

里德堡原子超外差接收链路中的内禀增益系数研究*

吴逢川 安强† 姚佳伟 付云起

(国防科技大学电子科学学院, 电子科学系, 长沙 410073)

(2022 年 11 月 1 日收到; 2022 年 11 月 12 日收到修改稿)

里德堡原子利用其电磁诱导透明效应可以实时响应微弱的微波电场信号, 实现空间微波电场信号的下变频, 作为超外差接收机使用. 里德堡原子超外差接收机是由里德堡原子、光电探测器以及电子信息处理模块等组成的新体制接收系统. 目前, 国内外学者对里德堡原子超外差接收技术的物理响应机理进行了深入研究, 然而在缺乏完整的接收链路分析模型的指导下, 不利于系统性能优化. 本文从里德堡原子响应微波电场的物理机理出发, 引入内禀增益系数的概念, 建立并实验验证了里德堡原子超外差接收机的接收链路模型, 简要讨论了内禀增益系数对系统灵敏度和响应特性的影响, 为里德堡原子超外差接收系统性能优化提供理论指导. 最后对里德堡原子接收链路和电子学接收链路的灵敏度性能进行了讨论和对比.

关键词: 里德堡原子, 内禀增益系数, 接收链路, 微波电场

PACS: 74.25.N-, 32.80.Ee, 42.50.Gy, 87.55.T-

DOI: 10.7498/aps.72.20222091

1 引言

随着量子微波测量技术的进一步深入发展, 里德堡原子电磁诱导透明 (electromagnetic induced transparency, EIT) 效应近年来在射频微波领域备受关注. 里德堡原子可以通过激光锁频并外加参考信号的方式构造里德堡原子超外差接收机, 其在 AM (amplitude modulation) 和 FM (frequency modulation) 解调^[1-6], QPSK (quad-phase shift keyed), QAM (quadrature amplitude modulation) 信号接收^[7,8], 频谱分析^[9], 来波方向估计^[10]等应用方面均有研究. 相比于传统电子学天线, 采用里德堡原子对空间电磁波进行响应的优点之一是其不受工作波长限制, 响应能力与传感器尺寸无关^[11]; 其次是里德堡原子具备超宽带的工作频带, 理论上

可以实现甚低频至红外频段内电场的响应^[12,13], 在不改变硬件的情况下, 仅调节激光频率即可改变里德堡原子响应的电场频率; 另外, 由于传感器中无金属结构, 且里德堡原子 EIT 效应不通过强烈吸收空间电磁波能量来对空间电场进行响应, 因此传感器对待测电场扰动极小, 可以实现全光无损探测^[14]; 此外, 该传感器相比于传统金属天线具有更高的电场测量灵敏度性能, 可以达到 $\mu\text{V}/\text{m}$ 量级^[15-19]. 因此, 里德堡原子用作新一代无线接收机具有巨大潜力.

目前研究中对里德堡原子超外差接收的物理响应机理进行了深入研究^[20-25], 然而其完整的接收链路模型尚未得到充分的研究和讨论, 不利于分析和优化里德堡原子超外差接收机的性能. 以灵敏度为例, 除里德堡原子自身的量子噪声外, 在里德堡原子超外差接收链路中也会引入额外的噪声, 这些噪声的引入方式、环节略有不同, 亟需一个完整

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

† 通信作者. E-mail: anqiang18@nudt.edu.cn

接收链路模型, 分析这些噪声对系统灵敏度性能的影响. 对于里德堡原子超外差接收链路, 其关键在于微波拉比频率与探测光透射功率之间的映射关系, 2020 年山西大学的景明勇等^[18]提出了线性内禀增益系数 (linear expansion coefficient) 的概念, 初步建立了二者的关系, 但未对此概念进行实验验证, 也未用于里德堡原子超外差接收链路的构建.

文中首先梳理了里德堡原子超外差接收机对微波待测信号的接收链路, 引入内禀增益系数的概念, 建立了里德堡原子超外差接收机对微波待测信号的接收链路模型; 其次, 通过实验搭建里德堡原子超外差接收机, 对接收模型进行实验验证; 最后, 通过分析该理论模型中的内禀增益系数, 指出内禀增益系数对系统灵敏度和响应特性具有重要影响, 可用于分析和优化里德堡原子超外差接收系统的性能.

2 里德堡原子接收机的架构以及工作原理

2.1 里德堡原子超外差接收机的架构

里德堡原子超外差接收机以里德堡原子为载体对微波信号进行接收, 与传统的电子学超外差接收机在原理上存在根本区别. 其基本架构如图 1, 主要分为三个部分: 里德堡原子、光电探测器、电子信息处理模块. 其中, 里德堡原子由原子气室进行封装, 通常为铯原子或铷原子蒸汽, 在探测光和耦合光的共同作用下被激发至里德堡态, 使之能够响应微波电场, 同时, 引入一个微波参考信号照射原子气室, 用于控制里德堡原子的下变频特性. 当微波待测信号传播至原子气室中时, 其内部的里德堡原子将待测信号中承载的信息转移至从原子蒸汽中透射的探测光中, 光电探测器进一步将透射的探测光中携带的信息转移至光电流中, 最终由电子信息处理模块对光电流中携带的信息进行处理和读取. 与传统的超外差接收机不同, 里德堡原子超外差接收机在接收链路中有微波、探测光、光电流

三种不同的信息载体, 在接收链路中信息的载体经过了两次转换.

2.2 里德堡原子超外差接收机的工作原理

里德堡原子通常采用双光子跃迁激发的方式制备, 本文以铯原子为例, 简要介绍里德堡原子超外差接收机的工作原理. 铯原子的阶梯型四能级系统如图 2 中左上方框图所示, 利用波长为 852 nm 的探测光将铯原子从基态 $6S_{1/2}$ 激发至中间激发态 $6P_{3/2}$, 采用波长为 510 nm 的耦合光将铯原子从中间激发态 $6P_{3/2}$ 激发至里德堡态 $44D_{5/2}$, 此时探测光的透射率增强, 扫描耦合光或者探测光频率可以观测到 852 nm 附近的探测光形成 EIT 透射峰. 在此基础上, 添加频率为 8.568 GHz 的共振微波场, 将里德堡态 $44D_{5/2}$ 和里德堡态 $45P_{5/2}$ 进行耦合, 此时扫描耦合光或者探测光频率可以观测到 EIT 透射单峰分裂为双峰, 产生 AT 分裂效应.

探测光频率锁定在基态能级 $|1\rangle$ 和中间态能级 $|2\rangle$ 的共振跃迁频率, 微波场频率为里德堡能级 $|3\rangle$ 和 $|4\rangle$ 的共振频率, 扫描耦合光频率, 对应不同的电场强度 E 的 EIT 光谱理论计算结果如图 2 中间各组双峰曲线所示, 两峰之间的间距随着微波场的场强 E 增大而增大. 两峰之间的间距即为微波场的拉比频率 Ω_{MW} , Ω_{MW} 与 E 的关系可表示为

$$\Omega_{MW} = \frac{\mu_{MW}E}{\hbar}, \quad (1)$$

其中 \hbar 为约化普朗克常量; μ_{MW} 为微波场的跃迁偶极矩.

