

专题: 量子光学原理与应用

可调谐光谱双参量复用量子弱测量*

王奥¹⁾²⁾ 张敏¹⁾²⁾ 高淑琪¹⁾²⁾ 刘清晨¹⁾²⁾ 何力¹⁾²⁾郭晓敏^{1)2)†} 郭龔强¹⁾²⁾ 肖连团¹⁾²⁾

1) (太原理工大学, 新型传感器与智能控制教育部重点实验室, 太原 030024)

2) (太原理工大学物理与光电工程学院, 太原 030024)

(2025 年 10 月 16 日收到; 2025 年 11 月 28 日收到修改稿)

量子弱测量基于弱值放大与后选择效应, 在微小物理量表征和高灵敏传感计等方面具有重要作用, 但目前受限于单重弱相互作用与单一测量通道, 存在测量精度不足和多参数并行化受限的问题. 本文从理论和实验上研究了基于可调谐光谱和迭代弱相互作用的双参量量子弱测量, 实现了 M 参量和 I 参量的高精度相位差测量. 理论分析表明, 通过调控光谱宽度和多重弱相互作用可增强弱值放大效应; 在满足弱测量条件 $k/2 \ll \rho \ll 1$ 时, N 重迭代弱相互作用使动量 M 和强度 I 参量的测量精度较单重弱相互作用提升 N 倍. 实验采用三重弱相互作用: 当光谱谱宽为 750 GHz 时, 动量 M 参量实现了 4.06×10^{-8} rad 的相位差测量精度, 测量精度提升至原来的 2.78 倍; 当谱宽降至 500 kHz 时, I 参量实现 5.99×10^{-7} rad 测量精度, 测量精度提升了 2.97 倍, 并保持了 17.4 dB 的信噪比; 双参量测量精度的提升均与理论 3 倍符合良好. 当谱宽为 125 GHz 时, M 和 I 参量均实现了 10^{-6} — 10^{-7} rad 量级测量, 测量精度较传统单重弱测量提升约 3 倍. 该方案利用双参量在百 kHz 至亚太赫兹 (sub-terahertz) 可调谐光谱范围内实现了高精度且高信噪比相位差测量, 光子利用率较传统单重弱测量提升 3 倍, 为相位非经典精密传感提供了兼具多参量并行和宽光谱适配性的可行方案.

关键词: 量子光学, 迭代弱测量, 可调谐光谱, 双参量, 相位差测量**DOI:** 10.7498/aps.75.20251404**CSTR:** 32037.14.aps.75.20251404

1 引言

量子弱测量凭借其对系统状态几乎可忽略的扰动及后置选择效应, 可将相位、振幅等微小变化放大并提取, 从而实现超高精度的参量测量^[1-4], 已成为深化量子精密测量物理研究基础与推动量子信息技术革新的关键手段.

传统的冯·诺依曼“强测量”在量子测量领域曾占据重要地位, 但因其较大的耦合强度, 量子系统与测量设备的纠缠被迅速投影, 导致量子态坍缩,

并且受限于探测器饱和效应, 从而限制了微弱信号的可分辨精度^[5,6]. 这使得“强测量”难以适用于微弱耦合、非侵入式保持量子相干性的测量任务, 制约了对量子非经典性的深入观测与研究. 利用纠缠态、压缩态等量子资源可提升参数测量精度极限^[7-11]和系统的量子费舍尔信息^[12-15], 但这些量子资源的制备要求较高且易受环境损耗, 工程化门槛仍高. 1988 年, Aharonov, Albert 和 Vaidman^[16] 提出弱值概念, 开启了量子弱测量的研究. 量子弱测量以其独特的弱耦合强度并通过后选择提取信息的方式, 保证了极小程度对量子态的干扰^[17], 显著

* 国家重点研究计划 (批准号: 2022YFA1404201)、国家自然科学基金 (批准号: 62175176, 62475185, U23A20380)、山西省自然科学基金 (批准号: 202403021221034)、中央引导地方科技发展资金 (批准号: YDZJSX2025D015) 和山西省专利转化计划项目 (批准号: 202405002) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: guoxiaomin@tyut.edu.cn

提高了系统对技术噪声的抵抗力, 增强了测量的鲁棒性. 弱值作为量子弱测量的核心, 可突破本征值谱且取复数^[18], 为系统提供额外相位与振幅信息, 已广泛应用于霍尔效应^[19–21]、角偏转^[22–24]、折射率^[25,26]、溶液浓度^[27,28]等多种物理量的检测. 量子弱测量的非侵入性特质使其成为研究量子非经典性的有力工具^[29,30], 尤其在探索量子纠缠和量子叠加^[31–33]等复杂现象时, 能够减少系统扰动并维持量子态的完整性^[34], 这对于实现超高的时间测量精度及相位差测量而言至关重要, 弥补了传统测量方法在极端时间尺度下因系统快速退相干而失败的不足.

目前通过单重弱相互作用对相位差以及时间差的测量已经在理论与实验中得到了验证^[35–40]. 然而, 当前的研究大多集中在量子系统和测量仪器之间的单次弱相互作用^[37–39], 且主要依赖于动量等单一测量参量, 这在很大程度上限制了系统的测量应用范围和精度^[40]. 同时, 现有的量子弱测量方法在提高测量精度时, 往往伴随着后选择概率的降低, 进一步削弱了量子弱测量的实用性.

针对上述问题, 本文提出了一种基于可调谐谱光源与迭代复用弱相互作用 (iterative weak interactions, IWI) 的双参量量子弱测量. 在不使用量子资源的情况下通过三重迭代弱相互作用将光子利用率及测量精度均提升约 3 倍: 使用动量参量 (M 参量) 在谱宽为 750 GHz 时达到了 4.06×10^{-8} rad 最佳相位差测量精度, 使用光强参量 (I 参量) 在 500 kHz 窄线宽下实现了 17.4 dB 信噪比的 5.99×10^{-7} rad 量级相位差测量精度.

2 迭代弱测量双参量相位差测量结果

2.1 理论分析

在本迭代弱测量方案中测量仪器态为光的频谱分布 $|\Phi\rangle$ 以实现量子系统即光的偏振自由度 $|\psi_i\rangle$ 测量, 其初始化状态为

$$|\psi_i\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + |V\rangle). \quad (1)$$

通过弱相互作用将量子系统和测量仪器态耦合在一起, 耦合强度为 $k = c\Delta\varphi/\omega_0$ ($\Delta\varphi \ll 1$)^[26,35], 并在相互垂直的两个偏振态之间引入待测相位差 $\Delta\varphi$. 该相互作用过程可用哈密顿量 $\hat{H} = k\delta(t-t_0)\hat{A}\hat{P}$ 表示, 其中 $\delta(t-t_0)$ 可以看成瞬时作用, 泡

利算符 $\hat{A} = |H\rangle\langle H| - |V\rangle\langle V|$ 是系统的可观测量, \hat{P} 为测量仪器态的动量算符^[22,24]. 当量子系统-仪器的耦合状态成功投影到与初始态 $|\psi_i\rangle$ 几乎垂直的后选态 $|\psi_f\rangle$ 上后, 就可以读取量子弱测量结果.

