

里德伯原子的射频脉冲响应特性*

吴逢川 林沂[†] 武博 付云起

(国防科技大学电子科学学院, 长沙 410073)

(2022年5月16日收到; 2022年6月14日收到修改稿)

里德伯原子是一种高主量子数原子, 利用其量子相干效应可以实现对空间中射频电场的测量. 本文对基于里德伯原子的射频接收系统在不同脉宽和强度下的射频脉冲响应能力进行了研究. 实验采用波长为 852 nm 和 510 nm 的激光实现 Cs 原子的激发, 并利用射频信号源发射不同参数的脉冲信号照射里德伯原子, 从原子气室中透射的探测光信号输入至光电探测器, 经过光电转换得到的电信号由示波器进行记录. 此外, 利用不同延迟时间的脉冲信号进行模拟测距, 初步证明基于里德伯原子的射频接收系统具备脉冲测距功能.

关键词: 里德伯原子, 量子相干效应, 脉冲, 测距

PACS: 74.25.N-, 32.80.Ee, 42.50.Gy, 84.30.Sk

DOI: 10.7498/aps.71.20220972

1 引言

近年来, 以里德伯原子为基础的量子传感器备受关注. 相比传统电子学传感器, 采用里德伯原子的空间电磁波传感器的优点在于其不受 Chu 极限限制, 工作频带与传感器尺寸无关^[1]; 其次是无需进行校准^[2-4], 测量结果可直接溯源至基本物理常量; 另外, 由于传感器中无固体金属结构, 因此传感器对待测电场扰动小, 可以实现全光无损探测^[5]; 此外, 该传感器具有较高的电场测量灵敏度, 可以达到 $\mu\text{V}/\text{m}$ 量级^[6].

2012年, Shaffer 团队^[7]首次利用微波耦合相邻里德伯能级产生电磁感应透明 Autler-Townes (electromagnetic induced transparency Autler-Townes, EIT-AT) 分裂效应, 将微波电场的幅度测量转换为对探测光透射光谱的频率间隔测量, 实验上实现了 $30 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ 的微波电场强度测量灵敏度, 并利用调频光谱技术将测量灵敏度提

高至 $3 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$ ^[8]. 进一步, 通过三光子法^[9,10]、冷原子技术^[11]可以进一步减小 EIT 光谱线宽, 提升灵敏度. 此外, 利用里德伯原子还可以实现空间电场极化^[12]、频率^[13]、相位^[14]信息的提取. 因此里德伯原子在来波方向估计^[15]、调幅与调频解调^[16-21]、四相相移键控 (quad-phase shift keyed, QPSK)、正交振幅调制 (quadrature amplitude modulation, QAM) 信号接收^[22,23]、频谱分析^[24]等应用方面得到了广泛研究.

在雷达、电磁频谱监测领域, 脉冲信号为一种常见的信号形式. Raithel 团队^[25,26]对在一定强度脉冲信号照射条件下的里德伯原子 EIT 光谱进行了研究, 初步证明里德伯原子可以实现 μs 量级的响应速度. 然而, 在不同脉宽和不同强度的脉冲信号照射条件下, 基于里德伯原子的射频 (radio frequency, RF) 接收系统的响应特性尚未得到充分研究和分析. 此外, 基于里德伯原子的 RF 接收系统对脉冲信号响应时长的稳定性尚未得到研究, 即该接收系统是否初步具备脉冲测距的功能还有待证明.

* 国家自然科学基金 (批准号: 12104509, 61901495) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: linyiyi_886@163.com

本文首先阐述了基于里德伯原子 EIT-AT 效应的 RF 信号接收原理. 其次, 基于该原理给出实验中采用的基于里德伯原子的 RF 接收系统. 随后, 基于该接收系统对里德伯原子的 RF 脉冲信号响应特性进行了研究, 通过实验探索了该接收系统对不同脉宽和强度脉冲的接收性能. 最后, 设计模拟测距方案, 通过实验初步证明了基于里德伯原子的 RF 接收系统具备脉冲测距能力, 有望在雷达、电磁频谱监测等领域发挥一定的应用价值.

