利用量子弱测量通过里德堡原子进行低频场探测

Ding Wang、[1]、 ∗*Shenchao Jin*、[2]、 ∗*Xiayang Fan*、[2]、*3*、 ∗*Hongjing Li*、[1]、*4*、*5*、 †*Jiatian Liu*、[2,3] *Jingzheng Huang*、[1]、*4*、*5*、 ‡*Guihua Zeng*、[1,4,5] 和 *Yuan Sun*[2]、*3*、 §

[1] *State Key Laboratory of Photonics and Communications*、
Institute for Quantum Sensing and Information Processing、*School of Sensing Science and Engineering*、*Shanghai Jiao Tong University*、 *Shanghai 200240*、 *China*

[2] *Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics*、*Chinese Academy of Sciences*、 *Shanghai 201800*、*China*[3] *University of Chinese Academy of Sciences*、 *Beijing 100049*、 *China*

[4] *Hefei National Laboratory*、 *Hefei 230088*、 *China*[5] *Shanghai Research Center for Quantum Sciences*、*Shanghai 201315*、 *China*

arXiv:2603.09518v1 [physics.atom-ph] 10 Mar 2026

近年来，里德堡原子已成为实现低频电场量子传感的一个颇具吸引力的选择。迄今为止，相关研究主要利用探测激光的强度和相位变化，而相应的探测机制仍然是经典的。然而，在由真实多能级原子构成的里德堡电磁诱导透明（EIT）系统中，作用于里德堡态的外场能够诱导探测激光发生偏振变化。我们在实验中观测到了这一现象，并通过适当利用偏振自由度实现了信号提取。基于这一机制，我们进一步设计并实现了一种量子弱测量方案，能够有效抑制技术噪声，并显著提升性能。在不同后选择角下对灵敏度进行评估表明，弱测量结果与理论模型预测符合良好。我们从多个方面分析了该方法的优势，包括表征不同频率下的响应，以及比较弱测量方案与基于传统透射的方法的响应。在考虑测得的17%屏蔽效应后，即 ^{87}Rb 原子在玻璃池内所经历的电场大幅减弱，该方法的性能达到 33 μV cm^{-1} Hz$^{-1/2}$ 的灵敏度；对于1000 s的积分时间，原子感知到的最小可探测场为1.0 μV/cm。

在量子传感时代，原子系综对于探测弱场正变得愈发重要 [1–6]。在各种应用中，利用里德堡原子进行电场传感已经取得了坚实进展，并且多年来在射频（RF）、微波和太赫兹领域展现出非凡潜力 [7]。这种卓越能力源于里德堡原子的巨大极化率，其随主量子数 n呈n^7 变化，使其对外部电场具有很高的灵敏度 [8, 9] ；这些电场会与原子里德堡态之间的跃迁发生耦合。另一方面，低频（LF）电场的波长超过 1 km，在从空间科学 [10]、地质学 [11] 到复杂环境中的通信 [12]等广泛应用中都至关重要。与传统金属天线相比，里德堡原子具有显著优势：仅使用几厘米大小的器件，就能探测低频电场，同时在理论上保持灵敏度，因此这一方法对众多应用都颇具吸引力。低频电场的传感机制并不依赖共振的里德堡-里德堡跃迁，其近期的实验实现展现出若干关键优势，并开始受到广泛关注 [13, 14]。

通过电磁感应透明（EIT）效应，与里德堡态相互作用的电场信息可以灵敏且通常相干地映射到探测激光的强度或相位变化上 [3, 7, 15]。在以往关于里德堡原子接收器的研究中，偏振自由度在很大程度上尚未得到探索，而高灵敏度结果主要来自探测激光的强度或相位变化。例如，对于微波信号，近期的一些研究开始采用基于偏振的测量来测量振幅 [16]，但可探测到的最小电场仍落后于最先进的结果 [9]。另一方面，迄今尚无针对低频信号开展偏振测量的实验研究。尽管如此，原子-光相互作用诱导的双折射或可为高灵敏度测量提供一个有趣的机会，并且已有研究提出了偏振诱导干涉的理论机制 [17]。通过探测激光的强度和相位变化检测低频电场的方法已经相当成熟，而迄今为止，信号提取过程仍是经典的 [13, 14] 。鉴于这些方法存在已知局限，需要新的解决方案，里德堡EIT原子-光相互作用中的偏振物理有待进一步探索；采用先进的信号提取方法检测偏振信号，有望为利用里德堡原子传感低频电场提供前所未有的能力。