将动量谱高斯分布作为测量仪器态:

$$|\Phi\rangle = \int dp \frac{(2\sigma_f^2)^{1/4}}{\pi^{1/4}} e^{-\sigma_f^2 p^2} |p\rangle, \quad (2)$$

其中, p 和 σ_f 分别是该高斯分布的动量及谱宽.

首先将光子动量作为 M 参量, 总光强作为强度 I 参量, 光子动量为 $p_0 = \omega_0/c$, ω_0 表示中心波长为 λ_0 的入射光的中心频率, c 为光速, 通过控制目标量子系统与测量设备之间的相互作用强度 k , 以实现对待测相位差 $\Delta\varphi$ 的高灵敏度测量.

与单重弱相互作用一样, 本文的迭代复用弱相互作用算符仍为一个么正变换, 其表达式为

$$\hat{U} = \exp(iNk/2\hat{A} \otimes \hat{P}),$$

其中, N 表示弱相互作用次数. 多次复用弱相互作用之后系统-仪器联合态为

$$|\psi_{\text{IWI}}\rangle = \langle\psi_i|\hat{U}|\Phi\rangle = \int dp \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{\frac{iNkp}{2}} |H\rangle + e^{-\frac{iNkp}{2}} |V\rangle \right) |\phi(p)\rangle, \quad (3)$$

其中,

$$\phi(p) = \frac{1}{\sqrt{4\pi\sigma_f^2}} e^{-(p^2/2\sigma_f^2)}.$$

然后将其投影到与初始态接近正交的后选择态上:

$$|\psi_f\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i\rho}|H\rangle - e^{-i\rho}|V\rangle), \quad (4)$$

其中 ρ 表示后选择角. 经过后选择测量仪器态将会重新分布:

$$D(p) = |\langle\Phi|\langle\psi_f|\psi_{\text{IWI}}\rangle|^2 = \frac{\varphi(p)}{2} [1 - \cos(Nkp + 2\rho)], \quad (5)$$

其中, 初始的动量谱分布为

$$\varphi(p) = |\langle\phi(p)|\phi(p)\rangle|^2.$$

当 $\Delta\varphi, \rho \ll 1$ 时, 测量仪器态将会坍塌为双峰分布, 这种分布对待测参数 $\Delta\varphi$ 有高的灵敏度. 利用特定后选择, 能够显著增强测量结果与待测参数之间的相关性, 进而提升测量的精确度和灵敏度. 后选择机制同样影响了 IWI 过程中的可观测后选择概率 P_{IWI} 和标准弱值 \hat{A}_W .

相应的后选择概率 P_{IWI} 及弱值 \hat{A}_W 为

$$\begin{aligned}
 P_{\text{IWI}} &= |\langle \psi_f | \psi_{\text{IWI}} \rangle|^2 \\
 &= \frac{1}{2} \left[1 - e^{-\sigma_f^2 (Nk)^2} \cos(Npk + 2\rho) \right] \\
 &\approx \sin^2(Npk/2 + \rho) \approx \sin^2 \rho, \quad (6)
 \end{aligned}$$

$$\hat{A}_W = \frac{\langle \psi_f | N \hat{A} | \psi_i \rangle}{\langle \psi_f | \psi_i \rangle} = iN \cot(\rho), \quad (7)$$

其中, 弱测量条件近似满足 $k/2 \ll \rho \ll 1$. 与单次弱相互作用相比, 其弱值提升了 N 倍, 但是后选择概率并没有改变. 通过测量动量谱即 M 参量的均值偏移 ΔM_{IWI} 或总光强的变化 ΔL_{IWI} 即 I 参量, 可确定待测相位差 $\Delta\varphi$ 的值:

$$\begin{aligned}
 \Delta M_{\text{IWI}} &= \frac{\int p D(p)_{\text{IWI}} dp}{\int D(p)_{\text{IWI}} dp} - p_0 \\
 &= \frac{1}{2P_{\text{IWI}}} \sigma_f^2 Nk p e^{-\sigma_f^2 (Nk)^2} \sin(Nkp_0 + 2\rho) \\
 &\approx \frac{\sigma_f^2 Nk}{2\sin^2 \rho} 2 \sin \rho \cos \rho = c \frac{\Delta\varphi}{\omega_0} \sigma_f^2 \text{Im}(\hat{A}_W). \quad (8)
 \end{aligned}$$

由于本实验采用虚弱值放大的方案, 其后选择会使用 1/4 波片 (quarter wave plate, QWP), 同时 QWP 具有对宽谱光源波长依赖响应的特点, 对于本文实验中用到的宽谱光源来说, 不同波段的光谱成分引入的效应不同, 因此需要对 M 参量偏移量进行修正. QWP 在宽谱光源下引入的相位延迟影响为

$$H = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) d = \frac{\pi\lambda_0}{2\lambda}, \quad (9)$$

其中, λ_0 表示中心波长, 则其对应的后选择态修正为

$$\begin{aligned}
 |\psi_f\rangle_Q &= \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\frac{\pi\lambda_0}{4\lambda}} \left[\left(\cos \rho - e^{-i\frac{\pi\lambda_0}{2\lambda}} \sin \rho \right) |H\rangle \right. \\
 &\quad \left. + \left(\cos \rho + e^{i\frac{\pi\lambda_0}{2\lambda}} \sin \rho \right) |V\rangle \right]. \quad (10)
 \end{aligned}$$

则相应的后选择概率为

$$\begin{aligned}
 P_Q &= \frac{1}{4A} \left[2A - 2B \cos(2\rho) \cos(2\Delta\varphi) \right. \\
 &\quad \left. - \left(1 + e^{N\frac{\pi\sigma_f^2 \Delta\varphi}{\omega_0^2}} \right) \sin(2\rho) \sin(2\Delta\varphi) \right], \quad (11)
 \end{aligned}$$

其中,

$$A = \exp \left[\frac{\sigma_f^2 (\pi + 4N\Delta\varphi)^2}{16\omega_0^2} \right],$$

$$B = \exp \left[\frac{\pi\sigma_f^2 (\pi + 8N\Delta\varphi)^2}{16\omega_0^2} \right].$$

修正后的频谱偏移量为

$$\begin{aligned}
 \Delta\omega_Q &= \frac{\sigma_f^2 \cos(2\Delta\varphi)}{16A\omega_0 P_Q} \left[\left(e^{N\frac{\pi\sigma_f^2 \Delta\varphi}{\omega_0^2}} - 1 \right) (\pi - 4\Delta\varphi) \right. \\
 &\quad \left. \times \sin(2\rho) + 8B\Delta\varphi \tan(2\Delta\varphi) \cos(2\rho) \right], \quad (12)
 \end{aligned}$$