2 里德伯原子 EIT-AT 效应电场测量原理

我们采用四能级方案实现里德伯原子的激发, 其 EIT 四能级结构如图 1 所示. 首先, 利用波长为 852 nm 的线极化探测光将 Cs 原子蒸汽从基态 $6S_{1/2}$ 激发到中间激发态 $6P_{3/2}$. 在此基础上, 利用波长为 510 nm 的线极化耦合光将原子激发到里德伯态 $42D_{5/2}$. 此时探测光在 852 nm 附近将出现一个透射峰值, 即 EIT 透射峰. 在加入一定强度 (频率为 9.945 GHz) 的 RF 信号后, 里德伯态 $42D_{5/2}$ 将通过 RF 信号与 $43P_{3/2}$ 形成缀饰态, 产生 Autler-Townes 分裂现象, 即 852 nm 附近的单峰将分裂为两个透射峰. 两个分裂峰值的间隔 Ω_{MW} 与 RF 场强 E_{MW} 关系具有如下形式:

$$\Omega_{MW} = \sqrt{2}\mu_r E_{MW}/\hbar, \quad (1)$$

式中, \hbar 为约化普朗克常量, μ_r 为里德伯原子的跃迁偶极矩. 通过 EIT-AT 光谱测定的 RF 电场强度, 具备直接溯源的能力, 在计量领域有重要应用价值.

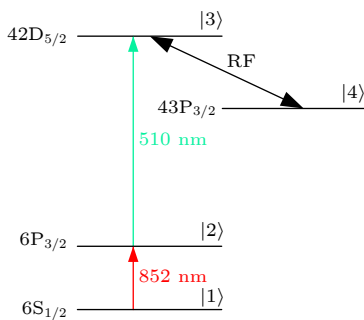


图 1 里德伯原子四能级结构图

Fig. 1. Energy level diagram for Rydberg four-level system.

在加入 RF 信号强度较弱不足以产生明显的 Autler-Townes 分裂现象时, EIT 峰值相比于无 RF

信号作用时也会得到下降. 进一步, 通过求解瞬时稳态条件下的 Lindblad 主方程定性分析探测光透射光谱^[27]. 当 $E_{MW} = 0$ 时, 扫描探测光或耦合光频率, 得到的探测光透射光谱的理论结果如图 2 中黑色单峰实线所示. 当存在一定强度的 RF 场时, 可以产生较明显的 Autler-Townes 分裂现象, 当 RF 信号的频率处于两个缀饰里德伯态之间的谐振频率处, 即 RF 信号的频率偏移量 $\Delta f_{RF} = 0$ 时, 得到的探测光透射光谱如图 2(a) 红色双峰虚线所示. 进一步, 将探测光以及耦合光均锁定于跃迁频点时, 如图 2(a) 黑色虚线所示位置, 在 RF 信号作用于里德伯原子前后, 探测光的透射功率将发生明显改变. 当 RF 信号作用于里德伯原子时, 探测光的透射强度下降; 当 RF 信号作用消失后, 探测光的透射强度恢复至 EIT 单峰时的强度. 因此当里德伯原子受到 RF 脉冲作用时, 透射的探测光强度在脉冲作用时间内相比于无 RF 信号作用时要弱. 透射的探测光信号经过光电转换后得到的光电流信号将出现“负脉冲”, 即 RF 信号作用时的光电流电