在本工作中，我们提出并实现了一种用于传感千赫兹频率电场的基于偏振的里德堡原子接收器，并应用弱测量

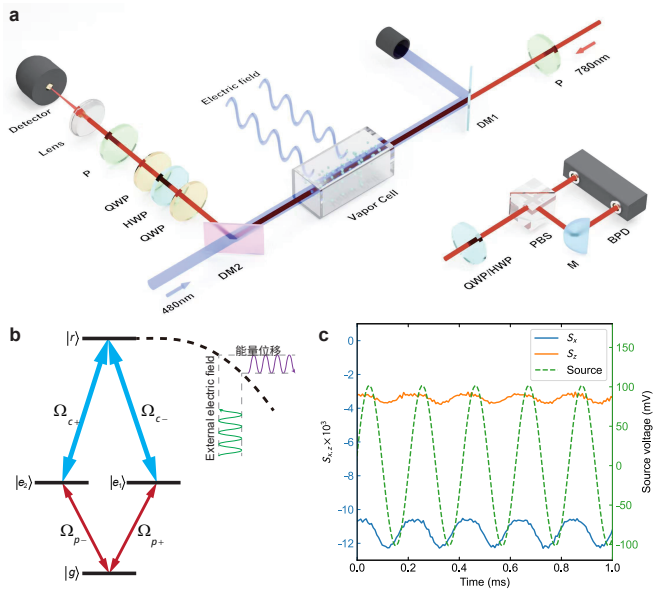


图1. **a,** 示意图。**b,** 能级。**c,** 斯托克斯参数 S_x 和 S_z的偏振测量结果。图中缩写如下：P：偏振片，DM：二向色镜，HWP：半波片，QWP：四分之一波片，PBS：偏振分束器，M：反射镜，BPD：平衡光电探测器。

（WM） [18, 19] 以提高信噪比（SNR），该方法专门用于提取嵌入在探测激光偏振变化中的信息。弱测量方法是精密测量的有力工具 [19–26] ，并且能够抑制实际系统中的技术噪声 [27], ；该方法最近已被用于放大里德堡原子接收器中由兆赫兹频率电场引起的色散信号 [28]。借助面向基于偏振的测量的量子弱测量，我们在实验中观测到，与传统基于透射的测量相比，信噪比最高提升了40 dB。特别是，对于外部4.8千赫兹信号，我们实现了$193 \pm 8\ \mu\text{V cm}^{-1}\,\text{Hz}^{-1/2}$ 的灵敏度。此外，我们表征了不同频率下的响应，并证明基于偏振的弱测量提高了系统的鲁棒性和稳定性，积分时间为 1000 s 时，最小可探测场为 $6.1 \pm 0.9\ \mu\text{V/cm}$。还评估了由气室内表面不可避免的原子层导致的屏蔽效应 [13, 29] 。考虑到 4.8 kHz 时 17% 的屏蔽比后，对于与原子相互作用的实际低频电场，积分时间为 1000 s 时，系统性能可达到 $33\ \mu\text{V cm}^{-1}\,\text{Hz}^{-1/2}$ 的灵敏度，最小可探测场为 1.0 μV/cm。

