

基于里德堡原子的长波授时信号高保真接收*

覃子意¹⁾²⁾ 侯晓凯¹⁾ 曹根伟¹⁾²⁾ 徐超¹⁾ 王莹¹⁾ 曹明涛^{1†)} 董瑞

芳¹⁾ 卢晓春¹⁾ 张首刚¹⁾

1) (中国科学院国家授时中心, 时间基准及应用重点实验室(中国科学院), 西安 710600)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

摘要

里德堡原子对长波电信号具有高灵敏接收能力, 是解决地基长波授时系统在边远区域因信号微弱导致授时性能下降的关键技术. 然而, 在里德堡原子的电场测量中, 罗兰-C 信号面临原子气室静电屏蔽效应和倍频噪声引起的保真度下降问题. 本研究采用双光子方案制备里德堡态原子, 结合调制转移光谱 (MTS) 和电磁诱导透明 (EIT) 频率稳定系统以及馈入强直流场的内置平行极板气室, 实现对罗兰-C 信号的高保真接收, 单脉冲保真度为 98.0%、包周差为 $0.08\mu\text{s}$; 接收脉冲组奇偶周期信号并展示其相位反转特性. 本研究为里德堡原子接收解调长波授时信息提供关键技术支撑, 有望推动高灵敏度长波授时信号监测评估体系发展.

关键词: 里德堡原子, 长波授时, 罗兰-C 信号, 量子测量

PACS: 32.80.Ee, 06.30.Ft, 42.50.Dv

基金: 中国科学院青年创新促进会 (项目号: 2021408, 2022413, 和 2023425), 中国科学院稳定支持基础研究领域青年团队计划 (项目号: YSBR-085) 和陕西省技术创新引导专项基金 (批准号: 2024QY-SZX-19) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: mingtaocao@ntsc.ac.cn

第一作者. E-mail: tanziyi@ntsc.ac.cn

1 引言

地基长波授时凭借信号强、抗干扰能力强、可靠性高的优势^[1-6], 成为我国定位、导航与授时 (Positioning, Navigation and Timing, PNT)体系中的重要组成部分. 然而, 在山区、水下及台站覆盖边缘等区域, 受限于传统电磁接收天线的最小接收电平, 长波授时信号的接收质量会显著下降, 无法进行时间信息的解调解

码。相较于电磁天线，里德堡原子具有高极化率与高跃迁偶极矩特性，对外部电场高度敏感，因此基于其研制的接收天线能达到更高灵敏度^[7-14]，为弱长波信号接收提供了新方向。相关研究初期主要集中于微波等频段^[15-21]，其电场测量灵敏度已达 $\text{nV}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ 量级^[21]。相较于微波频段，长波频段的里德堡原子电场接收受原子气室静电屏蔽效应影响，导致灵敏度下降；针对该问题的解决方案近年逐步涌现：文献^[22]采用蓝宝石高阻抗原子气室抑制低频屏蔽效应，实现了长波低频电场测量；文献^[23]提出了碱金属蒸气池中低频电场振幅的校准方法；文献^[24]设计内置极板结构，通过诱导低频电场与里德堡原子相互作用，在 100 Hz 频点实现 $67.9 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ 的高灵敏度测量；文献^[25]进一步优化内置极板方案，提升了测量灵敏度；文献^[26]则成功实现了长波授时信号的接收与解调；文献^[27]利用石蜡气室进行了低频电场测量；文献^[28]利用外差检测同时实现了低频电场与磁场测量；文献^[29]利用量子弱测量与偏振探测结合的方法提升了低频信号检测的信噪比；文献^[30]实现了基于里德堡原子的低频通信；文献^[31]基于斯塔克调制里德堡耗散时间晶体实现了亚千赫兹电场传感。然而，在基于里德堡原子的罗兰-C 信号探测中，斯塔克效应引发的信号畸变失真导致授时信息无法有效解调，制约该技术的工程化应用。现有研究虽已验证里德堡原子对长波信号的接收能力，但其波形保真度与包周差等关键指标仍需提升，以优化授时信息的解调与解码质量。

本论文采用 852 nm 与 509 nm 双光子方案制备 $59\text{D}_{5/2}$ 里德堡态原子，搭建 MTS 稳频系统与 EIT 稳频系统以锁定激光频率，同时使用内置极板气室馈入长波授时信号以弱化低频屏蔽效应。本研究基于 EIT 现象开展罗兰-C 信号高质量接收，得到的里德堡测量信号的单脉冲保真度达 98.0%，单脉冲包周差为 $0.08 \mu\text{s}$ ；并接收了脉冲组奇偶周期信号并展示其相位反转特性。该工作为里德堡原子在长波授时信息接收解调中的应用奠定基础，有望推动高灵敏度长波授时信号监测评

估技术的发展.