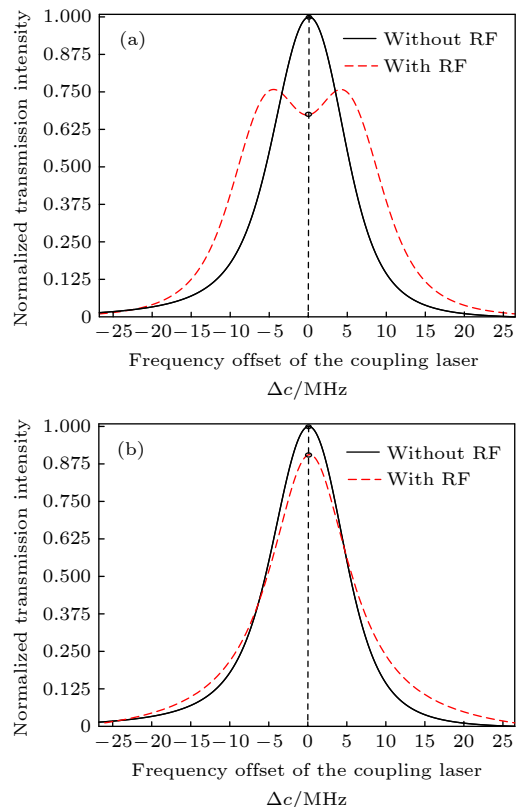


图 2 透射光信号光谱 (a) 产生明显的 Autler-Townes 分裂现象; (b) 未产生明显的 Autler-Townes 分裂现象

Fig. 2. Spectrum of the transmitted probe laser: (a) Obvious Autler-Townes splitting; (b) no obvious Autler-Townes splitting.

平相比于无 RF 信号作用时要低. 同理, 图 2(b) 展示了当 RF 强度较弱, 无法产生明显的 Autler-Townes 分裂现象时探测光的透射光谱, 当激光锁定 EIT 峰值位置时, 同样可以获得“负脉冲”. 因此, 通过里德伯原子 EIT-AT 效应, 无需经典接收系统的多级接收链路, 可以直接实现 RF 信号的包络检波.

3 基于里德伯原子的 RF 接收系统

基于里德伯原子的 RF 接收系统如图 3 中虚线框内容所示, 系统由原子气室、探测光激光器、耦合光激光器、光电探测器、示波器以及相关光学元件构成. 原子气室为采用封装有 ^{133}Cs 原子蒸汽的玻璃泡, 原子气室尺寸为 $1\text{ cm} \times 1\text{ cm} \times 2\text{ cm}$, 总原子数密度约为 $1.62 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$. 两部激光器分别产生波长为 852 nm 和 510 nm 的探测光和耦合光, 并通过由反射镜以及二向色镜等光学元件搭建的空间光路引导探测光和耦合光在原子气室内部共线反向传播, 将 ^{133}Cs 原子蒸汽激发至里德伯态. 其中探测光和耦合光均采用线极化, 极化方向均垂直于地面. 探测光功率为 $20.4\text{ }\mu\text{W}$, 耦合光功率为 28.8 mW . 探测光和耦合光均锁定在跃迁频率处. 光电探测器用于接收透射的探测光信号, 并转换为光电流信号. 示波器用于记录光电探测器输出的光电流信号.

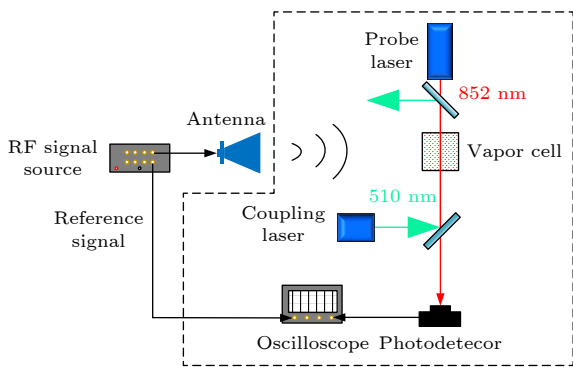


图 3 实验框图

Fig. 3. Experimental block diagram.

图 3 为实验框图, 实验系统温度保持为 $25\text{ }^\circ\text{C}$, RF 信号源提供 RF 脉冲信号, 其频率处于图 1 所示 $|3\rangle, |4\rangle$ 能级之间的谐振频率处. 实验中采用的载波频率为 9.945 GHz . RF 脉冲信号的脉冲宽度以及功率可以独立调控. RF 脉冲信号通过喇叭

天线辐射至原子气室中与里德伯原子进行作用. 此外, RF 信号源提供参考信号至示波器中以确定发射时刻.

由于信号源中发射的 RF 脉冲信号在到达原子气室的过程中, 受到信号源至天线传输线缆的衰减、天线增益、空间衰减以及原子气室扰动等因素的影响, 通过理论精确计算确定 RF 信号源发射功率 P 与里德伯原子测定的 RF 信号电场强度 E 之间的关系存在困难, 因此, 我们对实验系统进行校准. 该校准方案为: 信号源发射频率为 9.945 GHz 的单频连续波, 锁定探测光频率, 扫描耦合光频率, 通过测量透射探测光光谱中 Autler-Townes 分裂的间距计算里德伯原子感应的 RF 电场强度, 改变 RF 信号源的发射功率, 得到原子气室电场强度与信号源输出功率 P 的关系曲线, 利用拟合函数, 得到 P 和 E 的关系式.

