

光学学报

里德伯原子系统解调微波调幅信号的线性工作点研究

金袁凯, 饶睿坚*, 吴金云, 张引发**

国防科技大学信息通信学院, 湖北 武汉 430035

摘要 研究了里德伯原子系统采用直接解调法对微波调幅信号进行解调时的工作点与基带信号非线性失真之间的关系。首先,利用里德伯原子的电极化率理论表达式,得到在耦合光、探测光和微波的频率均为零失谐条件下,里德伯原子系统对微波调幅信号的解调模型;然后,计算探测光透射率对微波拉比频率的一阶导数和二阶导数,并利用二阶导数为 0 这一条件,得到里德伯原子汽室的非线性失真最小的点,即最佳线性工作点;最后,采用总谐波失真(THD)来分别研究里德伯原子汽室的静态工作点、基带信号的幅度与解调所引起的非线性失真之间的关系。仿真结果表明,对于里德伯原子¹³³Cs(采用能级 6S_{1/2}、6P_{3/2}、47D_{5/2}、48P_{3/2}),当耦合光拉比频率为 $2\pi \times 2.7$ MHz,并且调幅微波基带信号的电场强度幅值为 1 mV/m 时,工作在最佳线性工作点附近的原子汽室所引入的 THD 可低至 -95.4984 dB。

关键词 原子与分子物理学; 里德伯态; 极化率; 拉比频率; 透射率; 总谐波失真

中图分类号 TN852

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS230979

1 引言

里德伯原子一般是指处于高能级状态(里德伯态)的碱金属原子。设 n 为里德伯原子的主量子数,则里德伯原子的极化率与 n^7 成正比,相邻能级间的跃迁偶极矩与 n^2 成正比^[1]。因此,当主量子数 n 较大(例如几十)时,里德伯原子对外界的微波信号非常敏感^[2]。目前实验中可以达到的微波检测灵敏度为 780 pV/cm^[3]。

基于上述特性,人们想利用里德伯原子系统替代传统接收解调方式,实现微弱微波信号的接收和解调。在里德伯原子参与解调的微波通信中,微波信号的调制方式既可以是调幅(AM)和调频(FM)^[4]等模拟调制,也可以是幅移键控(ASK)、频移键控(FSK)和相移键控(PSK)等数字调制^[5-6]。

目前,利用里德伯原子系统对 AM 微波信号进行解调的方法主要有两种:第一种是间接解调法。这种方法的理论依据为,由于电磁诱导透明和 Autler-Townes 劈裂效应(简称“EIT-AT 效应”),在外加微波场的作用下,探测光经过里德伯原子腔后,其透射谱会发生峰值劈裂。根据劈裂后所得的双峰频率间隔可以间接推算出外加微波场强的大小。当微波、探测光和耦合光的偏振方向一致时,具体的理论公式^[7]为

$$E_{\text{MW}} = \begin{cases} 2\pi \frac{\hbar}{\wp_{\text{MW}}} \frac{\lambda_p}{\lambda_c} \Delta f_p, & \text{probe light scanning} \\ 2\pi \frac{\hbar}{\wp_{\text{MW}}} \Delta f_c, & \text{coupling light scanning} \end{cases}, \quad (1)$$

式中: E_{MW} 为外加微波场强的大小; \hbar 为约化普朗克常数; \wp_{MW} 为微波对应能级之间电偶极矩的大小; λ_p 、 λ_c 分别为探测光和耦合光的波长。当周期性改变探测光的失谐频率(即探测光扫频)时,在穿过里德伯原子汽室的探测光强度谱中,劈裂的两个峰值的频率间隔为 Δf_p ; 当周期性改变耦合光的失谐频率(即耦合光扫频)时,在透射过里德伯原子汽室的探测光强度谱中,劈裂的两个峰值的频率间隔为 Δf_c 。由式(1)可知, Δf_p 或 Δf_c 与 E_{MW} 呈线性关系。在直接测出 Δf_p 或 Δf_c 后就可以间接计算出微波场强的大小 E_{MW} ^[8-9]。第二种方法是直接解调法。该方法是在耦合光、探测光和微波均为频率零失谐时,直接测试里德伯原子汽室透射的探测光场强,近似认为探测光场强的变化与 AM 微波信号的电场强度成正比,从而实现 AM 微波信号的解调^[4]。

对比两种方法可以发现:理论上,基于式(1)的间接解调法没有非线性失真,但是在 AM 微波信号解调过程中,需要探测光的频率在一定范围内作周期性变化,实现难度较大;直接解调法的实现难度较小,但是

收稿日期: 2023-05-15; 修回日期: 2023-06-25; 录用日期: 2023-07-12; 网络首发日期: 2023-08-02

基金项目: 国防科技大学基金(YJKT-RC-2112)

