

Rydberg 原子的微波电磁感应透明-Autler-Townes 光谱

樊佳蓓 焦月春 郝丽萍 薛咏梅 赵建明 贾锁堂

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

Fan Jia-Bei Jiao Yue-Chun Hao Li-Ping Xue Yong-Mei Zhao Jian-Ming Jia Suo-Tang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 093201 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20172645

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172645>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphys.ac.cn/CN/Y2018/V67/I9>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[基于 Rydberg 原子的超宽频带射频传感器](#)

Broadband Rydberg atom-based radio-frequency field sensor

物理学报.2018, 67(7): 073201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172636>

[基于量子相干效应的无芯射频识别标签的空间散射场测量](#)

Measurement of backscattered electric field of chipless radio frequency identification tag based on Rydberg atoms

物理学报.2017, 66(24): 243201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.243201>

[超冷铯 Rydberg 原子的 Autler-Townes 分裂](#)

Autler-Townes splitting of ultracold cesium Rydberg atoms

物理学报.2017, 66(21): 213201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.213201>

[不同原子在飞秒强激光场中的里德堡态激发和双电离](#)

Rydberg state excitations and double ionizations of different atoms in strong femtosecond laser field

物理学报.2016, 65(22): 223201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.223201>

[49S 里德堡态的射频双光子光谱](#)

Two-photon radio frequency spectroscopy of 49S Rydberg state

物理学报.2015, 64(16): 163201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.163201>

Rydberg原子的微波电磁感应透明-Autler-Townes光谱*

樊佳蓓¹⁾ 焦月春¹⁾²⁾ 郝丽萍¹⁾ 薛咏梅¹⁾ 赵建明^{1)2)†} 贾锁堂¹⁾²⁾

1) (量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学激光光谱研究所, 太原 030006)

2) (山西大学极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2017年12月13日收到; 2018年1月9日收到修改稿)

主要研究了室温下微波场缀饰的铯 Rydberg 原子的电磁感应透明-Autler-Townes (EIT-AT) 光谱. 首先, 以铯原子 $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 50S_{1/2}$ 形成阶梯型三能级系统, 利用强耦合光作用于 $6P_{3/2} \rightarrow 50S_{1/2}$ 的 Rydberg 跃迁, 弱探测光耦合基态跃迁 $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ 并探测由耦合光形成的电磁感应透明 (EIT) 效应. 然后, 以频率为 30.582 GHz 的微波电场耦合相邻的 Rydberg 能级 $50S_{1/2} \rightarrow 50P_{1/2}$ 产生微波 AT 分裂. 利用 Rydberg EIT 探测微波耦合相邻 Rydberg 能级产生的 AT 分裂, 形成 EIT-AT 光谱, 进而实现微波电场的测量. 当微波场的强度增加到一定值时, EIT-AT 光谱表现为多峰光谱结构. 分析 EIT-AT 多峰光谱的成因, 发现这主要是由场的不均匀性导致的, 一定的 EIT-AT 光谱特征对应于特定的非均匀场分布. 研究表明, 利用 Rydberg EIT-AT 光谱可以实现微波电场的测量, 利用其光谱特征可实现微波场的实时监测, 进而提出了一种提高微波场空间分辨率的测量方法.

关键词: Rydberg 原子的电磁感应透明效应, 微波场, Autler-Townes 分裂

PACS: 32.80.Ee, 42.50.Gy, 71.70.-d, 84.40.-x

DOI: 10.7498/aps.67.20172645

1 引言

电磁场可用来操控光在介质中的传播特性, 具有广泛的应用前景^[1]. 其中一个重要的应用是电磁感应透明 (EIT) 效应^[2], 即原子与电磁波作用时产生量子相干效应, 使弱探测光在原子共振处的吸收减小甚至于变为完全透明的现象. 利用 EIT 效应可实现光速的减慢^[3]、磁场的测量^[4]和光存储^[5]等. Autler-Townes (AT) 分裂, 也称作 AC Stark 效应^[6,7], 指电磁场共振或近共振作用于原子或分子的跃迁时, 导致相应的吸收谱线产生分裂的现象, 是由 Autler 和 Townes^[8]在研究微波场的 Stark 效应时提出的. 近年来, 人们在原子蒸气和超冷原子

样品中也开展了 AT 分裂的研究^[9,10].

