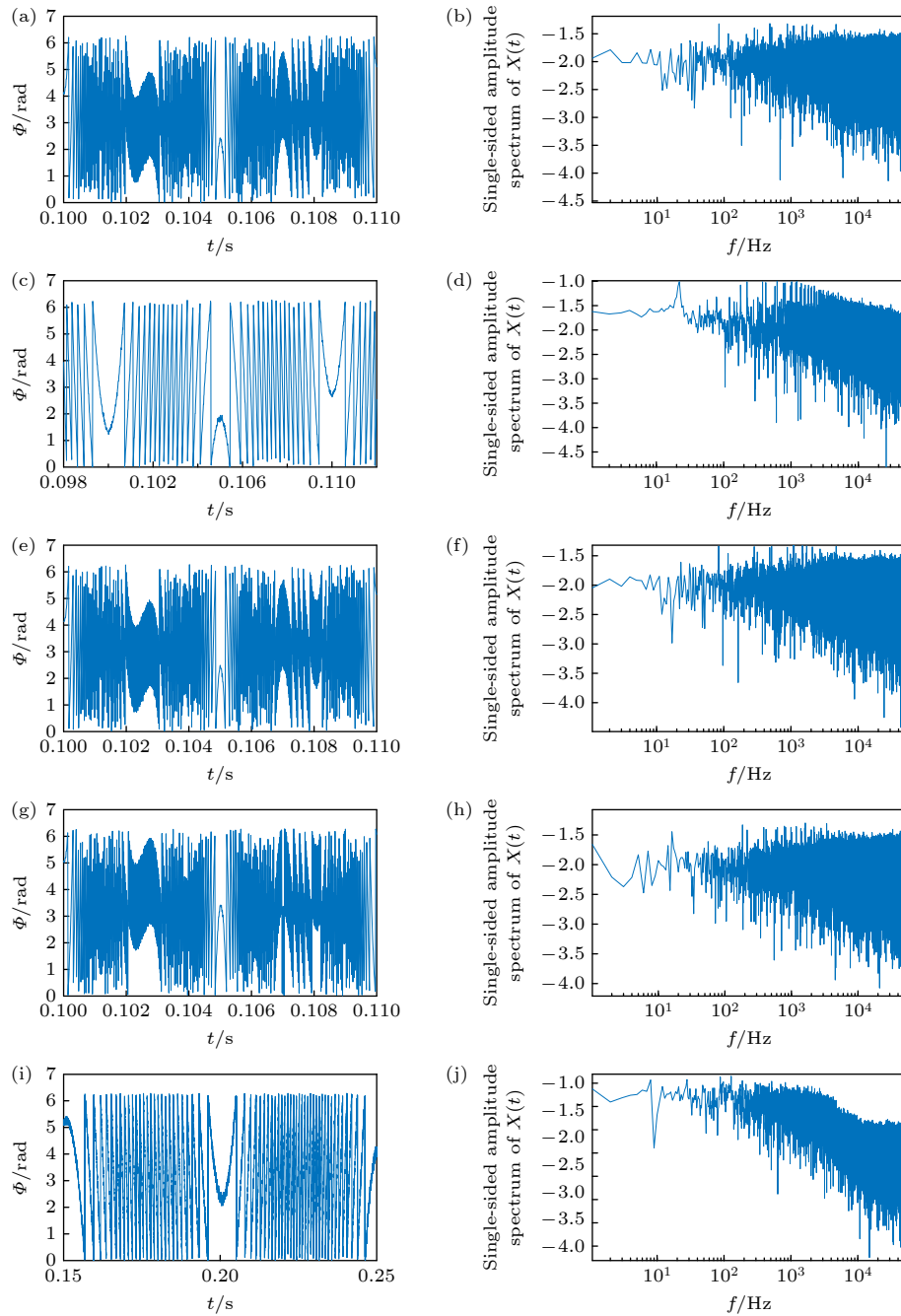


图 7 相位噪声与调制深度、光束直径、光程差、调制频率的关系

Fig. 7. Relationship between phase noise and modulation depth, beam diameter, optical path difference and modulation frequency.

