

基于里德堡原子 EIT 的微波电场感知

梁 敏^{1,2}, 孟宪川³, 王 静^{1,2}, 林丽丹^{1,2}, 彭延东^{1,2}

(1. 山东科技大学 电气与自动化工程学院, 山东 青岛 266590;

2. 山东科技大学 电子信息工程学院, 山东 青岛 266590; 3. 潍坊中电万潍热电有限公司, 山东 潍坊 261000)

摘 要: 基于里德堡原子电磁诱导透明(EIT)效应的微波电场感知是当前微波信号精密测量和成像领域的研究热点之一。分析了里德堡原子微波电场计的测量原理,介绍了腔内 EIT 效应增强的微波电场测量方案,光学腔耦合效应压窄光谱线宽,提高了系统的探测灵敏度和鲁棒性;介绍了基于双 EIT 效应的强度和频率感知微波电场的方法,利用双 EIT 系统干涉效应压窄光谱线宽,提高了测量精度,而且考虑原子气体多普勒效应后,微波电场的探测灵敏度提高了大约 10 倍;进一步分析了双 EIT 系统色散特性,发现暗态间相互作用可以显著提高 EIT 窗口处的色散,通过相位检测方法感知微波电场信号,具有信噪比高、灵敏度强等特点;最后,介绍了基于双 EIT 的微波电场非线性测量方案,双 EIT 系统干涉效应可以大大提高其光学非线性,非线性光谱线宽远小于线性情况,将最小可探测微波电场强度提高一个数量级以上,并用缀饰态理论很好地解释了光谱变化特性。

关键词: 微波电场测量;里德堡原子;电磁诱导透明效应;色散测量

中图分类号: O437

文献标志码: A

Microwave electric field sensing based on EIT of Rydberg atoms

LIANG Min^{1,2}, MENG Xianchuan³, WANG Jing^{1,2}, LIN Lidan^{1,2}, PENG Yandong^{1,2}

(1. College of Electrical Engineering and Automation, Shandong University of Science and Technology,

Qingdao, Shandong 266590, China; 2. College of Electronic and Information Engineering,

Shandong University of Science and Technology, Qingdao, Shandong 266590, China;

3. Weifang CE Wanwei Thermal Power Co.Ltd. Weifang, Shandong 261000, China)

Abstract: The microwave (MW) electric (E) field sensing based on the electromagnetically induced transparency (EIT) effect of Rydberg atoms is one of the hot topics in the field of microwave detection and imaging. The detection principle of MW E-field meter in Rydberg atoms was investigated and some effective schemes of MW E-field detection were reported in this paper. Firstly, the coupling effect of an optical cavity could narrow the spectral linewidth and improve the sensitivity and robustness of the MW detection. Secondly, the scheme of frequency and intensity readout of MW E fields was introduced based on double EIT, whose interference effect narrowed the spectral linewidth and improved the measurement accuracy. Moreover, the atomic gas Doppler effect could increase the detection sensitivity by about ten times. By analyzing the dispersion characteristics of the double EIT system, it was found that the enhanced dispersion could be used for phase detection of MW fields, exhibiting high signal-to-noise ratio and sensitivity. Finally, a nonlinear measurement of MW fields based on double EIT was introduced. The interference

收稿日期: 2020-02-04

基金项目: 国家自然科学基金项目(61675118, 61981240369); 山东省机器人与智能技术重点实验室开放基金项目(KLRIT2018002); 山东科技大学群星计划项目(QX2018M37)

作者简介: 梁 敏(1980—), 女, 山东潍坊人, 博士研究生, 主要从事微波电场测量与控制方面的研究。

E-mail: liangmin_sdust@163.com.cn

彭延东(1978—), 男, 山东泰安人, 教授, 博士生导师, 主要从事光电检测与相干控制方面的研究, 本文通信作者。

E-mail: pengyd@sdust.edu.cn

effect of the double EIT system could significantly enhance the nonlinearity and narrow its linewidth. The minimum detectable MW E fields could be improved by up to single order magnitude and the spectral changes could be suitable realized with the dressed-state theory.

Key words: microwave electric field measurement; Rydberg atoms; electromagnetically induced transparency; dispersion measurement

近年来,随着微波精密测量广泛应用于微波光通信、遥感、医疗和国防等领域,基于原子相干的微波电场感知与成像引起研究者的极大兴趣^[1]。当前微波电场精密测量大多基于电磁诱导透明效应(electromagnetically induced transparency, EIT),即待测微波电场强度与 EIT 透射峰频率分裂大小成正比,通过光谱探测可以测量微波电场强度。

里德堡原子是指具有高激发态电子的原子,即主量子数 n 很大,具有较大的电偶极矩^[2],对微波信号非常敏感。2012 年, Sedlacek 等^[3]提出了一种利用铷原子 EIT 效应测量微波电场的新方法。该方法采用四能级系统,具体能级图和实验装置如图 1 所示。探测光波长 $\lambda_p = 780$ nm, 控制光波长 $\lambda_c = 480$ nm, 相向传播通过铷原子气室。没有微波电场作用时,其透射光谱如图 1(a)中上图所示;当微波场驱动里德堡态跃迁时, EIT 透射峰中出现分裂,其透射光谱如图 1(a)中下图所示。在 EIT 条件下,微波电场与里德堡原子相互作用导致探测光谱分裂,分裂峰的频率间隔 Δf 与微波场跃迁的拉比频率 Ω_m 的大小成正比,关系式为 $\Delta f = \Omega_m / 2\pi$ 。而微波场的拉比频率 $\Omega_m = \mu_m E / \hbar$, 两式结合可得到待测微波电场强度:

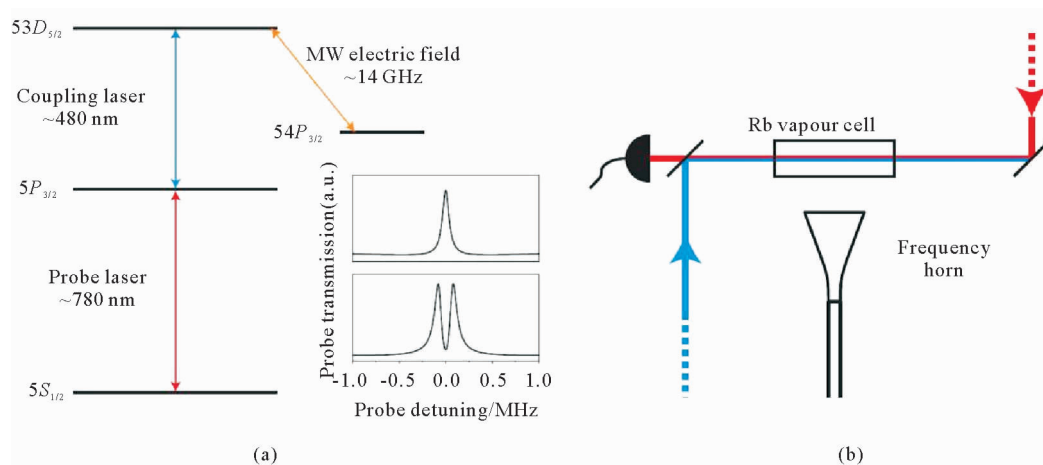


图 1 基于里德堡原子的微波电场测量能级图与实验装置图^[3]

Fig. 1 Level diagram and experimental set-up of MW field measurement based on Rydberg atoms

$$|E| = \frac{\hbar}{\mu_m} \Omega_m = 2\pi \frac{\hbar}{\mu_m} \Delta f, \quad (1)$$

其中, μ_m 是对应跃迁的电偶极矩, \hbar 是约化普朗克常数。有时会进一步考虑运动原子的多普勒效应对微波电场探测的影响,主要是探测光与控制光的波长不匹配会降低多普勒的影响,从而影响探测灵敏度。引入波长修正系数 λ_c / λ_p , 则原微波电场的测量关系式修改为^[3]:

$$|E| = 2\pi \frac{\lambda_p}{\lambda_c} \frac{\hbar}{\mu_m} \Delta f, \quad (2)$$

式中, λ_p 、 λ_c 分别是探测光和控制光波长。实验上可以准确测量拉比频率 Ω_m , 由此可得微波电场强度 E 。这种利用里德堡原子测量微波电场的方法,具有探测精度高、自校准、连续测量、无探头干扰和小型化等优点^[4]。

当前,微波电场测量主要研究方向之一是提高测量精度。2015 年, Fan 等^[5]研究发现,通过优化原子气室结构,可以大幅提高测量精度;2016 年, NIST 研究小组利用频率失谐的方法提高微波电场探测的灵敏度^[6]; Facon 等^[7]用薛定谔猫态研究了量子极限测量精度等。

近年来,课题组在基于里德堡原子 EIT 的微波电场感知方面做了一些创新工作。主要包括:提出了腔内 EIT 效应增强的微波电场测量方案,提高了系统的探测灵敏度和鲁棒性;进一步提高探测灵敏度和测量精度,改进了基于双 EIT 效应的强度和频率感知微波电场的方案;分析了双 EIT 系统色散特性,设计了利用相位检测方法感知微波电场信号的方案,系统信噪比和探测灵敏度大大提高;提出了利用 EIT 系统暗态间相互作用提高微波电场探测精度的非线性测量方案,暗态相互作用压窄 EIT 光谱线宽,最小可探测场强提高了一个数量级以上,并用缀饰态理论解释了光谱变化特性。

1 腔增强的微波电场测量方案

光学腔是研究光与物质相互作用的很好平台,在腔内 EIT 介质在产生大的色散的同时还可以降低吸收,使得腔线宽大幅度缩小。本课题组提出了一种腔内里德堡原子增强微波电场测量的方案^[8],该方案采用了腔内四能级里德堡原子系统,如图 1(a)所示。考虑图 1(a)中的四能级里德堡原子模型,用半经典理论的密度矩阵方法描述系统的动力学演化过程 $\dot{\rho} = -(i/\hbar)[H, \rho] + L\rho$ 。在相互作用绘景中,考虑慢变振幅近似、电偶极近似,系统的哈密顿量为:

$$H = \hbar[\Omega_p |1\rangle\langle 2| + \Omega_c |2\rangle\langle 3| + \Omega_m |3\rangle\langle 4| - \Delta_p |2\rangle\langle 2| - (\Delta_p + \Delta_c) |3\rangle\langle 3| - (\Delta_p + \Delta_c - \Delta_m) |4\rangle\langle 4| + h.c.] + \hbar\Delta_\theta a^\dagger a, \quad (3)$$