图 1a 展示了弱测量辅助里德堡原子低频电场传感器，其传感流程可分为四个步骤：探测光的初始偏振制备、利用里德堡原子传感单元进行传感、后选择和探测。在偏振制备过程中，探测光被制备为 $\pi/4$ 线偏振态，即 $|\psi_i\rangle = 1/\sqrt{2}(|H\rangle + |V\rangle)$，其中 $|H\rangle$ 和 $|V\rangle$ 分别为水平偏振态和垂直偏振态。传感过程发生在里德堡原子蒸气室中，并引入四能级原子模型来分析其基本特性。与传统的基态–激发态–里德堡态三级连接结构相比，该模型增加了一个激发态，如图 1b 所示。原子在反向传播的探测激光和耦合激光驱动下跃迁至里德堡态。施加外部低频电场 $E(t)$ 时，里德堡态的能量随之振荡，最终通过嵌入多态里德堡EIT系统中的偏振诱导干涉机制，引起探测激光的偏振变化[17]。探测光穿过蒸气室后，演化态可表示为

$$|\Psi_j\rangle = \cos\chi(t)e^{\frac{-i\varphi(t)}{2}}|H\rangle + \sin\chi(t)e^{\frac{i\varphi(t)}{2}}|V\rangle, \quad (1)$$

其中，$\varphi(t) = \beta E(t)$ 表示信号引起的相对相位，β 表示有效电场到相位的转换系数；在双光子共振 $\delta = 0$附近，$\varphi(t)$与 $E(t)$之间严格呈线性关系；δ 是由 $E(t)$引起的能量位移，而 $\chi(t)$表示响应中的高阶分量。

如补充材料 S1所述，

$$\beta = \frac{\mathcal{A}k}{\Gamma_p}\frac{2(\Omega_{c-}^2 - \Omega_{c+}^2)e^{\mathcal{A}}}{2\Omega_c^2 - (\Omega_{c-} + \Omega_{c+})^2(1 - e^{2\mathcal{A}})},$$
$$\chi(t) = \frac{1}{2}\arccos\left(\frac{\Omega_{c-}^2 - \Omega_{c+}^2}{\Omega_c^2}\frac{2\Omega_c^2 - (\Omega_{c-} + \Omega_{c+})^2(1 + e^{2\mathcal{A}}) + 4\Omega_{c-}\Omega_{c+}e^{\mathcal{A}}\left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{\mathcal{A}}{\Gamma_p}\right)^2 k^2E^2(t)\right]}{2\Omega_c^2 - (\Omega_{c-} + \Omega_{c+})^2(1 - e^{2\mathcal{A}})}\right), \quad (2)$$

其中，$\mathcal{A}$、k和 Γ_p 分别表示总吸收、一阶斯塔克极化率和功率展宽线宽；$\Omega_{c\pm}$ 表示耦合激光 $+$，$-$ 分量对应的拉比频率，而$\Omega_c^2 = \Omega_{c-}^2 + \Omega_{c+}^2$表示总拉比频率。

在后选择过程中，演化后的探测激光被投影到预定义的偏振态上

$$|\psi_f\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(ie^{-i\varepsilon}|H\rangle - ie^{i\varepsilon}|V\rangle), \tag{3}$$

它与初始偏振态近乎正交，后选择角极小，为 $|\varepsilon| \ll 1$。为实现低频电场的实时探测，我们采集探测光的光强以提取信号，可表示为

$$I(t) = I_0|\langle\psi_f|\Psi_j\rangle|^2 = \frac{I_0}{2}[1-\sin(2\chi(t))\cos(2\varepsilon-\beta E(t))], \tag{4}$$

其中 I_0 为初始光强。如补充材料 S2 中所推导，后选择会使弱值修正为 $A_w = \sin\varepsilon(\cos\chi(t)-\sin\chi(t))-i\cos\varepsilon(\cos\chi(t)+\sin\chi(t))\sin\varepsilon(\cos\chi(t)+\sin\chi(t))-i\cos\varepsilon(\cos\chi(t)-\sin\chi(t))$，因此式（4）可进一步表示为

$$I(t) \approx I_0\xi[1+\beta E(t)\mathrm{Im}A_w], \tag{5}$$

其中 $\xi = [1-\sin(2\chi(t))\cos(2\varepsilon)]/2$，在 $|\beta E(t)\mathrm{Im}A_w/2| \ll 1$ [19] 的条件下。

