里德伯原子幻零波长*

刘智慧[1)] 刘逍娜[1)2)] 何军[1)3)†] 刘瑶[1)] 苏楠[1)] 蔡婷[1)]
杜艺杰[4)‡] 王杰英[5)6)††] 裴栋梁[5)6)] 王军民[1)3)]

1) (山西大学光电研究所, 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

2) (山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)

3) (山西大学, 极端光学协同创新中心, 太原 030006)

4) (航天恒星科技有限公司, 天地一体化信息技术国家重点实验室, 北京 100095)

5) (中国船舶航海保障技术实验室, 天津 300131)

6) (天津市量子精密测量技术重点实验室, 天津 300131)

(2024 年 3 月 19 日收到; 2024 年 4 月 30 日收到修改稿)

原子极化率反映其对外场的响应特性, 动态极化率等于零的外场波长称为零极化或幻零 (tune-out) 波长. 里德伯原子的 tune-out 波长计算较为困难, 本文设计室温气室里德伯原子测量装置, 基于调幅电磁感应透明 (amplitude modulation electromagnetically induced transparency, AM-EIT) 光谱技术实现 tune-out 波长测量. 实验采用双光子级联激发制备铯原子里德伯态, 利用阶梯型电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 光谱实现里德伯原子量子态检测; 通过微波频率连续扫描测量里德伯原子 AM-EIT 信号; 在 tune-out 波长处, 邻近耦合能级对目标里德伯态的动态极化为零, 原子动态 Stark 效应相消, AM-EIT 信号极弱. 我们建立简化三能级模型计算 tune-out 波长, 理论与实验结果基本符合.

关键词: 里德伯原子, 铯原子, 电磁感应透明光谱, 幻零波长

PACS: 07.57.–c, 31.15.ap, 32.80.Ee **DOI:** 10.7498/aps.73.20240397

1 引 言

里德伯原子是主量子数较大的高激发态原子, 其具有较大的跃迁电偶极矩和极化率, 对电磁场十分敏感. 电磁场耦合的里德伯原子会发生 Stark 效应或 Zeeman 效应, 其导致的原子能级变化特性与原子极化率直接相关. 极化率是描述原子对外场响应特性的物理量[1]. 外场作用下原子不同能态的极化大小和极性一样时, 该外场波长称为原子相应能态跃迁的魔数 (magic) 波长, 如图 1(a) 所示; 外场作用下原子动态极化干涉相消时, 该外场波长或频率称为原子相应能态的零极化或幻零 (tune-out) 波长或 tune-out 频率, 如图 1(b) 所示[2–5]. 基于 tune-out 波长的光谱技术在基础科学研究领域应用广泛, 基于 tune-out 原理的量子调控技术在量子精密测量、量子计算和量子通信等领域也有着重要的应用[6,7], 相关的研究内容包括基本物理常数测量、多组分原子无干扰俘获、强相互作用测量等[8–10].

* 中国船舶航海保障技术实验室开放基金 (批准号: 2023010201) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hejun@sxu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: duyijiehandan@163.com

†† 通信作者. E-mail: wjy3861@163.com

© 2024 中国物理学会 Chinese Physical Society

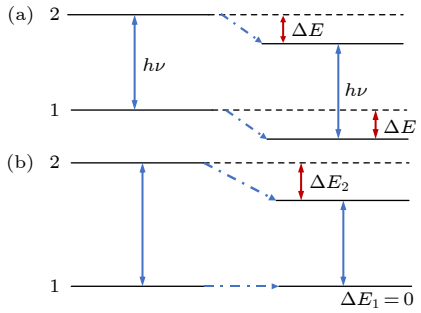

图 1 (a) 魔数波长示意图; (b) tune-out 波长示意图

Fig. 1. (a) Schematic diagram of magic wavelength; (b) schematic diagram of tune-out wavelength.