通信作者: *raoruijian17@nudt.edu.cn; **yinfazhang@163.com

由于里德伯原子汽室透射率与微波场强之间呈非线性关系,因此对于 AM 微波信号的解调会引入非线性失真。

文献[10]对直接解调法中引入的非线性失真进行了初步分析,但是关于德堡原子汽室的最佳线性工作点的理论分析,以及对基带信号幅值与非线性失真关系的研究目前鲜有报道。

本文主要分析在采用直接解调法时,里德伯原子接收系统的工作点与基带信号的非线性失真关系。首先,根据里德伯原子的极化率理论表达式,得到里德伯原子汽室对 AM 微波信号解调的理论模型;然后,通过分析探测光透射率对微波拉比频率的一阶和二阶导数

与微波拉比频率的关系,得到里德伯原子汽室的非线性失真最小的工作点,即最佳线性工作点;最后,分析在最佳线性工作点时,输入的微波基带信号的拉比频率与总谐波失真(THD; D_{TH})之间的关系。

2 里德伯原子解调系统

2.1 系统结构

如图 1(a)所示,里德伯原子解调系统以里德伯原子汽室为核心,其中的碱金属为 ^{133}Cs 。探测光和耦合光相向传输穿过里德伯原子汽室,激发其中的 ^{133}Cs 原子从基态跃迁到高能级态(里德伯态)。

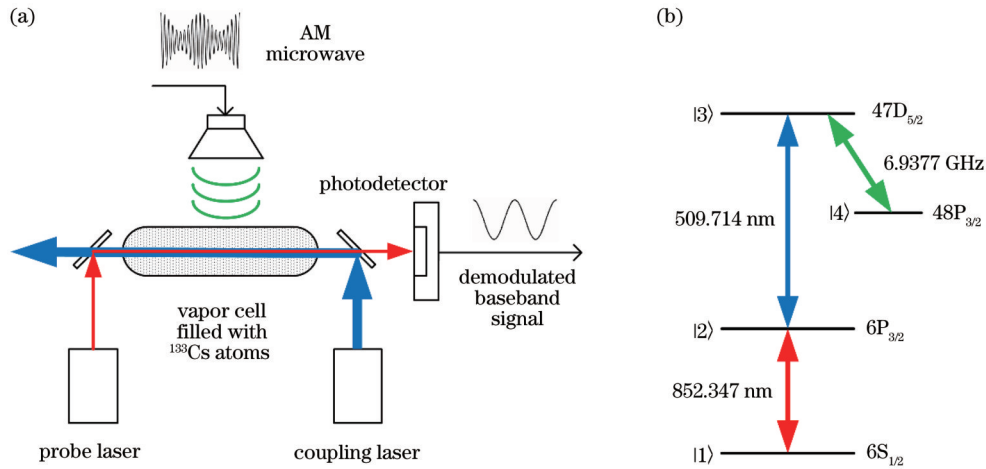


图 1 里德伯原子微波解调系统结构和采用的能级。(a)里德伯原子系统解调 AM 微波结构图;(b) ^{133}Cs 梯形四能级图

Fig. 1 Rydberg atom demodulation system and energy levels. (a) Block of Rydberg atom AM microwave demodulation; (b) ^{133}Cs ladder-type four energy levels

当 AM 微波信号辐射到里德伯原子汽室时,由于 EIT-AT 效应的作用,里德伯原子汽室的透射率将随着微波信号电场强度幅值的变化而改变,因此透射出的探测光强度也会随着 AM 微波信号的电场强度幅值的变化而改变。

探测光穿过里德伯原子汽室后,输入到光电探测器中,光电探测器将探测光转变为光生电流输出。光生电流的大小对应着探测光的强弱,此时光生电流就是 AM 微波信号解调后的基带信号。由于里德伯原子汽室透射率与微波电场强度幅值之间呈非线性关系,解调后的基带信号与原始基带信号相比出现非线性失真。

图 1(b)所示为碱金属 ^{133}Cs 的梯状能级结构。其中的 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 、 $|4\rangle$ 4 个能级分别对应 $6S_{1/2}$ 、 $6P_{3/2}$ 、 $47D_{5/2}$ 、 $48P_{3/2}$ 。 $|1\rangle$ 、 $|2\rangle$ 能级对应的探测光波长为 852.347 nm, $|2\rangle$ 、 $|3\rangle$ 能级对应的耦合光波长为 509.714 nm, $|3\rangle$ 、 $|4\rangle$ 能级对应的微波频率为 6.9377 GHz。本实验中探测光、耦合光和微波的频率与相应能隙的对应频率完全相等,即处于频率零失谐

状态。

另外,仿真中所使用的能级参数均来自软件 ARC (Alkali. ne Rydberg Calculator)。

2.2 里德伯原子汽室的探测光透射率

理论推导表明,当探测光、耦合光、微波偏振方向一致,且满足式(2)的条件时,里德伯原子汽室的极化率^[11]可表示为

$$\Omega_p \ll \Gamma_2, \Omega_c^2 / (\Gamma_1 \Gamma_2) \gg 1, 2\Omega_c / \Gamma_2 \geq 1, \quad (2)$$

$$\chi = \frac{iN\varphi_p^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{\Omega_{MW}^2 + 4D_{13}D_{14}}{D_{12}\Omega_{MW}^2 + D_{14}\Omega_c^2 + 4D_{12}D_{13}D_{14}}, \quad (3)$$