进而得到 M 参量偏移量为

$$\Delta M_{\text{IWI}}^Q = -\frac{\lambda_0^2}{2\pi c} \Delta\omega_Q. \quad (13)$$

如图 1 所示, 当入射谱宽为 3 THz, 后选择角为 0.01 rad 时, 对比分析了在迭代弱测量中, 考虑与不考虑 1/4 波片 (QWP) 宽谱光源波长依赖响应特性对动量 M 参量偏移量的影响. 其中, 相位差在 0—0.006 rad 范围内变化时, M 参量偏移结果如图 1(a) 所示, 可见考虑 QWP 的弱值放大 (QWP weak value amplification, QWVA) M 参量偏移量略小于不考虑 QWP 的迭代弱值放大 (iterative weak value amplification, IWVA) M 参量偏移量; 图 1(b) 表明, 在相位差为 1.2—4.8 rad 时二者的 M 参量偏移量基本一致. 结合偏移量的量化差异 (QWVA 在 0.0025—0.0043 rad 时偏移量比 IWVA 低约 0.022—2.48 nm), 可得出仅在相位差为 0—0.006 rad 时需要考虑 QWP 的影响, 其余范围可忽略 QWP 的影响.

后选择前的光强是 I_{in} , 经过 IWI 过程后探测到光强为

$$\begin{aligned}
 I_{\text{IWI}} &= I_{\text{in}} P_{\text{IWI}} \\
 &= \frac{I_{\text{in}}}{2} \left[1 - e^{-\sigma_f^2 (Nk)^2} \cos(Np_0 k + 2\rho) \right]. \quad (14)
 \end{aligned}$$

则 I 参量的偏移为

$$\begin{aligned}
 \Delta L_{\text{IWI}} &= \frac{I_{\text{IWI}} - I_{\text{IWI}}^{k=0}}{I_{\text{IWI}}^{k=0}} \\
 &= \frac{\frac{I_{\text{in}}}{2} \left[1 - e^{-\sigma_f^2 (Nk)^2} \cos(Np_0 k + 2\rho) \right] - \frac{I_{\text{in}}}{2} (1 - \cos 2\rho)}{\frac{I_{\text{in}}}{2} (1 - \cos 2\rho)} \\
 &= e^{-\sigma_f^2 (Nk)^2} p_0 k \text{Im}(\hat{A}_W). \quad (15)
 \end{aligned}$$

与单次弱相互作用相比, 迭代弱相互作用将弱值扩大了 N 倍, 使得 M 参量与 I 参量的偏移量 ΔM_{IWI} 和 ΔL_{IWI} 都近似提升了 N 倍, 如图 7(a), (b) 和图 9(a), (b) 的理论曲线所示.

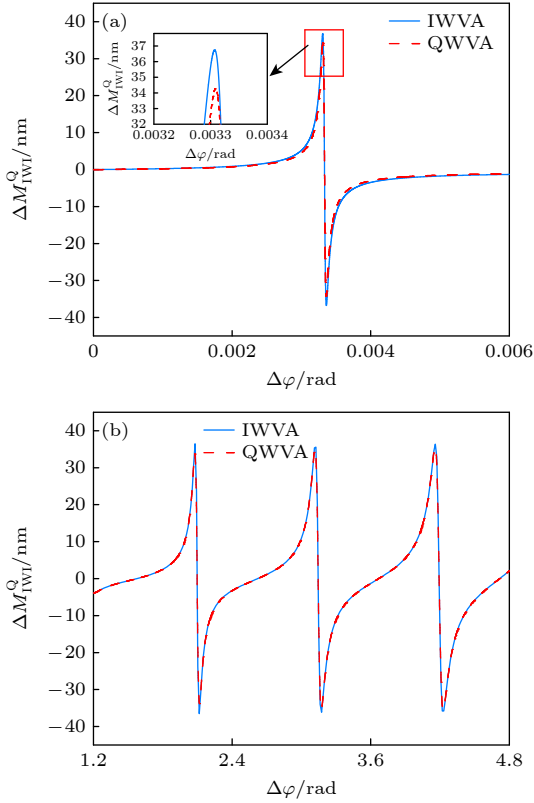


图1 不考虑QWP弱值放大(IWVA)和考虑QWP弱值放大(QWVA)的M参量偏移结果 (a) 0—0.006 rad相位差范围内的M参量偏移; (b) 1.2—4.8 rad相位差范围内的M参量偏移

Fig. 1. The M parameter shift for iterative weak value amplification (IWVA) and QWP weak value amplification (QWVA): (a) M parameter shift within the phase difference range of 0–0.006 rad; (b) M parameter shift within the phase difference range of 1.2–4.8 rad.

在量子精密测量中, 测量仪器态为一个量子态, 不同的量子态测量方式会导致不同的映射, 进而影响待测参数 $\Delta\varphi$ 的量子费舍尔信息 F_k [41,42]. F_k 表征了单次测量所能获得的关于参数的信息量.

任何无偏估计的方差均受量子 Cramér-Rao 界限 (QCRB) 的约束, 其下界由 F_k 决定. 因此, 提高测量精度的关键在于增强 F_k , 并使测量方案尽可能逼近 QCRB 所给出的精度极限.

对于本文的 I 参量来说, 其测量仪器态 $|\alpha\rangle = e^{-|\alpha|^2/2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle$ 的量子费舍尔信息为 $F(\theta) = 4n$, 对应相位差的 QCRB 为 $\Delta\theta_N \geq 1/(N\sqrt{F(\theta)}) = 1/(2N\sqrt{n})$, 其中 n 表示后选择后探测到的平均光子数. 根据上述分析可得, 随着弱相互作用次数的增加, 系统的量子费舍尔信息提升为之前的 N 倍, 同时光子利用率提升为之前的 N 倍, 相应的测量精度也提升了 N 倍, 如图 2 所示.

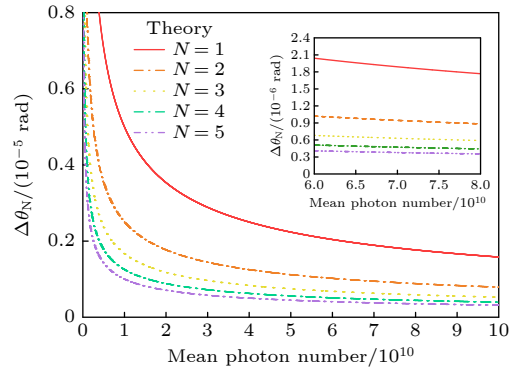


图2 不同耦合次数下 QCRB 随平均光子数的变化
Fig. 2. QCRB versus mean photon number for different coupling iterations.