2 理论模型

在一个梯形三能级里德堡系统中, 其中基态 $|g\rangle$, 激发态 $|e\rangle$, 里德堡态 $|r\rangle$. Hamilton量在旋转波近似下为

$$H = -\hbar\Delta_p |e\rangle\langle e| - \hbar\Delta_c |r\rangle\langle r| - \frac{\hbar\Omega_p}{2} |e\rangle\langle g| - \frac{\hbar\Omega_c}{2} |r\rangle\langle e| + H_{\text{Stark}} \quad (1)$$

其中 \hbar 为普朗克常数, Δ_p 和 Δ_c 分别为探测光和耦合光的失谐量, Ω_p 和 Ω_c 分别为探测光和耦合光的拉比频率, $H_{\text{Stark}} = A_{\text{Stark}}(t)$ 为斯塔克相互作用项. 里德堡原子能级对外部电场的响应遵循二次斯塔克效应. 理论表明, 高激发态原子的极化率 α 随主量子数 n 呈 n^7 量级增长. 罗兰信号在一个组重复周期中的时变电场可表示为:

$$E_{\text{group}}(t) = \sum_n E_{\text{Sig}} \left(t - \tau - nT_{\text{rep}} \right)^2 \exp \left(\frac{-2(t - \tau - nT_{\text{rep}})}{65} \right) \cos(\omega_{\text{Sig}}t + \varphi_{\text{Sig}} + \varphi_n) \quad (2)$$

其中 T_{rep} 是脉冲重复周期, n 代表了脉冲组中包含的脉冲个数, φ_n 对应罗兰-C信号中的相位编码序列. 由于脉冲组中的单脉冲具有周期性, 因此考虑单脉冲罗兰-C信号的系统响应, 其时变电场可表示为^[31]

$$E_{\text{AC}}(t) = E_{\text{Sig}}(t - \tau)^2 \exp \left(\frac{-2(t - \tau)}{65} \right) \cos(\omega_{\text{Sig}}t + \varphi_{\text{Sig}}) \quad (3)$$

其中, $\tau + 65 > t > \tau$, E_{Sig} 是与峰值电流有关的常数. $(t - \tau)^2$ 是时移项,

$\exp \left(\frac{-2(t - \tau)}{65} \right)$ 是指数衰减项, 二者共同构成了罗兰-C信号的慢变包络, 信号中的

有效交流成分为 $\cos(\omega_{\text{Sig}}t + \varphi_{\text{Sig}})$ 项. 令 $\theta = \omega_{\text{Sig}}t + \varphi_{\text{Sig}}$. 依据二阶微扰理论,

原子能级的频率位移 $\Delta_{\text{Stark}}(t)$ 满足

$$\Delta_{\text{Stark}}(t) \approx -\frac{1}{2}\alpha E(t)^2 \quad (4)$$

当在原子作用区施加强静态场 E_{DC} ($E_{\text{DC}} \gg E_{\text{Sig}}$) 时, $E(t) = E_{\text{AC}}(t) + E_{\text{DC}}$. 若系

统受长波信号场和直流场作用, 则频率位移为

$$A_{\text{Stark}} \propto -\frac{\alpha}{2} \left(E_{\text{DC}}^2 + \frac{E_{\text{Sig}}^2}{2} \right) - \alpha E_{\text{Sig}} E_{\text{DC}} \cos \theta - \alpha \frac{E_{\text{Sig}}^2}{4} \cos 2\theta \quad (5)$$

其中常数项 $-\frac{\alpha}{2} \left(E_{\text{DC}}^2 + \frac{E_{\text{Sig}}^2}{2} \right)$ 引起能级平均移位；单频项 $-\alpha E_{\text{Sig}} E_{\text{DC}} \cos \theta$ （角频率 ω_{Sig} ）为线性响应项，当 $E_{\text{DC}} \gg E_{\text{Sig}}$ 时主导位移；倍频项 $-\alpha \frac{E_{\text{Sig}}^2}{4} \cos 2\theta$ （角频率 $2\omega_{\text{Sig}}$ ）为可忽略的高阶小量。该关系式揭示两个关键局限：其一，倍频项导致接收信号产生非线性频率失真；其二，位移量与 E_{Sig}^2 呈负相关，在探测微弱远程长波信号时，二次响应易使信号淹没于倍频噪声基底之下。

在 $E_{\text{DC}} \gg E_{\text{Sig}}$ 的线性化条件下，核心响应项简化为

$$E(t)^2 \approx \left(E_{\text{DC}}^2 + \frac{E_{\text{Sig}}^2}{2} \right) + 2E_{\text{DC}} E_{\text{Sig}} \cos \theta \quad (6)$$