式中,拉比频率分别为 $\Omega_p = \mu_{12} E_p / \hbar$, $\Omega_c = \mu_{23} E_c / \hbar$, $\Omega_m = \mu_{34} E_m / \hbar$, 其中 μ_{12} 、 μ_{23} 和 μ_{34} 分别表示对应的两个能级之间的电偶极矩。响应耦合场的频率失谐为 $\Delta_p = \omega_p - \omega_{12}$, $\Delta_c = \omega_c - \omega_{23}$, $\Delta_m = \omega_m - \omega_{34}$, $\Delta_\theta = \omega_{cav} - \omega_{12}$, $L\rho$ 是系统的退相干和衰减项。因为探测光场比较弱,弱场近似下,利用迭代法可以得到密度矩阵相干项 ρ_{21} 的稳态解,那么介质极化率为:

$$\chi = \frac{2|\mu_{12}|^2}{\epsilon_0 \hbar} \rho_{21} = \frac{-2N_0 |\mu_{12}|^2 i (\Gamma_{13}\Gamma_{14} + \Omega_m^2)}{\epsilon_0 \hbar (\Omega_c^2 \Gamma_{14} + \Omega_m^2 \Gamma_{12} + \Gamma_{12}\Gamma_{13}\Gamma_{14})}. \quad (4)$$

进一步得到介质的透射谱和腔透射谱的表达式分别为:

$$T = \exp\left(-\frac{2\pi l \text{Im}[\chi]}{\lambda_p}\right), \quad (5)$$

$$S(\omega) = \frac{t^2}{1 + r^2 \kappa^2 - 2r\kappa \cos[(\Delta + (\omega_p l / 2L) \text{Re}[\chi]) 2L / c]}. \quad (6)$$

介质极化率 χ 的实部导致色散和附加的相移, χ 的虚部引入吸收,导致场放大的衰减。

对比图 2(a)和 2(b)中不同微波电场强度下的腔内透射光谱 $T(\omega)$ 和介质透射光谱 $S(\omega)$, 发现在微波场作用下 $T(\omega)$ 和 $S(\omega)$ 都呈现两个透射峰, 而且腔透射谱峰-峰频率间距随微波场强线性变化, 可以用来测量微波电场强度。关注系统的探测灵敏度, 这与光谱分辨率即谱线宽度有关。数值结果表明, 由于腔耦合, 腔透射谱的线宽比介质透射谱的线宽大大缩小, 能够提高光谱探测灵敏度。在相同条件下, 腔透射峰的谱线半峰全宽约是 $2\pi \times 0.036$ MHz, 而介质透射峰的半峰全宽约是 $2\pi \times 0.81$ MHz, 可见腔耦合效应可以使探测灵敏度提高 20 倍以上。同时还研究了控制场强度对透射谱线宽的影响, 发现当控制场减小时, 透射谱线宽变窄, 进一步提高了探测灵敏度。

对弱微波电场测量而言, 一个重要测量指标是可探测的最小场强, 由公式(1)可以看出微波电场可探测的最小场强取决于最小可分辨的 EIT 光谱。图 3 对比了有无腔耦合作用时最小可探测的 EIT 光谱, 图 3(a)是介质透射光谱, 图 3(b)是腔透射光谱, 可以看出腔耦合有助于探测到更小的微波电场。数值模拟结果显示, 基于腔透射谱的最小频率分裂间距 Δf 大约是 $2\pi \times 0.0048$ MHz, 而未使用腔耦合的原子系统的最小频率分裂间距大约是 $2\pi \times 0.036$ MHz, 这说明腔增强的微波探测系统可探测的最小微波场强约为没有腔耦合时的 1/8。

研究了频率失谐时透射谱线的变化情况, 发现采用的腔增强方案具有较强的可调谐性和较宽的探测范围。虽然腔失谐会造成腔透射谱发生红移或蓝移, 但是中心峰的频率分裂间距基本保持不变, 说明该测量方案具有较强鲁棒性。

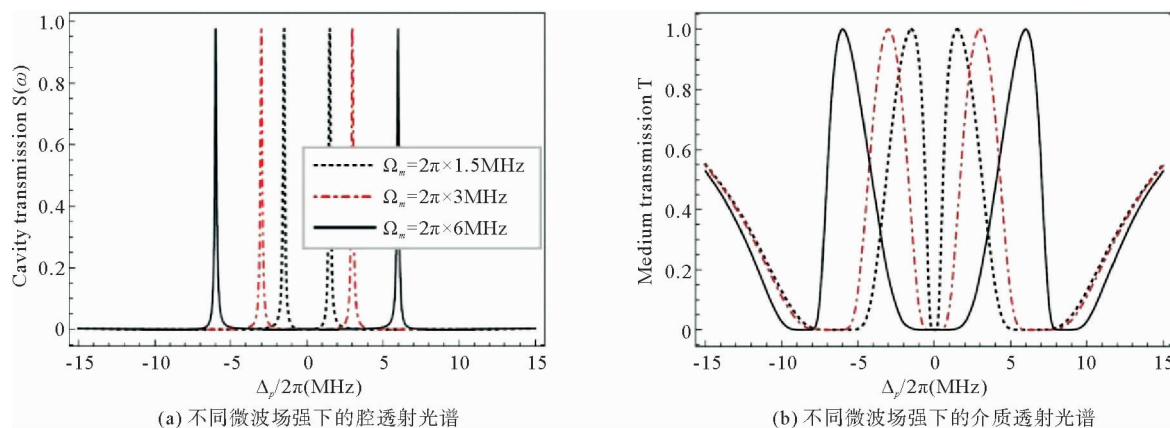
图2 腔透射光谱和介质透射光谱比较^[8]