2.2 实验装置及结果

为了验证 IWI 对相位差测量的增强, 搭建了图 3 所示的实验装置并进行测量. 在实验初始化模块使用半波片 (half wave plate, HWP) 和偏振分束器 (polarization beam splitter, PBS) 组合设置

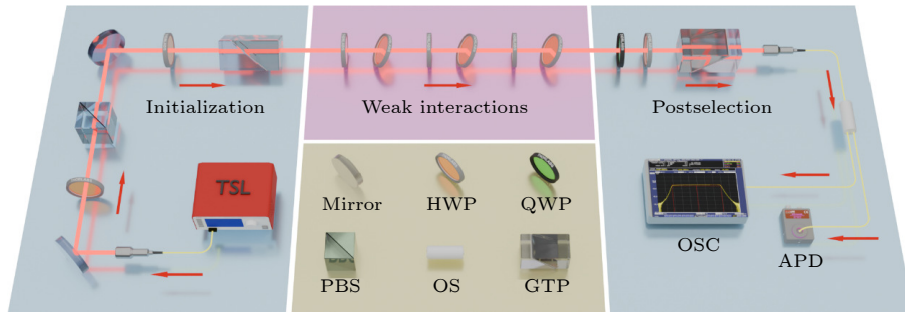


图3 基于迭代弱相互作用的双参量测量相位差实验装置. TSL 为可调谐光谱光源, Mirror 为反射镜, HWP 为半波片, QWP 为 1/4 波片, PBS 为偏振分束器, GTP 为格兰-泰勒棱镜, APD 为雪崩光电探测器, OSC 为示波器, OS 为光开关

Fig. 3. Experimental device for measuring ultrasmall phase difference using double parameters based on IWI. TSL represents tunable spectrum laser, mirror represents mirror, HWP represents half wave plate, QWP, quarter wave plate; PBS, polarization beam splitter; GTP, Glan-Taylor polarizer; APD, avalanche photodiode; OSC, oscilloscope; OS, optical switch.

偏振基 $\{|H\rangle, |V\rangle\}$. 在预选择阶段, 将第 2 个 HWP 的光轴设置为 22.5° , 同时将格兰-泰勒棱镜光轴设置为 45° , 使系统初始化为 45° 偏振态 $|\psi_i\rangle$.

在实验中, 构建了三重迭代弱相互作用. 利用两个光轴接近正交的 HWP, 构建了一组弱相互作用, 并将其中一个 HWP 倾斜小角度 θ , 引入相互作用强度 $k = c\Delta\varphi/\omega_0$. 通过调整 θ , 就能够精确控制相互作用强度 k 对待测相位差 $\Delta\varphi$ 的影响. 同时待测相位差 $\Delta\varphi$ 与倾斜角度 θ 之间的关系为

$$\Delta\varphi = \frac{\pi L}{L_0} - L = \pi \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \sin^2\theta/n^2}} - 1 \right), \quad (16)$$

其中, L_0 表示波片的厚度, $n = 1.54$ 为 HWP 对应 1550 nm 波长的折射率. 待测相位差 $\Delta\varphi$ 与倾斜角度 θ 的变化结果, 如图 4 所示.

在实验过程中, 由于器件的非理想特性会在两个偏振基 $|H\rangle$ 和 $|V\rangle$ 之间引入一个初始相位差, 使得 M 参量有一个初始偏移量 0.1291 nm , 对应的相位差为 $\gamma_p \approx 13\pi/16$, 则其系统-仪器联合态修正为

$$\begin{aligned} |\psi_{\text{IWI}}^{\gamma_p}\rangle = & \int dp \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{i\frac{Np}{2}} e^{i\frac{\gamma_p}{2}} |H\rangle \right. \\ & \left. + e^{-i\frac{Np}{2}} e^{-i\frac{\gamma_p}{2}} |V\rangle \right) |\psi(p)\rangle, \quad (17) \end{aligned}$$

在弱相互作用之后, 使用 QWP, HWP 以及格兰-泰勒棱镜组合进行后选择, 将系统-仪器联合态投

影到 $|\psi_f\rangle$ 上, 最后使用光谱仪与雪崩光电探测器 (avalanche photodiode, APD) 测量 M 参量的偏移和 I 参量的偏移.

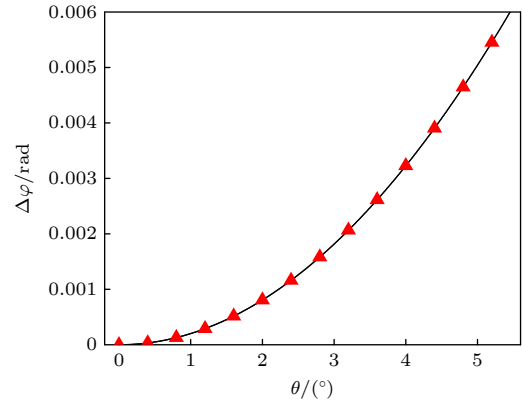


图 4 单重弱相互作用引入相位差 $\Delta\varphi$ 随倾斜角度 θ 的变化结果, 其中三角点为实验所测的点

Fig. 4. Phase difference $\Delta\varphi$ introduced by a set of weak interaction changes with the tilt angle θ , the triangle dots indicate the value of $\Delta\varphi$ measured in the experiment.

图 5 展示了当谱宽为 125 GHz , 后选角 $\rho = 0.002 \text{ rad}$ 时, 一重和三重弱相互作用下后选择光谱随 $\Delta\varphi$ 的变化结果, 后选择光谱的横向移动对应于 M 参量, 纵向移动对应于 I 参量, 其中黑色曲线表示 $\Delta\varphi = 0 \text{ rad}$ 时后选择光谱的演化结果, 蓝色曲线表示在一重弱相互作用下后选择光谱的演化结果,

