

基于冷里德堡原子电磁感应透明的微波电场测量*

周飞¹⁾ 贾凤东^{1)†} 刘修彬¹⁾ 张剑²⁾ 谢锋^{2)‡} 钟志萍¹⁾³⁾

1) (中国科学院大学物理科学学院, 北京 100049)

2) (清华大学核能与新能源技术研究院, 先进核能技术协同创新中心, 先进反应堆工程与安全教育部重点实验室, 北京 100084)

3) (中国科学院大学, 中国科学院拓扑量子计算卓越中心, 北京 100190)

(2022年10月28日收到; 2022年11月18日收到修改稿)

在磁光阱中利用冷原子温度低, 多普勒展宽小的优势获得了窄线宽的里德堡电磁感应透明 (EIT) 谱峰, 结合 Autler-Townes 分裂效应 (EIT-AT 分裂) 分别测量了多个频率的微波电场强度. 结果显示, EIT-AT 分裂间距与微波电场强度呈很好的线性关系, EIT-AT 分裂方法可测量的微波电场强度线性区的下限可达 $222 \mu\text{V}/\text{cm}$, 这个下限比传统热原子蒸汽池中 EIT-AT 分裂线性区的下限 $5 \text{ mV}/\text{cm}$ 提高了大约 22 倍, 这对极弱微波电场的绝对校准非常有帮助. 我们进一步利用 EIT 共振处探测光透过率的变化测量微波电场强度, 对应的最小测量值可以小于 $1 \mu\text{V}/\text{cm}$, 相应的灵敏度可达到 $1 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. 这些结果展示了冷原子样品在微波电场测量及其绝对校准方面的优势.

关键词: 微波电场传感器, 里德堡原子, 电磁感应透明**PACS:** 52.70.Gw, 07.57.Kp, 42.50.-p**DOI:** 10.7498/aps.72.20222059

1 引言

微波电场的精密测量不仅在原子与微波相互作用、微波操控原子等基础研究中非常重要, 同时在无线通讯等实际应用中也扮演着关键角色^[1-10]. 由于里德堡原子对微波电场十分敏感, 非常适合用于测量微波电场. 2012年人们提出里德堡原子可以作为微波电场传感器^[11], 随后基于里德堡原子的微波电场传感器得到了快速发展^[12-35], 它同时利用了里德堡原子对外场尤其是微波电场敏感的特性 and 电磁感应透明 (EIT) 干涉效应对原子能级的灵敏依赖. 具体地, 电磁感应透明是一种量子干涉现象, 当有耦合光存在的时候, 探测光吸收峰的中间会出现一个超窄的透明峰, 这个透明峰的位置

对原子能级特别敏感, 同时这个透明峰的线宽非常窄, 非常有利于精密测量. 而当共振微波作用于两个里德堡能级之间的时候, 会使相应的里德堡能级发生 Autler-Townes (EIT-AT 分裂) 分裂. AT 分裂的间隔正比于微波电场强度, 此时光谱呈现为两个 EIT 透明峰, 称之为 EIT-AT 分裂. 在微波与原子能级共振和弱场近似下, EIT-AT 分裂的间隔 Δf 和微波拉比频率 Ω_{RF} 呈线性关系:

$$\Omega_{\text{RF}} = 2\pi \times D\Delta f, \quad (1)$$

其中扫描耦合光频率时 $D = 1$, 扫描探测光频率时 $D = \lambda_{\text{p}}/\lambda_{\text{c}}$ 是探测光波长 λ_{p} 和耦光波长 λ_{c} 的波矢不匹配造成的多普勒失配, 称为多普勒失配因子^[21]. 人们通过测量分裂的谱峰间隔, 就能精确测量出微波电场的强度^[36]. 由于使用 EIT-AT 分裂的测量

* 北京市自然科学基金 (批准号: 1212014)、中国科学院重点研究计划 (批准号: XDPB08-3) 和中央高校基本科研业务费专项资金和国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0304900, 2017YFA0402300) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: fdjia@ucas.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: fxie@tsinghua.edu.cn

方法是对光谱频率的测量,在做到非常精确的同时还可以直接追溯到物理学常数,具有自校准优势,因此对它的研究非常有意义。

目前大多数里德堡原子微波电场传感器的研究使用的都是原子蒸汽池中的热原子系统^[15],这是因为它具有光路简单,体积小,易集成等优势.2017年 Holloway 等^[36]在原子蒸汽池中,利用 EIT-AT 分裂效应测量了频率分别为 17.04, 93.71 和 104.77 GHz 的微波电场的强度以及亚波长的空间分辨能力^[37,38],展示了里德堡原子微波电场传感器相较于传统的微波天线的优势.但热原子的缺点也十分明显,比如由于热原子的残余多普勒效应造成的 EIT 线宽大,大约在几 MHz 左右,当微波电场引起的 EIT-AT 分裂谱峰间隔小于 EIT 线宽时,EIT-AT 分裂方法就不再适用,从而限制了 EIT-AT 分裂线性区的下限.尽管人们基于热原子开发了各种技术来扩展 EIT-AT 分裂的测量区间,比如微波频率失谐法^[39],微波幅度调制法^[40],辅助微波电场法^[15,41].但 EIT-AT 分裂间距测量微波电场强度线性区的下限仍然受到 EIT 线宽的限制。