实际传感不可避免地会受到各种噪声的影响。总噪声幅度记为 $\Delta I_{\mathrm{noise}}$，它源于统计上相互独立的噪声源的叠加。这里，我们考虑积分时间为 1 s 时的噪声幅度，并重点关注系统中的三个主要噪声项。第一项是技术噪声 ΔI_{te}，例如相对强度噪声、器件缺陷和热噪声 [20, 30]，，其幅度随光学强度线性变化。第二项是散粒噪声 ΔI_{sh}，包括光子散粒噪声和原子投影噪声。在热原子系综中，由原子散粒噪声引起的探测光涨落[31]与光子散粒噪声相比可以忽略。因此，我们仅保留光子散粒噪声的贡献，其幅度与光强的平方根成正比。第三项是电子噪声 ΔI_{el}，即由光电探测器和探测电路 [32], 贡献的恒定噪声底，与光强无关。因此，在我们的系统中，总噪声水平为 $\Delta I_{\mathrm{noise}} = \sqrt{(\Delta I_{\mathrm{te}}\xi)^2+(\Delta I_{\mathrm{sh}}\sqrt{\xi})^2+(\Delta I_{\mathrm{el}})^2}$。电场在一次谐波频率处产生的信号振幅为 $I_{\mathrm{sig}} \approx I_0\xi\beta E(t)\mathrm{Im}A_w$，由式 (5) 得出；信噪比可写为 SNR $= I_{\mathrm{sig}}/\Delta I_{\mathrm{noise}}$。这表明，当噪声预算由技术噪声主导（对应较高的探测光强）时，弱测量的作用变得显著。当前选择态与后选择态近乎正交时，即 $\varepsilon \ll 1$，光强会按比例因子 $\xi \approx \sin^2\varepsilon$降低，从而减轻技术噪声；与此同时，场诱导响应受到的抑制较弱，这是因为弱值$|\mathrm{Im}A_w| \approx \cot\varepsilon$，表明可以获得放大因子 $|\mathrm{Im}A_w|$，以提取 $E(t)$。随着探测光强降低，其他噪声的贡献逐渐占主导地位，信噪比达到最优时对应的后选择角也随之增大。

在展示所提方案在低频电场传感方面的优势之前，我们先表征基于偏振的测量对低频电场的响应。在这项实验中，将 780-nm 光路上 DM2 下游的光学器件和光电二极管替换为平衡探测系统。该系统由半波片或四分之一波片、偏振分束器和平衡光电探测器组成，如图 1a 右下方所示。这种配置遵循测量斯托克斯参数 S_x 和 S_z [33, 34] 的标准流程。图 1c 展示了一个具有代表性的偏振信号，该信号是在施加振幅为 0.18 V/cm、频率为 4.8 kHz 的电场时获得的。结果表明，S_x, S_z 分量对所施加的电场呈线性响应，仅有轻微的相位延迟，这可归因于探测电路。这一结果证实了该系统能够采用基于偏振的方法进行低频电场传感，进而采用基于弱测量的探测技术。

实验装置如图 1(a) 所示。装置的核心是一个未镀膜的富集 ^{87}Rb 蒸气室，维持在室温，尺寸为 25 mm×25 mm×50 mm。一对间距为 56 mm、尺寸为 300 mm ×300mm 的铜板置于气室周围，用于产生目标交流电场。通过一组三轴亥姆霍兹线圈抑制地磁场的影响。采用由反向传播的 780 nm 和 480 nm 激光束构成的阶梯型电磁感应透明方案来激发里德堡态。束腰为 0.3 mm 的 780 nm 探测激光将基态 $|g\rangle = |5^2S_{1/2}, F=2\rangle$ 耦合至 $|5^2P_{3/2}, F=3\rangle$的激发态$|e_{1,2}\rangle$。束腰为 0.4 mm 的 480 nm 耦合激光驱动从$|e_{1,2}\rangle$ 到里德堡态 $|r\rangle = |58^2D_{5/2}\rangle$ 的跃迁。实验中，预选择阶段先将探测光制备为 $\pi/4$ 线偏振，随后使其进入蒸气室。携带偏振信息的输出光经二向色镜反射，随后通过半波片以补偿半波损耗。之后，光进入后选择阶段，该阶段由四分之一波片（光轴位于 $\pi/4$）和一个方向为 $-\pi/4+\varepsilon$的偏振片组成，其中 $\varepsilon = 0.19$ rad（图 3 中的数据除外），最后由光电二极管接收。最后，光由光电二极管接收，并由数据采集卡记录，以便进一步进行数据处理，例如快速傅里叶变换（FFT）分析。