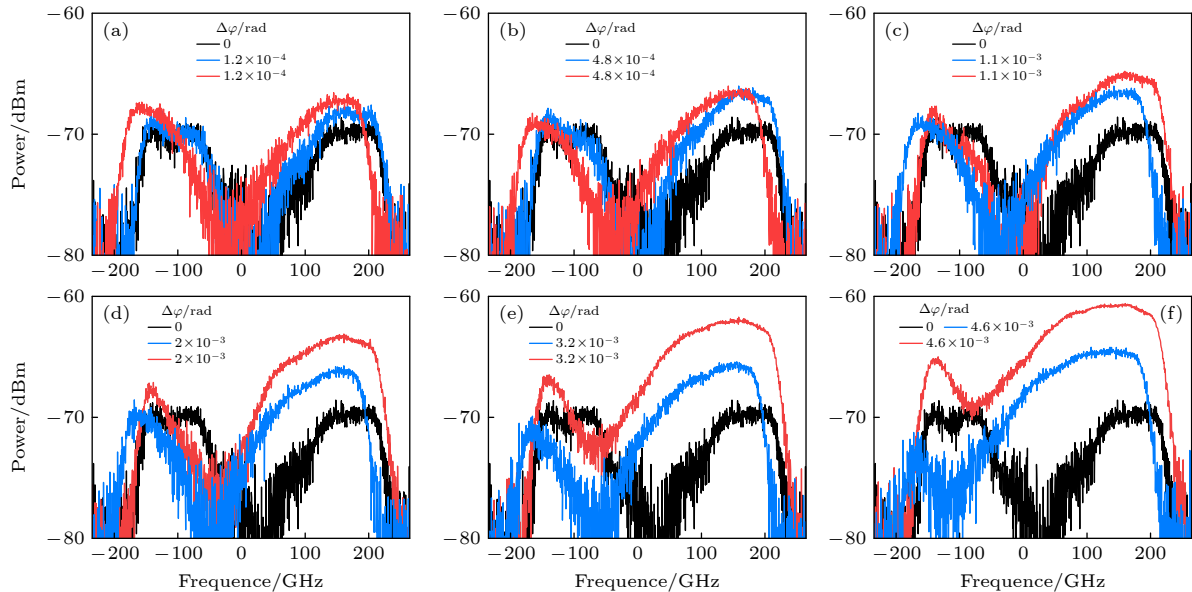


图 5 多重迭代复用弱相互作用下, 后选择光谱随 $\Delta\varphi$ 的演化结果, 黑色为 $\Delta\varphi = 0 \text{ rad}$ 的后选择光谱的变化结果, 蓝色为一重弱相互作用下的后选择光谱的变化结果, 红色为三重迭代复用弱相互作用下的后选择光谱的变化结果

Fig. 5. Evolution of postselection spectrum with $\Delta\varphi$ under iterative weak interactions, the black represents the variation results of the postselected spectrum under $\Delta\varphi = 0 \text{ rad}$, the blue represents the variation results of the postselected spectrum under the single weak interaction, and the red represents the variation results of the postselected spectrum under the triple weak interaction.

红色曲线表示在三重弱相互作用下后选择光谱的演化结果. 由图 5 可以看出, 当 $\Delta\varphi = 0$ rad 时其光谱分布为双峰分布, 并且与一重弱相互作用对比, 三重弱相互作用后的后选择光谱在谱线偏移和光强变化方面表现得更加显著. 由图 5(b)–(f) 可以看出, 随着 $\Delta\varphi$ 的增加, 左峰逐渐减弱而右峰逐渐增强, 平均频率整体向高频方向移动, 同时光谱的总体强度也随之增大.

图 6 为不同谱宽下, M 参量的偏移量 ΔM_{IWI} 随 $\Delta\varphi$ 变化的结果. 在实验线性区域测量范围内, 保持 $\Delta\varphi$ 不变, 随着谱宽的增大, ΔM_{IWI} 会越大, 表明具有更高的测量精度. 因此在 M 参量下, 需要选择合适的谱宽, 以获得最佳测量结果.

图 7(a), (b) 为在两种不同谱宽的光源下, M 参量的偏移量 ΔM_{IWI} 随相位差 $\Delta\varphi$ 变化的实验结果, 与单次弱相互作用相比, 其偏移量明显提升了 N 倍. 图 7(c) 表明在三重相互作用下, 其偏移量随谱宽的增大而增大, 从图 7(d) 可以看出, 不同相互作用次数下, 不同谱宽所对应的相位差测量精度

不同, 随着弱相互作用的次数增加其相位差测量精度提升为之前的 N 倍. 在 $\sigma_f = 750$ GHz 时得到最佳相位差测量精度 4.06×10^{-8} rad, 其测量精度与单重相比提升了 2.78 倍, 当 $\sigma_f = 125$ GHz 时测量精度达到了 5.99×10^{-8} rad, 提升了 2.62 倍.

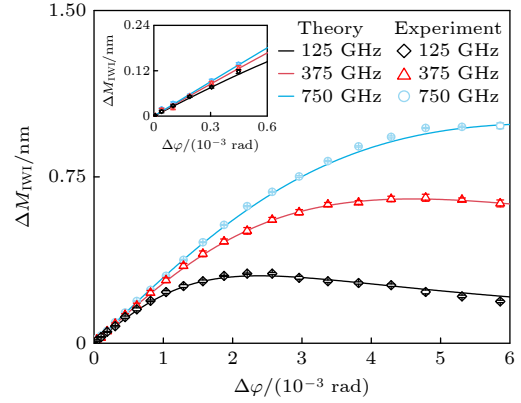


图 6 不同光谱宽度的 ΔM_{IWI} 随 $\Delta\varphi$ 变化的结果. 插图为相位差 $\Delta\varphi$ 在 0–0.0006 rad 范围内 ΔM_{IWI} 的变化结果
Fig. 6. Variation of ΔM_{IWI} with $\Delta\varphi$ for different spectral widths, the inset shows the variation of ΔM_{IWI} when the phase difference $\Delta\varphi$ ranges 0–0.0006 rad.

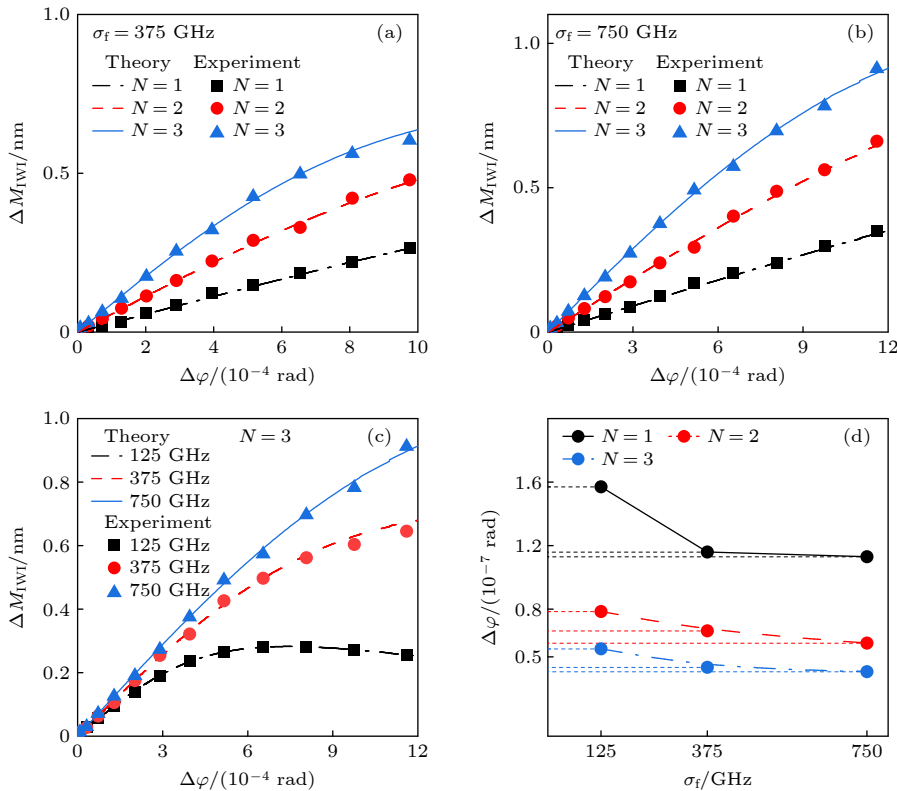


图 7 (a), (b) 分别对应的是线性区域内不同光谱宽度下基于 IWI 的 M 参量偏移量 ΔM_{IWI} 随 $\Delta\varphi$ 变化结果; (c) 在 $N = 3$ 时不同光谱宽度的 M 参量偏移量; (d) 相位差测量精度随相互作用次数的变化

Fig. 7. (a), (b) The shift amount ΔM_{IWI} of the M parameter based on IWI as a function of $\Delta\varphi$ for different spectral widths within the linear region, respectively; (c) depicts the M parameter shift for different spectral widths at $N = 3$; (d) the phase difference measurement accuracy versus the number of interaction events.