这些问题可以利用冷原子得到很好的解决,这是因为冷原子温度低,多普勒展宽小,从而里德堡 EIT 的线宽窄.我们基于四能级模型结合不同温度下原子的速度分布,详细计算了由于双光子波矢不匹配造成的残余多普勒展宽与原子温度的关系,结果展示室温 300 K 时,在波长为 780 nm 的探测光和波长为 480 nm 的耦合光的双光子作用下,⁸⁷Rb 的里德堡 EIT 线宽约为 7.5 MHz,而在保持探测光和耦合光的拉比频率等其他条件不变的情况下只改变原子样品温度到 10 μ K,里德堡 EIT 线宽就会降到 600 kHz^[42].华南师范大学在冷原子实验中发现当原子温度降低到 100 μ K 时,电磁感应吸收 (EIA) 的线宽就可以降低到 400 kHz^[43].另外,在冷原子系统中,可以将冷原子激发到单一的量子态,这样更加适合把实验结果与理论计算进行对比.因此和热原子样品相比,尽管获取冷原子样品的成本比较大,但冷原子样品仍是研究里德堡原子微波电场传感器的一个理想选择^[43-45].华南师范大学利用 EIA 展示了使用 EIA-AT 分裂测量微波电场强度的线性区下限为 100 μ V/cm,利用 EIA 的探测光透过率表征的最小微波电场强度是 21.6 μ V/cm^[43].目前还未见详细介绍在冷原子中

使用 EIT-AT 分裂法测量微波电场的报道。

本文利用冷原子温度低,多普勒展宽小的优势获得了窄线宽的 EIT 谱峰,结合 EIT-AT 分裂效应分别测量了多个频率点的微波电场强度,详细研究了在冷原子中使用 EIT-AT 分裂线性区测量的微波电场强度的下限,以及使用探测光透过率测量的微波电场强度的下限。

2 实验装置和方法

首先介绍实验装置和冷原子样品的制备过程.如图 1 所示,使用 2D⁺ 磁光阱 (MOT) 来制备冷⁸⁷Rb 原子样品.具体地,2D⁺ MOT 由一对方形的梯度磁场线圈、三对 MOT 冷却光/再泵浦光和一个超高真空的玻璃腔组成,从超高真空背景中捕获原子并形成一条长条形的冷原子云.一对亥姆霍兹线圈提供一个与冷原子云长轴方向平行的均匀弱磁场,作为量子化轴.探测光和耦合光相对传输通过冷原子云,并被调整到与冷原子云长轴重合,实验中利用 1/4 波片将探测光的偏振调节为 σ^+ ,将耦合光的偏振调节为 σ^- .微波天线被放置在垂直于冷原子云长轴的方向,并和冷原子云在同一水平线上.微波天线和冷原子云的距离足够远以保证远场入射的条件.为了防止实验平台上的其他元件反射微波对实验造成干扰,我们在微波的入射方向上放置了一些吸收微波的材料,在图中没有画出。

制备冷原子样品的过程如图 2 所示:首先利用 MOT 从真空背景中捕获足够数量的冷原子,然后利用偏振梯度冷却 (PGC) 进一步降低冷原子的温度,再用光泵过程将原子泵浦到特定的量子态 $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$.具体流程和实验参数如下:实验开始时同时打开 MOT 磁场,冷却光和再泵浦光,这个阶段维持 6 s,可以装载 10^8 个冷原子,冷原子温度大约是 150 μ K.然后关闭 MOT 磁场,等到 MOT 磁场完全变为零后,将冷却光的失谐量从 -12 MHz 变成 -30 MHz 开始 PGC 过程,PGC 持续 2 ms,使冷原子样品的温度进一步降低到 16 μ K. PGC 结束后,在 1 ms 内缓慢打开强度为 4G 的量子化轴磁场并一直维持到实验结束.等量子化轴磁场稳定后,利用 $5S_{1/2}, F = 2$ 到 $5P_{3/2}, F = 2$ 的共振光将所有原子泵浦到 $5S_{1/2}, F = 2, m_F = 2$ 态,至此就完成了冷原子样品的制备.实验中通过改变冷原子自由飞行 (tof) 的时间和光泵过程中再泵浦

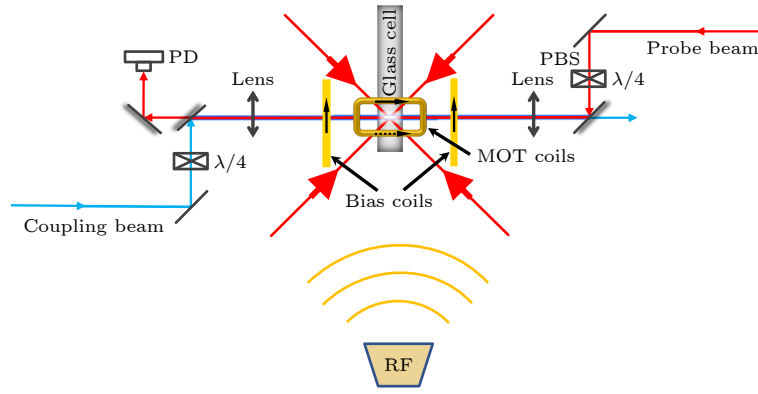


图 1 冷原子里德堡 EIT 的实验装置示意图. 一对方形梯度磁场线圈和三对 MOT 冷却光/再泵浦光将原子囚禁成一个长条形的冷原子云. 一对亥姆霍兹线圈 (Bias 线圈) 提供一个与冷原子云长轴方向平行的均匀弱磁场, 作为量子化轴. 探测光和耦合光相对传输, 并调整到与冷原子云长轴重合, 实验中利用 1/4 波片将探测光和耦合光的偏振分别调节为 σ^+ 和 σ^- .