2007 年, LeBlanc 和 Thywissen[11] 在研究碱土金属原子俘获时提出了 tune-out 波长, 提出利用 tune-out 波长用于原子协同冷却. 2012 年, Holmgren 等[2] 使用原子干涉仪测量得到 K 原子基态 $4S_{1/2}$ 的 tune-out 波长为 768.9712(15) nm, 测量精度为 0.0005 nm, 文中基于 tune-out 波长测量获得 $4S_{1/2} \to 4P_{1/2}$ 和 $4S_{1/2} \to 4P_{3/2}$ 跃迁矩阵元的比. 2013 年, Mitroy 与 Tang[12] 理论计算了基态氦原子的 tune-out 波长, 提出利用 tune-out 波长研究非相对论量子电动力学 (QED). 2015 年, Tang 等[13] 实验实现氦原子的 tune-out 波长测量, 实验测量精度为 413.0938(9)(20), 与相应理论计算精度 413.02(9) nm 符合. 2015 年, Leonard 等[3,14] 实验测量得到 ^{87}Rb 原子基态超精细能级的 tune-out 波长为 790.032388 (32) nm (并在 2017 年的勘误中将结果更正为 790.017496(32) nm), 测量精度约 4.1×10^{-8}, 还利用 tune-out 波长测量 $5S_{1/2} \to 5P_{3/2}$ 和 $5S_{1/2} \to 5P_{1/2}$ 约化矩阵元平方比. 2016 年, Zhang 等[15] 理论研究了考虑相对论和有限核质量修正的氦原子 tune-out 波长. Schmidt 等[5] 测量了 ^{87}Rb 基态超精细劈裂能级中 $F = 1$ 量子态的 tune-out 波长, 结果为 790.01858(23) nm, 精度达到 0.3×10^{-6}. 2018 年, 李勇等[16] 计算了主量子数 n 高达 140 的铷原子 $nS_{1/2}$, $nP_{1/2,\ 3/2}$ 和 $nD_{3/2,\ 5/2}$ 里德伯态的标量和张量极化率. 2019 年, Zhang 等[17] 理论研究了氦原子 tune-out 波长在 QED 和相对论核反冲修正的应用. Copenhaver 等[18] 测量了 ^{7}Li 原子超精细态 $F = 2$ 量子态的 tune-out 波长, 测量精度达到 2.2 fm. 2020 年蒋军等[19] 和李贤君[20] 分别计算了 ^{133}Cs 基态超精细能级的 tune-out 波长. 2022 年, Henson 等[21] 实现了氦原子 413 nm tune-out 波长的精确计算和精密测量, 开辟了“隐形”原子 tune-out 波长精密测量检验 QED 理论的新途径.

总体来说, 氢原子、氦原子以及碱金属原子的 tune-out 波长理论计算较为成熟, 近年来开始有相应的实验结果. Tune-out 波长是原子动态极化率为零时对应的电磁场波长, 通过测量与极化率有解析关系的结构参数, 可以给出极化率, 进而可以给出 tune-out 波长. 极化率的测量有多种方法, 例如微扰变分法, 通过测量电介常数, 根据其与极化率的关系式给出极化率[22]. 电场平衡法 (*E*-*H*), 待测原子同时与电场和非均匀磁场相互作用, 通过调节电场、磁场的相互平衡测量原子电偶极矩, 通过电偶极矩与极化率的比例关系得到原子极化率[23–25]. 原子干涉法, 将两束原子束分别输入自由和电场区域, 再干涉构建原子干涉仪, 测量两束光的相移, 利用相移得到原子极化率, 该方法应用较广泛, 目前已实现 Li, Na, K, Rb, Cs 等低激发态原子的极化率测量[26]. 原子喷泉飞行法, 将铯原子放在垂直磁光阱中, 通过电容器中电场的作用使原子上升到最高, 然后让原子在电容器中加速运动, 通过原子在电容器中的飞行时间测量动能, 再根据能量和极化率的关系给出原子极化率[27–31].