假设此时空间中存在两个频率差为 Δf 的微波信号 E_{LO} 和 E_S , 其中 E_{LO} 为参考微波信号, E_S 为待测微波信号, 电场强度的时域表达式分别为

$$E_{LO} = A \cos(2\pi f_{LO}t + \varphi_{LO}), \quad (2)$$

$$E_S = B \cos(2\pi f_S t + \varphi_S), \quad (3)$$

其中 A, B 分别为 E_{LO} 和 E_S 的电场强度; f_{LO} 和 f_S 分别为 E_{LO} 和 E_S 的频率; φ_{LO} 和 φ_S 分别为 E_{LO}

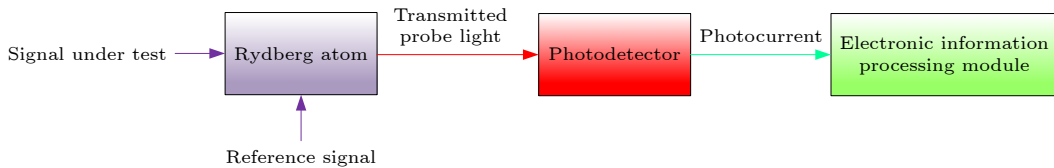


图 1 里德堡原子超外差接收机的架构

Fig. 1. Block diagram of Rydberg atomic superheterodyne receiver.

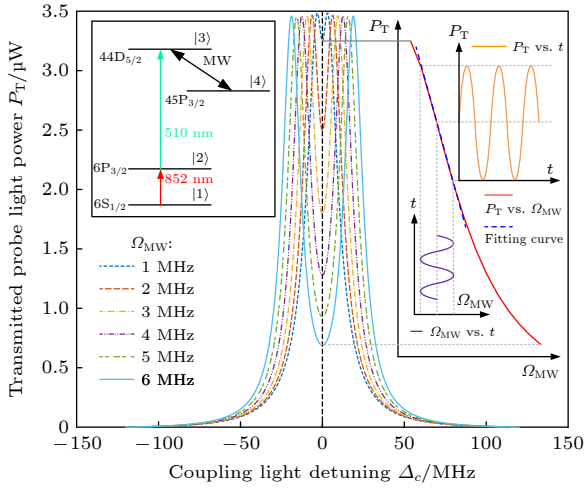


图 2 里德堡原子对微波信号的响应机理

Fig. 2. Response mechanism of Rydberg atom to microwave signal.

和 E_s 的相位. 叠加场可以表示为级数展开的形式:

$$\begin{aligned}
 E_{\text{total}} &= E_{\text{LO}} + E_s \\
 &= \sqrt{A^2 + B^2 + 2AB \cos(2\pi\Delta f t + \Delta\varphi)} \\
 &\quad \times \cos(2\pi f_{\text{LO}} t + \varphi_{\text{LO}}) \\
 &= \left[A \left(1 + \frac{1}{2} x^2 \right) + Ax \cos(2\pi\Delta f t) \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{2} Ax^2 \cos^2(2\pi\Delta f t) + O(x)^3 \right] \\
 &\quad \times \cos(2\pi f_{\text{LO}} t + \varphi_{\text{LO}}), \quad (4)
 \end{aligned}$$

其中 $x = B/A$, $\Delta\varphi = \varphi_{\text{LO}} - \varphi_s$, $\Delta f = f_{\text{LO}} - f_s$, 里德堡原子对 E_{LO} 和 E_s 叠加场 E_{total} 的非线性响应, 可以等效为包络检波. 当 $x \ll 1$ 时, 叠加场包络幅度的波动频率分量主要为 E_{LO} 和 E_s 的差频 Δf , 高次谐波分量可忽略不计. 结合 (1) 式和 (4) 式, 可得到 $A \gg B$ 时微波电场的拉比频率 Ω_{MW} 随时间 t 的变化规律:

$$\Omega_{\text{MW}} \approx \frac{\mu_{\text{MW}}(A + B \cos(\Delta f t + \Delta\phi))}{\hbar} = \Omega_{\text{DC}} + \Omega_{\text{AC}}, \quad (5)$$

其中微波拉比频率 Ω_{MW} 的直流分量 Ω_{DC} 和交流分量 Ω_{AC} 分别为

$$\Omega_{\text{DC}} = \frac{\mu_{\text{MW}} A}{2\pi\hbar}, \quad (6)$$

$$\Omega_{\text{AC}} = \frac{\mu_{\text{MW}} B \cos(\Delta f t + \Delta\phi)}{2\pi\hbar}. \quad (7)$$

Ω_{DC} 和 Ω_{AC} 分别包含 E_{LO} 和 E_s 的电场强度信息.

当锁定耦合光的频率至中间态能级|2>和里德

堡能级|3>的跃迁频率, 如图 2 中黑色虚线所示, 提取不同微波拉比频率下耦合光锁定频点处的透射探测光功率, 可得到透射探测光功率 P_T 与微波拉比频率 Ω_{MW} 的关系曲线, 如图 2 右侧直角坐标系中曲线所示. 其中红色曲线描述探测光透射功率 P_T 与微波拉比频率 Ω_{MW} 之间的关系, 蓝色虚线为橙色曲线的线性拟合结果, 红色曲线左下方紫色正弦函数曲线描述了微波拉比频率 Ω_{MW} 随时间 t 的变化, 红色曲线右上方橙色正弦函数曲线描述了探测光透射功率 P_T 随时间 t 的变化. 由图 2 右侧坐标轴中的曲线可以发现, 透射的探测光功率随着微波拉比频率的增大而减小, 且在一定范围内透射探测光的功率与微波拉比频率呈线性关系, 即蓝色虚线与红色曲线重合的范围. 当微波场强过小或过大, 受到 EIT-AT 分裂光谱形状的影响, 微波场强与探测光的透射功率将呈现明显的非线性关系.

当 Ω_{DC} 选择适当, 使得透射探测光功率与微波拉比频率 Ω_{MW} 关系处于线性区间内时, 叠加一个小的交流分量 Ω_{AC} , 微波的总拉比频率 Ω_{MW} 随时间变化的关系曲线如图 2 中左下方紫色曲线所示, 通过红色曲线可以将其映射为透射探测光功率随时间的变化曲线 (暂不考虑原子的瞬时带宽, 假设原子响应的速度比微波拉比频率变化的速度快), 如图 2 中右上方橙色曲线所示. 其表达式为

$$P_T = P_{\text{TDC}} + P_{\text{TAC}} = a\Omega_{\text{DC}} + \kappa\Omega_{\text{AC}}, \quad (8)$$

其中 $a\Omega_{\text{DC}}$ 决定透射探测光功率的直流分量 P_{TDC} , 系数 a 为直流分量的微波拉比频率 Ω_{DC} 与探测光透射功率直流分量 P_{TDC} 之比, 为 Ω_{DC} 的函数. $\kappa\Omega_{\text{AC}}$ 决定探测光透射功率的交流分量 P_{TAC} , 其包含待测微波信号的电场强度信息, 因此, 我们只讨论透射探测光功率的交流分量 P_{TAC} . 其中 $|\kappa|$ 为由探测光透射光谱引入的内禀增益系数, 即激光锁频点处透射光功率随微波拉比频率的变化速率.