Rydberg 原子具有极大的极化率 (约 n^7 , n 为主量子数) 和微波跃迁偶极矩 (约 n^2)^[11], 对外电场极其敏感^[12], 可实现基于原子的外场测量. 英国 Adams 研究组利用 Rydberg EIT 效应实现了 Rydberg 原子的无损探测^[13], 研究了 Rydberg 原子对外场的效应, 获得了巨大的电光系数^[12]; 射频场缀饰^[9]的 Rydberg EIT 光谱^[14]可以实现微波电场^[15]、毫米波^[16]以及静电场^[17]的精密测量. 另外, 微波场还可以用来耦合对态 Rydberg 原子, 实现共振能量转移^[18]. Rydberg 原子阶梯型系统的 EIT 效应不仅具有一般 Λ -型三能级原子 EIT 的特性, 还携带了 Rydberg 原子本身的奇异特点, 这使得 Rydberg EIT 效应可用于非线性光学^[1]、量子

* 国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0304203)、国家自然科学基金 (批准号: 61475090, 61675123, 61775124)、长江学者和创新团队发展计划 (批准号: IRT13076)、国家自然科学基金重点项目 (批准号: 11434007) 和山西省“1331 工程”重点学科建设计划资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhaojm@sxu.edu.cn

信息和量子纠缠、量子逻辑门^[19–22]以及非经典光源^[23,24]的制备和精密测量等研究,受到人们的广泛关注.

本文在铯原子蒸气池中,研究了30.582 GHz微波场缀饰的Rydberg原子的EIT-AT光谱.利用EIT-AT分裂的间距和光谱特征实现了微波场强度和非均匀特性的测量,可用于对微波场进行实时监控.

2 实验装置

研究铯原子微波场缀饰的Rydberg原子EIT的实验装置如图1(a)所示.一束 $\lambda_p = 852$ nm的探测光和一束 $\lambda_c = 510$ nm的耦合光沿 x 方向相对入射作用于直径为20 mm,长为50 mm的圆柱形玻璃铯泡上.探测光作用于 $6S_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 5)$ 的跃迁,耦合光作用于Rydberg跃迁

$6P_{3/2} (F' = 5) \rightarrow 50S_{1/2}$,形成阶梯型EIT系统,如图1(b)所示.探测光经二向色镜后进入光电探测器,实现Rydberg EIT-AT信号的探测.探测光由半导体激光器(DLpro,线宽100 kHz)提供,其输出频率利用偏振光谱稳频^[25]的方法锁定在 $6S_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 5)$ 的共振跃迁处;耦合光由连续可调谐的半导体倍频激光器(TA-SHG110,线宽1 MHz)提供,对应的输出频率由EIT稳频的方法^[26,27]锁定在 $6P_{3/2} (F' = 5) \rightarrow 50S_{1/2}$ 的跃迁线上或者波长计监控使其频率在 $50S_{1/2}$ 能级附近扫描.在距离铯蒸气池15 cm的位置处放置一个极化方向与探测光(或耦合光)的偏振方向平行的微波喇叭天线,其微波信号源的频率调谐到30.582 GHz,以实现相邻Rydberg能级 $50S_{1/2} \rightarrow 50P_{1/2}$ 的跃迁.探测光和耦合光的腰斑分别为 $\omega_p = 75 \mu\text{m}$ 和 $\omega_c = 95 \mu\text{m}$,对应的功率分别为2.5 μW 和70.8 mW.