式中: N 为原子密度; φ_c 、 φ_{MW} 、 φ_p 为耦合光、微波和探测光相应能级间隔对应的电偶极矩大小; $\hbar = h/(2\pi)$, h 为普朗克常数; ϵ_0 为真空介电常数; $D_{12} = \gamma_{12} - i\Delta_p$, $D_{13} = \gamma_{13} - i(\Delta_p + \Delta_c)$, $D_{14} = \gamma_{14} - i(\Delta_p + \Delta_c + \Delta_{MW})$, 其中 $\gamma_j = (\Gamma_1 + \Gamma_j)/2$, Γ_j 是能级 $|j\rangle$ ($j = 1, 2, 3, 4$) 的自发衰变速率, $\Delta_p = \omega_1 - \omega_p$, $\Delta_c = \omega_2 - \omega_c$, $\Delta_{MW} = \omega_3 - \omega_{MW}$, Δ_p 、 Δ_c 、 Δ_{MW} 分别为探测光、耦合光、微波信号的频率失谐量, ω_1 、 ω_2 、 ω_3 分别为外加探测光、耦合光和微波的频率, ω_p 、 ω_c 、 ω_{MW} 分别为里德伯原子中与

探测光、耦合光、微波能级间隔相应的频率; Ω_c 、 Ω_{MW} 分别为耦合光和微波信号的拉比频率, 它们与对应的场强之间的关系^[12]为

$$\Omega_c = E_c \frac{\delta_c}{\hbar}, \quad \Omega_{MW} = E_{MW} \frac{\delta_{MW}}{\hbar}, \quad (4)$$

式中: E_c 、 E_{MW} 分别为耦合光、微波的电场强度幅值。

探测光通过里德伯原子汽室后的电场强度幅值为

$$E_{p-out} = E_{p-in} \exp\left[-\frac{\pi L \times \text{Im}(\chi)}{\lambda_p}\right], \quad (5)$$

式中: E_{p-in} 、 E_{p-out} 分别为探测光输入和输出里德伯原子汽室的探测光场强幅值; L 为原子汽室长度; $\text{Im}(\chi)$ 为 χ 的虚部; λ_p 为探测光波长。由式(5)可知, 里德伯原子汽室对探测光的透射率 T 为

$$T = \left(\frac{E_{p-out}}{E_{p-in}}\right)^2 = \exp\left[-\frac{2\pi L \times \text{Im}(\chi)}{\lambda_p}\right]. \quad (6)$$

利用式(6), 在考虑多普勒效应的情况下, 就可以得到 $\Delta_p = 0$ 、 $\Delta_c = 0$ 、 $\Delta_{MW} = 0$ (零失谐) 时, 长度为 1 cm 的里德伯原子汽室的探测光透射率 T 与耦合光拉比频率 Ω_c 、微波拉比频率 Ω_{MW} 之间的关系。

3 解调模型和非线性失真分析

本文主要讨论直接解调法。在该方法中, 里德伯原子接收系统的探测光、耦合光和微波均处于频率零失谐状态, 而对于 AM 微波信号的解调是通过检测透过原子汽室的探测光强度来实现的, 在该方法中不需要测试探测光透射谱中劈裂峰之间的宽度。因此, 在仿真过程中, 探测光、耦合光和微波的波长或频率均保持不变, 并且耦合光拉比频率分别设定为 $2\pi \times 2.7$ MHz、 $2\pi \times 3.2$ MHz、 $2\pi \times 3.7$ MHz。

3.1 微波解调模型

设定 AM 微波信号为线极化波, 其电场强度方向与里德伯原子的极化方向一致。由式(4)可知, 微波的拉比频率 Ω_{MW} 与微波电场强度的幅值 E_{MW} 成正比, 因此 AM 微波信号电场强度的包络大小与 Ω_{MW} 成正比。

对于 AM 微波信号, 原始基带信号加载在微波电场强度的包络上, 故 AM 微波信号的电场强度可以表示为

$$E_{MW}(t) = [E_{MW-static} + E_{MW-orig-base}(t)] \cos(\omega_{MW}t), \quad (7)$$

式中: $E_{MW-static}$ 为 AM 信号的静态直流部分; $E_{MW-orig-base}(t)$ 为原始基带信号。

设原始基带信号为余弦信号, 即

$$E_{MW-orig-base}(t) = E_{MW-base-am} \cos(\omega_{base}t), \quad (8)$$

式中: $E_{MW-base-am}$ 为原始基带信号电场强度的幅值; ω_{base} 为基带信号的角频率。

将式(8)代入式(7), 得到总的拉比频率为

$$\Omega_{MW}(t) = \left| E_{MW-static} + E_{MW-base-am} \cos(\omega_{base}t) \right| \frac{\delta_{MW}}{\hbar}. \quad (9)$$

在 AM 调制中, $E_{MW-static} + E_{MW-base-am} \cos(\omega_{base}t) > 0$, 所以

$$\Omega_{MW}(t) = E_{MW-static} \frac{\delta_{MW}}{\hbar} + E_{MW-base-am} \frac{\delta_{MW}}{\hbar} \cos(\omega_{base}t). \quad (10)$$