理论上, 当微波频率处于跃迁频率时, 扫描耦合光所得的 EIT-AT 光谱曲线可以由两个相同的单峰曲线 (通常为 Voigt 函数曲线) 组合而成. 因此当探测光和耦合光均锁定在跃迁频率上时, 内禀增益系数 κ 可以理解为单峰曲线在激光锁频点处的斜率.

进一步地, 透射探测光由光电探测器接收, 转换为光电流信号输出, 透射探测光信号功率的交流分量与光电二极管输出光电流信号功率的交流分量 I_{AC} 之间的关系可表示为

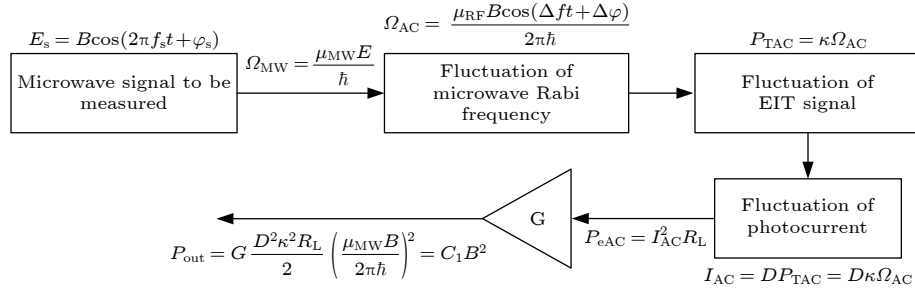


图3 里德堡原子超外差接收机对微波待测信号接收的流程

Fig. 3. The process of receiving microwave signal to be measured by Rydberg atomic superheterodyne receiver.

$$I_{AC} = DP_{TAC} = D\kappa\Omega_{AC}. \quad (9)$$

从(9)式可知,待测微波电场信号的载体从探测光转移至光电探测器的光电流,其中 D 为光电二极管的响应度.光电探测器输出光电流信号交流分量瞬时功率为

$$P_{eAC} = I_{AC}^2 R_L, \quad (10)$$

其中 R_L 为光电探测器的输出电阻,由(10)式可进一步推导得到里德堡原子响应 E_s 的电场强度 B 和光电探测器输出的电信号功率有效值 P_{out} 的关系:

$$P_{out} = G \frac{D^2 \kappa^2 R_L}{2} \left(\frac{\mu_{MW} B}{2\pi\hbar} \right)^2 = C_1 B^2, \quad (11)$$

其中 G 为光电流经过后级电路处理的增益;当 Ω_{DC} 选取适当使得里德堡原子工作于线性区间时; κ 的值基本不变,因此(11)式中除待测微波信号电场强度 B 外,均为常量,可采用系数 C_1 综合表示.

综上所述,里德堡原子超外差接收链路对微波待测信号的处理流程可以用图3进行表示.微波待测信号的电场强度经里德堡原子映射成为微波拉比频率的波动,并在探测光和耦合光锁频后进一步映射成为探测光透射功率的波动,进而通过光电探测器映射成为光电流信号的波动,光电流波动幅度的平方与输出光电流信号功率成正比.

上述流程中,微波待测信号场强与微波拉比频率之间的关系、入射至光电探测器中的探测光功率与光电流之间的关系、光电流大小与光电流信号功率之间的关系均有成熟的理论支撑和实验验证,可通过系统的工作频率以及硬件参数确定.而对于微波拉比频率的波动与探测光透射功率波动之间的关系,即内禀增益系数 κ ,尚缺乏实验验证.

3 实验测试

为验证内禀增益系数 κ 及系统接收链路模型

的合理性,本文在实验上建立了里德堡原子响应的电场强度和电子信息处理模块读取信号功率的关系,并进行了系统灵敏度的测量.

3.1 实验系统

实验系统如图4所示,实验系统中采用两部独立的信号源SG1和SG2分别产生参考电场信号 E_{LO} 和待测电场信号 E_s ,并利用同步信号将两台信号源进行同步以保证 E_{LO} 和 E_s 相位差稳定.两路信号通过一个功分器合成一路信号,并通过喇叭天线辐射至原子气室.852 nm的探测光和510 nm的耦合光共线反向传播穿过原子气室,将气室内部的铯原子蒸汽激发至里德堡态,两束激光均锁定至里德堡原子四能级系统的跃迁频率处.透射原子气室的探测光信号使用光电探测器接收并转换为光电流信号,光电流信号输入至信号分析仪中记录得到光电流信号交流分量的功率.实验中,探测光功率为22 μ W,耦合光功率为55 mW,探测光和耦合光光束的 $1/e^2$ 半径分别为0.4 mm, 0.7 mm;SG1的发射频率为8.568 GHz,SG2的发射频率为8.568 GHz+10 kHz,SG2发射功率为3 dBm.

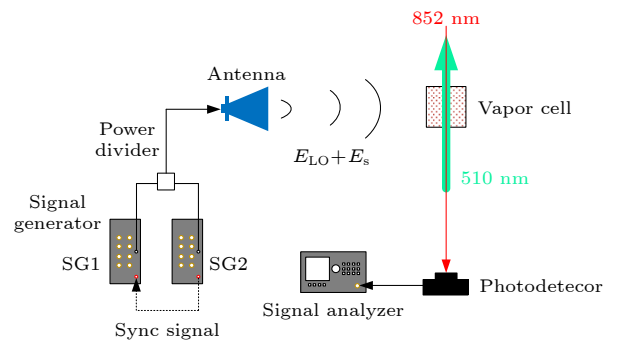


图4 实验系统框图

Fig. 4. Block Diagram of Experimental System.

3.2 校准实验

为实验获得里德堡原子响应的微波电场强度和信号分析仪显示功率的关系, 首先需要校准两个关系: 1) 信号源发射功率与原子响应的拉比频率(或电场强度)之间的关系; 2) 信号源发射功率与信号分析仪读取的信号功率之间的关系. 通过这两个关系, 推导得到实验系统中里德堡原子响应的微波电场强度和信号分析仪读取的光电流交流信号功率的关系.

传统的方法根据标准天线公式 (IEEE Std 1309-2013) 估计在目标位置的电微波拉比频率, 其公式如下:

$$\Omega_{\text{MW}} = \frac{\mu_{\text{MW}} \sqrt{\frac{\eta g \alpha_l P_{\text{SG}}}{2\pi d^2}}}{\hbar}, \quad (12)$$

其中 η 为自由空间波阻抗; g 为天线增益; α_l 为信号源到天线的插损; P_{SG} 为信号源发射功率; d 为天线到目标位置的距离.