轴的旋转, p, s 光信号呈现如图 8(a)—(c) 所示的周期性变化. 观察图 8(a), 此时 p 光、s 光波形严重不同, p 光出现尖锐毛刺及突变, 而 s 光保持较好的正弦波形, 排除光源本身由于调制引起功率抖动, 对应的突变区间长度约 7 pm, 这是多频高斯光外差干涉引入的周期性光强调制占主导地位. 图 8(b) 依然是类似的波形, 不过在波峰进一步裂解为 3 个区间, 并且 s 光的波形也呈现失真. 图 8(c) 显示的双路信号局部凹陷与突起趋势相反, 与第

2 节仿真得到的 p 光、s 光强度互补结论一致, 说明此时 PBS 杂散光干涉占主导地位, 而多频高斯光外差干涉不明显. 图 8(d), (e) 证明信号异常与调制信号波形无关, 出现异常的区间长度是一致的, 但是增大调制深度, 异常区间的数量随之增加, 符合 2.2 节仿真结果. 根据第 2 节的理论, 存在一个激光线偏光方位角, 当其与 PBS 长轴对齐或者垂直时, 此时无椭圆分量进行干涉合成, 并且杂散光由于偏振态受限, 仅有极少部分能量能够透过 PBS

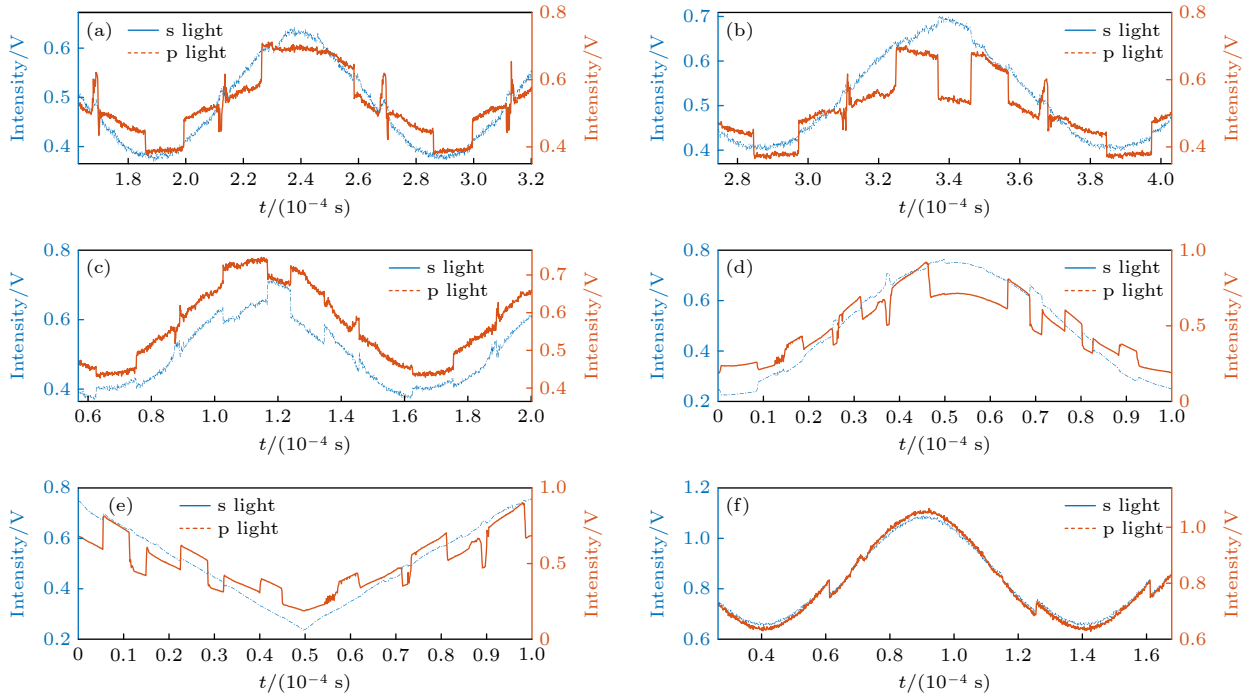


图 8 不同半波片旋转角度及调制参数下的 p 光、s 光信号, 调制深度 30%, 正弦波调制, 半波片转角 0° (a), 30° (b), 60° (c), POL 对准光轴 (f). 调制深度 60%, 半波片转角 0° , 正弦波调制 (d), 锯齿波调制 (e)

Fig. 8. Signals of p light & s light under different HWP rotation angles and modulation parameters. Modulation depth 30%, sine wave modulation, half-wave plate angle 0° (a), 30° (b), 60° (c), POL aligned to optical axis (f); modulation depth 60%, half-wave plate angle 0° , sine wave modulation (d), sawtooth wave modulation (e).

到达探测器靶面. 在激光出射端增加起偏器并旋转其角度, 得到波型、强度一致性很高的双路信号, 如图 8(f) 所示, 这与理论预测的一致. 不同信号的信噪比如表 1 所示, 经过对准后, 信噪比提高 10—31 dB 且双路信号一致性很好.

表 1 不同半波片旋转角和调制参数下的 p 光、s 光信噪比

Table 1. Signals to noise ratio of p light and s light under different HWP rotation angles and modulation parameters.