此前，里德堡原子低频电场传感的主流方法是透射测量法 [13, 35, 36]。为评估基于偏振的弱值测量方案，我们将其与传统透射法进行直接比较，结果汇总于图 2。

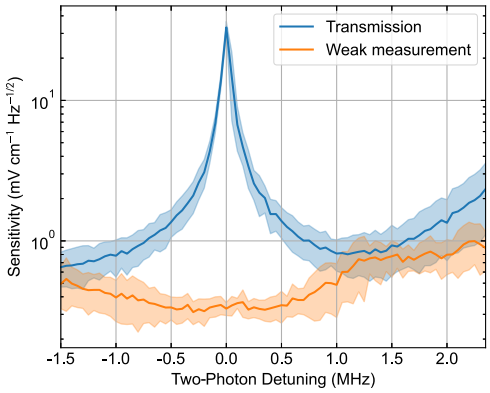


图2. 传统透射测量与弱值测量方案的比较。通过扫描480纳米激光器的频率，实现对里德堡EIT双光子失谐的扫描，从而改变里德堡原子对低频电场的响应。阴影区域表示根据五次独立测量得出的一个标准差。

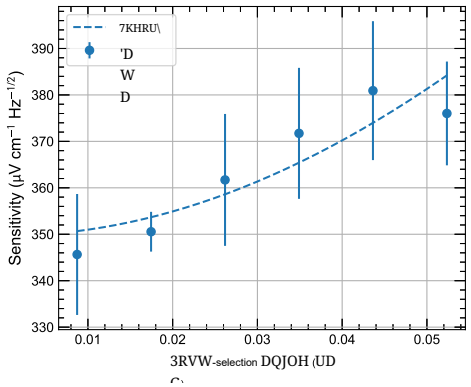


图3. 实验灵敏度和理论灵敏度随后选择角的变化。误差棒表示五次独立测量所得的一个标准差。通过对后选择过程进行建模，得到了理论拟合（见补充材料S4）。

传统透射测量数据通过简单移除光电二极管前的偏振片获得。为量化灵敏度，我们在 4.8 kHz 下施加振幅为 $E = 0.18$ V/cm 的电场。通过对 $T = 0.1$ s 的记录轨迹进行快速傅里叶变换（FFT），得到信噪比频谱，其分辨率带宽（RBW）为 $1/T = 10$ Hz。随后按 $E/\mathrm{SNR} \cdot \sqrt{T}$ 计算灵敏度。根据图 2，在双光子共振附近，传统透射法的信噪比明显下降 $\delta \approx 0$；该位置对应里德堡EIT光谱的峰值。相比之下，弱值测量辅助的里德堡原子系统（见方法部分）在 $\delta \approx 0$ 附近仍保持较高灵敏度，体现了利用带有“色散曲线”的偏振自由度的优势。我们观察到的最大信噪比差异出现在 $\delta = 0$，约为 40 dB。这证实了我们的分析：如式（2）所示，探测激光的变化对影响 $\delta = 0$ 附近里德堡EIT的外场很敏感；这是因为基于偏振的弱值测量方法的运行与原子-激光相互作用特性密切相关，从而实现里德堡原子低频电场传感。此外，传统透射法的灵敏度会因里德堡EIT的固有特性而在精确共振点附近显著变化，而基于偏振的弱值测量方案在控制双光子失谐值时对不完善性具有更强的鲁棒性，这在实际应用中可成为另一项优势。

我们进一步研究了基于偏振的弱值测量方案的灵敏度随后选择角变化的关系，以阐明其基本特性，结果如图 3 所示。在这些测量中，探测激光的拉比频率设为 $2\pi \times 50$ MHz。与传统弱值测量实验一致 [21, 27]，我们观察到，随着后选择角减小，该方案能够有效抑制经典噪声，从而提高灵敏度。在实际中，诸如电磁感应透明不理想、热原子系综内的速度分布、激光噪声以及参与相互作用的有效原子数波动等非理想条件，会给可观测量（如 $\varphi(t)$、$\chi(t)$ 和 I_0）引入各种噪声贡献。总噪声可分为三类：光源相对强度噪声等经典噪声、包括激光散粒噪声和原子投影噪声在内的量子噪声，以及光电二极管电子噪声等额外噪声。由于这些噪声对激光功率和后选择角的依赖各不相同，我们在后续实验中采用较低的探测光功率并调整后选择角（见方法部分），以优化灵敏度。