然而, 受原子气室的驻波效应以及实验空间中其他物体散射的影响, 采用标准天线公式估计原子气室位置处电场强度幅值是不准确的. 因此 (12) 式应修正为

$$\Omega_{\text{MW}} = \frac{\mu_{\text{MW}} \sqrt{\frac{F \eta g \alpha_l P_{\text{SG}}}{2\pi d^2}}}{\hbar} = C_2 \sqrt{P_{\text{SG}}}, \quad (13)$$

其中 F 为考虑实际环境的中电磁波的散射、绕射以及驻波后的修正因子. 在相对固定的实验条件下, 除 P_{SG} 为变量外, 其余系数均为常数, 因此可以将这些系数综合为一个常数 C_2 .

由于影响 C_2 值的因素较多, 理论计算比较困难, 本文通过 EIT-AT 光谱测量获得多组不同 P_{SG} 下对应的微波拉比频率 Ω_{MW} , 利用函数拟合确定 C_2 的值. 对 E_{LO} 和 E_{s} 的实验校准结果如图 5 所示, 其中蓝色带误差棒的曲线为实验测量结果, 红色曲线为函数拟合结果, 对于两部信号源, 函数拟合得到的系数 C_2 均为 $8 \text{ MHz/mW}^{1/2}$.

此外, 对于一个固定的实验场景, 信号源的发射功率 P_{SG} 与信号分析仪读取的光电流信号的功率 P_{SA} 之间的关系是固定的. 通过信号源 SG2 产生不同的发射功率 P_{SG} , 记录信号分析仪读取的信号功率 P_{SA} , 并利用函数拟合得到 P_{SA} 和 P_{SG} 之间的关系. 如图 6 所示, 蓝色带误差棒的曲线为实验测试结果, 从实验结果可以看出二者为线性关系.

红色曲线为函数拟合结果, 由拟合结果可得

$$P_{\text{SA}} = C_3 P_{\text{SG}}, \quad (14)$$

其中系数 $C_3 = 0.03548$. 由 (13) 式和 (14) 式可以得到里德堡原子响应的待测微波电场强度 B 与信号分析仪读取功率 P_{SA} 之间的关系:

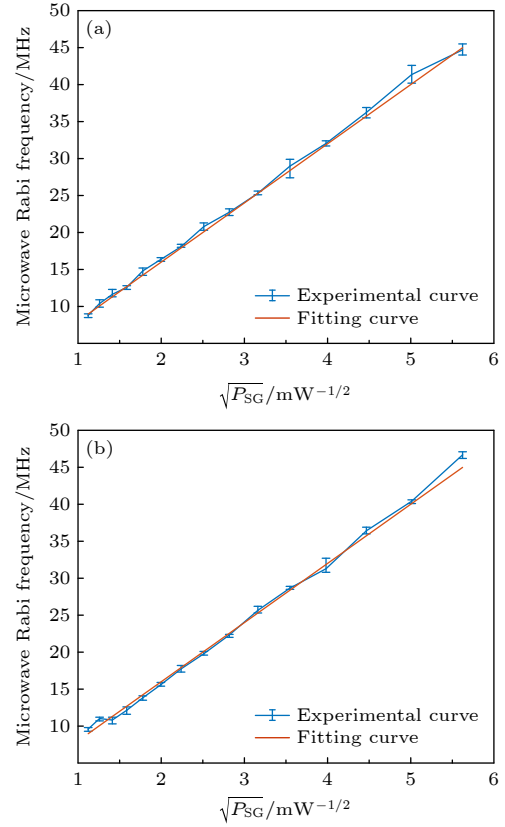


图 5 信号源发射功率与里德堡原子响应的微波拉比频率关系 (a) 微波参考信号; (b) 微波待测信号

Fig. 5. Relationship between the emission power and the microwave Rabi frequency: (a) Microwave reference signal; (b) microwave signal to be measured.

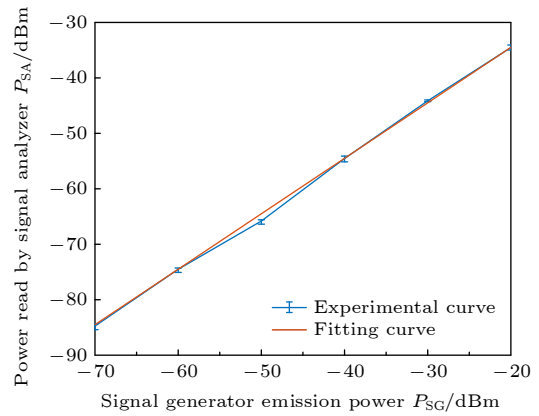


图 6 信号源设置功率与信号分析仪读取功率关系

Fig. 6. Relationship between the emission power and the power read by the signal analyzer.

$$B = \frac{2\pi\hbar C_2 \sqrt{P_{SA}/C_3}}{\mu_{MW}} = C_4 \sqrt{P_{SA}}. \quad (15)$$

由于(15)式中除 P_{SA} 外其余参数均为常数,因此可以将这些参数综合为一个常数 C_4 .

对比(15)式和(11)式,若有 $C_1 = C_4^{-2}$,则可证明接收链路理论模型的合理性.

实验中采用的里德堡能级对应的微波电场跃迁偶极矩 $\mu_{MW} = 1255.5 q a_0$, q 为基本电荷量, a_0 为玻尔半径. 根据前面实验测量得到的 C_2 和 C_3 , 可以计算得到 $C_4 = 83.6024 \text{ W}^{1/2} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$.

另一方面,根据实验系统同样可以计算(11)式中的系数 C_1 , 其中实验采用的 Throlabs PDA36A2 型号光电探测器对波长为 852 nm 的探测光响应度为 $D = 0.55 \text{ A/W}$, 其内置放大器增益 $G = 50 \text{ dB}$, 光电探测器输出电阻 $R_L = 50 \Omega$. 对于 κ , 可以采用 Voigt 函数拟合实验结果计算得到, 如图 7 所示. 图 7 中红色和蓝色虚线分别为两个形状相同的 Voigt 函数曲线, 其相对于耦合光失谐量 $\Delta c = 0$ 处对称, 橙色双峰曲线为上述两个 Voigt 函数曲线拟合的结果, 紫色曲线为微波参考信号发射功率

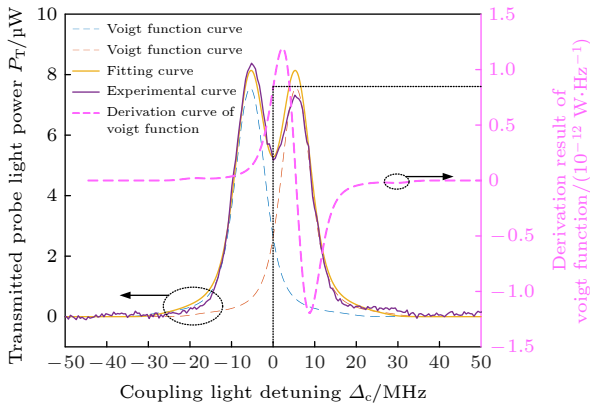


图 7 采用 Voigt 曲线对实验所得 EIT-AT 分裂光谱曲线进行拟合

Fig. 7. Fitting the experimental EIT-AT split spectrum curve with Voigt curves.