实验得到的不同电场强度下的探测光透射光谱如图 4 所示. 在电场强度较小时, 受到 EIT 线宽影响, 难以分辨出明显的 EIT-AT 双峰. 当电场强度逐步增大时, EIT 透射峰的透射强度逐渐下降, 并分裂为两个较为明显的 EIT-AT 双峰. 由 (1) 式可知, 双峰的间距与电场强度呈正比关系.

通过 (1) 式, 由光谱中分裂峰值的间隔, 计算得到原子气室中电场强度 E 与 RF 信号源输出功率大小 P 的关系, 结果如图 5 带空心三角实线所示. 为确定实验系统中 P 与 E 的一般关系, 利用二次函数对图 4 中的实验结果进行拟合, 结果见图 5 红色实线, 其表达式为

$$P = 0.215E^2. \quad (2)$$

4 实验结果讨论

4.1 脉冲宽度测量

为探索实验方案对 RF 信号的瞬态响应能力. 选择一个适当的信号源发射功率, 能够观测到明显的 EIT-AT 分裂现象, 此处选择 RF 信号源的发射功率为 7 dBm , 对应的里德伯原子感应的 RF 电场强度为 4.86 V/m . 将探测光以及耦合光均锁定在能级跃迁频点, RF 脉冲对探测光的透射强度将产生较大的响应. 在此基础上, 脉冲重复周期固定为 $100\text{ }\mu\text{s}$, 改变脉冲宽度, 得到的时域波形如图 6 所示. 为方便比较, 将无 RF 脉冲作用时获得的光电

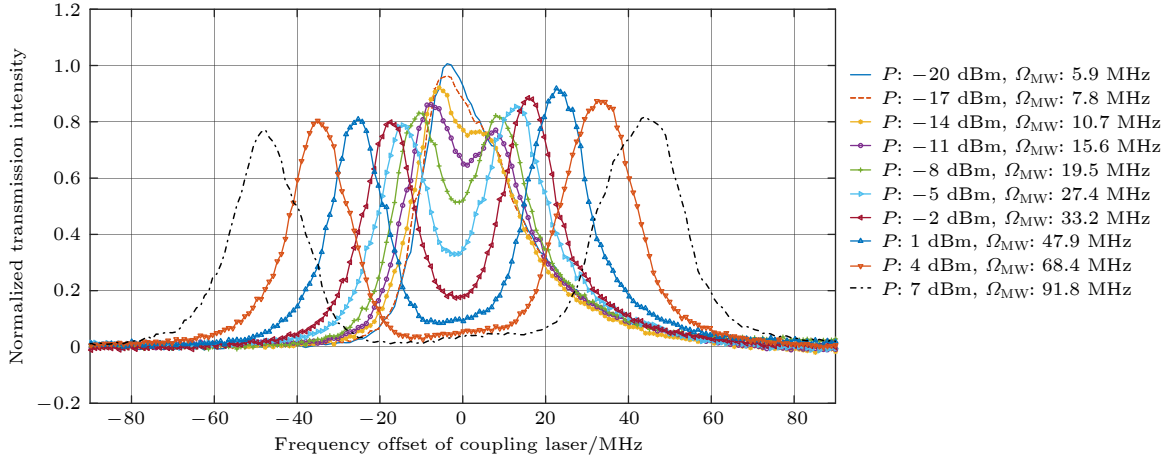


图 4 扫描耦合光得到的探测光透射光谱

Fig. 4. Spectrum of the transmitted probe laser by scanning the coupling laser.