Fig. 2 Comparison of transmission spectra of cavity and medium

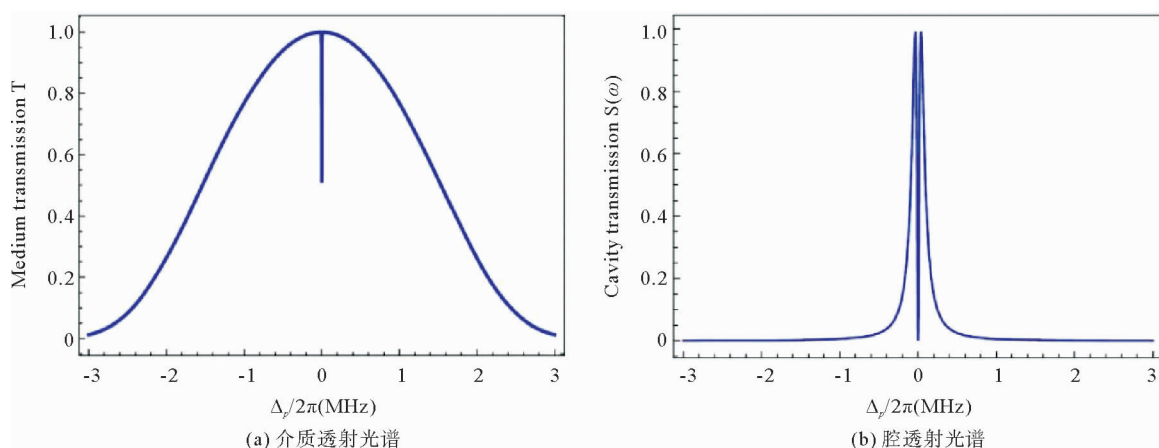
图3 有无腔耦合作用时最小可探测的 EIT 光谱^[8]

Fig. 3 Minimum detectable EIT spectrum with or without cavity

2 双 EIT 系统光谱强度和频率感知微波电场方案

以前的微波电场测量大多数基于单暗态的 EIT 效应,未见到研究双暗态 EIT 效应对微波测量的影响。课题组提出了一种用双 EIT 系统光谱强度和频率感知微波电场的方案^[9]。在级联型单 EIT 系统基础上,增加一个辅助跃迁,即用另一控制光耦合基态塞曼子能级与亚稳态跃迁,形成倒 Y 型的五能级双 EIT 系统。与前一部分相似,采用密度矩阵方法可以得到稳态时介质的极化率,进而得到介质透射光谱。研究发现:没有辅助跃迁时,四能级系统的光谱结构与前面一致;考虑辅助跃迁后,透射谱呈现三峰结构,原 EIT 窗口中出现电磁诱导吸收峰(electromagnetically induced absorption, EIA);当微波场作用后, EIA 峰发生分裂,形成两个窄的 EIA 峰。这源于辅助跃迁对原 EIT 系统的微扰作用。

有意思的是 EIA 峰的频率分裂间距随微波场强线性变化,可以用于测量微波电场强度。而且当探测场与驱动辅助跃迁的控制场同向传播时,发现光谱的多普勒频移明显,虽然原子 EIA 光谱产生红移和蓝移,但是频移后的吸收谱在两个频率位置处发生干涉相长,大大增强了 EIA 谱强度。特别是当微波场比较弱时,传统的 EIT 方案中,透射峰重叠不利于读出弱微波信号强度,如图 4(a)所示;而多普勒效应增强的 EIA 谱峰值强度随微波信号线性变化,可以用于测量弱微波电场强度,如图 4(b)所示。数值结果显示:不考虑多普勒效应时 EIA 光谱的峰值由 $\Omega_m = 0.01\Gamma$ 时的 3×10^{-3} MHz 增强到 $\Omega_m = 0.1\Gamma$ 时的 5×10^{-3} MHz;多普勒平均后, EIA 峰值由 $\Omega_m = 0.01\Gamma$ 时的 0.05 MHz 变化到 $\Omega_m = 0.1\Gamma$ 时的 0.075 MHz,所以可以用 EIA 光谱强度测量弱微波信号电场分量。

进一步研究以上基于 EIA 频率和强度的线性测量关系。图 5(b) 表示相对较强微波电场的 EIA 峰值和微波电场强度之间的线性关系;图 5(c)和 5(d)表示弱微波电场中无多普勒效应和有多普勒效应时 EIA 峰值与微波电场强度之间关系。从图 5 中可以看出,对较强的微波电场而言,EIA 光谱的中心峰-峰频率间距 Δf 与微波电场强度成线性关系,即探测灵敏度与斜率成正比。数值模拟计算表明,单暗态时的曲线斜率约为 0.23,而双暗态时的曲线斜率约为 2.4,即双暗态系统的探测灵敏度比单暗态系统提高近 7 倍。当考虑多普勒效应时,强 EIA 光谱的峰值与微波电场强度成线性关系,这种强度读出方法将探测灵敏度提高了大约 10 倍。对弱微波电场测量而言,强度读出方法比频率读出方法表现出更高的探测灵敏度。