为 3 dBm 时的实验实测结果, 粉色曲线为对图 7 中红色虚线代表的 Voigt 函数进行求导计算的结果. 橙色曲线与紫色曲线在透射光谱腰部有较好的拟合, 因此在一定程度上可以采用 Voigt 曲线对实验所得光谱进行描述, 在锁频点处 ($\Delta c = 0$) 粉色虚线对应的值即为内禀增益系数 κ . 表 1 为多次测量 EIT 光谱计算得到的 κ , C_1 , 以及 C_4^{-2} 与 C_1 之间的误差值.

通过表 1 可以看出相对误差值不超过 8%, 误差主要来自于激光锁定频率和功率的漂移以及曲线拟合带来的误差. 结果表明, (15) 式与 (11) 式基本等价, 证明了当激光锁定在跃迁频率处时, κ 的值为单个 Voigt 函数曲线在锁频点处斜率的绝对值.

3.3 灵敏度测量

通过理论推导和实验验证确定了 κ 值的大小后, 为验证里德堡原子超外差接收链路模型的合理性, 本文进一步测量了系统的噪声底, 并分别采用(11)式和(15)式计算该系统的电场测量灵敏度.

在里德堡原子超外差接收机的激光参数以及信号源功率 SG1 的发射功率不变的实验条件下, 关闭 SG2 信号源, 信号分析仪 (分辨率带宽为 1 Hz) 对里德堡原子超外差接收机系统噪声底的测量结果如图 8 所示, 10 kHz 处的噪声功率谱密度为 -103.4 dBm/Hz .

将表 1 中所有 κ 的值以及上述测量得到的 10 kHz 处的噪声功率谱密度的值代入(11)式中, 计算得到的里德堡原子超外差接收机的灵敏度范围为 $178.1 \text{--} 189.68 \text{ nV} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. 利用(15)式计算可得, 里德堡原子超外差接收机的电场灵敏度为 $182.9 \text{ nV} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, 其值落于由(11)式计算的灵敏度范围内且误差不大, 这说明该理论模型可以用于分析里德堡原子超外差接收机系统的电场灵敏度.

表 1 计算得到的 κ , C_1 , 以及 C_4^{-2} 与 C_1 之间的误差值
Table 1. Calculated κ , C_1 , and the error between C_4^{-2} and C_1 .

$\kappa / (10^{-13} \text{ W} \cdot \text{Hz}^{-1})$	$C_1 / (10^{-4} \text{ A}^2 \cdot \text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1})$	$C_4^{-2} - C_1 / (10^{-5} \text{ A}^2 \cdot \text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1})$	$ (C_4^{-2} - C_1) / C_1 / \%$
8.793	1.5090	-0.7823	5.18
8.924	1.5543	-1.2353	7.95
8.256	1.3303	1.0045	7.55
8.360	1.3640	0.6673	4.89
8.315	1.3494	0.8137	6.03

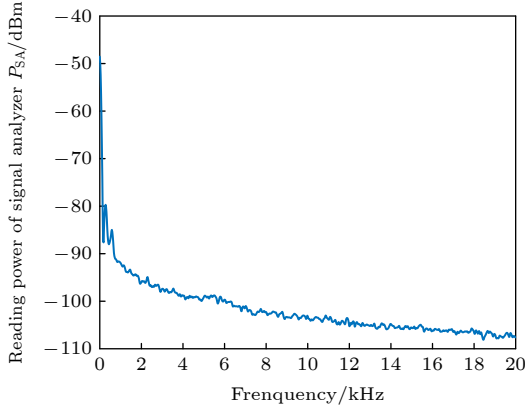


图 8 里德堡原子超外差接收机系统噪底

Fig. 8. The system noise floor of Rydberg atomic superheterodyne receiver.

4 内禀增益系数对系统性能的影响

为探索内禀增益系数对系统特性的影响, 采用量子光学半经典理论设计了相同透射光谱强度、不同线宽的两种 EIT-AT 透射光谱模型, 简要讨论了内禀增益系数对系统灵敏度特性以及线性响应特性的影响. 最后对里德堡原子超外差接收系统和传统电子学接收系统的灵敏度性能进行了比较.

4.1 灵敏度特性

在不考虑原子热运动带来的多普勒、碰撞以及渡越等光谱展宽因素的条件下, 设计如图 9 中右上方直角坐标系中所示的两个 EIT-AT 光谱曲线模型, 两种曲线模型的透射光谱高度一致, 区别在于模型 1(绿色实线) 光谱宽度相比于模型 2(红色虚线) 光谱宽度要宽. 通过锁定探测光和耦合光失谐量 $\Delta p = \Delta c = 0$, 改变微波拉比频率 Ω_{MW} , 分别得到图 9 模型 1 和模型 2 中探测光透射功率 P_T 与微波拉比频率 Ω_{MW} 的关系, 如图 9 中暗绿色实线和暗红色虚线所示. 通过对暗绿色实线和暗红色虚线分别求导可知, 在线性区内内禀增益系数 κ 的最大值分别为 1.319 W/Hz 和 4.636 W/Hz, 其对应的微波拉比频率分别为 0.908 MHz 和 0.372 MHz.

为直观地说明内禀增益系数 κ 对系统灵敏度的影响, 假设此时存在两组随时间 t 变化的微波拉比频率, 分别为 Ω_{MW1} 和 Ω_{MW2} , 如图 9 左下方两个紫色正弦函数曲线, 其波动幅度大小一致且均分别处于模型 1 和模型 2 的线性区, 可以发现由红色虚线映射得到的探测光透射功率 P_T 的随时间 t 的波动幅度相比于绿色实线映射得到的结果要大, 如

图 9 右上方橙色曲线所示. 因此, κ 的值越大, 里德堡原子对微波的响应能力越强.

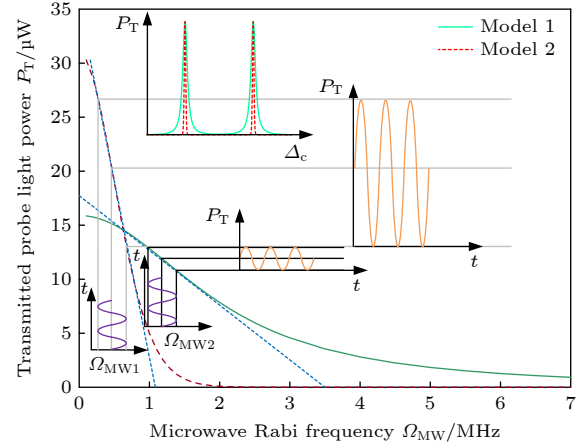


图 9 不同内禀增益系数对探测光透射功率波动大小的影响

Fig. 9. The influence of expansion coefficient on the fluctuation of transmission power of probe laser.