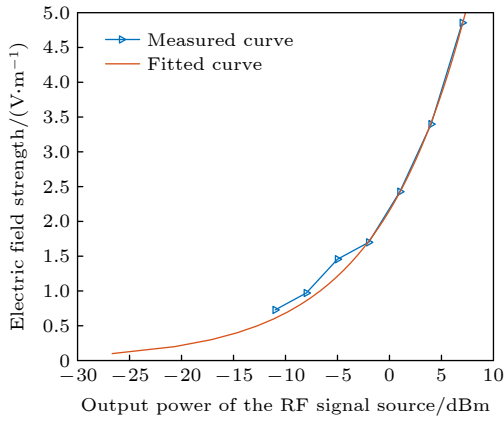


图 5 原子气室电场强度 E 与信号源输出功率 P 的关系

Fig. 5. Relationship between the electric field intensity E in the vapor cell and the output power P of the signal source.

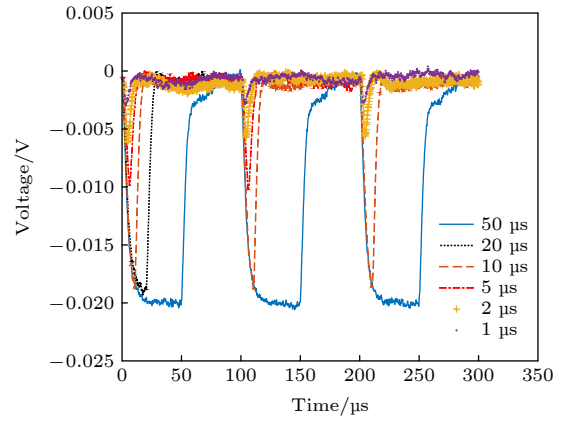


图 6 不同脉冲宽度条件下得到的光电流信号

Fig. 6. Photocurrent signal with different pulse width.

流平均电压置 0 (具体实验中为避免探测器中的强直流分量阻塞示波器造成无法观测的问题, 对光电流信号从光电探测器传输至示波器的过程进行了隔直处理). 由图 6 所示, 当脉冲信号到来时, 探测光的透射强度降低, 导致光电探测器输出的光电流信号强度降低, 通过示波器记录得到的脉冲为“负脉冲”.

通过多个周期测量, 对所得“负脉冲”宽度取平均值, 整理得到设定脉宽与测量脉宽的关系, 如表 1 所列, 随着脉冲持续时间的缩短, 测量得到的相对误差增大, 原因在于从光电探测器输出的光电流信号受到原子响应带宽的影响. 此外随着脉冲持续时间的缩短, “负脉冲”的高度也随之降低. 实验仍未探测到里德伯原子对脉冲的响应速度极限. 优化激光参数^[20], 实验系统有望实现对更窄脉宽的 RF 脉冲的有效分辨.

表 1 设定脉冲宽度和测量脉冲宽度的对比

Table 1. Comparison of set and measured pulse width.

Setting value/ μs	Measured value/ μs	Error value/ μs	Relative error value/%
50	50.5	0.5	1.0
20	21.3	1.3	6.5
10	11.0	1.0	10.0
5	6.2	1.2	24.0
2	2.6	0.6	30.0
1	3.9	2.9	290.0

4.2 脉冲强度测量

为探索该方案对不同强度脉冲的响应特性. 实验中脉冲宽度固定为 $50 \mu\text{s}$, 脉冲重复周期固定为 $100 \mu\text{s}$, 以避免受光电流隔直处理的影响, 保持其他实验条件不变, 改变 RF 信号源的发射功率, 得到的脉冲时域结果如图 7 所示. 可以看出, 所得光

电流“负脉冲”的高度与 RF 脉冲信号的大小在一定范围内呈正相关. 在 RF 脉冲的持续时间内, 当 RF 信号源输出功率大于 1 dBm (对应里德伯原子感应的电场强度 2.43 V/m) 后, 光电流“负脉冲”基本不再增高, 因为此时两个 AT 分裂峰已经分开有足够的距离, 当电场强度大于等于 2.43 V/m, 在耦合光以及探测光的跃迁频点处, 探测光透射光强变化较小.