于是,

$$\Omega_{MW}(t) = \Omega_{MW-static} + \Omega_{MW-base-am} \cos(\omega_{base}t), \quad (11)$$

式中: $\Omega_{MW-static} = E_{MW-static} \frac{\delta_{MW}}{\hbar}$; $\Omega_{MW-base-am} = E_{MW-base-am} \times \frac{\delta_{MW}}{\hbar}$; $\Omega_{MW-static}$ 为微波静态工作点的拉比频率; $\Omega_{MW-base-am}$ 为基带信号的拉比频率。

图 2 为里德伯原子系统解调 AM 微波信号的模型原理图, 其中探测光透射率和微波拉比频率 Ω_{MW} 之间的关系曲线是在 $\Omega_c = 2\pi \times 2.7$ MHz 的情况下, 根据式(6)计算所得。输入的 AM 微波信号的拉比频率表达式为式(11), 相应的曲线在坐标系 $\Omega_{MW}-t$ 中表示。

如图 2 所示, 当 AM 微波信号照射到里德伯原子汽室时, 里德伯原子汽室对探测光的透射率 T 随着微波信号拉比频率 $\Omega_{MW}(t)$ 的改变而变化, 因此由里德伯原子汽室透射的探测光强度也随着 $\Omega_{MW}(t)$ 的变化而改变。利用光电探测器对探测光强度进行检测, 并滤除光生电流的直流部分, 得到的就是解调后的基带信号。

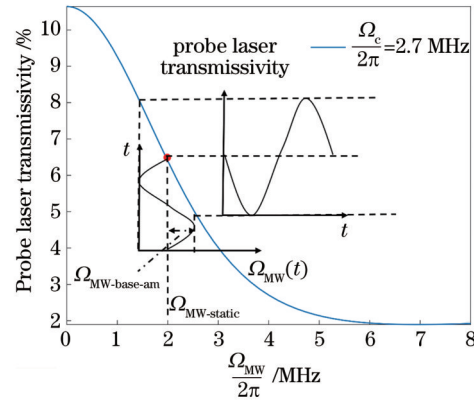


图 2 里德伯原子系统解调 AM 微波信号的模型原理图
Fig. 2 Principle diagram of Rydberg atom system demodulation AM microwave

由图 2 可知, 由于微波的拉比频率 Ω_{MW} 与探测光透射率 T 之间不是线性关系, 因此在对 AM 微波解调过程中会引入非线性失真, 并且该非线性失真与 $\Omega_{MW-static}$ 和 $\Omega_{MW-base-am}$ 有关。当然, 光电探测器在光电转换过程中也会引入非线性失真, 但本文只研究由里德伯原子汽室引入的非线性失真。

为了调整里德伯接收系统静态工作点的 $\Omega_{MW-static}$, 可以在接收系统本地加入与 AM 微波信号同频同相的微波源, 在两个微波信号相加后, 将其输入里德伯原子汽室进行解调, 通过调整本地微波源的电场强

度,就可以对里德伯原子汽室的静态工作点进行调整。

3.2 系统最佳线性工作点

由前文的分析可知,里德伯原子汽室解调 AM 微波所引入的非线性失真与 $\Omega_{\text{MW-static}}$ 和 $\Omega_{\text{MW-base-am}}$ 有关。本研究从里德伯原子汽室的透射率表达式入手,寻找系统的微波最佳线性工作点对应的 $\Omega_{\text{MW-static}}$ 值。

系统的非线性失真是由透射率 T 与 Ω_{MW} 关系曲线的斜率 $\left(\frac{\partial T}{\partial \Omega_{\text{MW}}}\right)$ 随着 $\Omega_{\text{MW-static}}$ 和 $\Omega_{\text{MW-base-am}}$ 的变化造成

的。如果 $\frac{\partial T}{\partial \Omega_{\text{MW}}}$ 为非零的常数,则里德伯原子汽室就不存在非线性失真。

二阶导数 $\frac{\partial^2 T}{\partial \Omega_{\text{MW}}^2}$ 为 0 的点就是一阶导数 $\frac{\partial T}{\partial \Omega_{\text{MW}}}$ 相对于 Ω_{MW} 变化最慢的点。因此,二阶导数 $\frac{\partial^2 T}{\partial \Omega_{\text{MW}}^2}$ 为 0 的点,就是里德伯原子汽室非线性失真最小的点,即微波最佳线性工作点。