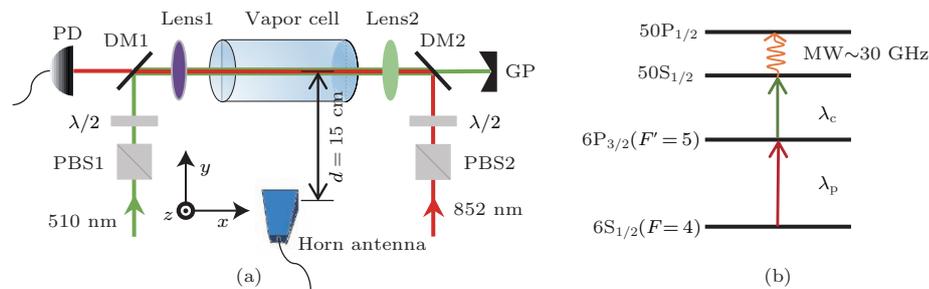


图1 (a) 实验装置示意图, $\lambda_c = 510$ nm 的耦合光与 $\lambda_p = 852$ nm 的探测光相对作用于铯原子蒸气池中,在与光轴垂直方向距离铯泡15 cm处放置微波喇叭天线,作用于玻璃铯泡原子样品产生EIT-AT效应,其中耦合光与探测光偏振方向沿 y 轴,微波偏振与光的偏振相同;PD,光电探测器;DM,二向色镜;PBS,偏振分光棱镜;GP,垃圾池;lens1,510 nm透镜;lens2,852 nm透镜;(b) 铯原子阶梯型四能级示意图

Fig. 1. (a) Sketch of the experimental setup. 510 nm (λ_c) coupling and 852 nm (λ_p) probe laser are counter-propagated into a room-temperature cesium cell, and the horn antenna is placed 15 cm far from cesium cell, which emits the microwave at vapor cell to interact with atom to produce an EIT-AT effect. Polarization of probe and coupling laser is set along y axis, and parallels to the polarization of microwave field. PD, photodiode detector. DM, dichroic mirror; PBS, polarizing beam splitter; GP, garbage pool for a green laser. (b) Diagram of the cesium ladder system.

微波在自由空间传播时,远场条件下的功率密度可表示为

$$I = \frac{P \cdot g}{4\pi d^2}, \quad (1)$$

式中, P 为微波信号源的输出功率; $g = \frac{4\pi}{\lambda^2} W \cdot H$ 为增益系数,其中, λ 为微波波长, W 和 H 分别为喇叭天线的宽度和高度; d 为微波喇叭天线与铯泡轴线中心点的距离,当 $d = 15$ cm时满足远场条件,如图1(a)所示.功率密度还可表示为

$$I = |E|^2 / \eta_0, \quad (2)$$

式中, $\eta_0 = 120\pi \Omega$ 表示自由空间的阻抗, E 为微波场的电场强度.由(1)和(2)式可得

$$E = \sqrt{30P \cdot g/d}. \quad (3)$$

由(3)式可知,微波场的电场 E 与微波信号源输出功率的平方根成正比.

3 实验结果与分析

实验中,探测光的频率锁定在 $6S_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 5)$ 的跃迁,耦合光的频率调谐到Ry-