进一步地, 在里德堡原子超外差接收链路中光电输出环节, 引入电子噪声功率谱密度 n , 可以得到单位频率下光电探测器的输出信噪比 SNR:

$$\text{SNR} = \frac{P_{\text{out}}}{n} = \frac{D^2 \kappa^2 R_L}{2n} \left(\frac{\mu_{MW} B}{2\pi\hbar} \right)^2. \quad (16)$$

当 $\text{SNR} = 1$ 时, 可以得到单位频率下最小可测量电场强度, 即系统的灵敏度:

$$S = \frac{2\pi\hbar}{D\mu_{MW}\kappa} \sqrt{\frac{2n}{R_L}}. \quad (17)$$

当选定里德堡原子的能级系统以及光电探测器型号后, 除 κ 和 n 外, 其余系数可视为常数. 从 (16) 式和 (17) 式可以看出, 在保持 n 不变时, κ 的值越大, 即探测光透射光谱斜率越大, 对后级电子噪声的压制效果越好, 最小可测量电场强度越小, 系统灵敏度性能越好. 考虑 n 为经典热噪声极限下的噪声功率谱密度, 常温下为 -174 dBm/Hz , R_L , D , μ_{MW} 的值与第 3 节实验一致. 由 (17) 式计算得到在经典热噪声极限下的系统灵敏度的极限与探测光透射光谱斜率的关系如图 10 所示, 图 10 中内禀增益系数 κ 的取值范围为 $5 \times 10^{-14} \sim 5 \times 10^{-11} \text{ W/Hz}$, 计算得到系统灵敏度可能的极限范围为 $1.4 \sim 0.14 \text{ nV} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, 激光锁定点处的探测光透射光谱斜率增大一个数量级, 则系统灵敏度性能将提高一个数量级, 因此内禀增益系数 κ 对系统灵敏度性能具有重要影响.

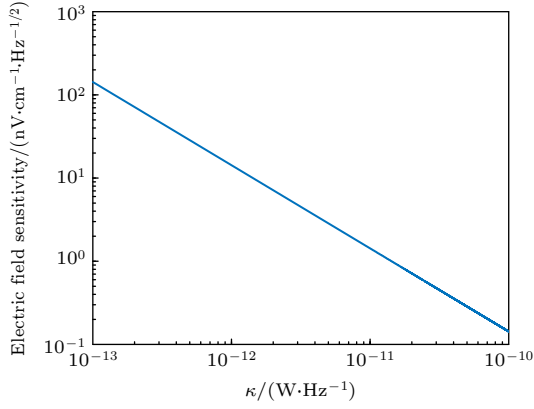


图 10 内禀增益系数和里德堡原子接收机系统灵敏度之间的关系

Fig. 10. Relationship between the expansion coefficient and sensitivity of the Rydberg atomic receiving system.

4.2 线性响应特性

线性响应特性是接收机的重要指标之一, 在接收机线性响应特性较差时, 会表现出明显的高次谐波分量, 而高次谐波在接收系统中通常被视为干扰, 可以在后级电子信息处理模块中添加低通滤波器进行滤除, 然而当微波待测信号为具有一定带宽的调制信号时, 高次谐波可能与基频信号的频带产生重叠, 无法用低通滤波器进行滤除, 则需要对内禀增益系数进行设计, 使得里德堡原子具有更好的线性响应特性。

为直观地说明内禀增益系数 κ 对系统线性响应特性的影响, 与图 10 类似, 选取相同波动幅度的微波拉比频率 Ω_{MW1} 和 Ω_{MW2} , 使二者的直流分量 Ω_{DC1} 和 Ω_{DC2} 分别处于模型 1 和模型 2 的线性区中, 如图 11 中两组紫色正弦函数曲线。从图 11 中可以看出, 虽然由暗红色虚线映射得到的探测光透射功率 P_T 的波动幅度相比于暗绿色实线映射得到的结果较大, 但是其信号发生了失真, 产生了明显的高次谐波, 无法保证系统良好的线性响应特性。

为进一步明确不同内禀增益系数的模型的线性响应特性的区别, 本文设计微波拉比频率 Ω_{MW1} 和微波拉比频率 Ω_{MW2} 的直流分量分别为 $\Omega_{DC1} = 0.908$ MHz, $\Omega_{DC2} = 0.372$ MHz, 即分别处于模型 1 和模型 2 的最佳灵敏度工作点; 交流分量 Ω_{AC1} 和 Ω_{AC2} 分别为变量。 $\Omega_{MW1}(\Omega_{MW2})$ 通过图 11 中绿色实线 (红色虚线) 的映射, 可以得到交流分量 $\Omega_{AC1}(\Omega_{AC2})$ 和与之对应的探测光透射功率交流分

量 $P_{TAC1}(P_{TAC2})$ 。将 P_{TAC1} 和 P_{TAC2} 进行快速傅里叶变换 (fast Fourier transform, FFT), 可以得到二者 FFT 结果与 Ω_{AC} 的关系, 如图 12 所示。图 12 中蓝色实线代表基频分量 P_{FF} 与 Ω_{AC} 的

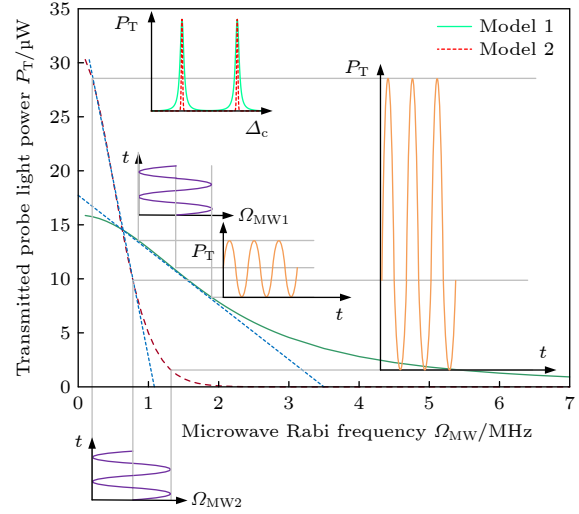


图 11 不同内禀增益系数对线性特性的影响

Fig. 11. The influence of expansion coefficient on linear characteristic.