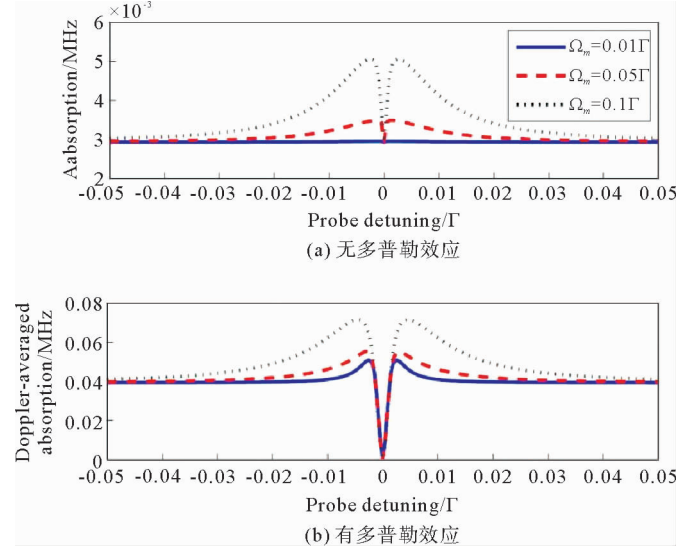
图 4 弱微波电场的频率和强度读出^[9]

Fig. 4 Frequency and intensity readouts of weak MW field

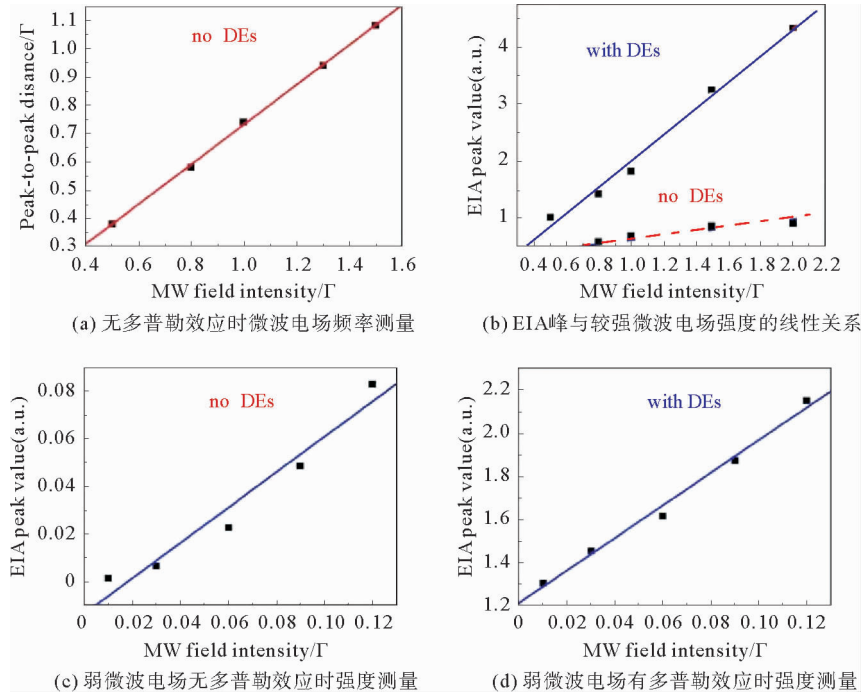
图 5 微波电场中频率与强度读出^[9]

Fig. 5 Frequency and intensity readouts of MW field

3 双 EIT 系统色散测量微波电场方案

以前大多数测量微波电场的方法利用 EIT 透射光谱,即利用 EIT 透射谱峰-峰频率间距反映微波场强度变化。进一步的研究发现色散对透射脉冲影响很大,2015 年,Fan 等^[10]实验证实了可以利用三棱镜的气室色散测量微波电场强度。棱镜型气室原子介质 EIT 窗口处的色散特性,使得透射光束在空间偏转。不同微波场引起 EIT 窗口处的色散不同,得到的透射光偏转角度不同,于是光谱角色散就可以显示出微波电场

的微小变化。色散读出法在研究里德堡原子引起的色散非线性^[11]以及利用频域干涉测量技术测量探测光束的振幅和相移^[12-13]等方面都有较好的应用,且该方法具有高信噪比的特点,已经广泛地应用于非线性相移、电子态和光子相关等测量中。

本研究提出一种利用双 EIT 增强的色散^[14]测量微波电场的方案。五能级里德堡原子属于双 EIT 系统,两个暗态之间的干涉效应会显著提高 EIT 窗口处的色散,而大的色散会引起透射脉冲的相移变大,这样通过光谱相位检验方法就可以读出微波场强的大小。色散方案基于相位探测,表现出较高的测量灵敏性。

首先,分析室温下原子多普勒效应引起的色散谱频移,色散曲线出现蓝移或红移,但是所有的曲线都在中心频率处表现出正常色散,故此处发生相长干涉,色散大幅增强。图 6 比较了有多普勒效应和无多普勒效应时的色散情况。从图 6(a)中可以看出无多普勒效应时,介质极化率在共振频率处变化缓慢(见图 6(a)中虚线),色散比较小,约为 0.001。在多普勒平均后,介质极化率的实部变得陡峭(见图 6(a)中实线),色散增加到 0.015,振幅大约是不考虑多普勒效应时的 10 倍。