SNR/dB		p light	s light
Modulation depth 30%	Sine wave-angle 0°	25.4907	37.2894
	Sine wave-angle 30°	21.2859	36.3941
	Sine wave-angle 60°	31.6048	27.4752
	Sine wave-with POL	30.6666	31.3396
Modulation depth 60%	Sine wave-angle 0°	18.1280	33.0986
	Sawtooth wave-angle 0°	15.4966	37.8797

3.2 讨论

3.2.1 探测器响应的一致性

为保证实验的变量控制, 在开始实验前验证探测器响应的一致性及其对偏振的不敏感性. 图 9 分

别展示探测器 PD1, PD2 对不同偏振态波长的响应, 以及激光器的波长调谐曲线. 如图 9(a), (b) 所示, 李萨如图形是椭圆, 证明两个探测器响应一致.

3.2.2 波片倾斜的影响

当波片倾斜时, 利用双折射晶体的理论模型^[19], 此时波片的相位延迟量 φ 为

$$\varphi = \frac{2\pi h}{\lambda \cos\theta} \Delta n, \quad (17)$$

式中, h 是波片厚度, θ 是平均折射率对应的折射角, Δn 是折射率差. 从 (17) 式可见, 当使用波长调谐激光光源时, 相位延迟量与波片倾角相关. 通过仿真, 得到相位变化如图 10 所示. 即使半波片倾斜 10° , 引入的相位延迟量误差也低于 5%, 证明波片相位延迟量对安装的倾斜误差不敏感.

3.2.3 温度波动的影响

半导体激光器的波长变化量 $\delta\lambda$ 在无跳模区间内与温度变化量 δT 呈线性相关^[21]:

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda_0} = (\alpha_L + \alpha_n) \delta T, \quad (18)$$

式中, α_L 为热膨胀系数, α_n 为折射率热变化系数,

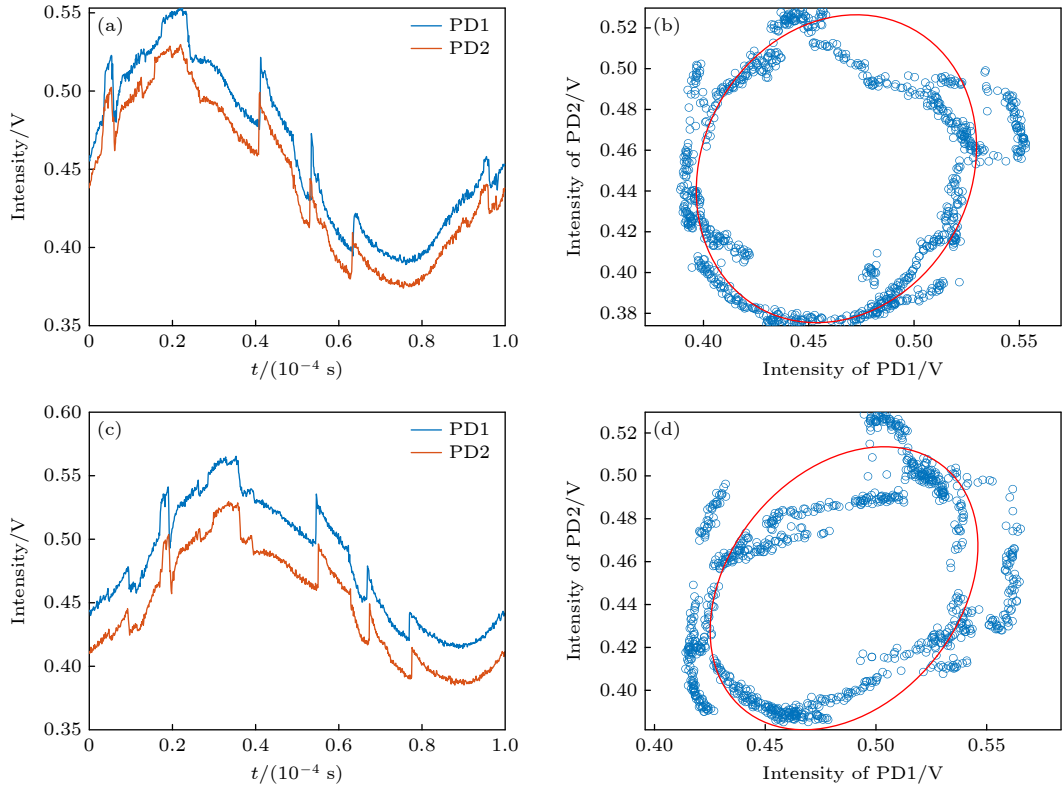


图 9 探测器对 p 光 (a) 和 s 光 (b) 的响应信号
Fig. 9. Response signals to p light (a) and s light (b).