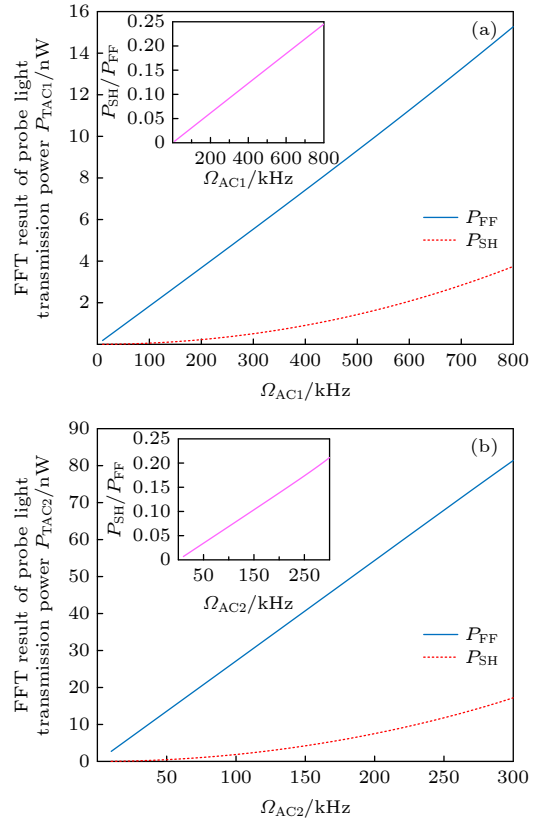


图 12 Ω_{AC} 和 P_{TAC} FFT 结果之间的关系 (a) Ω_{AC1} vs P_{TAC1} ; (b) Ω_{AC2} vs P_{TAC2}

Fig. 12. Relationship between Ω_{AC} and FFT results of P_{TAC} : (a) Ω_{AC1} vs P_{TAC1} ; (b) Ω_{AC2} vs P_{TAC2} .

关系, 红色虚线代表二次谐波分量 P_{SH} 与 Ω_{AC} 的关系, 由图 12 可知基频分量 P_{FF} 和二次谐波分量 P_{SH} 均随 Ω_{AC} 增大而增大.

在 Ω_{AC1} 、 Ω_{AC2} 取值相同的条件下, P_{TAC1} 的傅里叶变换结果中的基频分量 P_{FF} 比 P_{TAC2} 的傅里叶变换结果中的基频分量 P_{FF} 大. 然而, 从图 16 中左上方 P_{FF} 与 P_{SH} 的比值与 Ω_{AC} 的关系曲线 (粉色实线) 可以看出, 在 Ω_{AC} 相等的条件下, 模型 1 中 P_{FF} 与 P_{SH} 的比值相比于模型 2 的更小, 模型 2 具备更好的线性特性.

综上所述, 在 EIT-AT 透射光谱高度相等时, 增大内禀增益系数 κ 的值 (减小 EIT-AT 透射光谱线宽), 可以对后级电子噪声起到压制效果, 在一定程度上提高系统的灵敏度, 但仅在微波待测信号场强范围较小时能获得较好的线性特性; 减小内禀增益系数 κ 的值 (增大 EIT-AT 透射光谱线宽), 可以在更大的微波待测信号场强范围内获得良好的线性特性, 但灵敏度性能会有所下降. 因此, 对内禀增益系数, 需要根据里德堡原子超外差接收链路的使用场景进行设计, 优化灵敏度和线性响应特性.

4.3 里德堡原子接收机和传统电子学接收机灵敏度性能的比较

里德堡原子接收机和传统电子学接收机由于工作机理上的差别, 对于其灵敏度性能衡量的标准也不同. 对于里德堡原子通常采用电场灵敏度进行衡量, 而电子学接收机通常采用功率或者功率谱密度对灵敏度进行衡量. 此外, 对于里德堡原子, 其原子气室部分直接与外部环境耦合, 无法如传统电子学接收机通过接入匹配负载来对外部噪声进行隔离. 因此, 为统一二者的衡量标准, 需要给传统接收机引入一个天线结构, 使得传统接收机的灵敏度衡量标准可以由功率谱密度转换为电场灵敏度. 由于里德堡原子对微波电场极化敏感, 可以假设引入的天线为一个无耗电小天线, 其增益为 $G_{ant} = 3/2^{[26]}$.

另一方面, 由级联噪声系数公式可知电子学接收机中前级射频元件的噪声系数对系统内部噪声性能的影响最大, 当接收系统中天线后紧接着连接低噪放且在低噪放增益较高时, 低噪放的噪声性能基本可以代表整个系统的内部噪声性能. 此处假设天线接收下来信号后紧接着采用低噪放进行放大,

且采用的低噪放增益较高, 低噪放的噪声性能可以代表整个电子学接收机的内部噪声性能.

基于上述假设, 里德堡原子超外差接收机和传统电子学接收机的内部噪声性能存在两种比较方法: 1) 将二者的内部噪声均通过接收链路转化为电场灵敏度进行衡量; 2) 将二者的内部噪声均采用等效噪声温度进行衡量

设低噪放在室温下的等效噪声温度 $T_e = 100$ K, 由噪声系数的定义以及噪声系数与噪声温度的关系可知, 在室温 $T_0 = 290$ K 条件下, 且输入低噪放的资用热噪声功率谱密度为 -174 dBm/Hz 时, 只有当输入至低噪放的信号功率谱密度大于 -172.7 dBm/Hz 时, 低噪放在单位频率下的输出信噪比才可能大于 1.

对于里德堡原子接收系统, 根据文中实验系统参数, 设光电二极管输出的噪声功率谱密度为 $n = -172.7$ dBm/Hz, 由 (17) 式可得到里德堡原子系统内部噪声对应的电场灵敏度, 约为 $19.4 \text{ nV} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$.

另一方面, 对于电子学接收系统, 设经过天线接收并输入至低噪放的噪声功率谱密度为 $n = -172.7$ dBm/Hz, 由天线接收单位频率下电场信号强度 E 和天线接收下来的功率 p 的关系:

$$p = G_{ant} \frac{\lambda_0^2 E^2}{4\pi 2\eta}, \quad (18)$$

其中 λ_0 为工作频率在自由空间中的波长, 根据实验中采用的频率 8.568 GHz, 可以得到电子学接收系统对应的电场灵敏度, 约为 $1.72 \text{ nV} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$. 即对于该实验系统, 里德堡原子接收机的电场灵敏度性能还需要提高约 11 倍, 才能与等效噪声温度为 100 K 的电子学接收系统的灵敏度性能相当.

以等效噪声温度为标准衡量时, 设电子学接收机电场灵敏度为 $19.4 \text{ nV} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$, 由 (18) 式以及噪声系数与噪声温度的关系, 可以得到电子学接收机的等效噪声温度仅需要达到 $T_e = 49447$ K, 即可达到与该实验系统下里德堡原子接收机在等效噪声温度为 $T_e = 100$ K 时相当的灵敏度性能.

除增大内禀增益系数, 通过在原子气室处添加谐振结构, 对原子气室中的信号电场进行谐振增强, 也有望达到并超越现有电子学接收机的灵敏度性能^[27,28]. 理论上原子气室受到外部环境噪声 (如黑体辐射和真空涨落) 的影响, 当内部噪声受到足够强的压制, 外部环境噪声将变成影响灵敏度的主

要因素, 对此可通过仔细设计谐振结构的品质因数来尽可能减小外部环境噪声的影响^[29].