图4a展示了电场频率最高至10 kHz时的灵敏度。观察到的频率依赖性归因于屏蔽效应 [13, 29]，：气室内表面不可避免地覆盖着一层原子层，其中的自由电荷会对外场作出响应。这种效应会减弱到达原子的实际场强，而且正如结果所示，频率越低，屏蔽效应越严重。虽然原子所感受到的频率差异不会造成灵敏度的根本差异，但考虑到实际应用中现有蒸气室的限制，该系统在相对较高的频率下性能更优。

最小可探测场是低频电场量子传感中的一项主要指标。我们在延长至1000 s的平均时间下进行了此类评估，结果如图4b所示。该场按 $E_{\min} = E/$信噪比计算，持续下降直至 $T = 1000$s，在4.8 kHz处达到 6.1 ± 0.9 μV/cm，且位于所研

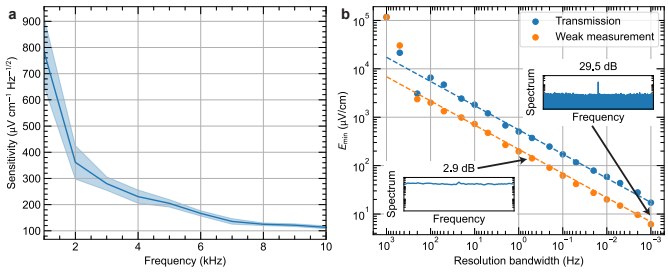


图4. **a,** 不同交流电场频率下测得的灵敏度。阴影区域表示五次独立测量的一个标准差。**b,** 测得的最小可探测场强与分辨率带宽的关系。虚线是根据函数 $E_{\min} = k/\sqrt{T}$进行的线性拟合，其中 k 为拟合参数。数据对应于透射测量，其中光电二极管处的探测光经过衰减，使其光功率与弱测量情形相匹配。插图：从快速傅里叶变换频谱中提取的信噪比，对应于 4.8 kHz、0.18 mV/cm 电场；为便于比较，纵轴范围已标准化。

究的参数范围内，对应于193 ± 8 μV cm^{-1} Hz$^{-1/2}$的灵敏度。在对数尺度上， $E_{\min}$与分辨率带宽 $1/T$呈线性关系，与 $E_{\min} \propto 1/\sqrt{T}$一致，但分辨率带宽高于100 Hz时除外，此时展宽的带宽纳入了较低频率处的多个技术噪声峰。作为比较，传统透射测量的最小可探测场也绘制于图4b中，清晰地展示了弱测量的优势。

需要注意的是，上文报告的电场值对应于外加电场。由于屏蔽效应，原子实际感受到的电场会有所衰减。通过在 4.8 kHz 下利用二阶斯塔克效应测量这一效应，我们确定屏蔽比为 $\eta = 17\%$（见补充材料 S3）。这意味着原子感受到的有效电场为 $E_{\text{eff}} = \eta E$。考虑到这一衰减后，里德堡原子本身的本征灵敏度为 33 μV cm^{-1} Hz$^{-1/2}$，对应的有效最小可探测场为 1.0 μV/cm。

屏蔽效应是低频测量面临的一项主要限制。未来的工作计划以蓝宝石池替代传统玻璃池，以缓解这一问题。另一方面，我们实验中实现的灵敏度仍远未达到标准量子极限（SQL），因此有必要开展进一步的系统性研究。例如，应仔细评估里德堡态的选择，以确定最优主量子数 n，从而提高灵敏度。此外，目前用于测量 $E(t)$ 线性响应的读出方法仅在弱耦合条件 $|\beta E(t) \mathrm{Im}\, A_w/2| \ll 1$下有效；而在实际情况下，随机场波动或信号大幅偏移可能会违反这一条件，导致非线性效应和系统偏差。引入可控的参考相位并结合闭环反馈，可使系统保持在线性区间内运行，从而实现灵敏度与动态范围之间可调的权衡，并提升实际应用中的稳健性。