dberg $6P_{3/2}(F' = 5) \rightarrow 50S_{1/2}$ 跃迁附近, 其扫描范围约为 500 MHz, 可覆盖中间态 $6P_{3/2}$ 的精细结构能级到 $50S_{1/2}$ Rydberg 态的跃迁. 图 2 的灰色点表示无微波场, 输出为 -10.34 dBm (0.09 mW) 和 1.75 dBm (1.50 mW) 时的 EIT 光谱曲线. 无微波场时的 EIT 谱线如图 2 (a) 所示, 主峰为 $6S_{1/2}(F = 4) \rightarrow 6P_{3/2}(F' = 5) \rightarrow 50S_{1/2}$ 形成的 EIT, 在负失谐 168 MHz 处的小峰是由中间态的超精细结构 $6P_{3/2}(F' = 4)$ 形成的 EIT, 中间态超精细能级 $F' = 5$ 和 $F' = 4$ 的间隔为 251 MHz, 考虑 Doppler 修正因子时 $6P_{3/2}(F' = 5)$ 和 $6P_{3/2}(F' = 4)$ 形成的 Rydberg EIT 间隔为 168 MHz. 这里利用超精细结构 $6P_{3/2}(F' = 4)$ 形成的 EIT 对微波场耦合的 EIT-AT 光谱分裂进行了定标.

图 2 (b) 和图 2 (c) 分别为微波源输出为 0.09 和 1.50 mW 时测量的 EIT-AT 谱线.

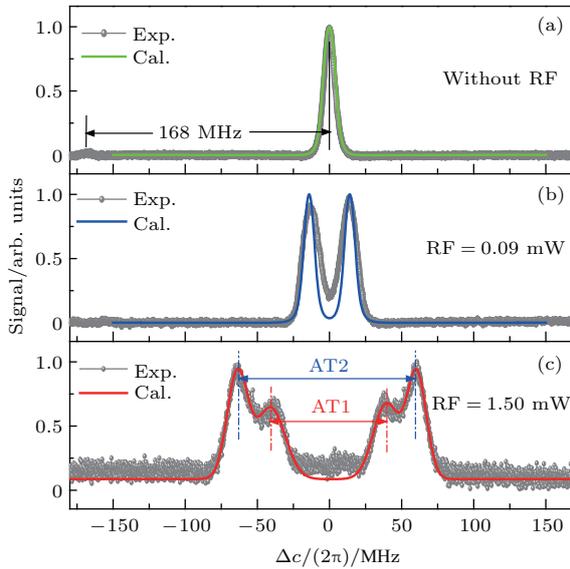


图 2 耦合光在 $6P_{3/2}(F' = 5) \rightarrow 50S_{1/2}$ 的 Rydberg 态跃迁附近扫描时的实验测量 (灰色点) 和由四能级密度矩阵计算 (实线) 的 EIT 谱线 (a) 不加微波电场时的 EIT 光谱, 失谐 -168 MHz 的小峰是由于中间态 $6P_{3/2}(F' = 4)$ 的超精细结构形成的 EIT 光谱; (b), (c) 微波场为 0.09 , 1.50 mW 时的 EIT-AT 分裂光谱

Fig. 2. EIT spectrum when coupling laser scan near transition of $6P_{3/2}(F' = 5) \rightarrow 50S_{1/2}$, symbols for experimental measurements and solid lines for simulations: (a) EIT spectrum without microwave field, and the signal at detuning of -168 MHz is produced due to EIT spectrum of hyperfine structure of $6P_{3/2}(F' = 4)$ level; (b), (c) EIT-AT spectra at microwave field of 0.09 and 1.50 mW, respectively.

由图 2 可知, 30.582 GHz 的微波场共振作用于 $50S_{1/2} \rightarrow 50P_{1/2}$ 的跃迁时, Rydberg 能级产生微

波 AT 分裂致使 EIT 光谱发生分裂, 形成 EIT-AT 分裂光谱, 其分裂间隔与所加微波场的 Rabi 频率成正比.

图 1 (b) 所示光与原子相互作用的四能级系统的密度矩阵方程表示为

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar}[H, \rho] + \Gamma, \quad (4)$$

其中, H 为四能级系统的哈密顿量, Γ 为考虑系统衰减 (decay) 过程的 Lindblad 算符. 数值求解方程 (4) 即可获得 Rydberg EIT-AT 分裂光谱, 如图 2 中的实线所示. 当不加微波场时, 四能级原子系统退化为三能级 EIT 系统, 详细的理论模型参见文献 [28]. 理论计算较好地再现了三能级 EIT 信号和微波耦合形成的 EIT-AT 分裂光谱.