式(5)说明，原子频率位移的振荡频率严格锁定于原始信号频率 ω_{Sig} ，彻底消除倍频失真；强直流场 E_{DC} 作为本振放大器，将微弱信号场 E_{Sig} 的响应幅度线性放大 E_{DC} 倍。由式 (2)，(3) 及式 (5)，我们可以得出此时时变的哈密顿量为：

$$H(t) = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_p & 0 \\ \Omega_p & -2\Delta_p & \Omega_c \\ 0 & \Omega_c & -2[\Delta_p + \Delta_c + \Delta_{\text{Stark}}(t)] \end{pmatrix} \quad (7)$$

其中， $-\alpha E_{\text{Sig}} E_{\text{DC}} \cos \theta$ 项主导了里德堡态布居数及对应透射信号呈余弦规律振荡。代入主方程 $\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + L(\rho)$ 即可得到里德堡态布居数因罗兰-C 信号交流项引起的规律震荡。在 Δ_c 变化而 $\Delta_{\text{Stark}}(t)$ 不变，观察到的光谱图像仍为洛伦兹线形，是常见的 EIT 光谱。在 Δ_c 不变而 $\Delta_{\text{Stark}}(t)$ 变化时，观察到 EIT 峰上共振位置处的光谱图像随时间呈余弦变化，说明待测的罗兰-C 信号的有效交流成分已经被强度调制到 EIT 峰上的位置。

3 实验装置

本研究采用里德堡原子 EIT 机制实现罗兰-C 信号探测。实验装置及能级如图 1

合光同时进行频率锁定。MTS锁频基于基态原子饱和吸收光谱的窄线宽特性，提供高精度绝对频率参考，确保探测光长期稳定性并抑制低频噪声；EIT锁频则基于透射光谱作为频率参考，当测量EIT的原子气室馈入直流电场产生斯塔克频移后，锁频EIT的峰尖能够清晰标定探测位置。因此，本文采用MTS频率锁定系统锁定探测光，EIT频率锁定系统锁定耦合光。实验光路如图1(b)所示，探测光分束后，一路经20 MHz射频驱动的共振型电光调制器构建MTS系统，硅光电探测器测得饱和吸收光谱与调制转移光谱（如图2(a)所示）；另一路经R10:T90分束器透射后，与耦合光反向共线形成锁频EIT信号（如图2(b)所示），其洛伦兹拟合线宽为11.7 MHz（对应 $59D_{5/2}$ 态），微分信号用作鉴频。H偏振探测光与耦合光在气室内反向共线，构成罗兰-C测量光路。未经调制的光束经 $\lambda/4$ 波片优化偏振态后，于含平行铜电极（尺寸68mm×20mm×1mm，间距 1.80 ± 0.03 cm）的室温 ^{133}Cs 原子气室（长度 $L = 100$ mm，横截面直径 $D = 40$ mm）中激发EIT效应，同时，偏置直流电压与罗兰-C信号共同通过有线连接的方式馈入气室电极，探测光信号经分束后同时输入光电探测器以减小共模噪声并解调罗兰-C信号。此外，激光功率抖动会引发信号幅度波动，降低解调解码稳定性，因此需实施有源功率稳定。在探测光经过隔离器后，通过电控衰减器抑制激光强度，基于PID模块实现动态调控衰减量，对激光强度进行有源反馈控制。锁定后，激光短期功率起伏 $<0.02\%$ （30 min内），有效避免了探测光功率起伏引发的信号失真。本研究通过二分之一波片旋转激光偏振方向，改变激光偏振方向与电场极化方向之间的夹角为 90° ，因此此时EIT透射窗口较大，故而选择 $m_j = 5/2$ 态作为测量态。引入直流偏置电压以产生直流斯塔克效应，此时测量EIT峰产生了频移和 m_j 依赖的分裂，通过调整直流偏置电压的大小控制 $m_j = 5/2$ 态的能级频移量，将 $m_j = 5/2$ 峰斜率最大处频移至锁频处进行探测，从而提升探测信号保真度与信噪比。