总之，我们成功展示了利用里德堡原子进行低频电场传感的弱测量方案。我们的结果凸显了在这一框架中利用偏振自由度的巨大潜力。通过以弱测量方法取代传统的透射测量，我们实现了最高达 40 dB 的信噪比提升。所得的最小可探测场证明，该技术能够有效抑制经典噪声，从而证实了其探测弱电场的能力。尽管本研究聚焦于标准弱测量配置，但这一方法可轻松兼容功率回收等先进技术[37, 38], ，有望进一步提升未来低频电场测量的灵敏度。此外，这一弱测量方案可直接应用于里德伯微波传感领域，并与现有的偏振光谱技术相结合 [16] ，形成一种更灵活、更强大的传感范式。

致谢

作者衷心感谢以下项目提供的资助：中国国家重点研发计划（项目编号：2024YFB4504002）、上海市科学技术委员会（项目编号：24DP2600202）、中国国家自然科学基金（项目编号：92165107、62471289、61671287、61631014和61901258）、先进光通信系统与网络国家重点实验室基金、上海市自然科学基金（项目编号：24ZR1432900）、量子科学与技术创新计划（项目编号：2021ZD0300703）以及上海市科技重大项目（项目编号：2019SHZDZX01）。Shenchao Jin 感谢中国博士后科学基金的资助（项目编号：2024M753359）。

* Ding Wang、Shenchao Jin 和 Xiayang Fan 对本工作贡献相同。† 电子邮箱：lhjnet2012@sjtu.edu.cn ‡ 电子邮箱：jzhuang1983@sjtu.edu.cn § 电子邮箱：yuansun@siom.ac.cn [1] I. K. Kominis、T. W. Kornack、J. C. Allred 和 M. V. Romalis, 《自然》**422**，596（2003）。[2] D. Budker 和 M. Romalis, 《自然·物理》**3**，227（2007）。[3] K. Hammerer、A. S. Sørensen 和 E. S. Polzik, 《现代物理评论》**82**，1041（2010）。