从式(3)和式(6)出发,通过推导得到

$$\begin{cases} \frac{\partial \text{Im}(\chi)}{\partial \Omega_{\text{MW}}} = \frac{\wp_p^2}{\hbar \epsilon_0} \text{Im} \left[\frac{i2ND_{14}\Omega_{\text{MW}}\Omega_c^2}{(D_{12}\Omega_{\text{MW}}^2 + D_{14}\Omega_c^2 + 4D_{12}D_{13}D_{14})^2} \right] \\ \frac{\partial^2 \text{Im}(\chi)}{\partial \Omega_{\text{MW}}^2} = \frac{\wp_p^2}{\hbar \epsilon_0} \text{Im} \left[\frac{i2ND_{14}\Omega_c^2(D_{14}\Omega_c^2 - 3D_{12}\Omega_{\text{MW}}^2 + 4D_{12}D_{13}D_{14})}{(D_{12}\Omega_{\text{MW}}^2 + D_{14}\Omega_c^2 + 4D_{12}D_{13}D_{14})^3} \right] \\ \frac{\partial T}{\partial \Omega_{\text{MW}}} = \left(-\frac{2\pi L}{\lambda_p}\right) \exp\left[-\frac{2\pi L}{\lambda_p} \text{Im}(\chi)\right] \frac{\partial \text{Im}(\chi)}{\partial \Omega_{\text{MW}}} \\ \frac{\partial^2 T}{\partial \Omega_{\text{MW}}^2} = \left(-\frac{2\pi L}{\lambda_p}\right) \exp\left[-\frac{2\pi L}{\lambda_p} \text{Im}(\chi)\right] \left\{ \left(-\frac{2\pi L}{\lambda_p}\right) \left[\frac{\partial \text{Im}(\chi)}{\partial \Omega_{\text{MW}}}\right]^2 + \frac{\partial^2 \text{Im}(\chi)}{\partial \Omega_{\text{MW}}^2} \right\} \end{cases} \quad (12)$$

利用式(12)仿真可得, $\frac{\partial T}{\partial \Omega_{\text{MW}}}$ 和 $\frac{\partial^2 T}{\partial \Omega_{\text{MW}}^2}$ 与 Ω_{MW} 的关系如图 3 所示。由理论分析和图 3 均可知, $\frac{\partial^2 T}{\partial \Omega_{\text{MW}}^2} = 0$ 对应的微波拉比频率点即为 $\frac{\partial T}{\partial \Omega_{\text{MW}}}$ 的极值点。于是通过

仿真搜索可得,当耦合光拉比频率 Ω_c 分别为 $2\pi \times 2.7 \text{ MHz}$, $2\pi \times 3.2 \text{ MHz}$, $2\pi \times 3.7 \text{ MHz}$ 时,对应的微波最佳线性工作点的 $\Omega_{\text{MW-static}}$ 分别为 $2\pi \times 1.657 \text{ MHz}$, $2\pi \times 1.738 \text{ MHz}$, $2\pi \times 1.851 \text{ MHz}$ 。

3.3 系统解调信号的非线性失真

设定 AM 微波的基带信号为余弦单频信号,对于

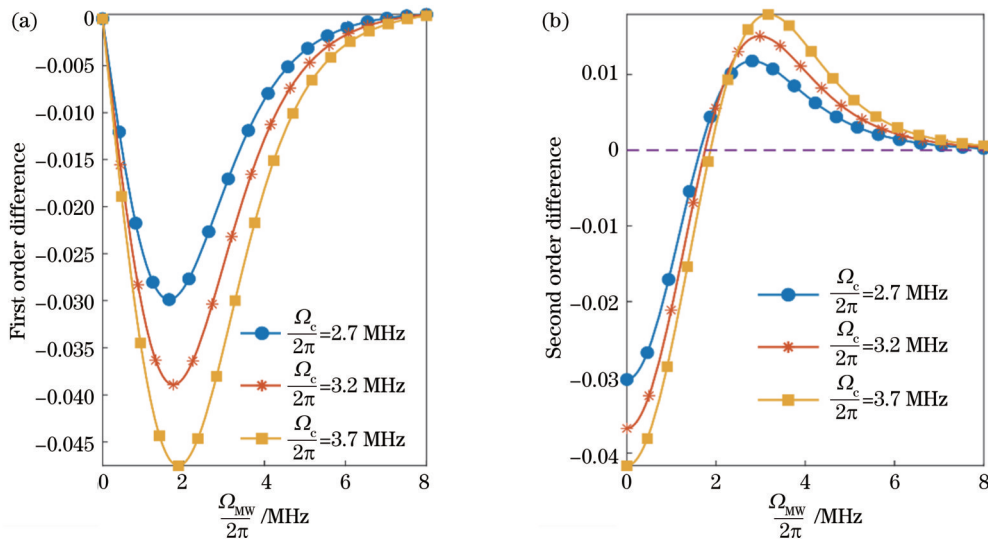


图 3 里德伯原子汽室透射率的导数与微波拉比频率关系。(a) $\frac{\partial T}{\partial \Omega_{\text{MW}}}$ 与 Ω_{MW} 的关系曲线;(b) $\frac{\partial^2 T}{\partial \Omega_{\text{MW}}^2}$ 与 Ω_{MW} 的关系曲线

Fig. 3 Relationship between Rydberg atom cell transmissivity derivative and microwave Rabi frequency. (a) Curves between $\frac{\partial T}{\partial \Omega_{\text{MW}}}$ and Ω_{MW} ; (b) curves between $\frac{\partial^2 T}{\partial \Omega_{\text{MW}}^2}$ and Ω_{MW}