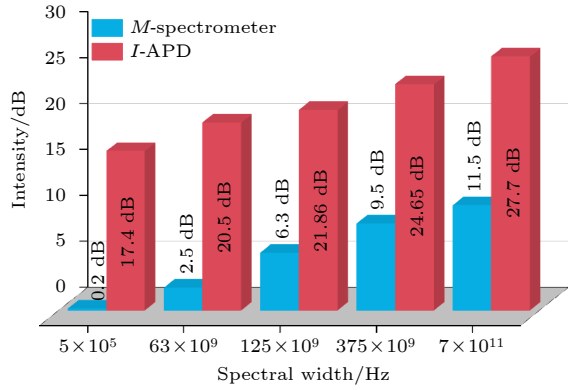


图 8 不同谱宽下光谱仪和 APD 所探测到的信噪比
Fig. 8. Signal-to-noise ratios of spectrometer and APD under different spectral widths.

随着谱宽的减小, 双峰的信噪比不断降低, 当谱宽为 500 kHz 时, 动量 M 偏移信号会被光谱仪 4.76 dBm 的电子噪声淹没无法分辨, 需要使用 I 参量探测. 如图 8 所示, 在不同谱宽下光谱仪和 APD 所探测到的信噪比, 其中 APD 的电子噪声仅为 1.2 dBm. 当谱宽为 63 GHz 和 500 kHz 时,

基于 M 参量的双峰信噪比为 2.5 dB 和 0.2 dB; 而采用 I 参量并由 APD 探测时, 信噪比仍可分别达到 20.5 dB 与 17.4 dB. 因此, I 参量可在百 GHz 光谱范围内保持高信噪比, 与 M 参量的测量优势互补, 拓展了高精度弱测量的适用范围.

图 9(a), (b) 展示了多重复用量子弱测量方案对于 I 参量相位差测量的增强作用, 当 $N = 2$ 和 $N = 3$ 时, 迭代复用弱相互作用分别使得 I 参量偏移为单次迭代弱相互作用的 1.66 倍和 2.97 倍. 图 9(c) 表明在 $N = 3$ 情况下, 随着光谱宽度增大, 其光强 I 参量偏移量 ΔL_{IWI} 会逐渐减小, 当 $\sigma_f = 125$ GHz 时测量精度达到了 1.59×10^{-6} rad, 提升了 2.94 倍. 图 9(d) 则展示了不同相互作用次数下测量精度的变化, 在使用 500 kHz 窄带宽光源测量时, I 参量可获得最佳相位差测量精度 5.99×10^{-7} rad.

实验中单重弱相互作用, 二重迭代复用弱相互作用和三重迭代复用弱相互作用所对应的 QCRB 界限如图 10 所示, 随着弱相互作用次数的增加

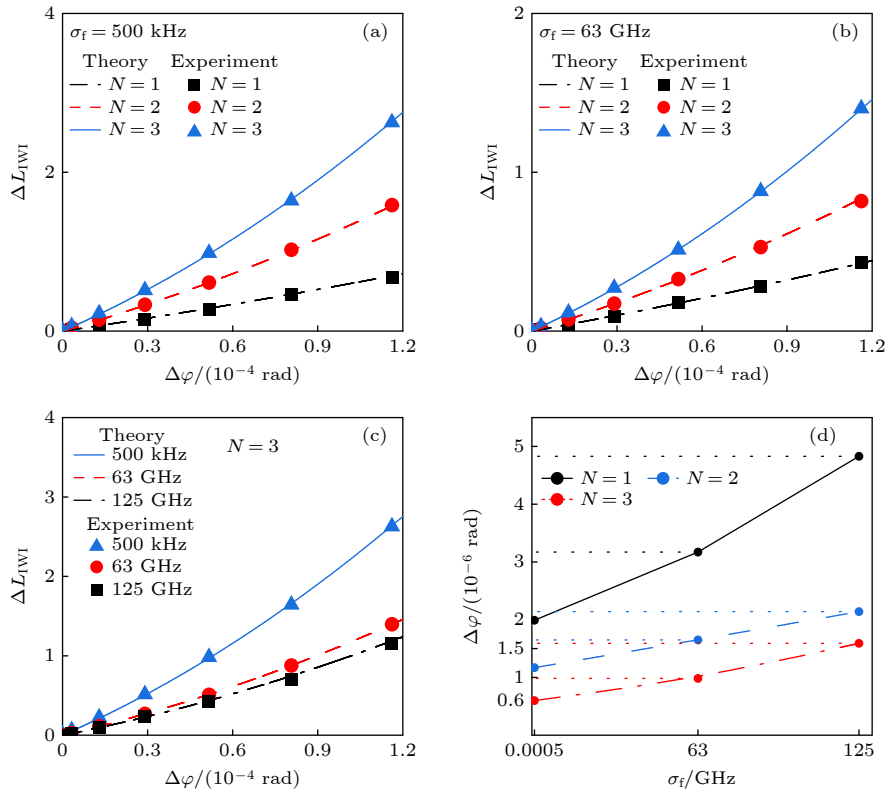


图 9 (a), (b) 分别对应于线性区域内不同光谱宽度在 IWI 方案下 I 参量偏移量 ΔL_{IWI} 随 $\Delta\varphi$ 变化的结果; (c) 当 $N = 3$ 时不同光谱宽度下 I 参量偏移量 ΔL_{IWI} 随 $\Delta\varphi$ 变化的结果; (d) 相位差测量精度随弱相互作用次数变化的结果

Fig. 9. (a), (b) Correspond to the results of the shift of the I parameter ΔL_{IWI} as a function of $\Delta\varphi$ for different spectral widths within the linear region, under the IWI scheme; (c) the variation of the I parameter shift ΔL_{IWI} with $\Delta\varphi$ for different spectral widths at $N = 3$; (d) the measurement accuracy of the phase difference versus the number of weak interaction.

QCRB 在不断降低即系统的测量极限在不断降低. 当 $N = 1, 2, 3$ 时实验上探测到的光子数分别为 6.3624×10^{10} , 6.0949×10^{10} 和 7.6346×10^{10} 相应的测量精度为 1.78×10^{-6} rad, 1.07×10^{-6} rad 和 5.99×10^{-7} rad, 与单重弱相互作用相比光子利用率提升为之前的 1.66 倍和 2.97 倍.