其次,分析微波场强对介质色散的影响,进而影响探测脉冲的相移。探测光场通过介质后,引起的相移 Φ 与 $n(\omega/c)L$ 成正比,即 $\Phi \sim n(\omega/c)L \sim kL \text{Re}[\chi]/2$,其中, n 是介质折射率, ω 是入射波长, c 是光速, L 是介质长度。根据文献[15]中介质极化率 χ 和介质折射率 n 的关系,进一步得到相移表达式为:

$$\Phi \sim \mathcal{N} \text{Re}[\chi] L, \quad (7)$$

式中, $\mathcal{N} = 2\omega n_0 |\mu_{31}|^2 / (\epsilon_0 \hbar c)$, n_0 是粒子数密度, μ_{31} 是微波电场对应能级的跃迁电偶极矩, ϵ_0 是真空介电常数, \hbar 是约化普朗克常数, $\text{Re}[\chi]$ 是介质极化率实部。图 7(a)和 7(b)表示无多普勒效应和有多普勒效应时,介质极化率的实部会随微波场强的增大而增大。在相同条件下,多普勒平均后极化率的实部比无多普勒效应时大一个数量级。可以根据(7)式得到相移的探测灵敏度 $d\Phi/d\Omega_m = 1.28 \mu\text{radHz}^{-1}$,其对应 $2 \mu\text{Vcm}^{-1}$,传统方法的探测灵敏度大约是 $30 \mu\text{Vcm}^{-1}$,相比之下色散法可以将探测灵敏度提高大约 10 倍。

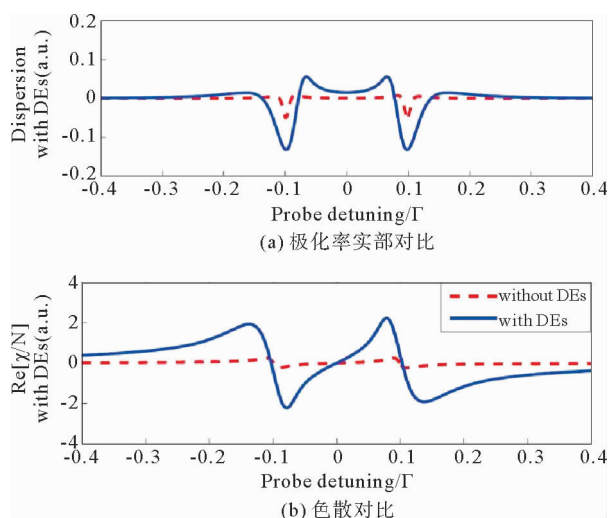


图 6 有无多普勒效应时磁化系数实部和色散对比^[14]

Fig. 6 Comparison of real parts of susceptibilities and their dispersions with or without Doppler effect

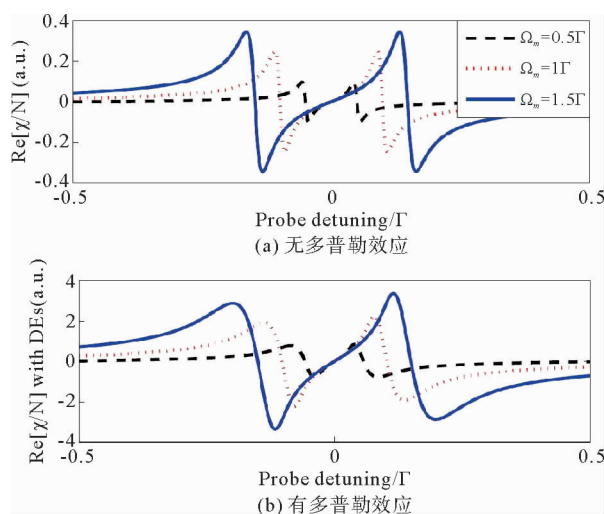


图 7 不同微波场强下色散变化^[14]

Fig. 7 Dispersion changes with different MW field strengths

4 基于 EIT 的微波电场非线性测量方案

传统的里德堡原子测量微波电场的研究通常是在单暗态系统中进行,且一般在线性范围内讨论,本课题组提出了基于里德堡原子双 EIT 的非线性测量微波电场方案^[16]。如图 8 所示,采用五能级系统,通过引入辅助基态跃迁,形成双 EIT 系统,进而导致系统暗态分裂形成双暗态系统。两个 EIT 子系统之间的干涉会导致较大的非线性吸收,非线性吸收谱的峰-峰频率间距 Δf 与微波电场强度成线性关系,可以用来感知微波电场强度。非线性吸收谱呈四峰结构,重点讨论两个中心峰。图 9 对比了线性吸收谱和非线性吸收谱的情

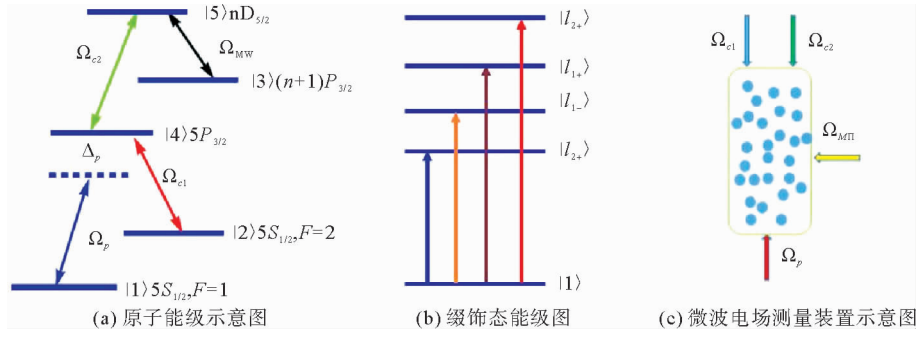
图 8 里德堡原子五能级双暗态系统^[16]