里德伯原子汽室的非线性失真,可通过对解调所得的基带信号进行失真度计算来定量描述。设解调后基带信号为 $f_{\text{demo_base}}(t)$, 则 $f_{\text{demo_base}}(t)$ 的傅里叶级数为

$$\begin{cases} F_n = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f_{\text{demo_base}}(t) \exp(-in\omega_0 t) dt \\ f_{\text{demo_base}}(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} F_n \exp(in\omega_0 t) \end{cases}, \quad (13)$$

式中: F_n 为光生电流信号 $f_{\text{demo_base}}(t)$ 的第 n 次谐波幅值。

THD 的定义^[12]为

$$D_{\text{TH}} = 10 \lg \sqrt{\frac{\sum_{n=2}^{\infty} (F_n^2 + F_{-n}^2)}{F_1^2 + F_{-1}^2}}. \quad (14)$$

在仿真过程中,采用如下设定:第一,里德伯原子系统处于零失谐状态,即 $\Delta_p = 0, \Delta_c = 0, \Delta_{\text{MW}} = 0$, 并且里德伯原子汽室长度为 1 cm; 第二,由于语音信号为常见的基带信号,其频率范围为 200 ~ 3400 Hz, 因此设定基带信号的频率为 2000 Hz; 第三,设定 AM 微波基带信号的 $\Omega_{\text{MW-base-am}} = 2\pi \times 23.84$ kHz, 由式(4)可知,其对应的电场强度为 1 mV/m, 因此输入 AM 微波信号的拉比频率表达式为 $\Omega_{\text{MW}}(t) = \Omega_{\text{MW-static}} + 2\pi \times 23.84 \times 10^3 \times \cos(2\pi \times 2 \times 10^3 t)$; 第四,光电探测器为理想器件,光电转换因子为 1; 第五,在计算总谐波失真时,只考虑其前 10 次谐波。

图 4(a)所示为 $\Omega_{\text{MW-base-am}} = 2\pi \times 23.84$ kHz(对应的微波场强为 1 mV/m)时, $\Omega_{\text{MW-static}}$ 与基带信号的 THD 之间的关系曲线。从图 4(a)可以看到,当耦合光拉比频率 Ω_c 一定时,通过调整里德伯汽室的静态工作点,即改变 $\Omega_{\text{MW-static}}$, 可以使解调信号的失真度下降。当 $\Omega_c = 2\pi \times 2.7$ MHz、 $\Omega_{\text{MW-static}} = 2\pi \times 1.6426$ MHz 时,对于原始基带信号电场强度幅值为 1 mV/m 的调幅微波,由原子汽室造成的 THD 可达 -95.4984 dB。并且仿真得到的 THD 最小点对应的 $\Omega_{\text{MW-static}}$ 值与 3.2 节中通过 $\frac{\partial^2 T}{\partial \Omega_{\text{MW}}^2} = 0$ 得到的微波最佳线性工作点对应的微波拉比频率近似相等,这说明数值仿真和理论推导结论是一致的。此外,当给定 THD 的上限值时,随着 Ω_c 的减小,微波信号的 $\Omega_{\text{MW-static}}$ 可取范围也在减小,也就是为了满足 THD 的要求,所允许的里德伯原子汽室静态工作点所处的范围随着 Ω_c 的减小而缩小。

图 4(b)所示为当里德伯汽室处于最佳线性工作点时,微波基带信号的拉比频率 $\Omega_{\text{MW-base-am}}$ 与解调所得的基带信号的 THD 之间的关系。由图 4(b)可知:随着 $\Omega_{\text{MW-base-am}}$ 的减小,THD 下降,说明随着微波基带信号幅度减小,解调所引起的非线性失真下降;当 $\Omega_{\text{MW-base-am}}$ 不变时,随着耦合光拉比频率 Ω_c 的增加,THD 减小,说明通过增加耦合光的强度可以减小接收系统的非线性失真。