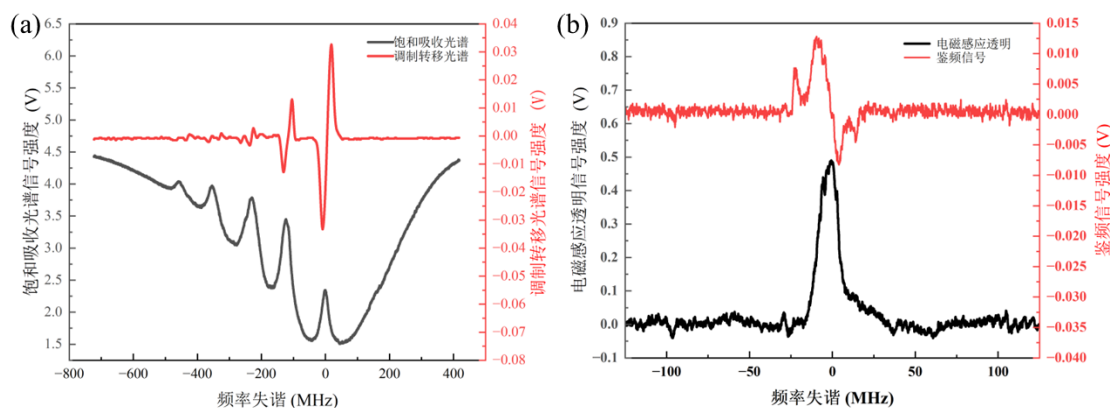


图2 MTS-EIT光谱信号及鉴频信号

Fig.2 MTS-EIT Spectral and Frequency Discrimination Signal

4 实验结果

通过比较时域波形，可直接验证直流偏置场是否成功抑制了二次斯塔克效应引起的倍频失真，确保原子响应严格线性化，从而保障长波信号的高保真接收。优化气室偏置直流电压以抑制交流斯塔克效应的倍频干扰以提升信号稳定性后，锁定激光频率至目标跃迁通道，利用里德堡原子EIT效应成功接收罗兰-C信号。经低噪声放大器（带宽0–500 MHz，增益5 dB）及带通滤波后，时域信号波形如图3(a)中所示：黑色实线代表基于里德堡原子的测量信号（下称里德堡信号）强度（左轴，范围–0.6至1.6 V），红色实线代表参考信号强度（右轴，范围–0.9至0.3 V），为罗兰-C信号模拟源输出的标准参考信号，用于后续信号质量量化对比；橙色和蓝色实线则分别对应里德堡信号与参考信号的拟合包络，用于提取振荡信号的衰减趋势。图像表明，信号在0–300 μs 内呈现高频振荡并快速衰减，之后逐渐趋稳，表明系统时域波形还原性较高，有效抑制倍频失真，且里德堡信号的振幅明显高于参考信号，里德堡信号的包络和正弦部分均未产生明显形变，且由于滤波放大处理幅值增大了约30%，反映出滤波放大有效克服了低频屏蔽效应的影响。

观测信号相位谱和幅度谱能够全面表征信号的频域特性，包括识别信号频率成分、检测相位频率噪声和评估系统线性度，以优化信号处理与解调性能。归一

化频谱通过快速傅里叶变换（FFT）计算时域信号的幅度谱，再除以最大幅度值进行归一化处理。相位谱则通过FFT提取时域信号复频谱的相位角，直接得到相位随频率的变化关系。图3(b)和图3(c)中展示了对单脉冲罗兰-C信号进行的幅度谱和相位谱分析结果：图3(b)的蓝色实线表示里德堡信号的归一化幅度谱（纵轴0-1，横轴0-200 kHz），图3(c)的红色实线表示里德堡信号的相位谱（纵轴 $-\pi$ 至 π ，横轴85-115 kHz），用于分析信号在频域的特性。幅度谱在100 kHz处呈现尖锐共振峰，表明系统对该频率信号具有高选择性响应，对应罗兰-C授时信号的载波频率，信号能量集中于信号有效频带(90-110 kHz)内，无明显带外噪声，信噪比水平能够保障信号特征提取的可靠性，进一步验证了系统对于长波信号接收的适用性。另一方面，里德堡系统中的激光频率漂移以及环境杂散电场造成的能级随机移动引入的相位噪声有可能会改变罗兰信号带内标准的线形相位，致使信号产生相位畸变。图3(c)中展示了里德堡信号的相位谱，图像表明在信号有效带宽内，里德堡信号相位随着频率呈现线性变化，系统引入的相位噪声水平较低，低相位噪声和线性相位变化特性保障了信号波形的高保真度，使罗兰-C脉冲组信号能够被准确接收并还原其时域特征，因此能够支撑进一步的接收工作。