Fig. 8 Five-level double-state system in Rydberg atoms

况。发现:与线性吸收谱相比,非线性吸收谱的峰值增加了约两个数量级,而且谱线宽度大大缩小,比线性吸收谱的线宽大约窄了一个数量级。大峰值、窄线宽的吸收谱更适于实验中测量微波信号。同时,发现改变两个控制场的大小比值,会改变线性吸收谱和非线性吸收谱的峰-峰间距,当增加 Ω_{c1}/Ω_{c2} 时,两个中心峰的峰-峰频率间距变宽。由于峰-峰频率间距决定了最小可探测微波电场,所以当增加两个耦合场的比率时,可探测的最小微波电场变小。这样通过调节两个控制场的强度比值,可以调节最小可探测微波场强。

借助缀饰态理论^[17]很好地解释了上述结果的物理机制。如图 8(b) 表示双暗态系统的缀饰态结构,在两个控制场(ω_{c1}, ω_{c2})和微波电场(ω_m)的耦合下,系统产生了四个新的本征态:

$$\begin{aligned}
 |I_{2+}\rangle &= \frac{(4\lambda_1^2 - \Omega_m^2)\Omega_{c1}a_1}{4\lambda_1^2\Omega_{c2}}|2\rangle + \frac{a_1\Omega_m}{2\lambda_1}|3\rangle + \frac{(4\lambda_1^2 - \Omega_m^2)a_1}{2\lambda_1\Omega_{c2}}|4\rangle + a_1|5\rangle, \\
 |I_{1+}\rangle &= \frac{(4\lambda_2^2 - \Omega_m^2)\Omega_{c1}a_2}{4\lambda_2^2\Omega_{c2}}|2\rangle + \frac{a_2\Omega_m}{2\lambda_2}|3\rangle + \frac{(4\lambda_2^2 - \Omega_m^2)a_2}{2\lambda_2\Omega_{c2}}|4\rangle + a_2|5\rangle, \\
 |I_{1-}\rangle &= \frac{(4\lambda_2^2 - \Omega_m^2)\Omega_{c1}a_2}{4\lambda_2^2\Omega_{c2}}|2\rangle - \frac{a_2\Omega_m}{2\lambda_2}|3\rangle - \frac{(4\lambda_2^2 - \Omega_m^2)a_2}{2\lambda_2\Omega_{c2}}|4\rangle + a_2|5\rangle, \\
 |I_{2-}\rangle &= \frac{(4\lambda_1^2 - \Omega_m^2)\Omega_{c1}a_1}{4\lambda_1^2\Omega_{c2}}|2\rangle - \frac{a_1\Omega_m}{2\lambda_1}|3\rangle - \frac{(4\lambda_1^2 - \Omega_m^2)a_1}{2\lambda_1\Omega_{c2}}|4\rangle + a_1|5\rangle.
 \end{aligned} \quad (8)$$

对应的本征能量为 $\epsilon_{1+} = -\epsilon_{1-} = \hbar\lambda_1$ 、 $\epsilon_{2+} = -\epsilon_{2-} = \hbar\lambda_2$ 。当探测场耦合基态至四个新本征态的跃迁时,其透射光谱呈现四个吸收峰,其中两侧的峰取决于 $\epsilon_{2\pm}$,两个中心峰取决于 $\epsilon_{1\pm}$ 。两个控制场强度相同时,两中心峰的峰-峰间距 $2\pi\Delta f$ 取决于 $\epsilon_{1+} - \epsilon_{1-} = \sqrt{2}\hbar\Omega_m/2$,这就从理论上解释了 $2\pi\Delta f$ 与 Ω_m 满足线性关系,且关系式中的系数也与数值结果吻合的很好。两个控制场强度不同时,两中心峰的峰-峰频率间距取决于 $\epsilon_{1+} - \epsilon_{1-} = \hbar\sqrt{1/(1+\Omega_{c2}^2/\Omega_{c1}^2)}$,可见中心峰的峰-峰频率间距会随着 Ω_{c1}/Ω_{c2} 的增大而增大,当 $\Omega_{c1}/\Omega_{c2} = 5$ 时, $2\pi\Delta f/\Omega_m$ 出现最大斜率,这反映了该方案所能探测的最小微波电场。进一步研究 $\Omega_{c1} = 0$ 时的情况,此时五能级双暗态系统会退化成普通的单暗态系统,两个中心峰演化成一个峰,这与单暗态系统的数值结果相一致。在弱微波电场($\Omega_m \ll \Omega_{c1}, \Omega_{c2}$)极限下,缀饰态 $|I_{1+}\rangle$ 和 $|I_{1-}\rangle$ 与裸态 $|3\rangle$ 相一致,五能级系统变为一个倒 Y 型系统,由于双光子相消干涉,两中心峰消失^[18],这也与数值结果一致。微波电场的非线性测量具有高峰值

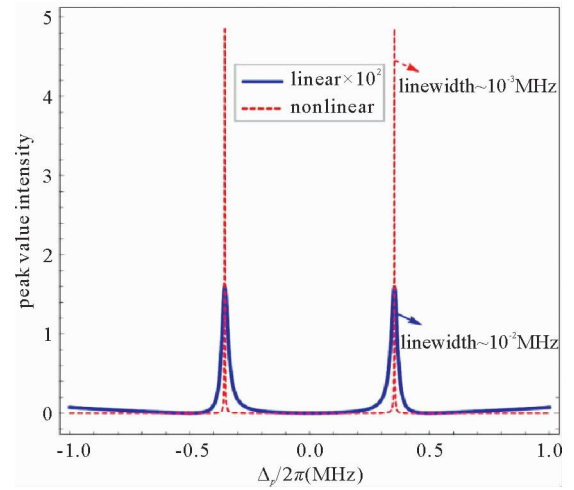
图 9 相同参数下线性吸收谱与非线性吸收谱对比^[16]