Fig. 1. Scheme of the cold Atom Rydberg EIT-AT experiments. A pair of square gradient magnetic field coils and three pairs of MOT light are used to cool and trap a cigar-shaped atom cloud. The Bias coil is used to provide a uniform weak magnetic field parallel to the long axis of the elongated cold atom cloud as the quantization axis. In the experiment, a 1/4 wave plate is used to change the polarization of the probe laser and coupling laser into σ^+ and σ^- .

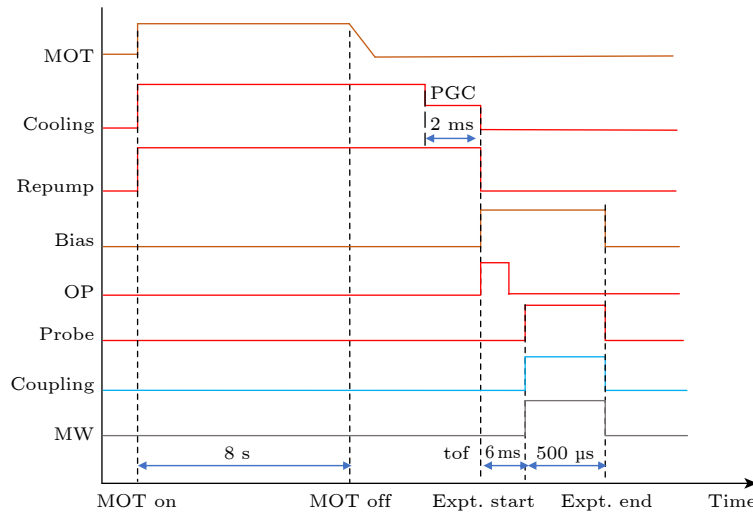


图 2 冷原子样品制备的时序图及 EIT-AT 的实验过程

Fig. 2. Time schedule of preparation of cold atomic sample and procedure of EIT-AT experiments.

光的强度来控制冷原子云的尺寸和密度. 典型的实验参数是 tof 时间 8 ms, 此时处在量子态 $5S_{1/2}$, $F = 2$, $m_F = 2$ 的冷原子数大约是 5×10^7 , 冷原子在轴向上的半径大约是 3 mm, 温度在 16 μK , 光学厚度 (optical depth, OD) 大约在 3 左右.

下面介绍实现里德堡 EIT 的探测光和耦合光系统. 在得到确定量子态的冷原子样品后, 同时打开探测光和耦合光, 探测光和耦合光对应的能级跃迁如图 3 所示. 探测光的典型功率和光斑直径分别是 500 nW 和 100 μm , 耦合光的典型功率和光斑直径分别是 60 mW 和 300 μm . 其中探测光和耦合光利用塞曼调制锁频在原子能级上 [46], 然后可

以利用声光调制器进行频率扫描. 具体的, 我们将耦合光的频率锁定在能级 $5P_{3/2}$, $F = 3$ 到 $nD_{5/2}$, $F = 4$ 的跃迁共振频率, 然后将探测光的频率在能级 $5S_{1/2}$, $F = 2$ 到 $5P_{3/2}$, $F = 3$ 的跃迁共振频率附近扫描得到冷里德堡 EIT 光谱.

本节的最后介绍实验用的微波系统. 微波由信号源 (HP8340B) 产生, 通过微波天线传输到冷原子云. 微波电场的频率被设置为与能级 $nD_{5/2}$, $F = 3$ 到 $(n+1)P_{3/2}$, $F = 3$ 的跃迁频率共振, 且微波电场是线偏振的. 通过施加微波电场, 可以得到 EIT-AT 分裂光谱, 并通过光谱测量微波电场强度.

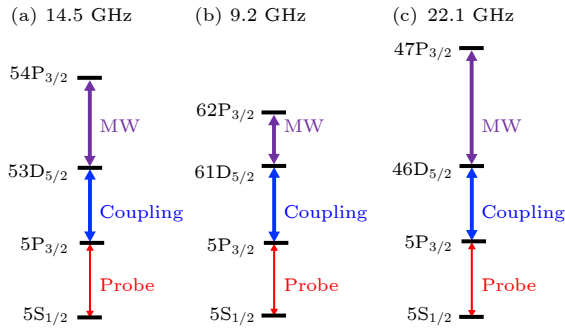


图 3 本文进行微波测量所用到的能级图 (a) 微波频率为 14.2 GHz 时的能级图 (b) 微波频率为 9.2 GHz 时的能级图 (c) 微波频率为 22.1 GHz 时的能级图

Fig. 3. Atomic energy level schemes of microwave measurements: (a) Atomic energy level scheme for microwave frequency at 14.2 GHz; (b) atomic energy level scheme of for microwave frequency at 9.2 GHz; (c) atomic energy level scheme of for microwave frequency at 22.1 GHz.

3 实验结果及讨论

首先介绍和展示冷原子里德堡 EIT 和 EIT-AT 分裂的光谱. 当在冷原子云中施加相对传输的探测光和耦合光时, 冷原子吸收峰的中间出现了一个超窄的透明峰. 我们通过数据拟合, 得到冷原子吸收峰的线宽约是 10 MHz, 相应的 EIT 线宽是 460 KHz. 在施加频率为 14.2 GHz 共振微波电场之后, 得到了如图 4 所示的 EIT-AT 分裂光谱, 原来的一个 EIT 透明峰分裂为两个. 从图 4 中可以看出, 当微波电场强度小到一定值时, 就无法从光谱上看出 EIT-AT 分裂, 如图 4 中的黄色曲线所示. 这是因为当微波电场强度较小, 它所引起的 EIT-AT 分裂峰的间隔小于 EIT 峰的线宽, 从而无法从 EIT 峰中分辨出 EIT-AT 分裂峰. 随着微波电场强度的增强, EIT-AT 分裂峰的间隔变大, 相应的透明峰的高度也有所下降. 当微波电场强度增大到一定程度时, EIT-AT 分裂峰就超出了冷原子吸收峰的范围, 从而无法被观测到, 如图 4 中黑色曲线所示.