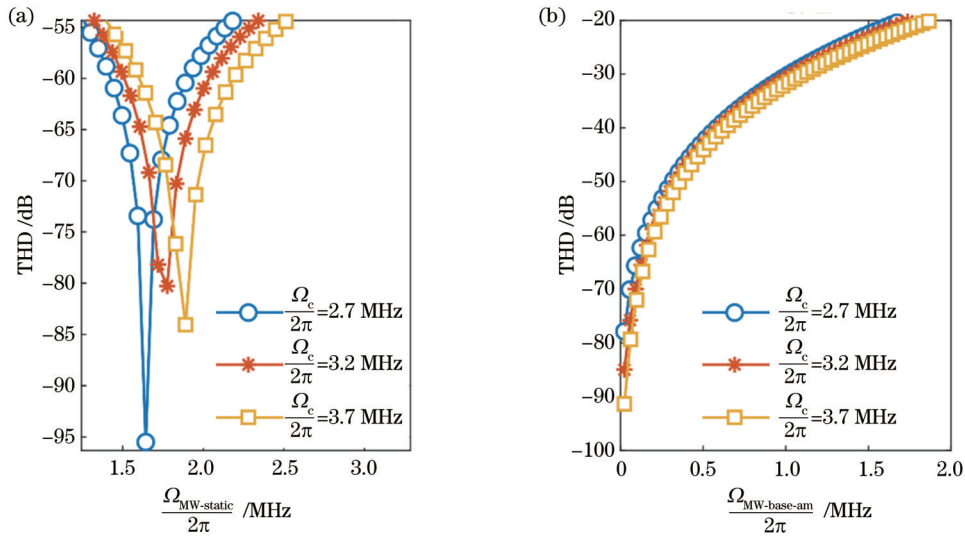


图 4 里德伯原子汽室对 AM 微波解调的 THD。(a)当微波基带信号的拉比频率 $\Omega_{\text{MW-base-am}} = 2\pi \times 23.84$ kHz(对应的电场强度幅值为 1 mV/m)时,静态工作点 $\Omega_{\text{MW-static}}$ 与 THD 的关系;(b)当里德伯原子汽室处于最佳线性工作点,基带信号的拉比频率 $\Omega_{\text{MW-base-am}}$ 与 THD 的关系

Fig. 4 THD in the Rydberg atom cell demodulation AM microwave. (a) Relationship between $\Omega_{\text{MW-static}}$ and THD with $\Omega_{\text{MW-base-am}} = 2\pi \times 23.84$ kHz (the corresponding baseband signal electrical field intensity is 1 mV/m); (b) relationship between $\Omega_{\text{MW-base-am}}$ and THD when the Rydberg atom cell is at the optimum linear operation point

4 结 论

分析了里德伯原子系统在直接解调微波调幅信号

的过程中,系统的工作点、基带信号幅值与非线性失真的关系。首先,利用里德伯原子对探测光的极化率表达式,得到里德伯原子汽室透射率与微波拉比频率之

间的关系曲线,并且在此基础上分析了系统对 AM 微波信号直接解调的模型。然后,通过解析的方法得到里德伯原子汽室的最佳线性工作点;最后,通过 THD 研究了里德伯原子汽室工作点、基带信号幅度与基带信号的非线性失真之间的关系。仿真结果表明,通过调整里德伯原子汽室的工作点,可以有效地减小解调所引入的非线性失真。当里德伯原子 ^{133}Cs (采用能级 $6S_{1/2}$ 、 $6P_{3/2}$ 、 $47D_{5/2}$ 、 $48P_{3/2}$)汽室工作在最佳线性点,并且输入的 AM 微波基带信号的电场强度幅值为 1 mV/m 时,里德伯原子汽室的 THD 可低至 -95.4984 dB。

参 考 文 献

- [1] Gallagher T F. Cambridge monographs on atomic, molecular and chemical physics[M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2005.
- [2] Kumar S, Fan H Q, Kübler H, et al. Atom-based sensing of weak radio frequency electric fields using homodyne readout[J]. Scientific Reports, 2017, 7: 42981.
- [3] Jing M Y, Hu Y, Ma J E, et al. Atomic superheterodyne receiver based on microwave-dressed Rydberg spectroscopy[J]. Nature Physics, 2020, 16(9): 911-915.
- [4] Anderson D A, Sapiro R E, Raithel G. An atomic receiver for AM and FM radio communication[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2021, 69(5): 2455-2462.
- [5] Meyer D H, Cox K C, Fatemi F K, et al. Digital communication with Rydberg atoms and amplitude-modulated microwave fields[J]. Applied Physics Letters, 2018, 112(21): 211108.
- [6] Holloway C L, Simons M T, Gordon J A, et al. Detecting and receiving phase modulated signals with a Rydberg atom-based mixer[J]. IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 2019, 18(9): 1853-1857.
- [7] Holloway C L, Simons M T, Gordon J A, et al. Electric field metrology for SI traceability: systematic measurement uncertainties in electromagnetically induced transparency in atomic vapor[J]. Journal of Applied Physics, 2017, 121(23): 233106.
- [8] Jiao Y C, Han X X, Fan J B, et al. Atom-based receiver for amplitude-modulated baseband signals in high-frequency radio communication[J]. Applied Physics Express, 2019, 12(12): 126002.
- [9] Song Z F, Liu H P, Liu X C, et al. Rydberg-atom-based digital communication using a continuously tunable radio-frequency carrier[J]. Optics Express, 2019, 27(6): 8848-8857.
- [10] Rao R J, Wu J Y, Xuan H. Study of the Rydberg atom cell nonlinear distortion in the demodulation amplitude modulation microwave[C]//2022 Asia Communications and Photonics Conference (ACP), November 5-8, 2022, Shenzhen, China. New York: IEEE Press, 2023: 1728-1731.
- [11] Finkelstein R, Bali S, Firstenberg O, et al. A practical guide to electromagnetically induced transparency in atomic vapor[EB/OL]. (2022-05-22) [2023-02-03]. <https://arxiv.org/abs/2205.10959>.
- [12] Dai J, Shokooch F. TM-2018 IEEE recommended practice for conducting harmonic studies and analysis of industrial and commercial power systems[EB/OL]. [2023-03-05]. <https://ieeexplore.ieee.org/document/8479357>.