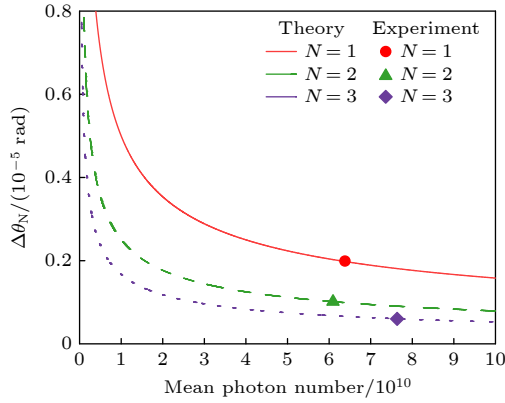


图 10 $N = 1, 2$ 和 3 时, QCRB 随平均光子数的变化
Fig. 10. Variation of the quantum QCRB with the mean photon number when $N = 1, 2, 3$.

3 结 论

本文通过理论分析和实验验证, 提出了一种迭代复用双参量子弱测量的新方法, 该方法显著提高了量子测量的精度和鲁棒性. 研究的核心在于利用迭代弱相互作用 (IWI) 技术, 通过多次迭代弱相互作用将目标系统与测量仪器耦合, 在不使用量子资源的情况下, 显著提升测量系统的测量精度和光子利用率. 整合动量 M 参量和光强 I 参量优势实现了百 kHz 至亚太赫兹 (sub-terahertz) 可调谐宽光谱范围内高精度的相位差测量. 实验结果表明, 与传统单次弱相互作用相比, 迭代弱相互作用能够将相位差测量精度和光子利用率均提升 N 倍, 并且降低测量系统的测量极限. 在光谱宽度为 750 GHz 时, 采用三重迭代弱相互作用达到了 4.06×10^{-8} rad 的最优相位差测量精度; 光谱宽度为 500 kHz 时, 通过三重迭代弱相互作用达到了 5.99×10^{-7} rad 量级的相位差测量精度, 同时保持了 17.4 dB 的高信噪比; 与单重弱相互作用相比, 测量精度均提升了约 3 倍. 本研究为需要高精度相位差测量领域提供了新方法. 然而所采用的迭代复用双参量子弱测量方案仍存在一定的局限性, 测量系统的线性工作范围受到谱宽的影响, 导致其有

效测量的动态范围有限. 针对上述问题, 未来的研究可探索通过引入额外的可控相位差, 来调制测量系统的工作范围, 扩大测量系统的线性工作区域, 增强系统的实用性.

参考文献

- [1] Piacentini F, Avella A, Levi M, Gramegna M, Brida G, Degiovanni I 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 170402
- [2] Chen J S, Hu M J, Hu X M, Liu B H, Huang Y F, Li C F, Guo C G, Zhang Y S 2019 *Opt. Express* **27** 6089
- [3] Pan A K 2020 *Phys. Rev. A* **102** 032206
- [4] Meinel J, Vorobyov V, Wang P, Yavkin B, Pfender M, Sumiya H 2022 *Nat. Commun.* **13** 5318
- [5] Zhang Y X, Wu S J, Chen Z B 2016 *Phys. Rev. A* **93** 032128
- [6] Shi S, Ding D S, Zhou Z Y, Li Y, Zhang W, Shi B S 2015 *Appl. Phys. Lett.* **106** 261110
- [7] Zhang X D, Yu Y F, Zhang Z M 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 240302 (in Chinese) [张晓东, 於亚飞, 张智明 2021 物理学报 **70** 240302]
- [8] Luo L, He Y, Liu X, Li Z X, Duan P, Zhang Z Y 2020 *Opt. Express* **28** 6408
- [9] Kim Y, Yoo S Y, Kim Y H 2022 *Phys. Rev. Lett.* **128** 040503
- [10] Rebufello E, Piacentini F, Avella A, Souza M A, Gramegna M, Dziewior J, Cohen E, Vaidman L, Degiovanni I P, Genovese M 2021 *Light Sci. Appl.* **10** 106
- [11] Guo Y Q, Zhang H J, Guo X M, Zhang Y C, Zhang T C 2022 *Opt. Express* **30** 8461
- [12] Zhang L J, Datta A, Walmsley L A 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 210801
- [13] Luo L, Xie L G, Qiu J D, Zhou X X, Liu X, Li Z X, He Y, Zhang Z Y, Sun H D 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 111104
- [14] Combes J, Ferrie C, Zhang J, Caves C M 2014 *Phys. Rev. A* **89** 052117
- [15] Combes, Ferrie C 2015 *Phys. Rev. A* **92** 022117
- [16] Aharonov Y, Albert D Z, Vaidman L 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 1351
- [17] Ferrie C, Combes J 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 040406
- [18] Xu X Y, Kedem Y, Sun K, Vaidman L, Li C F, Guo G C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 033604
- [19] Hosten, Kwiat P 2008 *Science* **319** 787
- [20] Qin Y, Li Y, Feng Y, Liu Z, He H 2010 *Opt. Express* **18** 16832
- [21] Li J, Tang T T, Luo L, Shen J, Li C Y, Qin J, Bi L 2019 *Photon. Res.* **7** 1014
- [22] Xu L, Liu Z X, Datta A, Knee G C, Lundeen J S, Lu Y Q, Zhang L J 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 080501
- [23] Xia B K, Huang J Z, Li H J, Liu M M, Xiao T L, Fang C, Zeng G H 2022 *Photonics Res.* **10** 2816
- [24] Xia B K, Huang J Z, Li H J, Wang H, Zeng G H 2023 *Nat. Commun.* **14** 1021
- [25] Zhang Y L, Li D M, He Y H, Shen Z Y, He Q H 2016 *Opt. Lett.* **41** 5409
- [26] Xu Y, Shi L X, Guan T, Zhong S Y, Li D G, Guo C X, Yang Y X, Wang X N, Li Z Y, He Y H, Xie L Y, Gan Z H 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 181901
- [27] Long W J, Pan J T, Guo X Y, Liu X H, Chen Z 2019 *Photon. Res.* **7** 1273
- [28] Luo C M, Tang P, Zhang Y, Wan T, Deng Y, Zhang J G 2022 *Acta Opt. Sin.* **42** 2227001 (in Chinese) [罗朝明, 唐鹏, 张