下面重点讨论利用冷原子和热原子 EIT-AT 分裂测量频率为 14.2 GHz 微波电场强度的比较. 图 5 展示了在冷原子样品和热原子样品中使用 EIT-AT 分裂的方法测量微波电场强度的区别. 红色的圆点是热原子中的实验数据, 此时里德堡 EIT 的线宽是 7 MHz^[15]. 可以看出在微波电场强度大于 5 mV/cm 时, EIT-AT 分裂间距和微波电场强度呈线性关系. 当微波电场强度小于 5 mV/cm 时, EIT-AT 分裂间距和微波电场强度的线性关系

被打破, 这表示此时在热原子中用 EIT-AT 分裂的方法测量微波电场强度会有很大的偏差. 图 5 中的蓝色的方框是冷原子中的测量结果, 冷原子中德堡 EIT 的线宽典型值是 460 kHz. 结果展示在微波电场强度小于 3.5 mV/cm 时, EIT-AT 分裂间距和微波电场强度依然保持很好的线性关系, 具体的线性区的下限可到 $(222 \pm 35) \mu\text{V}/\text{cm}$, 比在热原子中减小了约 22 倍. 这跟冷原子中 EIT 线宽比热原子中小 15 倍基本是一致的. 这表明, 受益于冷原子中残余多普勒效应小, 从而 EIT 线宽更窄的特点, 冷原子系统在 EIT-AT 分裂法测量弱微波电场强度的实验中更有优势.

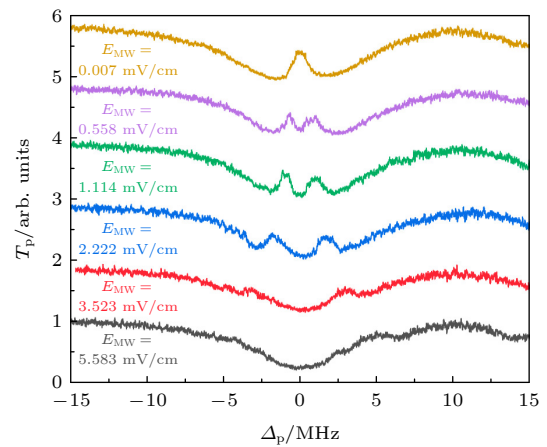


图 4 冷原子中典型的 EIT-AT 分裂光谱. 图中的黄色、紫色、绿色、蓝色、红色和黑色曲线自上而下分别代表微波电场强度为 0.007, 0.558, 1.114, 2.222, 3.523 和 5.583 mV/cm 时的测量结果. 冷原子实验中探测光的强度和光斑直径为 500 nW 和 100 μm , 耦合光强度和光斑直径为 60 mW 和 300 μm .

Fig. 4. Examples EIT-AT splitting spectra obtained in cold atoms with different microwave intensities. The yellow, purple, green, blue, red and black curves in the figure represent the measurement results when the microwave electric field intensity is 0.007, 0.558, 1.114, 2.222, 3.523 and 5.583 mV/cm, respectively. In the cold atom experiment, the power and diameter of the probe laser are 500 nW and 100 μm , respectively, the power and diameter of the coupling laser are 60 mW and 300 μm , respectively.

在冷原子样品中, 通过改变耦合光的波长, 选择不同主量子数的里德堡态分别测量了频率为 9.2 和 22.1 GHz 的微波. 具体地, 频率为 9.2 GHz 的微波电场对应共振能级是 $61D_{5/2}$ 到 $62P_{3/2}$, 所涉及到的能级和跃迁如图 3(b) 所示. 利用 EIT-AT 分裂测量电场强度的结果如图 6 所示. 图 6(a) 展示的是通过 EIT-AT 分裂方法得到的测量结果, 红

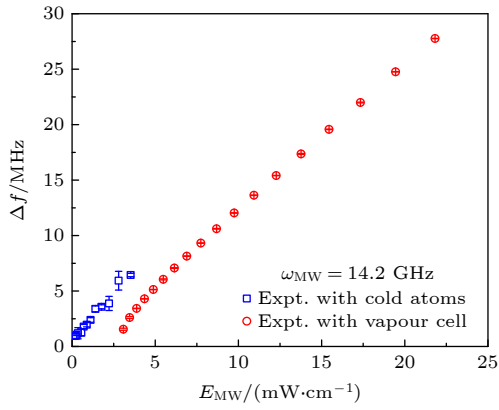


图5 微波频率为14.2 GHz时,冷原子和热原子EIT-AT分裂测量结果的比较.图中蓝色方框代表冷原子测量结果,红色圆圈代表热原子测量结果.具体实验参数如下:冷原子实验中探测光的强度和光斑直径分别为500 nW和100 μm ,耦合光强度和光斑直径分别为60 mW和300 μm .热原子实验中探测光的强度和光斑直径分别为60 μW 和800 μm ,耦合光强度和光斑直径分别为40 mW和900 μm .热原子实验数据来自^[15]

Fig. 5. Comparison of EIT-AT splitting measurements results in cold and thermal atoms samples at microwave frequency of 14.2 GHz. The blue boxes represent the results in cold atomic sample and the red circles represent the results in hot atomic sample. The experimental parameters are as follows: In the cold atom experiment, the power and diameter of the probe laser are 500 nW and 100 μm , the power and diameter of the coupling laser are 60 mW and 300 μm ; In the thermal atom experiment, the power and diameter of the probe laser are 60 μW and 800 μm , the power and diameter of the coupling laser are 40 mW and 900 μm . The data of the thermal atom experiment are taken from^[15].