微波电场作用于相邻的 Rydberg 能级时对应的 Rabi 频率 Ω_{MW} 表示为

$$\Omega_{MW} = \frac{\mu|E|}{\hbar}, \quad (5)$$

其中, μ 表示微波电场耦合的 Rydberg 态 $|50S\rangle$ 到 $|50P\rangle$ 的跃迁矩阵元, $|E|$ 为微波电场幅值, \hbar 为约化普朗克常数. 微波场耦合 Rydberg 能级产生的 AT 分裂大小等于 Rabi 频率 Ω_{MW} , 即: $2\pi\Delta f = \Omega_{MW}$ [8]. 利用 Rydberg 能级阶梯型 EIT 可以测量微波场导致的 AT 分裂, 进而提供测量微波电场强度的方法 [15]:

$$|E| = \frac{\hbar}{\mu}\Omega_{MW} = 2\pi\frac{\hbar}{\mu}\Delta f, \quad (6)$$

其中 Δf 表示 AT 分裂的大小. 由 (6) 式可见, 电场强度与 AT 分裂的大小成正比.

然而, 当进一步增加微波电场时, EIT-AT 光谱线分裂为 4 个峰, 如图 2 (c) 中的黑色实线所示. 本文所用的线偏振激光场耦合的 $6S_{1/2}(F = 4) \rightarrow 6P_{3/2}(F' = 5) \rightarrow 50S_{1/2}$ 三能级系统与图 1 (a) 所示的线偏振极化的微波场作用时, 由方程 (5) 可知, EIT-AT 光谱能且只能形成两个峰. 图 2 (c) 所示的结果表示形成了两对 AT 分裂光谱, 分别对应于不同的微波场 Rabi 频率和电场强度. 分裂间隔较小的 AT 光谱对应的微波电场较小, 反之亦然. 分析产生多峰的原因是实验所用的铯池较长, 由于铯池中微波场的不均匀性, 使原子与光作用的轴线上感受并测量的微波场不同, 从而形成 EIT-AT 多峰光谱. 在微波电场较小时, 由于 EIT 线宽的限制没有形成多峰光谱, 如图 2 (b) 所示. 但当仔细观察图 2 (b) 的双峰光谱时, 发现实验测量的 EIT-AT 光

谱的展宽大于理论计算结果, 主要表现在 AT 光谱内侧谱线的展宽上, 这里的光谱展宽是由场的非均匀产生的. 随着信号源输出功率的增加和铯池中微波电场的增加, 当铯池中微波场的非均匀性导致的 AT 分裂大于 EIT 线宽时, 会观测到明显的多峰光谱结构, 形成多峰 EIT-AT 光谱特征.

为了进一步研究微波场缀饰的 Rydberg 能级的 EIT-AT 分裂特性, 我们进行了一系列实验测量. 图 3 为当信号源输出功率从 0.01 mW 变化到 10 mW 时的谱线分裂结果, 可以明显地看出 EIT-AT 分裂光谱随信号源输出功率的变化情况. 随着电场强度的增加, EIT 光谱线由没有微波场时的一个峰分裂为两个峰, 再分裂为 4 个峰, 且谱线间隔与电场强度成正比.