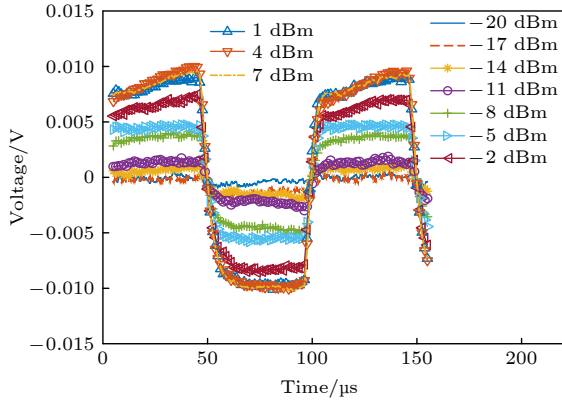


图 7 不同脉冲强度下得到的光电流信号
Fig. 7. Photocurrent signal with different pulse intensity.

光电流信号的“负脉冲”电平绝对值的平均值 $|\overline{V_p}|$ 与等效噪声电压 $|V_n|$ 的比值随信号源输出功率的关系曲线如图 8 所示. 通过示波器检测到的最小里德伯原子感应电场强度约为 220 mV/m (对应 RF 信号源设定功率 -20 dBm). 相比于常规的金属偶极子探针最小可探测场强 (约 100 mV/m)^[5] 还存在一定差距. 进一步, 实验中可采用原子气室外加谐振腔等手段^[25], 以减小实验中基于里德伯原子的 RF 接收系统可探测的最小电场强度, 达到提升灵敏度的目的.

4.3 脉冲模拟测距

为证明该方案可用于脉冲测距功能, 即检验其对 RF 脉冲信号的响应时间具有稳定性. 实验中将信号源连接光纤延时器的输入端, 光纤延时器的输出端连接发射天线, 通过光纤延时器获取不同的脉冲延迟时间: 0, 16.7, 33.3, 50.0 μ s, 用于模拟目标回波传输至基于里德伯原子的 RF 接收系统的时间, 其对应的模拟目标距离分别为 0, 5, 10, 15 km. 实验中脉冲宽度固定为 20 μ s, 脉冲重复周期固定为 100 μ s, 发射功率为 10 dBm, 得到的光电流信号时域结果如图 9 所示.

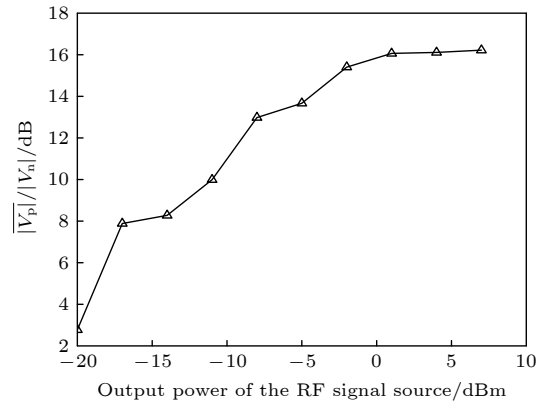


图 8 光电流“负脉冲”电平绝对值的平均值 $|\overline{V_p}|$ 与等效噪声电压 $|V_n|$ 之比与 RF 信号源输出功率关系
Fig. 8. Ratio of the absolute average value of photocurrent “negative pulse” level $|\overline{V_p}|$ to the equivalent noise voltage $|V_n|$ and the output power of the RF signal source.

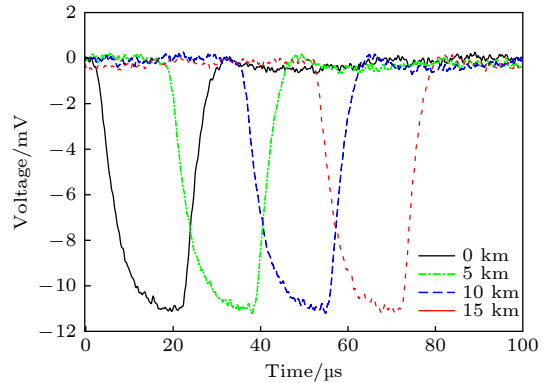


图 9 不同脉冲延时条件下得到的光电流信号
Fig. 9. Photocurrent signal obtained under different pulse delay time.

进一步, 将图 9 中得到的结果与参考信号进行时域卷积运算, 整理得到的结果如图 10 所示. 曲线峰值所对应的横坐标值即为模拟目标的距离 D . 通过图 10 所得结果与设置的模拟目标距离值进行对比, 可以得到里德伯原子的测距误差, 如表 2 所列. 可以看出, 模拟测距得到的测距误差在几十米左右, 其来源于 RF 线缆的延时误差以及脉冲信号和光信号在空间中传播引入的误差.