[4] J. Kitching、S. Knappe 和 E. A. Donley，IEEE 传感器期刊**11**，1749（2011）。[5] C. L. Degen、F. Reinhard 和 P. Cappellaro，《现代物理评论》**89**，035002（2017）。[6] Y. Lu、T. Zhao、W. Zhu、L. Liu、X. Zhuang、G. Fang 和 X. Zhang，《传感器》**23**，5318（2023）。[7] H. Zhang、Y. Ma、K. Liao、W. Yang、Z. Liu、D. Ding、H. Yan、W. Li 和 L. Zhang，《科学通报》**69**，1515（2024）。[8] C. S. Adams、J. D. Pritchard 和 J. P. Shaffer，《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》**53**，012002（2019）。[9] J. Yuan、W. Yang、M. Jing、H. Zhang、Y. Jiao、W. Li、L. Zhang、L. Xiao 和 S. Jia，《物理学进展报告》**86**，106001 2023( )。[10] J. Berthelier、M. Godefroy、F. Leblanc、M. Malin-gre、M. Menvielle、D. Lagoutte、J. Brochot、F. Colin、F. Elie、C. Legendre、P. Zamora、D. Benoist、Y. Chapuis、J. Artru 和 R. Pfaff，《行星与空间科学》**54**，456（2006）。[11] C. Wang、L. E. Christman、S. L. Klemperer、J. M. Glen、D. K. McPhee 和 B. Chen，《国际地球物理学杂志》**229**，2081（2022）。[12] D. Latypov，载于 *2022 Sixth Underwater Communications and Networking Conference (UComms)* 2022 1 4 **( )** 第 – 页。[13] Y.-Y. Jau 和 T. Carter，《物理评论应用》**13**，054034（2020）。[14] S. Jin、X. Fan、X. Wang、Y. Song 和 Y. Sun，《中国物理快报》**42**，110304（2025）。[15] M. Fleischhauer、A. Imamoglu 和 J. P. Marangos，《现代物理评论》**77**，633（2005）。[16] N. D. Gomes、V. M. Pepino、B.-H. V. Borges、D. V. Magalh˜aes、R. d. J. Napolitano、M. A. L. Torres、J. D. M. Kondo 和 L. G. Marcassa，《物理学杂志B：原子、分子与光学物理》**57**，235502（2024）。[17] Y. Sun、C. Liu、P.-X. Chen 和 L. Liu，《物理评论A》**97**，023815（2018）。[18] Y. Aharonov、D. Z. Albert 和 L. Vaidman，《物理评论快报》**60**，1351（1988）。[19] J. Dressel、M. Malik、F. M. Miatto、A. N. Jordan 和 R. W. Boyd，《现代物理评论》**86**，307（2014）。[20] N. Brunner 和 C. Simon，《物理评论快报》**105**，010405（2010）。[21] D. Wang, Q. Song, H. Li, Z. Liu, J. Huang 和 G. Zeng，《中国物理快报》**42**，110402（2025）。[22] Q. Yang, Y. Shou, S. Chen, S. Wen 和 H. Luo，《激光与光子学评论》**19**，2400092（2025）。[23] L. Xu, J. Xu, X. Yao, R. Zhang, G. Wen, L. Wang, X. Lu, Z. Li, W. Liu, D. Wei, X. Li, T. Chang 和 H.-L. Cui，《纳米光子学》**14**，2133（2025）。[24] J.-Z. Huang, C. Fang 和 G. Zeng，《物理评论A》**97**，063853 2018( )。[25] B. de Lima Bernardo, S. Azevedo 和 A. Rosas，《物理学快报A》**378**，2029（2014）。[26] C. Guo, J. Cai, Y. He, Z. Li, H. Chen, L. Zhang, B. Wang, F. Huang 和 Y. Xu，《光学快报》**33**，35479（2025）。[27] Q. Song, H. Li, J. Huang, P. Huang, X. Tan, Y. Tao, C. Shi 和 G. Zeng，《通讯物理》**6**，370（2023）。[28] Y. Jiang, J. Wu, M. Shi, H. Zheng, F. Guo, Z. Xiao 和 Z. Zhang，《通讯物理》**8**，144（2025）。[29] M. J. Lim, M. Cervantes, C. Brady, S. McPoyle 和 J. Simmermon，《应用物理快报》**123**，051106（2023）。[30] J. Zhu, L. Ye, Y. Wang, Y. Liu, Y. Jiang, A. Wang, J. Wu 和 Z. Zhang，《应用物理评论》**12**，021315（2025）。[31] H.-T. Tu, K.-Y. Liao, H.-L. Wang, Y.-F. Zhu, S.-Y. Qiu, H. Jiang, W. Huang, W. Bian, H. Yan 和 S.-L. Zhu，《科学进展》**10**，eads0683（2024）。[32] C. Wang, I. W. Primaatmaja, H. J. Ng, J. Y. Haw, R. Ho, J. Z hang, G. Zhang 和 C. Lim，《自然通讯》**14**，316（2023）。[33] D. Budker, D. F. Kimball, S. M. Rochester, V. V. Yashchuk 和 M. Zolotorev，《物理评论A》**62**，043403（2000）。[34] X. Zhang, S. Jin, W. Qu 和 Y. Xiao，《应用物理快报》**119**，054001（2021）。[35] L. Li, Y. Jiao, J. Hu, H. Li, M. Shi, J. Zhao 和 S. Jia，《光学快报》**31**，29228（2023）。[36] M. Lei 和 M. Shi，《光学快报》**49**，5547（2024）。[37] K. Lyons, J. Dressel, A. N. Jordan, J. C. Howell 和 P. G. Kwiat，《物理评论快报》**114**，170801（2015）。[38] C. Krafczyk, A. N. Jordan, M. E. Goggin 和 P. G. Kwiat，《物理评论快报》**126**，220801（2021）。