- 勇, 万婷, 邓艳, 张景贵 2022 *光学学报* **42** 2227001]
- [29] Brunner N, Simon C 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 010405
- [30] Li C F, Xu X Y, Tang J S, Xu J S, Guo G C 2011 *Phys. Rev. A* **83** 044102
- [31] Pang S S, Brun T A 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 120401
- [32] Zhang Z H, Chen G, Xu X Y, Tang J S, Zhang W H, Han Y J, Li C F, Guo G C 2016 *Phys. Rev. A* **94** 053843
- [33] Chen J S, Liu B H, Hu M J, Hu X M, Li C F, Guo G C, Zhang Y S 2019 *Phys. Rev. A* **99** 032120
- [34] Xing M Y, Guo X M, Zhang H J, Zhang J C, Guo Y Q 2023 *Chin. J. Lasers* **50** 612002 (in Chinese) [邢梦宇, 郭晓敏, 张浩杰, 张建超, 郭龔强 2023 *中国激光* **50** 612002]
- [35] Huang J Z, Li Y J, Fang C, Li H J, Zeng G H 2019 *Phys. Rev. A* **100** 012109
- [36] Wang Y S, Zhang W S, Chen S Z, Wen S C, Luo H L 2022 *Phys. Rev. A* **105** 033521
- [37] Qiu X D, Xie L G, Liu X, Luo L, Zhang Z Y, Du J L 2017 *Appl. Phys. Lett.* **110** 071105
- [38] Li Z X, Qiu J D, Xie L G, Luo L, Liu X, Zhang Z Y, Ran C L, Du J L 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 191103
- [39] Li D, Shen Z, He Y H, Zhang Y L, Chen Z L, Ma H 2016 *Appl. Opt.* **55** 1697
- [40] Zhang J C, Guo X M, Hou J H, Zhao J, Guo Y Q 2025 *Chin. J. Lasers* **52** 0212003 (in Chinese) [张建超, 郭晓敏, 侯佳慧, 赵洁, 郭龔强 2025 *中国激光* **52** 0212003]
- [41] Zhu X M, Zhang Y X, Pang Y X, Qiao S S, Liu Q H, Wu S J 2011 *Phys. Rev. A* **84** 052111
- [42] Vaidman L 2017 *Phil. Trans. R. Soc. A* **375** 20160395

SPECIAL TOPIC — Principles and applications of quantum optics

Tunable spectral dual-parameter multiplexed quantum weak measurement*

WANG Ao¹⁾²⁾ ZHANG Min¹⁾²⁾ GAO Shuqi¹⁾²⁾ LIU Qingchen¹⁾²⁾ HE Li¹⁾²⁾
 GUO Xiaomin^{1)2)†} GUO Yanqiang¹⁾²⁾ XIAO Liantuan¹⁾²⁾

1) (*Key Laboratory of Advanced Transducers and Intelligent Control System, Ministry of Education, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China*)

2) (*College of Physics and Optoelectronics, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030024, China*)

(Received 16 October 2025; revised manuscript received 28 November 2025)

Abstract

Quantum weak measurement technology has significantly advanced the detection limits of quantum precision measurement due to its minimal disturbance to the measured system and the weak value amplification effect. This technique has been successfully applied to phase difference and time difference measurements, resulting in a series of important achievements. Previous standard weak measurement typically uses only a single momentum parameter as the measurement pointer and relies on a single weak interaction to detect minute phase shifts. Although some studies have attempted to introduce quantum resources to further enhance the amplification factor and measurement precision, their practical applications are hindered by the challenges associated with quantum state preparation. Therefore, practical quantum weak measurement systems still require in-depth research and exploration to overcome these technical bottlenecks.

In this study, we propose and experimentally validate a dual-parameter quantum weak measurement scheme based on tunable spectral control and iterative weak interactions. Theoretical analysis demonstrates that adjusting the spectral width and the number of weak interactions can effectively enhance the weak value

* Project supported by the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2022YFA1404201), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 62175176, 62475185, U23A20380), the Fundamental Research Program of Shanxi Province, China (Grant No. 202403021221034), the Central Guiding Fund for Local Science and Technology Development Program (Grant No. YDZJSX2025D015), and the Patent Exploitation Program of Shanxi Province, China (Grant No. 202405002).

† Corresponding author. E-mail: guoxiaomin@tyut.edu.cn

amplification effect. Experimentally, a phase weak measurement system based on iterative weak interactions is constructed using a tunable light source as an optical input. The setup includes three sets of half-wave plates (HWPs) to realize triple weak interactions. By fixing the post selection angle and rotating the HWPs to introduce a weak phase delay, high-precision detection of the phase shift is achieved by monitoring the variations of both the spectral shift and light intensity. Experimental results indicate that at a spectral width of 700 GHz, the momentum parameter M achieves an optimal phase difference measurement accuracy of 4.06×10^{-8} rad, which is 2.78 times higher than that of single weak interaction (SWI). As the spectral width decreases, the signal-to-noise ratio (SNR) gradually degrades, causing the shift signal of parameter M to be submerged in the spectrometer's electronic noise. This necessitates a switch to the intensity parameter I for detection. When a narrow-linewidth source with a linewidth of 500 kHz is used, the intensity parameter I enables phase difference measurements at a level of 5.99×10^{-7} rad while maintaining an SNR of 17.4 dB. Its measurement precision is 2.97 times higher than that of SWI. In optical experiments, the optical phase can serve as a proxy for other physical quantities such as displacement, temperature, and magnetic field strength. Therefore, this scheme provides crucial technical support for enhancing quantum precision sensing in practice.

Keywords: quantum optics, iterative weak measurement, tunable spectrum, dual-parameter, phase difference measurement

DOI: [10.7498/aps.75.20251404](https://doi.org/10.7498/aps.75.20251404)

CSTR: [32037.14.aps.75.20251404](https://cstr.net.cn/ipac/32037.14.aps.75.20251404)



可调谐光谱双参量复用量子弱测量

王奥 张敏 高淑琪 刘清晨 何力 郭晓敏 郭夔强 肖连团

Tunable spectral dual-parameter multiplexed quantum weak measurement

WANG Ao ZHANG Min GAO Shuqi LIU Qingchen HE Li GUO Xiaomin GUO Yanqiang XIAO Liantuan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 040604 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20251404

CSTR: 32037.14.aps.75.20251404

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251404>

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

量子弱测量中纠缠对参数估计精度的影响

Influence of entanglement on precision of parameter estimation in quantum weak measurement

物理学报. 2021, 70(24): 240302 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210796>

基于相对论自由电子的量子物理

Relativistic free electrons based quantum physics

物理学报. 2022, 71(23): 233302 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221289>

基于可调频光力晶格中声子-光子拓扑性质的模拟和探测

Simulation and detection of the topological properties of phonon-photon in frequency-tunable optomechanical lattice

物理学报. 2022, 71(22): 224202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221286>

一维超导传输线腔晶格中的拓扑相变和拓扑量子态的调制

Modulation of topological phase transitions and topological quantum states in one-dimensional superconducting transmission line cavities lattice

物理学报. 2022, 71(19): 194203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220675>

基于宽带可调谐、窄线宽掺铥光纤激光器的2 μm 波段水的超光谱吸收测量

Hyperspectral absorption of water around 2 μm based on a broadband tunable, narrow linewidth Tm-doped fiber laser

物理学报. 2022, 71(11): 114203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20212127>

一维超导微波腔晶格中反旋波效应对拓扑相变和拓扑量子态的调制

Modulation of topological phase transitions and topological quantum states by counter-rotating wave effect in one-dimensional superconducting microwave cavity lattice

物理学报. 2023, 72(24): 244204 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20231321>