表 2 设定距离和测量距离的对比
Table 2. Comparison of set and measured distance values.

Setting value/m	Measured value/m	Error/m
0	35	35
5000	4970	-30
10000	9965	-35
15000	15030	30

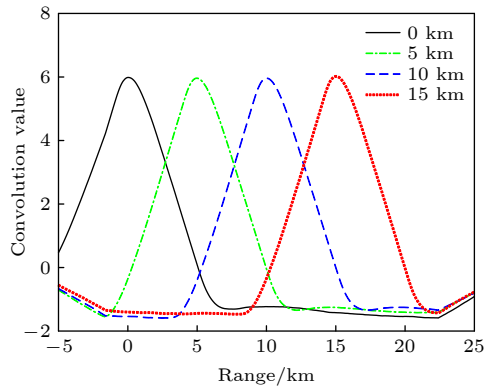


图 10 卷积结果

Fig. 10. Results of convolution.

5 结论

对里德伯原子的 RF 脉冲响应特性进行了研究. 基于里德伯原子的 RF 接收系统可直接实现对 RF 脉冲的包络检波, 无需复杂的 RF 接收链路. 实验探索了该系统对不同脉宽以及强度的脉冲的响应特性, 并通过模拟测距的方法验证了里德伯原子可以对脉冲信号产生稳定的实时响应, 初步证明基于里德伯原子的 RF 接收系统具备脉冲测距功能. 综合上述研究, 里德伯原子有望为雷达、电磁频谱监测等无线电应用领域的发展带来新的机遇.

参考文献

- [1] Cox K C, Meyer D H, Fatemi F K, Kunz P D 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 110502
- [2] Holloway C L, Gordon J A, Jefferts S, Schwarzkopf A, Anderson D A, Miller S A, Thaicharoen N, Raithel G 2014 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **62** 6169
- [3] Holloway C L, Simons M T, Gordon J A, Wilson P F, Cooke C M, Anderson D A, Raithel G 2017 *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* **59** 717
- [4] Anderson D A, Sapiro R E, Raithel G 2021 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **69** 5931
- [5] Holloway C L, Gordon J A, Schwarzkopf A, Anderson D A, Miller S A, Thaicharoen N, Raithel G 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 244102
- [6] Jing M, Hu Y, Ma J, Zhang H, Zhang L J, Xiao L T, Jia S T 2020 *Nat. Phys.* **16** 911
- [7] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kübler H, Low R, Pfau T, Shaffer J P 2012 *Nat. Phys.* **8** 819
- [8] Kumar S, Fan H, Kübler H, Jahangiri A J, Shaffer J P 2017 *Opt. Express* **25** 8625
- [9] Thaicharoen N, Moore K R, Anderson D A, Powel R C, Peterson E, Raithel G 2019 *Phys. Rev. A* **100** 063427
- [10] Liao K Y, Xu H T, Zhang X D, Yan H, Zhu S L 2021 *Sci. Sin-Phys. Mech. Astron.* **51** 14 (in Chinese) [廖开宇, 涂海涛, 张新定, 颜辉, 朱诗亮 2021 中国科学: 物理学 力学 天文学 **51** 14]
- [11] Liao K Y, Tu H T, Yang S Z, Chen C J, Liu X H, Liang J, Zhang X D, Yan H, Zhu S L 2020 *Phys. Rev. A* **101** 053432
- [12] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kübler H, Shaffer J P 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 063001
- [13] Bussey L W, Winterburn A, Menchetti M, Burton F, Whitley T 2021 *J. Lightwave Technol.* **39** 7813
- [14] Simons M T, Haddab A H, Gordon J A, Holloway C L 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 114101
- [15] Robinson A K, Prajapati N, Senic D, Simons M T, Holloway C L 2021 *Appl. Phys. Lett.* **118** 114001
- [16] Anderson D A, Sapiro R E, Raithel G 2021 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **69** 2455
- [17] Holloway C L, Simons M T, Haddab A H, Gordon J A, Anderson D A, Raithel G, Voran S D 2020 *IEEE Antennas Propag. Mag.* **63** 63
- [18] Song Z F, Liu H P, Liu X C, Zhang W F, Zou H Y, Zhang J, Qu J F 2019 *Opt. Express* **27** 8848
- [19] Meyer D H, Cox K C, Fatemi F K, Kunz P D 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 211108
- [20] Zou H Y, Song Z F, Mu H H, Feng Z G, Qu J F, Wang Q L 2020 *MDPI Appl. Sci.* **10** 1346
- [21] Deb A B, Kjaergaard N 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 211106
- [22] Holloway C L, Simons M T, Gordon J A, Novotny, D 2019 *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **18** 1853
- [23] Simons M T, Haddab A H, Gordon J A, Novotny D, Holloway C L 2019 *IEEE Access* **7** 164975
- [24] Meyer D H, Kunz P D, Cox K C 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 014047
- [25] Anderson D A, Paradis E G, Raithel G 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 073501
- [26] Sapiro R E, Raithel G A, Anderson D 2020 *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.* **53** 094003
- [27] Holloway C L, Simons M T, Gordon J A, Dienstfrey A, Anderson D A, Raithel G 2017 *J. Appl. Phys.* **121** 233106