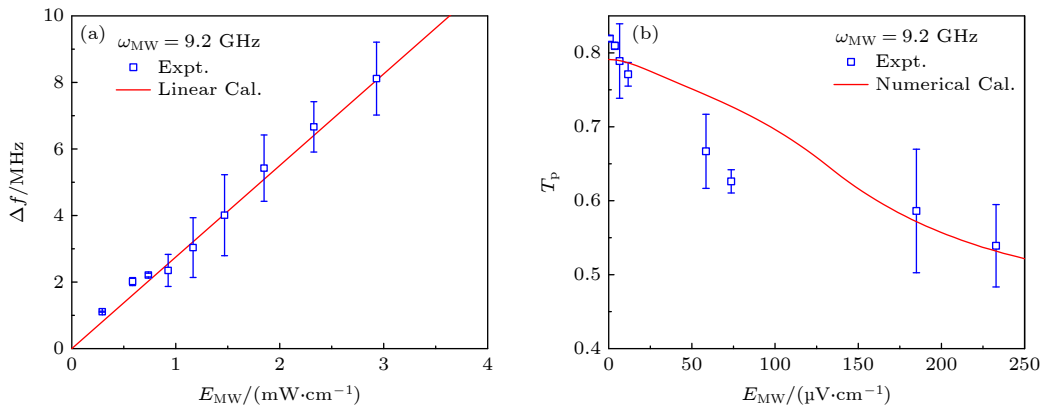


图6 9.2 GHz的微波测量结果 (a)通过EIT-AT分裂测量的结果,蓝色方框代表实验结果,测量线性区的下限可以到 (300 ± 30) $\mu\text{V}/\text{cm}$.红色实线代表线性公式(1)式的计算结果;(b)通过EIT透明峰的探测光透过率测量的结果,蓝色方框代表实验结果,红色实线代表四能级模型结合多普勒效应的数值计算结果^[42].测量下限可以到 (656 ± 60) nV/cm

Fig. 6. Microwave measurement results at 9.2 GHz by cold atoms: (a) Results measured by the EIT-AT splitting, the blue boxes represent the experimental results, the lower limit of the measurement linear region can achieve (300 ± 30) $\mu\text{V}/\text{cm}$. The solid red line represents the calculation results of Eq. (1). (b) The measured results of the transmittance of the probe laser of the EIT peak. The blue boxes represent the experimental results and the red solid line represents the numerical calculation results of the four-level model combined with the Doppler effect^[42]. The lower measurement limit can be achieved as (656 ± 60) nV/cm.

色实线代表四能级模型结合多普勒效应的数值计算结果^[42],蓝色方框代表实验测量结果.从图6(a)可以看到,实验数据和EIT-AT线性公式(1)式理论计算的结果符合得很好,即EIT-AT分裂间距和微波电场强度呈线性关系.通过EIT-AT分裂方法测量的微波电磁场强度的下限是 (293 ± 30) $\mu\text{V}/\text{cm}$.图6(b)展示的是通过EIT透明峰的探测光透过率变化来测量微波电磁场强度的结果,蓝色方框代表实验结果,红色实线代表四能级模型结合多普勒效应的数值计算结果^[42],可以看出在微波电场强度非常小时,探测光透过率和微波电场强度依然保持很好的单调关系,且实验数据和理论计算数据吻合的较好.具体的,通过分析EIT透明峰的探测光透过率变化可以表征的最小微波电场强度的下限可达 (656 ± 60) nV/cm.

选择 $46D_{5/2}$ 到 $47P_{3/2}$ 的里德堡跃迁来测量22.1 GHz的微波电场强度,所涉及到的能级和跃迁如图3(c)所示.利用EIT-AT分裂测量电场强度的结果如图7所示.图7(a)展示的是通过EIT-AT分裂方法得到的测量结果,红色实线代表四能级模型结合多普勒效应的数值计算结果^[42],蓝色方框代表实验测量结果.通过EIT-AT分裂方法能够测量的最小电场强度为 (312 ± 20) $\mu\text{V}/\text{cm}$.图7(b)展示的是通过EIT透明峰的透过率变化来测量微波电磁场强度的结果,蓝色方框代表实验结