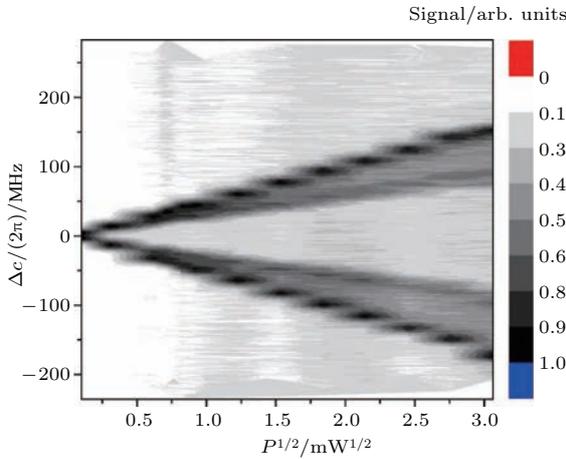


图 3 微波信号源的输出功率从 0.01 mW 到 10 mW 变化时测量的 EIT-AT 分裂光谱

Fig. 3. Spectral splitting when intensity of microwave field varies from 0.01 mW to 10 mW.

利用 Rydberg 原子 EIT-AT 分裂的多峰光谱可以测量并分析电场的非均匀特性. 在热原子蒸气池中, 由于场的非均匀性, 轴线上的铯原子感受到的微波场不同, 而探测器探测到的信号为光与原子作用轴线上产生的 AT 分裂信号的叠加, 所以观测到多峰结构的谱线. 根据以上分析, 我们首先测量了 EIT-AT 光谱中的两对 AT 分裂间隔 (见图 2(c)), 分裂间隔较小的 AT1 对应的电场为 E_1 , 间隔较大的 AT2 对应的电场为 E_2 ; 然后绘制了 AT 分裂间距与信号源输出功率平方根的依赖关系曲线, 如图 4 所示, 实线表示线性拟合的结果, 拟合曲线经过 0 点表示在电场强度为 0 即不加微波场时三能级 EIT 的结果.

由于铯池轴线上微波场的非均匀性, 测到两个典型的电场值 (对应两组 AT 分裂). 由图 4 可知, 测

量的 AT1(E_1) 和 AT2(E_2) 都与信号源输出的微波电场成正比, 微波场的分布不随信号源的输出而变化. 对于确定的信号源输出功率 P , 定义铯池处单位长度上微波场的非均匀性表示为

$$\Delta E/l = \frac{E_2 - E_1}{El}, \quad (7)$$

其中, $E = (E_1 + E_2)/2$ 表示铯池中微波场的平均值, l 为铯池的长度. 在本文条件下单位长度场的非均匀度为 9.5%. 图 3 所示 EIT-AT 分裂的光谱特征反映出微波场强度及其分布情况, 可用于实现微波场的实时测量和监测.

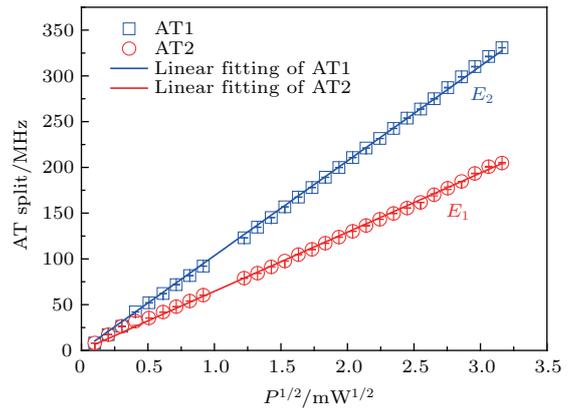


图 4 测量的 AT 分裂与信号源输出功率的平方根的依赖关系 (方形数据表示较大的 AT 分裂; 圆形数据表示较小的 AT 分裂; 实线表示线性拟合的结果)

Fig. 4. Measurements of the AT splitting as a function of microwave power for larger AT splitting (square) and smaller one (circle). The solid lines represent linear fitting to the experiments.

图 3 和图 4 的结果也提供了一种提高微波场空间分辨率的方法. 基于原子场测量的空间分辨率主要取决于光与原子的作用区域, 可分为平行于激光束的轴线方向和垂直于激光束的径向方向. 径向的分辨率由激光束的腰斑决定, 一般实验中的腰斑为几十微米量级; 而轴向的分辨率取决于原子蒸气池的长度. 为了减小测量的不确定度, 提高测量的空间分辨率, 可以选取长度更小的铯泡以提高其空间分辨率.