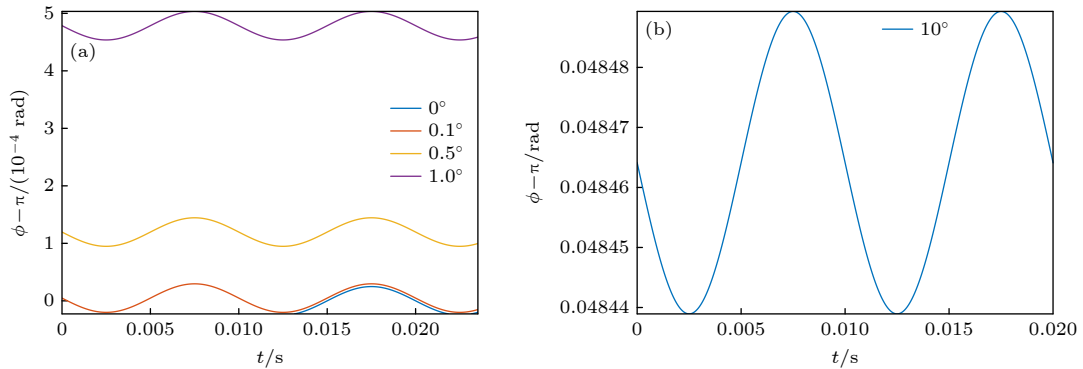


图 10 不同半波片倾角下的相位延迟量
Fig. 10. Phase-delay under different HWP angles.

λ_0 为激光中心波长. 查阅手册可知典型波长温度系数为 $80 \text{ pm}/^\circ\text{C}$.

温度对激光功率的影响注意体现在阈值电流 I_{th} 的偏移, 不影响功率电流曲线的斜率. 阈值电流与温度的关系为^[21]

$$I_{\text{th}} \propto \exp(T/T_0), \quad (19)$$

式中, T 为激光器 P-N 结温度, T_0 为温度常数, 与激光器自身特性相关.

实验使用双层 TEC 对激光器芯片进行温控, 测试结果如图 12(a) 所示, 实际温度波动优于

$0.5 \text{ mK}@3 \text{ h}$. 根据图 11 所拟合的功率斜率, 估计得到对应的波长波动为 40 fm , 功率偏移小于 1×10^{-6} , 二者均可忽略不计.

3.2.4 激光器驱动电流波动的影响

根据半导体二极管激光器模型, 可得输出光功率和波长变化量正比于注入电流 I ^[21]:

$$P_{\text{out}} = \frac{\ln(1/r)}{\ln(1/r) + \alpha L} \eta_i V_j (I - I_{\text{th}}), \quad (20)$$

$$\Delta\lambda = K_{I-\lambda} \Delta I, \quad (21)$$

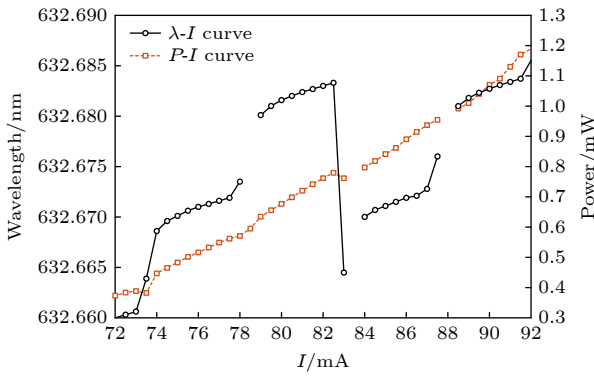


图 11 激光器波长-电流曲线和功率-电流曲线

Fig. 11. Laser wavelength-current curve and power-current curve.

式中, r 是二极管端面反射率, α 是结构因子, L 是源区长度, I_{th} 是阈值电流, η_i 是载流子复合概率. 查阅手册得到功率-电流系数为 0.1 mW/mA , 波长-电流系数为 1 pm/mA . 如图 12(b) 所示, 实验中测得电流噪声优于 $3 \mu\text{A}@3 \text{ h}$, 对应的波长波动为 3 fm , 功率波动小于 3×10^{-5} , 二者均可忽略不计.