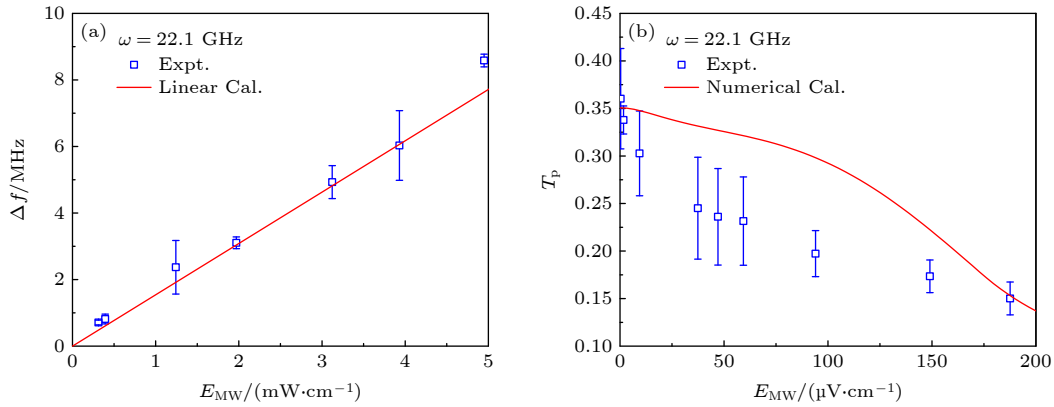


图 7 22.1 GHz 的微波测量结果 (a) 通过 EIT-AT 分裂测量的结果, 蓝色方框代表实验结果, 线性区的下限可以测到 $(312 \pm 20) \text{ μV}/\text{cm}$. 红色实线代表线性公式 (1) 的计算结果; (b) 通过探测光的透过率测量的结果, 蓝色方框代表实验结果, 红色实线代表四能级模型结合多普勒效应的数值计算结果, 测量的下限可以到 $(297 \pm 21) \text{ nV}/\text{cm}$, 相应的灵敏度可达到 $1 \text{ μV}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$

Fig. 7. Microwave measurement results at 22.1 GHz by cold atoms: (a) Results measured by the EIT-AT splitting, the blue boxes represent the experimental results, the lower limit of the measurement linear region can achieve $(312 \pm 20) \text{ μV}/\text{cm}$. The solid red line represents the calculation results of Eq. (1). (b) The measured results of the transmittance of the probe laser of the EIT transparency peak. The blue boxes represent the experimental results and the red solid line represents the numerical calculation results of the four-level model combined with the Doppler effect [42]. The lower measurement limit can be achieved $(297 \pm 21) \text{ nV}/\text{cm}$. The corresponding sensitivity can reach $1 \text{ μV}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$.

果, 红色实线代表四能级模型结合多普勒效应的数值计算结果 [42]. 通过分析 EIT 透明峰的探测光透过率变化可以表征的最小微波电场强度的下限可达 $(297 \pm 21) \text{ nV}/\text{cm}$, 相应的灵敏度可达到 $1 \text{ μV}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. 在此频率下 EIT 透明峰的探测光透过率能表征更弱的微波电场, 这是因为较低主量子数的里德堡 EIT 更稳定, 并且里德堡阻塞等效应的的影响更小. 简单分析如下, 我们的实验中在同样的探测光和耦合光拉比频率激发下里德堡原子的密度近乎相同, 而里德堡主量子数 n 越低偶极阻塞半径就越小, 里德堡原子之间的相互作用就更弱, 因此里德堡 EIT 就会更稳定, 进而可以表征更弱的微波电场强度. 但需要注意的是, 随着主量子数 n 的进一步降低, 相邻里德堡态跃迁的电偶极矩会越来越小, 这会导致整个体系对微波电场的灵敏度降低, 因此在实际应用中要全面衡量主量子数的选择.

4 结 论

我们在 $2D^+$ MOT 中, 获得了长条形冷 ^{87}Rb 原子云, 冷原子的具体参数为: OD 为 3、数量为 5×10^7 、温度为 16 μK . 利用冷原子温度低多普勒展宽小的优势获得了窄线宽的里德堡电磁感应透明 (EIT) 谱峰, 典型的 EIT 谱峰线宽是 460 kHz ,

相比于热原子体系中的 7 MHz , 压窄了 15 倍. 利用微波引起的 EIT-AT 分裂效应分别测量了频率为 14.1, 9.2 和 22.1 GHz 的微波电场强度, 结果显示, EIT-AT 分裂线性区下限可以测量的微波电场强度可以到 $(222 \pm 35) \text{ μV}/\text{cm}$, 比热原子中 EIT-AT 分裂线性区的下限 $5 \text{ mV}/\text{cm}$ 减小了大约 22 倍, 这对微波电场的绝对校准非常有帮助. 进一步利用 EIT 谱峰探测光透过率的变化可以测量强度小于 $1 \text{ μV}/\text{cm}$ 的微波电场. 这些结果展示了冷原子样品在微波电场测量和校准极弱微波电场强度等方面的优势.

感谢美国弗吉尼亚大学 Gallagher 教授, 山西大学张临杰教授、赵建明教授、焦月春博士, 华南师范大学颜辉教授、廖开宇博士的有益讨论.

参考文献

- [1] Song Z F, Liu H P, X C Liu, Zhang W F, Zou H Y, Zhang J, Qu J F 2019 *Opt. Express* **27** 8848
- [2] Wu B H, Chuang Y W, Chen Y H, Yu J C, Chang M S, Yu I A 2017 *Sci. Rep.* **7** 9726
- [3] Zhang L J, Jia Y, Jing M Y, Guo L P, Zhang H, Xiao L T, Jia S T 2019 *Laser Phys.* **29** 035701
- [4] Zhou J, Zhang C, Liu Q, You J, Zheng X, Cheng X, Jiang T 2020 *Nanophotonics* **9** 2797
- [5] Wang Q, Yu L, Gao H, Chu S, Peng W 2019 *Opt. Express* **27** 35012
- [6] Wei Z, Li X, Zhong N, Tan X, Zhang X, Liu H, Meng H,