4 结 论

我们在室温铯原子蒸气池中实现了 $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 50S_{1/2}$ 阶梯型三能级系统的 Rydberg 原子的 EIT 效应, 在此基础上, 施加 30.582 GHz 的微波电场耦合相邻的 Rydberg 能级, 形成 AT 分裂, 且 AT 分裂间隔随着电场强度的增加线性增加, 与

微波电场强度成正比. 对于本文所用的微波耦合 $nS_{1/2}-nP_{1/2}$ 的能级结构, 多峰 EIT-AT 光谱由微波场的不均匀性形成, 每一对 AT 分裂对应于一个测量的电场值. 由于场的非均匀性产生的 EIT-AT 光谱的展宽以及多峰结构, 降低了微波场测量的精度和空间分辨率. 在此, 我们提出通过减小铯泡的长度来提高测量空间分辨率的方法. 本文的研究成果提供了测量微波电场的方法, EIT-AT 光谱特征提供了一种实时监测微波场强度和空间分布的方法, 在微波场的测量方面具有很重要的应用前景.

参考文献

- [1] Boyd R W 2008 *Nonlinear Optics* (Beijing: Academic Press) p55
- [2] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** 36
- [3] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594
- [4] Scully M O, Fleischhauer M 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1360
- [5] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, Walsworth R L, Lukin M D 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783
- [6] Picque J L, Pinard J 1976 *J. Phys. B* **9** L77
- [7] Cahuzac P, Vetter R 1976 *Phys. Rev. A* **14** 270
- [8] Autler S H, Townes C H 1955 *Phys. Rev.* **100** 703
- [9] Scully M O, Zubairy M S 1997 *Quantum Optics* (New York: Cambridge University Press) p205
- [10] Zhang H, Wang L M, Chen J, Bao S X, Zhang L J, Zhao J M, Jia S T 2013 *Phys. Rev. A* **87** 033835
- [11] Gallagher T F 1994 *Rydberg Atoms* (New York: Cambridge University Press) p11
- [12] Comparat D, Pillet P 2010 *J. Opt. Soc. Am. B* **27** A208
- [13] Mohapatra A K, Jackson T R, Adams C S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 113003
- [14] Tanasittikosol M, Pritchard J D, Maxwell D, Gauguier A, Weatherill K J, Potvliege R M, Adams C S 2011 *J. Phys. B* **44** 184020
- [15] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kübler H, Löw R, Pfau T, Shaffer J P 2012 *Nat. Phys.* **8** 819
- [16] Gordon J A, Holloway C L, Schwarzkopf A, Anderson D A, Miller S, Thaicharoen N, Raithel G 2014 *Appl. Phys. Lett.* **105** 024104
- [17] Barredo D, Kübler H, Daschner R, Löw R, Pfau T 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 123002
- [18] Bohlouli-Zanjani P, Petrus J A, Martin J D 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 203005
- [19] Jaksch D, Cirac J I, Zoller P, Rolston S L, Cote R, Lukin M D 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2208
- [20] Lukin M D, Flischhauer M, Cote R, Duan L M, Jaksch D, Cirac J I, Zoller P 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 037901
- [21] Galindo A, Martin-Delgado M A 2002 *Rev. Mod. Phys.* **74** 347
- [22] Isenhower L, Urban E, Zhang X L, Gill A T, Henage T, Johnson T A, Walker T G, Saffman M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 010503
- [23] Viscor D, Li W, Lesanovsky I 2015 *New J. Phys.* **17** 033007
- [24] Dudin Y O, Kuzmich A 2012 *Science* **336** 887
- [25] Pearman C P, Adams C S, Cox S G, Griffin P F, Smith D A, Hughes I G 2002 *J. Phys. B* **35** 5141
- [26] Jiao Y C, Li J K, Wang L M, Zhang H, Zhang L J, Zhao J M, Jia S T 2016 *Chin. Phys. B* **25** 053201
- [27] Abel R P, Mohapatra A K, Bason M G, Pritchard J D, Weatherill K J, Raitzsch U, Adams C S 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 071107
- [28] Holloway C L, Simons M T, Gordon J A, Dienstfrey A, Anderson D A, Raithel G 2017 *J. Appl. Phys.* **121** 233106