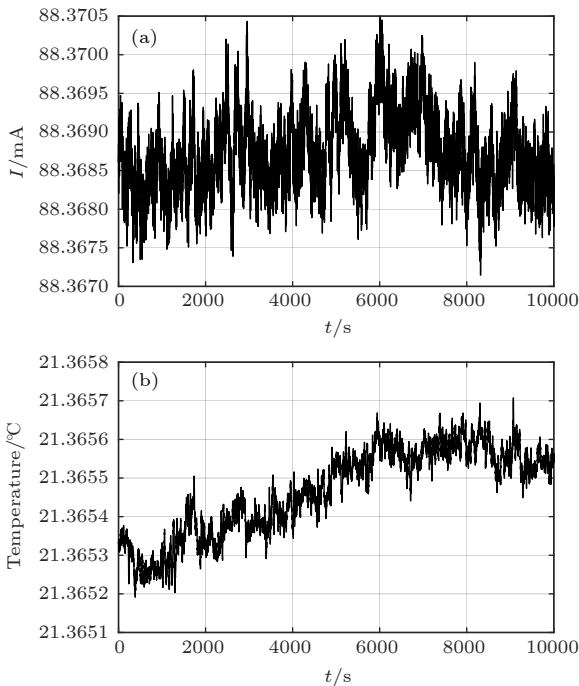


图 12 激光器驱动电流稳定性 (a) 及工作温度稳定性监测 (b)
Fig. 12. Laser driver current stability monitoring (a) and operating temperature stability monitoring (b).

3.2.5 激光波长、功率调制特性

光源的波长电流单模区间约 10 mA , 可保证实验电流调谐时的波长连续性, 功率无电流跳变区

间, 实测数据如图 11 所示. 通过线性拟合, 得到波长曲线与功率曲线的线性度 R^2 均优于 0.9 , 具体拟合结果如表 2 所示. 功率曲线 R^2 接近 0.99 , 认为电流调谐引入的强度变化是线性响应且无突变, 证明调谐不是信号异常的原因.

表 2 波长曲线与功率曲线的线性度分析

Table 2. Linearity analysis of wavelength curve and power curve.

	Slope k	Intercept b	R^2
Power curve	0.0399	-2.5156	0.9897
Wavelength curve	0.0024	632.4867	0.9483

4 结论

在使用波片等退偏器件时, 激光线偏振态会受到破坏, 不利于波长调谐光源的使用. 本文通过以下几方面的工作对波片退偏、PBS 消光比、杂散光引入的强度误差进行分析, 并得到解决方案.

1) 理论论述由于波长调谐引入的强度噪声. 着重分析线偏光方位角、检偏器方位角、双频高斯型杂散光干涉所产生的强度误差公式与量级. 理论与实验证明, 通过偏振态控制, 可以抑制双路光强信号的不一致性. 该结论不仅适用于所讨论的模型, 还适用于实际应用中所有带偏振敏感的器件.

2) 基于理论分析进行系统仿真. 构建电流调制的 633 nm 半导体激光波长调谐光源模型, 通过控制变量参数 (调制频率、调制深度、光程差等), 分析及预测波长调谐光源系统的强度噪声, 为波长调谐光源噪声分析提供数据参考和理论模型.

3) 完善波长调谐光源的评价体系. 对波长调谐光源杂散光进行时域分析建模, 分析干涉相位噪声的影响因素, 并证明通过减小波长调谐范围、降低调制频率可以有效抑制高频噪声. 该评价方法对波长调谐光源系统设计有一定的指导意义.

4) 搭建实验验证理论的正确性. 基于饱和和吸收环形光路, 对 633 nm 半导体激光器进行波长调谐, 在不同调制波形、调制深度下, 观测到双路光强信号不一致性. 通过偏振态控制, 提高信噪比至 31 dB , 证明理论模型的正确性.

数据可用性说明

本篇论文的关联数据可在科学数据银行 <https://doi.org/10.57760/sciencedb.26428> 中访问获取.