- Liang R 2017 *Plasmonics* **12** 641
- [7] Bao S X, Zhang H, Zhou J, Zhang L J, Zhao J M, Xiao L T, Jia S T 2016 *Phys. Rev. A* **94** 043822
- [8] Zhang L J, Bao S X, Zhang H, Raithel G, Zhao J M, Xiao L T, Jia S T 2018 *Opt. Express* **26** 29931
- [9] Xue Y M, Hao L P, Jiao Y C, Han X X, Bai S Y, Zhao J M, Raithel G 2019 *Phys. Rev. A* **99** 053426
- [10] Cheng H, Wang H M, Zhang S S, Xin P P, Luo J, Liu H P 2017 *Opt. Express* **25** 33575
- [11] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kübler H, Low T R, Shaffer J P 2012 *Nat. Phys.* **8** 819
- [12] Pritchard J D, Maxwell D, Gauguet A, Weatherill K J, Jones M P A, Adams C S 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 193603
- [13] Fan H, Kumar S, Sedlacek J, Kübler H, Karimkashi S, Shaffer J P 2015 *J. Phys. B* **48** 202001
- [14] Artusio-Glimpse A B, Simons M T, Holloway C L, 2021 *Phys. Rev. A* **103** 023704
- [15] Jia F D, Liu X B, Mei J, Yu Y H, Zhang H Y, Lin Z Q, Dong H Y, Zhang J, Xie F, Zhong Z P 2021 *Phys. Rev. A* **103** 063113
- [16] Jing M, Hu Y, Ma J, Zhang H, Zhang L, Xiao L, Jia S 2020 *Nat. Phys.* **16** 911
- [17] Kominis K, Kornack T W, Allred J C, Romalis M V 2003 *Nature (London)* **422** 596
- [18] Huang W, Liang Z T, Du Y X, Yan H, Zhu S L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 160702 (in Chinese) [黄巍, 梁振涛, 杜炎雄, 颜辉, 朱诗亮 2015 物理学报 **64** 160702]
- [19] Fan J B, Hao L P, Bai J X, Jiao Y C, Zhao J M, Jia S T 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 063201 (in Chinese) [樊佳蓓, 郝丽萍, 白景旭, 焦月春, 赵建明, 贾锁堂 2021 物理学报 **70** 063201]
- [20] Chen Z W, She Z Y, Liao K Y, Huang W, Yan H, Zhu S L 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 060702 (in Chinese) [陈志文, 余圳跃, 廖开宇, 黄巍, 颜辉, 朱诗亮 2021 物理学报 **70** 060702]
- [21] Fan J B, Jiao Y C, Hao L P, Xue Y M, Zhao J M, Jia S T 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 093201 (in Chinese) [樊佳蓓, 焦月春, 郝丽萍, 薛咏梅, 赵建明, 贾锁堂 2018 物理学报 **67** 093201]
- [22] Jiao Y C, Zhao J M, Jia S T 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 073201 (in Chinese) [焦月春, 赵建明, 贾锁堂 2018 物理学报 **67** 073201]
- [23] Liu Q, He J, Wang J M 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 163202 (in Chinese) [刘强, 何军, 王军民 2021 物理学报 **70** 163202]
- [24] Pei D L, He J, Wang J Y, Wang J C, Wang J M 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 193701 (in Chinese) [裴栋梁, 何军, 王杰英, 王家超, 王军民 2017 物理学报 **66** 193701]
- [25] Xue Y M, Hao L P, Jiao Y C, Han X X, Bai S Y, Zhao J M, Jia S T 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 213201 (in Chinese) [薛咏梅, 郝丽萍, 焦月春, 韩小萱, 白素英, 赵建明, 贾锁堂 2017 物理学报 **66** 213201]
- [26] Yan L Y, Liu J S, Zhang H, Zhang L J, Xiao L T, Jia S T 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 243201 (in Chinese) [薛咏梅, 郝丽萍, 焦月春, 韩小萱, 白素英, 赵建明, 贾锁堂 2017 物理学报 **66** 243201]
- [27] Fan J B, He Y H, Jiao Y C, Hao L P, Zhao J M, Jia S T 2021 *Chin. Phys. B* **30** 034207
- [28] Hao L P, Xue Y M, Fan J B, Bai J X, Jiao Y C, Zhao J M 2020 *Chin. Phys. B* **29** 033201
- [29] Hao L P, Xue Y M, Fan J B, Jiao Y C, Zhao J M, Jia S T 2019 *Chin. Phys. B* **28** 053202
- [30] Hu L, Hu X M, Hu Q P 2021 *Chin. Phys. B* **30** 064211
- [31] Liu X B, Jia F D, Zhang H Y, Mei J, Liang W C, Zhou F, Yu Y H, Liu Y, Zhang J, Xie F, Zhong Z P 2022 *Chin. Phys. B* **31** 090703
- [32] Wu X L, Liang X H, Tian Y Q, Yang F, Chen C, Liu Y C, Tey M K, You L 2021 *Chin. Phys. B* **30** 020305
- [33] Zhai S Y, Wu J H 2021 *Chin. Phys. B* **30** 074206
- [34] Zhang L J, Liu J S, Jia Y, Zhang H, Song Z F, Jia S T 2018 *Chin. Phys. B* **27** 033201
- [35] Ahmed E, Lyyra A M 2007 *Phys. Rev. A* **76** 053407
- [36] Holloway C L, Simons M T, Gordon J A, Dienstfrey A, Anderson D A, Raithel G 2017 *J. Appl. Phys.* **121** 233106
- [37] Gordon J A, Holloway C L, Andrew S, Anderson D A, Miller S, Thaicharoen N, and Raithel G, 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 024104
- [38] Holloway C L, Gordon J A, Andrew S, David A A, Miller S A, Thaicharoen N, Raithel G 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 244102
- [39] Simons M T, Gordon J A, Holloway C L, Anderson D A, Miller S A, Raithel G 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 174101
- [40] Liu X B, Jia F D, Zhang H Y, Mei J, Yu Y H, Liang W C, Zhang J, Xie F, Zhong Z P 2021 *AIP Adv.* **11** 085127
- [41] Simons M T, Artusio-Glimpse A B, Holloway C L, Imhof E, Jefferts S R, Wylie R, Sawyer B C, Walker T G 2021 *Phys. Rev. A* **104** 032824
- [42] Zhou F, Jia F D, Mei J, Liu X B, Zhang H Y, Yu Y H, Liang W C, Qin J W, Zhang J, Xie F, Zhong Z P 2022 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **55** 075501
- [43] 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
- [44] Tanasittikosol M, Pritchard J D, Maxwell D, Gauguet A, Weatherill K J, Potvliege R M, Adams C S 2011 *J. Phys. B* **44** 184020
- [45] Ji Z, Jiao Y, Xue Y, Hao L, Zhao J, Jia S 2021 *Opt. Express* **29** 11406
- [46] Jia F D, Yu Y H, Liu X B, Zhang Xi, Zhang L, Wang F, Mei J, Zhang J, Xie F, Zhong Z P 2020 *Appl. Opt.* **59** 2108