5 结 论

本文通过引入内禀增益系数, 建立了完整的里德堡原子超外差接收链路模型, 通过实验搭建里德堡原子超外差接收机来对系统接收链路模型的合理性进行了验证, 并简要讨论分析了内禀增益系数对里德堡原子超外差接收链路的灵敏度以及线性响应特性的影响, 为下一步优化里德堡原子超外差接收系统性能提供理论依据和方法途径. 最后对里德堡原子超外差接收机和电子学接收机灵敏度性能进行了简要讨论和对比, 指出可通过谐振结构设计来进一步提高里德堡原子接收机的灵敏度性能.

参考文献

- [1] Anderson D A, Sapiro R E, Raithel G 2021 *IEEE Trans. Antennas Propag.* **69** 2455
- [2] Holloway C L, Simons M T, Haddab A H, Gordon J A, Anderson D A, Raithel G, Voran S D 2021 *IEEE Antennas Propag. Mag.* **63** 63
- [3] 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
- [4] Meyer D H, Cox K C, Fatemi F K, Kunz P D 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 211108
- [5] Zou H Y, Song Z F, Mu H H, Feng Z G, Qu J F, Wang Q L 2020 *Appl. Sci. -Basel* **10** 1346
- [6] Deb A B, Kjaergaard N 2018 *Appl. Phys. Lett.* **112** 211106
- [7] Holloway C L, Simons M T, Gordon J A, Novotny, D 2019 *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett.* **18** 1853
- [8] Simons M T, Haddab A H, Gordon J A, Novotny D, Holloway C L 2019 *IEEE Access* **7** 164975
- [9] Meyer D H, Kunz P D, Cox K C 2021 *Phys. Rev. Appl.* **15** 014047
- [10] Robinson A K, Prajapati N, Senic D, Simons M T, Holloway C L 2021 *Appl. Phys. Lett.* **118** 114001
- [11] Mao R Q, Lin Y, Yang K, An Q, Fu Y Q 2018 *IEEE Antennas Wirel. Propag. Lett. Early Access*
- [12] 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
- [13] Thaicharoen N, Moore K R, Anderson D A, Powel R C, Peterson E, Raithel G 2019 *Phys. Rev. A* **100** 063427
- [14] Holloway C L, Gordon J A, Schwarzkopf A, Anderson D A, Miller S A, Thaicharoen N, Raithel G 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 244102
- [15] Kumar S, Fan H, Kübler H, Jahangiri A J, Shaffer J P 2017 *Opt. Express* **25** 8625
- [16] Liao K Y, Tu H T, Zhang X D, Yan H, Zhu S L 2021 *Sci. Chin. -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]
- [17] 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
- [18] Jing M, Hu Y, Ma J, Zhang H, Zhang L J, Xiao L T, Jia S T. 2020 *Nat. Phys.* **16** 911
- [19] Cai M H, Xu Z S, You S H, Liu H P 2022 *Photonics* **9** 250
- [20] Sedlacek J. A, Schwettmann A, Kübler H, Shaffer 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 063001
- [21] Bussey L W, Winterburn A, Menchetti M, Burton F, Whitley T 2021 *J. Lightwave Technol.* **39** 7813
- [22] Simons M T, Haddab A H, Gordon J A, Holloway C L 2019 *Appl. Phys. Lett.* **114** 114101
- [23] Anderson D A, Paradis E G, Raithel G 2018 *Appl. Phys. Lett.* **113** 073501
- [24] Sapiro R E, Raithel G A, Anderson D 2020 *J. Phys. B:At., Mol. Opt. Phys.* **53** 094003
- [25] Meyer D H, O'Brien C, Fahey D P, Cox K C, Kunz P D 2021 *Phys. Rev. A* **104** 043103
- [26] Fancher C T, Scherer D R, John MCS, Schmittbergermarlow B 2021 *IEEE Trans. Quantum Eng.* **2** 3501313
- [27] Wu B, Lin Y, Liu Y, An Q, Liao D W, Fu Y Q 2022 *Electron. Lett.* **58** 914
- [28] Holloway C L, Prajapati N, Artusio-Glimpse A, Samuel B, Matthew T S, Yoshiaki K, Andrea A, Richard W Z 2022 *Appl. Phys. Lett.* **120** 204001
- [29] Gabriel S B, Shane V, Eric B, Zoya P 2022 arXiv: 2209.00908 [hep-ph]

Research on intrinsic expansion coefficients in Rydberg atomic heterodyne receiving link^{*}

Wu Feng-Chuan An Qiang[†] Yao Jia-Wei Fu Yun-Qi

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

(Received 1 November 2022; revised manuscript received 12 November 2022)

Abstract

Rydberg atom can respond to weak microwave electric field signal in real-time by using its electromagnetically induced transparency effect to realize down conversion of space microwave electric field signal, which can be used as a superheterodyne receiver. The Rydberg atom superheterodyne receiver is a new receiving system composed of Rydberg atoms, photodetectors, and electronic information processing modules. Presently, the physical response mechanism of Rydberg atomic superheterodyne receiving technology is studied in depth. However, no complete receiving link analysis model has been established, which is not conducive to optimizing its system performance. Based on the physical mechanism of the Rydberg atom responding to the microwave electric field, this paper introduces the concept of intrinsic expansion coefficient, establishes and experimentally verifies the receiving link model of the Rydberg atom superheterodyne receiver, and briefly discusses the influence of the intrinsic expansion coefficient on the system sensitivity and response characteristics, thereby providing the theoretical guidance for optimizing the performance of the Rydberg atom superheterodyne receiving system. In the end, the Rydberg atomic and the electronic receiving links' sensitivity performance is discussed and compared.

Keywords: Rydberg atoms, intrinsic expansion coefficient, receiving link, microwave electric field

PACS: 74.25.N-, 32.80.Ee, 42.50.Gy, 87.55.T-

DOI: 10.7498/aps.72.20222091

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

[†] Corresponding author. E-mail: anqiang18@nudt.edu.cn

里德堡原子超外差接收链路中的内禀增益系数研究

吴逢川 安强 姚佳伟 付云起

Research on intrinsic expansion coefficients in Rydberg atomic heterodyne receiving link

Wu Feng-Chuan An Qiang Yao Jia-Wei Fu Yun-Qi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 047401 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222091

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222091>

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

三体里德堡超级原子的关联动力学研究

Correlated dynamics of three-body Rydberg superatoms

物理学报. 2022, 71(1): 014202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211284>

里德堡原子多体相互作用的研究进展

Research progress of Rydberg many-body interaction

物理学报. 2020, 69(18): 180301 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200649>

里德伯原子的射频脉冲响应特性

Response characteristics of radio frequency pulse of Rydberg atoms

物理学报. 2022, 71(20): 207402 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220972>

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>

超快强激光场中原子分子的里德伯态激发

Rydberg state excitation of atoms and molecules in ultrafast intense laser field

物理学报. 2022, 71(23): 233202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221258>

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>