参考文献

- [1] Wang X L, Zhou P, Ma Y X, Ma H T, Li X, Xu X J, Zhao Y J 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 084203 (in Chinese) [王小林, 周朴, 马阎星, 马浩统, 李霄, 许晓军, 赵伊君 2011 物理学报 **60** 084203]
- [2] Gao Z X, Chu Q H, Shu Q, Li F Y, Wen Y, Jiang X C, Chen C, Wen J, Zhang C, Li F, Li L, Tao R M, Lin H H, Peng Z T, Wang J J 2025 *Laser Optoelectron. Prog.* **62** 7 (in Chinese) [高子翔, 楚秋慧, 舒强, 李峰云, 温雨, 蒋星晨, 陈成, 温静, 张春, 李芳, 李力, 陶汝茂, 林宏奂, 彭志涛, 王建军 2025 激光与光电子学进展 **62** 7]
- [3] Li K, Yang S H, Liao Y Q, Lin X T, Wang X, Zhang J Y, Li Z 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 084203 (in Chinese) [李坤, 杨苏辉, 廖英琦, 林学彤, 王欣, 张金英, 李卓 2021 物理学报 **70** 084203]
- [4] Huang Z Q, Li Q Z, Zhang M, Peng Z M, Yang Q S 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 123301 (in Chinese) [黄知秋, 李启正, 张猛, 彭志敏, 杨乾锁 2023 物理学报 **72** 123301]
- [5] Yang Y, Long M L, Ding J, Lu Z Y, Zhang H F, He H Y, Wu C G, Zhang Z P, Bai Z X 2025 *Laser Optoelectron. Prog.* **62** 0100003 (in Chinese) [阳宇, 龙明亮, 丁洁, 卢智勇, 张海峰, 贺红雨, 吴宸光, 张忠萍, 白振旭 2025 激光与光电子学进展 **62** 0100003]
- [6] Wallard A J 1972 *J. Phys. E Sci. Instr.* **5** 926
- [7] Chen W, Wu Y, Luo J, Liu J B, Wang L, Zhu X X, Zhu T 2019 *Opto Electron. Eng.* **46** 36 (in Chinese) [陈卫, 伍越, 罗杰, 刘进博, 王磊, 朱新新, 朱涛 2019 光电工程 **46** 36]
- [8] Deng Z W, Liu C F, Zhang H K, Sun H F, Zhang S W, Li X P 2025 *MMT* **45** 68 (in Chinese) [邓忠文, 刘传锋, 张恒康, 孙海峰, 张树威, 李小平 2025 计测技术 **45** 68]
- [9] Zhang S F, Lan L J, Ding Y J, Jia J W, Peng Z M 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 053301 (in Chinese) [张书锋, 蓝丽娟, 丁艳军, 贾军伟, 彭志敏 2015 物理学报 **64** 053301]
- [10] Petermann K 1988 *Laser Diode Modulation and Noise* (Springer Dordrecht) pp78–118
- [11] He Z Y, An B N, Wang T, Zhao X K, Liu X S, Chen L R, Wang Y J 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 094203 (in Chinese) [贺子洋, 安炳南, 王韬, 赵晓康, 刘向嵩, 陈力荣, 王雅君 2025 物理学报 **74** 094203]
- [12] Snigirev V, Riedhauser A, Lihachev G, Churaev M, Riemensberger J, Wang R N, Siddharth A, Huang G H, Möhl C, Popoff Y, Drechsler U, Caimi D, Hönl S, Liu J Q, Seidler P, Kippenberg T J 2023 *Nature* **615** 411
- [13] Sheng L W, Wang J J, Huang L, Zhang A G, Zhang Z H, Qiao S, Wei Y, Liu Z M, Ju J W, Zhou S, Liu J Q, Han J L, Jin H 2024 *Front. Phys.* **12** 138
- [14] Dai P, Chen Z, Sun Z X, Ge H T, Dai J, Lu J, Wang F, Xiao R L, Tong H, Dou R R, Chen X F 2023 *Chin. Opt. Lett.* **21** 109
- [15] Yang X M, Liu X B, Li C Y, Pan H, Xue S M, Mao Q H 2024 *Laser Optoelectron. Prog.* **61** 2114011 (in Chinese) [杨秀梅, 刘孝兵, 李重阳, 潘浩, 薛驷明, 毛庆和 2024 激光与光电子学进展 **61** 2114011]
- [16] Shang Y F, Shi Q X, Yang Y S, Huang Y Q, Zhang Y 2022 *Laser Optoelectron. Prog.* **59** 217 (in Chinese) [尚玉峰, 师钦贤, 杨一粟, 黄永清, 张勇 2022 激光与光电子学进展 **59** 217]
- [17] Wanner G, Heinzl G 2014 *Appl. Opt.* **53** 3043
- [18] Zhang C Y 2004 *M. S. Thesis* (Tianjin: Tianjin University) (in Chinese) [张聪跃 2004 硕士学位论文 (天津: 天津大学)]
- [19] Lei Z T 1995 *Introduction to Physical Optics* (Chengdu: Electronic Science and Technology University Press) pp332–342 (in Chinese) [雷肇棣 1995 物理光学导论 (成都: 电子科技大学出版社) 第 332—342 页]
- [20] Hanes G R, Dahlstrom C E 1969 *Appl. Phys. Lett.* **14** 362.
- [21] Fang Z J, Cai H W, Chen G T, Qu R H 2017 *Single Frequency Semiconductor Lasers* (Singapore: Springer Singapore 1 ed) pp167–204

Noise analysis of dual-channel light intensity signal based on wavelength-tuned laser system*

WU Yupeng¹⁾²⁾ MA Kai¹⁾ KONG Xinxin¹⁾ WU Zhou¹⁾ ZHANG Wenxi^{1)2)†}

1) (*Aerospace Information Research Institute, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100094, China*)

2) (*School of Optoelectronics, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

(Received 9 May 2025; revised manuscript received 5 June 2025)

Abstract

Wavelength-tunable lasers play a crucial role in fields such as precision interferometry and ultra-stable laser applications. The precision of wavelength tuning and the accuracy of frequency stabilization in lasers are the key indicators of their performance. To improve these performance, closed-loop control with dual-beam paths, such as saturated absorption spectrum spatial stabilization, is commonly utilized. The signal-to-noise ratio (SNR) of the control beam detection significantly affects the control precision. Investigating the parameters that influence this SNR and analyzing their relationships are of great engineering significance for further improving the tuning precision and frequency stabilization accuracy of lasers.