Response characteristics of radio frequency pulse of Rydberg atoms^{*}

Wu Feng-Chuan Lin Yi[†] Wu Bo Fu Yun-Qi

(*College of Electronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

(Received 16 May 2022; revised manuscript received 14 June 2022)

Abstract

Rydberg atom is an atom with a high principal quantum number. Its quantum coherence effect enables the measuring of radio frequency electric fields in space. In this work, the radio frequency pulse response characteristics of the radio frequency receiving system based on the Rydberg atom under different pulse widths and intensities are studied. In the experiment, lasers with wavelengths of 852 nm and 510 nm are used to excite cesium atoms. Moreover, a radio frequency source emits pulse signals with different parameters to irradiate Rydberg atoms. The probe signal transmitted from the atomic vapor cell is directed at the photodetector. Moreover, the oscilloscope records the electrical signal obtained by photoelectric conversion. In addition, the simulation ranging is performed by setting different pulse delay times through the fiber delay instrument. It preliminarily proves that the radio frequency receiving system based on Rydberg atoms has a function of pulse ranging.

Keywords: Rydberg atoms, quantum coherence effect, pulse, ranging

PACS: 74.25.N-, 32.80.Ee, 42.50.Gy, 84.30.Sk

DOI: [10.7498/aps.71.20220972](https://doi.org/10.7498/aps.71.20220972)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 12104509, 61901495).

† Corresponding author. E-mail: linyi_886@163.com



里德伯原子的射频脉冲响应特性

吴逢川 林沂 武博 付云起

Response characteristics of radio frequency pulse of Rydberg atoms

Wu Feng-Chuan Lin Yi Wu Bo Fu Yun-Qi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 207402 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220972

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220972>

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

基于里德伯原子电磁诱导透明效应的光脉冲减速

Deceleration of optical pulses based on electromagnetically induced transparency of Rydberg atoms

物理学报. 2021, 70(10): 103201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210102>

稀薄里德伯原子气体中的两体纠缠

Two-body entanglement in a dilute gas of Rydberg atoms

物理学报. 2018, 67(3): 034202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172052>

里德伯电磁感应透明中的相位

Phase in Rydberg electromagnetically induced transparency

物理学报. 2019, 68(8): 084203 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181938>

里德伯原子中非厄米电磁诱导光栅引起的弱光孤子偏折及其操控

Deflection and manipulation of weak optical solitons by non-Hermitian electromagnetically induced gratings in Rydberg atoms

物理学报. 2022, 71(13): 133202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220456>

基于共振里德伯偶极-偶极相互作用的双反阻塞机制及量子逻辑门的实现

Implementation of the Rydberg double anti-blockade regime and the quantum logic gate based on resonant dipole-dipole interactions

物理学报. 2021, 70(13): 134202 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210059>

巨梯型四能级里德伯原子系统透射光谱性质的调控

Manipulation of transmission properties of a ladder-four-level Rydberg atomic system

物理学报. 2021, 70(11): 113201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202077>