Fig. 9 Comparison of linearity and nonlinearity under the same parameters

和可调谐性,这些特点有助于设计新型微波传感器。

5 结论

本研究分析了里德堡原子微波电场计的测量原理,介绍了课题组近年的研究结果,从基于腔内单 EIT 方案到双 EIT 的测量方案,发现双 EIT 强度和频率测量可以适用于不同强度微波场测量;从基于 EIT 透射谱的测量到色散测量方案,发现色散法测量可以大幅提高信噪比;从以前基于 EIT 线性透射谱测量到基于双 EIT 的非线性测量,发现双 EIT 在压窄线宽上的明显优势。通过研究工作的整理和对比发现了提高微波电场测量精度的一些规律,用腔增强、暗态相互作用、高信噪比色散测量和超窄非线性光谱等方法丰富和发展了微波测量方案。研究工作对后续设计新型微波检测器件提供了更多参考。

参考文献:

- [1] KITCHING J, KNAPPE S, DONLEY E A. Atomic sensors: A review[J]. *Sensors Journal IEEE*, 2011, 11(9): 1749-1758.
- [2] FLEISCHHAUER M, IMAMOGLU A, MARANGOS J P. Electromagnetically induced transparency: Optics in coherent media[J]. *Review of Modern Physics*, 2005, 77(2): 633-673.
- [3] SEDLACEK J A, SCHWETTMANN A, KUBLER H, et al. Microwave electrometry with Rydberg atoms in a vapour cell using bright atomic resonances[J]. *Nature Physics*, 2012, 8(11): 819-824.
- [4] HOLLOWAY C, GORDON J, SCHWARZKOPF A, et al. Sub-wavelength imaging and field mapping via electromagnetically induced transparency and Autler-Townes splitting in Rydberg atoms[J]. *Applied Physics Letter*, 2014, 104(24): 244102.
- [5] FAN H, KUMAR S, SHENG J, et al. Effect of vapor-cell geometry on Rydberg-atom-based measurements of radiofrequency electric fields[J]. *Physical Review Applied*, 2015, 4(4): 044015.
- [6] SIMONS M, GORDON J, HOLLOWAY C, et al. Using frequency detuning to improve the sensitivity of electric field measurements via electromagnetically induced transparency and Autler-Townes splitting in Rydberg atoms[J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 108(17): 174101.
- [7] FACON A, DIETSCH E K, GROSSO D, et al. A sensitive electrometer based on a Rydberg atom in a Schrödinger-cat state[J]. *Nature*, 2016, 535: 262-265.
- [8] PENG Y, WANG J, YANG A, et al. Cavity-enhanced microwave electric field measurement using Rydberg atoms[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2018, 35(9): 2272-2277.
- [9] PENG Y, ZHANG Z, WANG X, et al. Frequency and intensity readouts of micro-wave electric field using Rydberg atoms with Doppler effects[J]. *Optical and Quantum Electronics*, 2018, 50(8): 1-10.
- [10] FAN H Q, KUMAR S, KUBLER H. Dispersive ratio frequency electrometry using Rydberg atoms in a prism-shaped atomic vapor cell[J]. *Journal of Physics B*, 2016, 49(10): 104004.
- [11] PARIGI V, BIMBARD E, STAOJEVIC J, et al. Observation and measurement of interaction-induced dispersive optical nonlinearities in an ensemble of cold Rydberg atoms[J]. *Physical Review Letter*, 2012, 109: 233602.
- [12] FEIZPOUR A, HALLAJI M, DMOCHOWSKI G, et al. Observation of the nonlinear phase shift due to single post-selected photons[J]. *Nature Physics*, 2015, 11(11): 905-909.
- [13] WESTERGAARD P, CHRISTENSEN B, TIERI D, et al. Observation of motion-dependent nonlinear dispersion with narrow-linewidth atoms in an optical cavity[J]. *Physical Review Letter*, 2015, 114(9): 093002.
- [14] YANG A, PENG Y, XU Y, et al. Dispersion readout of micro-wave electric field using double-dark-state Rydberg atoms[J]. *Laser Physics*, 2019, 29: 045201.
- [15] LUKIN M D, FLEISCHHAUER M, SCULLY M O, et al. Intracavity electromagnetically induced transparency[J]. *Optics Letters*, 1998, 23(4): 295-297.
- [16] PENG Y D, ZHANG Z J, WANG J L, et al. Tunable nonlinear measurement of microwave electric fields with a dressed-state analysis[J]. *The European Physical Journal D*, 2019, 73: 1-8.
- [17] LUKIN M D, YELIN S F, FLEISCHHAUER M, et al. Quantum interference effects induced by interacting dark resonances[J]. *Physical Review A*, 1999, 60(4): 3225-3228.
- [18] YAN M, RICHKEY E G, ZHU Y. Observation of absorptive photon switching by quantum interference[J]. *Physical Review A*, 2001, 64(4): 043807.

(责任编辑:刘西奎)