To increase the SNR, this work examines intensity noise in wavelength-modulation systems based on the polarizer-phase-delay-polarizer model. A polarization beam splitter (PBS) cannot achieve a zero polarization extinction ratio (PER), thus introducing intensity noise from the interference between p and s polarization light. Additionally, non-ideal stray light, such as back-reflected and scattered light from optical components, further reduces the SNR of the detection signal when it converges on the detector's active area. This work carries out a detailed analysis of these two types of noise, exploring the effects of factors such as PER, wavelength-modulation range, beam diameter, laser polarization direction, and modulation frequency. Based on the theoretical analysis, it also simulates optical phenomena involving half-wave plates with different tilt angles and rotation angles, as well as dual-frequency Gaussian elliptically polarized light under various modulation parameters.

The theoretical analysis indicates that the intensities of p and s polarization light undergo periodic variations as the angle between the half-wave plate's optical axis and the PBS's slow-axis direction, as well as the angle between the linear-polarization direction and the half-wave plate's optical axis, changes. The extreme positions of these intensities move with the PER changing. At certain specific angles, destructive interference leads to extremely low intensities in both transmitted and reflected light. Furthermore, when the detector receives stray light of multiple frequencies, the synthesized phase varies periodically with wavelength tuning. This means that over time (corresponding to tuning the center wavelength to different values), the interference intensity exhibits periodic changes from constructive interference to destructive interference and then to constructive interference. Consequently, abnormal dips and peaks may appear in the optical signal intensity.

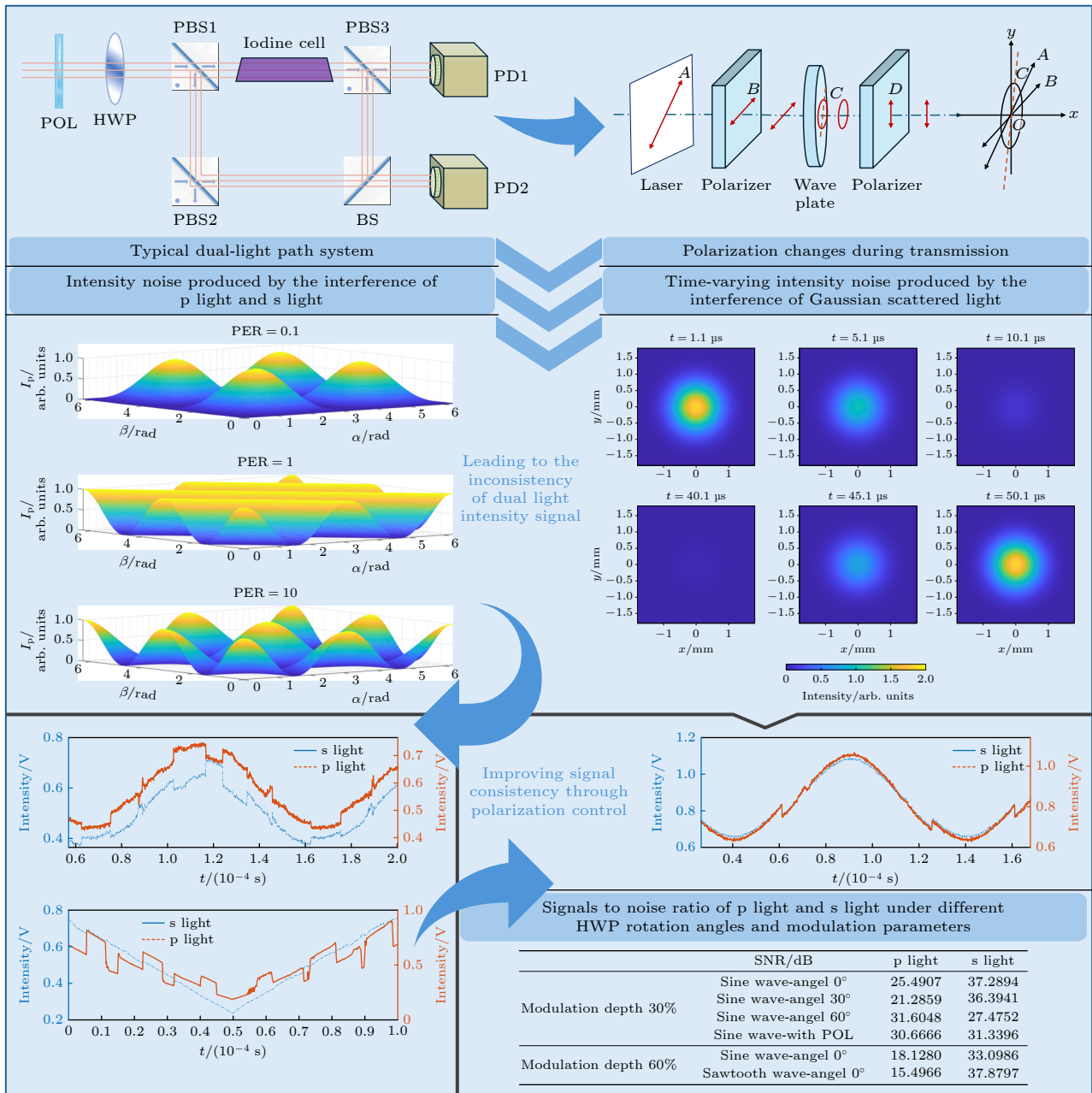
A 633-B-A81-SA-PZT laser from LD-PD INC with a 10 mW output is used in the experiment. A true zero-order half-wave plate model centered at 633 nm is adopted in the simulation. The laser wavelength is tunable in the range of 633 nm \pm 10 pm, and 10 kHz sine-wave current modulation is used, with a wavelength-current tuning coefficient of 1 pm/mA. After an isolator, a 90:10 coupler splits the beam into a 9 mW output and a 1 mW experiment beam, which is collimated and adjusted by a polarizer, a true zero-order half-wave plate, and a PBS to set the ratio of p light power to s light power. Two Thorlabs FDS100 detectors capture the beams,