Measurement of microwave electric field based on electromagnetically induced transparency by using cold Rydberg atoms*

Zhou Fei¹⁾ Jia Feng-Dong^{1)†} Liu Xiu-Bin¹⁾ Zhang Jian²⁾
Xie Feng^{2)‡} Zhong Zhi-Ping¹⁾³⁾

1) (*School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

2) (*Institute of Nuclear and New Energy Technology, Collaborative Innovation Center of Advanced Nuclear Energy Technology, Key Laboratory of Advanced Reactor Engineering and Safety of Ministry of Education, Tsinghua University, Beijing 100084, China*)

3) (*China and CAS Center for Excellence in Topological Quantum Computation, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

(Received 28 October 2022; revised manuscript received 18 November 2022)

Abstract

Microwave electric fields are measured by using cold Rydberg atoms. We obtain spindle-shaped cold atomic clouds in a magneto-optical trap and then pump the cold atoms to quantum state $5S_{1/2}$, $F = 2$, $m_F = 2$ by using an optical-pump laser. We obtain the Rydberg electromagnetic induction transparency (EIT) spectrum peak with narrow linewidth by the low temperature and small residual Doppler broadening. The results show that the typical EIT linewidth with $16 \mu\text{K}$ cold atoms is about 460 kHz which is 15 times narrower than that of 7 MHz obtained in the thermal vapor cell. The microwave electric field amplitude is measured by Autler-Townes splitting (EIT-AT splitting) in the cold atoms at frequencies of 9.2, 14.2 and 22.1 GHz, respectively. The results show that there is a good linear relationship between the EIT-AT splitting interval and the microwave electric field amplitude. The lower limit of the microwave electric field amplitude that can be measured in the linear region can reach as low as $222 \mu\text{V}/\text{cm}$, which is about 22 times larger than the lower limit in the traditional thermal vapor cell about of $5 \text{ mV}/\text{cm}$. The improvement of the lower limit by EIT-AT splitting method is roughly proportional to the narrowing EIT line width by cold atom samples. This demonstrates that benefiting from the smaller residual Doppler effect and the narrower EIT linewidth in cold atoms, the cold atom system is more advantageous in the experimental measuring of the weak microwave electric field amplitude by using the EIT-AT splitting method. This is of great benefit to the absolute calibration of very weak microwave electric fields. Furthermore, the lower limit of the microwave electric field amplitude that can be measured is smaller than $1 \mu\text{V}/\text{cm}$ by using the change of transmittance of the probe laser at the EIT resonance, and the corresponding sensitivity can reach $1 \mu\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}\cdot\text{Hz}^{-1/2}$. These results demonstrate the advantages of cold atomic sample in microwave electric field measurement and its absolute calibration.

Keywords: microwave electric field Sensor, Rydberg atom, electromagnetically induced transparency

PACS: 52.70.Gw, 07.57.Kp, 42.50.-p

DOI: 10.7498/aps.72.20222059

* Project supported by the Natural Science Foundation of Beijing, China (Grant No. 1212014), the Key Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDPB08-3), the Fundamental Research Funds for the Central Universities, and the National Key R&D Program of China (Grant Nos. 2017YFA0304900, 2017YFA0402300).

† Corresponding author. E-mail: fdjia@ucas.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: fxie@tsinghua.edu.cn



基于冷里德堡原子电磁感应透明的微波电场测量

周飞 贾凤东 刘修彬 张剑 谢锋 钟志萍

Measurement of microwave electric field based on electromagnetically induced transparency by using cold Rydberg atoms

Zhou Fei Jia Feng-Dong Liu Xiu-Bin Zhang Jian Xie Feng Zhong Zhi-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 045204 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20222059

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20222059>

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

里德堡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>

基于调控原子相干的 Λ -型电磁感应透明与吸收

Λ -type electromagnetically induced transparency and absorption by controlling atomic coherence

物理学报. 2022, 71(22): 224201 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220950>

Rydberg原子的微波电磁感应透明-Autler-Townes光谱

Microwave electromagnetically induced transparency and Autler-Townes spectrum of cesium Rydberg atom

物理学报. 2018, 67(9): 093201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172645>

基于里德堡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>

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>

Rydberg原子的电磁诱导透明光谱的噪声转移特性

Noise transfer characteristics of Rydberg electromagnetically induced transparency

物理学报. 2018, 67(21): 213201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181168>