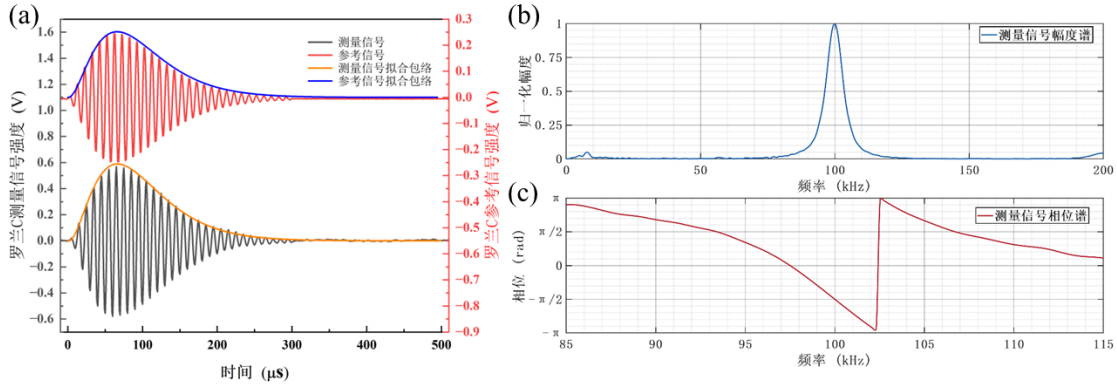


图3 里德堡罗兰-C信号的时域与频域分析

Fig.3 Time-Domain and Frequency-Domain Analysis of Rydberg Loran-C Signals

罗兰-C信号的保真度量化了参考信号与里德堡信号之间的相似度，由于罗兰-C信号的解调解码需要通过累积相关的方式进行信号的搜索跟踪，因而信号保真

度与信号解调概率呈正相关。而里德堡系统不仅受到上述二次斯塔克效应带来的倍频噪声影响，还受到光学系统噪声和电子热噪声影响，信号易产生失真现象。本研究通过馈入直流电压补偿倍频噪声影响，并设计带通滤波的方式减轻噪声影响，计算里德堡罗兰-C信号与参考信号的互相关函数最大值并进行归一化处理，结果如图4(a)所示，图中蓝色实线代表归一化互相关曲线（纵轴范围-1至1），红色点标记最大值点即保真度，用于量化两个信号在不同时间滞后下的相似程度。曲线在滞后时间0附近呈现尖锐对称峰值，保真度0.980接近1，该结果表明信号在零滞后时高度相关且噪声干扰小，信号经接收后未产生显著失真，反映了系统响应的高保真度。高保真度直接支持了信号解调的可靠性，从而满足了从实测信号中准确提取授时信息的基础指标。

包周差（envelope-to-cycle difference, ECD）指包络第30 μs 与第三正向过零点之间的时间差，是信号解调解码的核心判据。罗兰-C信号的电场分量通过交流斯塔克效应调制里德堡原子能级间距，而环境杂散电场波动与激光频率漂移会引发EIT光谱峰位置及斜率的动态偏移，该动态偏移会劣化罗兰-C信号的包络解调精度，因而可能会引入额外群延时致使包周差失常，进而影响信号的跟踪锁定。为此，本研究通过MTS-EIT系统对双光束频率的实时动态调控与反馈，抑制了激光源固有的频率漂移；同时通过改变直流补偿电场的方式有效抵消了环境杂散电场导致的随机频移影响。本研究利用光电探测器接收罗兰-C信号后，通过罗兰-C理论函数拟合实测信号的包络，以脉冲起始沿为 $t = 0$ ，计算 $t = 30 \mu\text{s}$ 处包络点与第三正向过零点的时间差；结果如图4(b)所示：图中蓝色实线表示插值后里德堡信号，红色实线为信号包络，灰色虚线及棕色标记（菱形和方块）分别对应30 μs 参考线、参考点和第三正向过零点，用于精确标定信号时序特征。包周差值0.08 μs 满足罗兰-C信号解调中“包周差绝对值 $\leq \pm 2.4 \mu\text{s}$ ”的技术指标要求^[26]。这一结果

说明，MTS-EIT锁频系统和直流电场补偿技术有效抑制了频率漂移和电场漂移的影响，里德堡信号中脉冲包络与载波的相位关联性良好，系统测量过程引入的群延时偏差较小，信号内部相位结构稳定性符合解调需求，满足开展后续接收相位反转的奇偶数脉冲组罗兰-C信号的核心条件。