* Project supported by the Youth Innovation Promotion Association, Chinese Academy of Sciences (Grant No. 2023132).

† Corresponding author. E-mail: zhangwx@aircas.ac.cn

with signals collected via a data acquisition card. The PD1 and PD2 signals show significant differences under certain conditions, and the p and s light signals vary periodically with half-wave plate rotating. Adding a polarizer at the laser exit and adjusting its angle can improve signal consistency. After alignment, the SNR increases from 10 dB to 31 dB.

In this study, wavelength of a 633 nm semiconductor laser is tuned by using a saturated absorption spectrum ring light path. Under different modulation conditions, inconsistencies in the intensity signals of two beams are observed. Polarization control increases the SNR to 31 dB, confirming the theoretical model. Additionally, time domain analysis of stray light from the wavelength-tuned source shows that reducing the wavelength tuning range and modulation frequency can effectively suppress high frequency noise.



Keywords: lasers and laser optics, wavelength modulation, elliptical light interference, semiconductor laser

PACS: 42.60.Fc, 42.25.Hz, 42.25.Ja, 42.60.-v

DOI: 10.7498/aps.74.20250612

CSTR: 32037.14.aps.74.20250612

基于波长调谐激光系统的双路光强信号噪声分析

吴育鹏 马凯 孔新新 伍洲 张文喜

Noise analysis of dual-channel light intensity signal based on wavelength-tuned laser system

WU Yupeng MA Kai KONG Xinxin WU Zhou ZHANG Wenxi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 74, 164207 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250612

CSTR: 32037.14.aps.74.20250612

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250612>

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

混沌光注入半导体激光器中极端事件的演变

Evolution of extreme events in chaotic light-injected semiconductor lasers

物理学报. 2023, 72(16): 164201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230759>

基于双路光电反馈下光注入半导体激光器的高性能线性调频信号产生

High-performance linear frequency-modulated signal generation based on optically injected semiconductor laser with dual-loop optoelectronic feedback

物理学报. 2022, 71(21): 214204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221308>

双波长自锁模半导体薄片激光器

Dual-wavelength self-mode-locked semiconductor disk laser

物理学报. 2022, 71(20): 204202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220483>

基于双波长飞秒光源的高功率2—5 μm 中红外超快激光

High-power 2 – 5 μm mid-infrared ultrafast laser based on dual-wavelength femtosecond light source

物理学报. 2025, 74(11): 114206 <https://doi.org/10.7498/aps.74.20250348>

自混沌光相位调制光反馈半导体激光器输出光的混沌特性

Chaotic characteristics of output light from semiconductor laser with self-chaotic phase modulation and optical feedback

物理学报. 2022, 71(15): 150502 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220204>

内腔亚波长光栅液晶可调谐垂直腔面发射激光器

Liquid crystal tunable vertical cavity surface emission laser with inner cavity sub-wavelength grating

物理学报. 2021, 70(22): 224208 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210957>