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

Fan Jia-Bei¹⁾ Jiao Yue-Chun¹⁾²⁾ Hao Li-Ping¹⁾ Xue Yong-Mei¹⁾
Zhao Jian-Ming^{1)2)†} Jia Suo-Tang¹⁾²⁾

1) (State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Laser Spectroscopy, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

2) (Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 13 December 2017; revised manuscript received 9 January 2018)

Abstract

We present an electromagnetically induced transparency and Aulter-Townes (EIT-AT) spectrum of a Rydberg three-level atom that is dressed with a microwave field in a room-temperature cesium cell. The EIT is a quantum coherent effect produced by the interaction of atoms with electromagnetic waves, which leads to the decrease of the absorption for a weak resonant probe laser. AT splitting refers to the phenomenon, that the absorption line splits when an electromagnetic field that is in resonance or near resonance acts on the transition of atoms. Rydberg atoms are extremely sensitive to an external electric field due to their large polarizabilities and microwave transition dipole moments, which can be used to measure the external field. In this work, a Rydberg three-level EIT is used to detect Rydberg atom and AT splitting induced by the microwave field. Cesium levels $6S_{1/2}$, $6P_{3/2}$ and $50S_{1/2}$ constitute a Rydberg three-level system, in which a weak probe laser locking to the transition from $6S_{1/2}$ to $6P_{3/2}$ couples ground-state transition and the strong coupling laser resonates on the Rydberg transition from $6P_{2/3}$ to $50S_{1/2}$. The two Rydberg levels $50S_{1/2}$ and $50P_{1/2}$ are coupled with the microwave field at a frequency of 30.852 GHz, leading to the AT splitting of EIT line and forming an EIT-AT spectrum, which is used to measure the electric field amplitude of microwave. In order to further study the EIT-AT splitting characteristics of the Rydberg levels, we carry out a series of measurements by changing the microwave field. The experimental results show a broadened EIT-AT signal for the weak field range and the four-peak spectrum for the strong field, which is attributed to the inhomogeneity of the microwave field. The microwave in cesium cell, emitted by a function generator, shows inhomogeneous behavior such that the atoms interacting with the laser field experience the different fields, leading to the line broadened and multi-peak EIT-AT spectra. For the microwave transition of $nS_{1/2}$ - $nP_{1/2}$ in this paper, a pair of EIT-AT lines should be obtained for an electric field value. The broadening of the EIT-AT spectrum and the multi-peak structure here are due to the inhomogeneity of the microwave field measurement. We propose a method to increase the spatial resolution by reducing the length of cesium cell. The result in this work provides a method of measuring the field amplitude and monitoring the distribution of microwave electric field, meanwhile the spatial resolution of the measurements can be improved by reducing the size of the cell.

Keywords: electromagnetically induced transparency of Rydberg atom, microwave field, Aulter-Townes splitting

PACS: 32.80.Ee, 42.50.Gy, 71.70.-d, 84.40.-x

DOI: 10.7498/aps.67.20172645

* Project supported by the National Key R&D Program of China (Grant No. 2017YFA0304203), the National Nature Science Foundation of China (Grant Nos. 61475090, 61675123, 61775124), the Changjiang Scholars and Innovative Research Team in University of Ministry of Education of China (Grant No. IRT13076), the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11434007), and the Fund for Shanxi "1331 Project" Key Subjects Construction.

† Corresponding author. E-mail: zhaojm@sxu.edu.cn