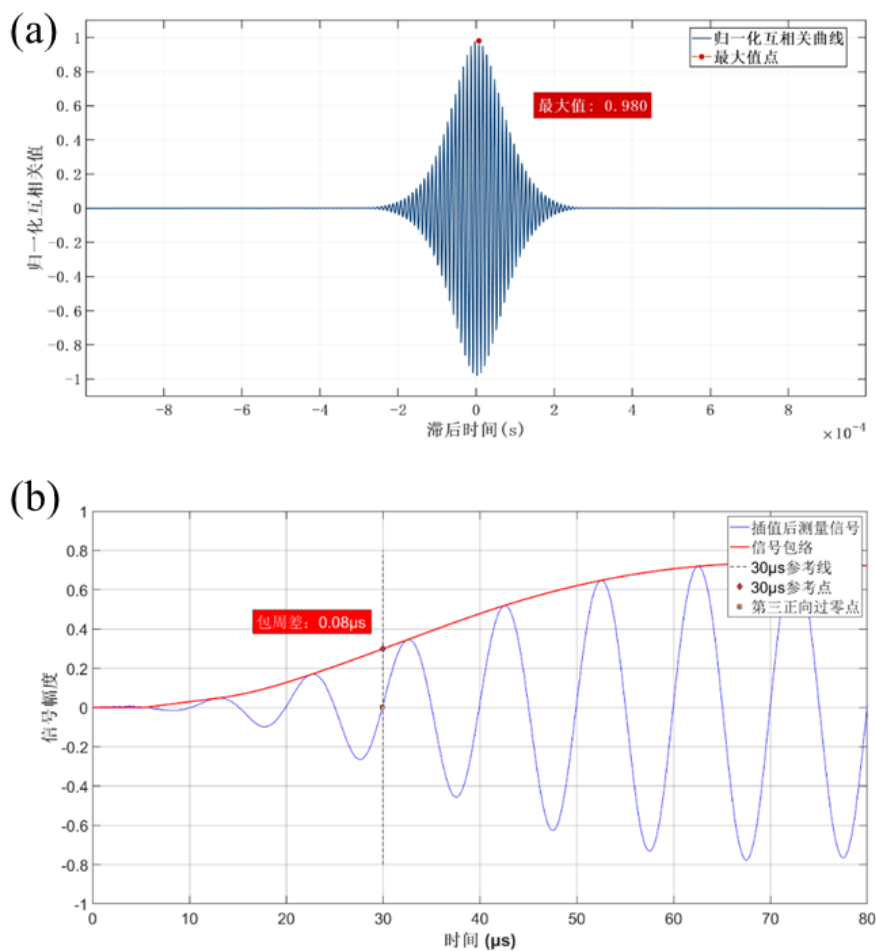


图4 里德堡信号的保真度与包周差

Fig.4 Fidelity and Envelope Cycle Difference of Rydberg Signals

单脉冲信号的ECD测量标定了系统基础的相位保持性，而脉冲组信号的相位保持质量直接决定里德堡系统解调罗兰-C信号的能力。图5展示了里德堡接收系统对罗兰-C标准组重复周期（Group Repetition Interval , GRI）脉冲组的接收结果，该脉冲组由主台发射9个脉冲，前8个脉冲间隔1000微秒，第8与第9个脉冲间

隔2000微秒，最后一个脉冲用于区分主副台；信号载波的初相有“0”和“ π ”相，即相位反转，且在一个编码周期中，奇数周期和偶数周期轮流编制原码和补码。图5(a)和(b)分别呈现原码奇数周期与补码偶数周期的时域波形，蓝色曲线为里德堡信号，橙色曲线为参考信号，二者高度重合；图5(c)放大第七脉冲细节，橙色曲线对应原码奇数周期，绿色曲线对应补码偶数周期，展示脉冲组信号的相位反转特性。结果表明，里德堡天线具备足够的相位稳定性，可精准复现主台原码奇数周期、补码偶数周期的相位编码关系，为后续顺利完成台链识别、信号同步等解调解码操作奠定了基础。

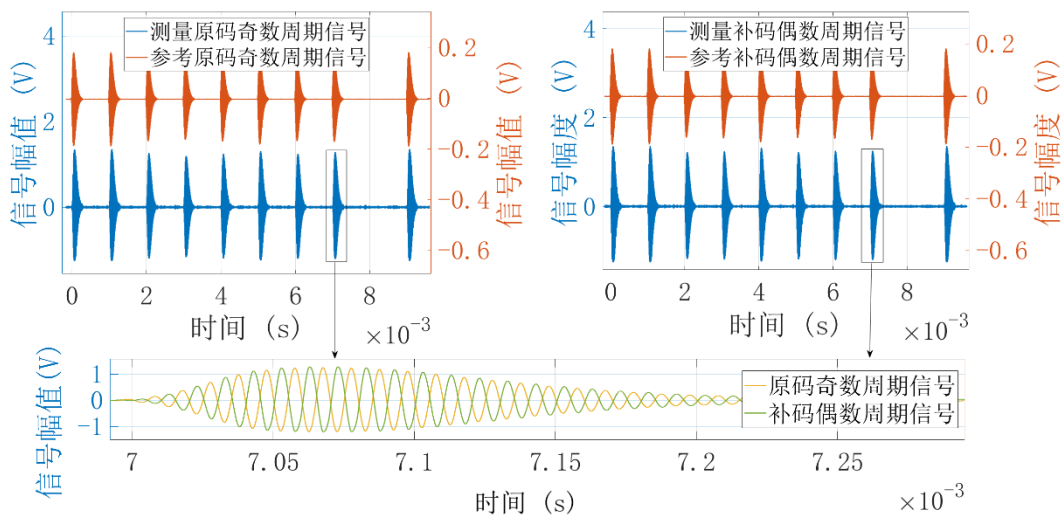


图5 原码奇数周期与补码偶数周期时域信号对比

Fig.5 Comparison of Time-Domain Signals for True Code Odd Period and Complement Code Even Period