Linear Operation Point in Demodulating Microwave Amplitude Modulation Signals Based on Rydberg Atom System

Jin Yuankai, Rao Ruijian*, Wu Jinyun, Zhang Yinfa**

College of Information and Communication, National University of Defense Technology, Wuhan 430035, Hubei, China

Abstract

Objective Rydberg atom system can strongly respond to weak microwave signals on the electromagnetically induced transparency (EIT) effect and Aulter-Townes (AT) effect. Therefore, people want to utilize this system to detect and demodulate microwaves instead of the traditional mode. At present, there are two methods to demodulate amplitude modulation (AM) microwave signals using the Rydberg atom system, including indirect demodulation and direct demodulation. In the indirect method, the first step is to scan the probe or coupling laser frequency near the zero-detune point, and the second step is to measure the splitting peak-to-peak frequency separation in the probe transmission spectrum. The third step is to calculate the microwave electric field (E-field) strength because the above frequency separation is proportion to the microwave E-field strength.

Without complicated processes, in direct demodulation, it is simply to detect the variance of probe laser transmission intensity using photodetector while the Rydberg atom system is at the zero-detune. The photo-generated current is approximately the baseband signal. However, due to the nonlinear relationship between the transmissivity of the Rydberg atom cell and microwave E-field strength, the direct demodulation method will result in nonlinear distortion. The optimum linear operation point of the Rydberg atom system should be studied to decrease the distortion.

As far as we know, until now, there is no theoretical analysis about the optimal linear operation point of the Rydberg atom system, and the relationship between the baseband signal amplitude and nonlinear distortion in the AM microwave

demodulation. We focus on the optimal linear operation point and nonlinear distortion in the Rydberg atom system.

Methods We build a simplified Rydberg atom system model (Fig. 1) and numerically simulate the probe laser transmissivity in the Rydberg atom system when ^{133}Cs (energy levels of $6S_{1/2}$, $6P_{3/2}$, $47D_{5/2}$, and $48P_{3/2}$) is chosen as Rydberg atom. Our simulation assumes the coupling laser Rabi frequencies separately are $2\pi \times 2.7$ MHz, $2\pi \times 3.2$ MHz, and $2\pi \times 3.7$ MHz. Additionally, our simulation is kept under the frequency-zero-detune, which means probe and coupling laser frequencies are both locked to the energy transition frequency of the Rydberg atom. In these conditions, we conduct the following research.

Firstly, we analyze the AM microwave direct demodulation model of the Rydberg atom system. In this model, we explain the nonlinear relationship between probe laser transmissivity and microwave E-field strength.

Secondly, we calculate the first and second derivatives of probe laser transmissivity concerning microwave Rabi frequency and analyze the relationship between the first/second derivatives and optimal linear operation point.

Thirdly, we adopt total harmonic distortion (THD) to explore the relationship among the Rydberg atom cell operation point, the baseband signal amplitude, and the nonlinear distortion.

Results and Discussions By mathematical analysis we obtain the optimal linear operation point of the Rydberg atom system from the second derivative of zero (Fig. 3). When the system is operating at that point, the nonlinear distortion of AM microwave demodulation is minimum.

When THD is introduced to describe the degree of demodulation nonlinear distortion, we find two parameters that will affect the THD value. One is the operation point of the Rydberg atom system, and the other is the Rabi frequency of the microwave baseband signal.

The simulation shows that by adjusting the operation point, THD will reach a minimum value, which is consistent with the value that we obtain theoretically from the transmissivity second derivative of zero.

Fig. 4(b) shows that when the system is at the optimum linear operation point, the nonlinear distortion of the system declines with the decreasing baseband signal amplitude. Meanwhile, by comparing the THD at three different coupling laser Rabi frequencies, we find that the demodulation nonlinear distortion can be reduced by increasing the coupling laser Rabi frequency.

Conclusions We study the relationship between the nonlinear distortion and the operation point in the Rydberg atom system demodulating the AM microwave signals by the direct method. First, we analyze the demodulation model of the Rydberg atom system in the frequency-zero-detune condition. Second, we calculate the first and second derivatives of the probe laser transmissivity for the microwave Rabi frequency. Utilizing the second derivatives of zero, we find the optimal linear operation point of the Rydberg atom cell in which the nonlinear distortion is the minimum in demodulating AM microwave. Third, the THD is adopted to explore the relationship between the operation point of the Rydberg atom cell, the baseband signal amplitude, and the nonlinear distortion. The simulation shows that the THD of the demodulation system with the Rydberg atom ^{133}Cs (energy levels of $6S_{1/2}$, $6P_{3/2}$, $47D_{5/2}$, and $48P_{3/2}$) can reach -95.4984 dB, when the Rydberg atom cell is near the optimum operation point, at $2\pi \times 2.7$ MHz (coupling laser Rabi frequency) and 1 mV/m (baseband signal electrical field amplitude).

Key words atomic and molecular physics; Rydberg states; polarizability; Rabi frequency; transmissivity; total harmonic distortion