5 结论

本研究采用852 nm外腔半导体激光器与509 nm光纤激光器制备 ^{133}Cs 原子 $59\text{D}_{5/2}$ 里德堡态，构建MTS-EIT锁频系统及PID功率稳定系统以锁定激光频率与功率。本研究使探测光与耦合光在含内置铜极板的 ^{133}Cs 气室中反向传播，通过优化偏置电压抑制倍频噪声，并利用EIT效应实现罗兰-C信号的高保真探测；计算单脉冲信号保真度达到98.0%，包周差为 $0.08\ \mu\text{s}$ ，并分析其幅度谱、相位谱；接收得

到主台原码奇数周期和主台补码偶数周期信号。本研究验证了系统接收罗兰-C信号的相位保持性，为里德堡原子接收系统解调解码长波授时信息提供关键技术支撑，有望推动高灵敏度长波授时监测技术发展。

参考文献

- [1] Li S F, Wang Y L, Hua Y, Xu Y L 2012 *Chin. J. Sci. Instrum.* **33** 1407 (in Chinese)
[李实锋, 王玉林, 华宇, 徐永亮 2012 仪器仪表学报 **33** 1407]
- [2] Wang J, Li C Z, Liang E B, Yan J H, Zhan N Z 2009 *Ship Electron. Eng.* **29** 37 (in Chinese) [汪捷, 李川章, 梁尔冰, 严建华, 占乃州 2009 舰船电子工程 **29** 37]
- [3] Grant A, Williams P, Ward N, Basker S 2009 *J. Navigation* **62** 173
- [4] Johnson G W, Swaszek P F, Hartnett R J, Shalaev R, Wiggins M 2007 *2007 IEEE Conference on Technologies for Homeland Security* Woburn, USA, May 16–17, 2007 p95
- [5] Zhang H Y, Xu B, Li H B, Liao D Y, Chen H Q 2020 *J. Astronaut. Metrol. Meas.* **40** 6 (in Chinese) [张洪源, 徐兵, 李海波, 廖丁毅, 陈洪卿 2020 宇航计测技术 **40** 6]
- [6] Ma M 2015 *Chin. Mar. Saf.* **0** 54 (in Chinese) [马敏 2015 中国海事 **0** 54]
- [7] Schlossberger N, Prajapati N, Berweger S, Rotunno A P, Artusio-Glimpse A B, Simons M T, Sheikh A A, Norrgard E B, Eckel S P, Holloway C L 2024 *Nat. Rev. Phys.* **6** 606
- [8] Borówka S, Pylypenko U, Mazelanik M, Parniak M 2024 *Nat. Photon.* **18** 32
- [9] Paradis E, Raithel G, Anderson D A 2019 *Phys. Rev. A* **100** 013420
- [10] Liu B, Zhang L H, Liu Z K, Zhang Z Y, Zhu Z H, Gao W, Guo G C, Ding D S, Shi

- B S 2022 *Phys. Rev. Appl.* **18** 014045
- [11] Cai M H, You S H, Zhang S S, Xu Z S, Liu H P 2023 *Appl. Phys. Lett.* **122** 161103
- [12] Zhang H, Ma Y, Liao K Y, Yang W G, Liu Z K, Ding D S, Yan H, Li W H, Zhang L J 2024 *Sci. Bull.* **69** 1515
- [13] Cai Y F, Shi S, Zhou Y J, Li Y T, Yu J H, Li W B, Li L 2023 *Phys. Rev. Appl.* **19** 044079
- [14] Tu H T, Liao K Y, Zhang Z X, Liu X H, Zheng S Y, Yang S Z, Zhang X D, Yan H, Zhu S L 2022 *Nat. Photon.* **16** 291
- [15] Ouyang K, Shi Y S, Lei M W, Shi M 2023 *Appl. Phys. Lett.* **123** 264001
- [16] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kübler H, Löw R, Pfau T, Shaffer J P 2012 *Nat. Phys.* **8** 819
- [17] Kumar S, Fan H Q, Kübler H, Sheng J T, Shaffer J P 2017 *Sci. Rep.* **7** 42981
- [18] Kumar S, Fan H Q, Kübler H, Jahangiri A J, Shaffer J P 2017 *Opt. Express* **25** 8625
- [19] Jing M Y, Hu Y, Ma J, Zhang H, Zhang L J, Xiao L T, Jia S T 2020 *Nat. Phys.* **16** 911
- [20] Ding D S, Liu Z K, Shi B S, Guo G C, Mølmer K, Adams C S 2022 *Nat. Phys.* **18** 1447
- [21] Wang Q X, Liang Y K, Wang Z H, Guan S J, Yang P F, Zhang P F, Li G, Zhang T C 2025 *Sci. China Phys. Mech.* **68** 264211
- [22] Jau Y Y, Carter T 2020 *Phys. Rev. Appl.* **13** 054034
- [23] Lim M J, Cervantes M, Brady C, McPoyle S, Simmermon J 2023 *Appl. Phys. Lett.* **123** 051106
- [24] Li L, Jiao Y C, Hu J L, Li H Q, Shi M, Zhao J M, Jia S T 2023 *Opt. Express* **31**

- [25] Lei M and Shi M, 2024 *Opt. Lett.* **49**, 5547
- [26] Xie Y P, Lei M W, Shi M 2026 *Acta Phys. Sin.* **75(3)** 030602. (in Chinese) [谢奕鹏, 雷名威, 石猛 2026 物理学报 **75(3)** 030602]
- [27] Aweek C, Narongrit P, Rainer D.2026 arXiv:2603.13827
- [28] S. Jin, X. Fan, X. Wang, Y. Song, and Y. Sun, 2025 *Chin. Phys. Lett.* **42**, 110304.
- [29] Wang D, Jiao S , Fan, Li H, Liu J, Huang J, Zeng G, Sun Y 2026 arXiv:2603.09518
- [30] Xie, Y., Lei, M., Zhang, J., Dong, W., & Shi, M 2025 *Electronics*, **14(5)**, 1041.
- [31] Arumugam, D 2025 *Sci Rep* **15**, 35976.
- [32] Li S F 2013 Ph. D. Dissertation (Xi'an: National Time Service Center, Chinese Academy of Sciences) (in Chinese) [李实锋 2013 博士学位论文 (西安:中国科学院国家授时中心)]

High-fidelity reception of long-wave timing signals based on Rydberg atoms *

QIN Ziyi¹⁾²⁾ HOU Xiaokai¹⁾ CAO Genwei¹⁾²⁾ XU Chao¹⁾ WANG Ying¹⁾ CAO Mingtao¹⁾†

DONG Ruifang¹⁾ LU Xiaochun¹⁾ ZHANG Shougang¹⁾

1) (Key Laboratory of Time and Primary Frequency Metrology and Applications (CAS), National Time Service Center, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710600, China)

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

Abstract

Rydberg atoms exhibit exceptional sensitivity to long-wave electric fields, presenting a promising solution to the signal degradation that

plagues ground-based long-wave time-service systems in remote or weak-signal regions. However, practical Loran-C signal reception using Rydberg-atom sensors is currently limited by fidelity deterioration, primarily caused by electrostatic shielding from vapor cell walls and frequency-doubling noise. In this work, we prepare Rydberg atoms via a two-photon excitation scheme and integrate them with a modulation transfer spectroscopy (MTS) and electromagnetically induced transparency (EIT) frequency-stabilization system. By employing a parallel-plate vapor cell subjected to a strong DC bias field, we leverage the DC Stark effect to precisely modulate the EIT resonance frequency shift, thereby overcoming the aforementioned limitations. This approach enables high-fidelity reception of Loran-C signals, accompanied by comprehensive time- and frequency-domain analyses. Quantitative measurements demonstrate a single-pulse fidelity of 98.0% and an envelope cycle difference (ECD) of 0.08 μ s. Furthermore, by extracting and comparing the phase-reversal characteristics of odd- and even-period pulse trains, we rigorously verify the phase stability of the Rydberg-atom antenna. This work provides a robust technical foundation for the reception and demodulation of long-wave time-service signals using Rydberg-atom sensors, paving the way for next-generation, high-sensitivity monitoring and evaluation systems in navigation and timing infrastructure.

Keywords: Rydberg atoms, longwave time serving, Loran-C signal; quantum

measurement

* Project supported by the Youth Innovation Promotion Association of the Chinese Academy of Sciences (Grant Nos. 2021408, 2022413, 2023425), CAS Program for Stable Support to Young Research Teams in Basic Research(Grant No. YSBR-085)and the Shaanxi Provincial Technical Innovation Guidance Special Fund (Grant No. 2024QY-SZX-19).

These authors contributed equally.

† Corresponding author.E-mail: mingtaocao@ntsc.ac.cn

The first author.E-mail: tanziyi@ntsc.ac.cn

摘要图