低激发态原子对应的 tune-out 波长主要是光频段, 理论计算和实验测量逐步成熟; 对于高激发态的里德伯原子, 目前 tune-out 波长的理论和实验报道很少. 由于里德伯原子态密度较高, 理论计算比较困难, 同时原子邻近能级间隔较小, 主要为微波和太赫兹频段, 实验测量也比较困难. 本文设计室温气室里德伯原子测量装置, 基于调幅电磁感应透明 (amplitude modulation electromagnetically induced transparency, AM-EIT) 光谱技术实现 tune-out 波长测量. 实验采用双光子级联激发制备铯原子里德伯态, 利用阶梯型 EIT 光谱实现里德伯原子量子态检测; 通过微波频率连续扫描测量里德伯原子 AM-EIT 信号; 在 tune-out 波长处, 邻近耦合能级对目标里德伯态的动态极化为零, 原子动态 Stark 效应相消, AM-EIT 信号极弱. 我们建立简化三能级模型计算 tune-out 波长, 理论与实验结果基本符合.

2 实验原理

原子能级如图 2(a) 所示, $6S_{1/2} \to 6P_{3/2} \to 65S_{1/2}$ 跃迁为铯原子里德伯态制备对应能级, 能态 $|6S_{1/2}\rangle$, $|6P_{3/2}\rangle$, $|65S_{1/2}\rangle$ 分别为原子基态、中间态、

里德伯态. 852 nm 探测光对应原子跃迁 $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$, 将基态原子光抽运至中间态, 509 nm 耦合光对应原子跃迁 $6P_{3/2} \rightarrow 65S_{1/2}$, 将中间态原子制备到里德伯态. 考虑待测里德伯态 tune-out 波长邻近微波跃迁包括 $65S_{1/2} \rightarrow 64P_{1/2}$, $65S_{1/2} \rightarrow 64P_{3/2}$, $65S_{1/2} \rightarrow 65P_{1/2}$, $65S_{1/2} \rightarrow 65P_{3/2}$, 分别对应微波频率 15.970, 14.997, 13.153, 14.079 GHz. 图 2(b) 为基于阶梯型多能级结构理论模拟 $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 65S_{1/2}$ 跃迁的 EIT 光谱.

首先理论模拟铯原子基态 tune-out 波长, 通过计算邻近能级对基态的极化贡献得到动态极化率为零处的波长, 主要计算公式如下:

$$\alpha_0(\omega) = A \sum_{n'l'j'} \frac{|\langle n'l'j' \|er\| nlj\rangle|^2 (E_{n'l'j'} - E_{nlj})}{(E_{n'l'j'} - E_{nlj})^2 - \omega^2}, \tag{1}$$

$$\alpha_2(\omega) = B \sum_{n'l'j'} (-1)^{j+j'} \begin{Bmatrix} j & j' & 1 \\ 1 & 2 & j \end{Bmatrix} \frac{|\langle n'l'j' \|er\| nlj\rangle|^2 (E_{n'l'j'} - E_{nlj})}{(E_{n'l'j'} - E_{nlj})^2 - \omega^2}, \tag{2}$$

$$|\langle n'l'j' \|er\| nlj\rangle|^2 = (2j+1)(2j'+1) \begin{Bmatrix} l & j & \frac{1}{2} \\ j' & l' & 1 \end{Bmatrix} \max(l, l') |\langle n'l' \|er\| nl\rangle|^2, \tag{3}$$

其中 $\alpha_0(\omega)$, $\alpha_2(\omega)$ 分别表示动态标量极化率、张量极化率; 系数 A 和 B 表示为

$$A = \frac{2}{3(2j+1)}, \quad B = \sqrt{\frac{40j(2j-1)}{3(j+1)(2j+1)(2j+3)}},$$

$\langle n'l'j' \|er\| nlj\rangle$ 表示跃迁矩阵元; $\langle n'l' \|er\| nl\rangle$ 表示径向电偶极矩阵元; $\begin{Bmatrix} l & j & 1/2 \\ j' & l' & 1 \end{Bmatrix}$ 表示 Wigner-6j 系数.

计算结果如图 3 所示, 该结果与 Ratkata 等[32] 的计算与实验结果相符合. 建立三能级模型计算铯原子基态 $|6S_{1/2}\rangle$ 的 tune-out 波长, 对于低激发态的铯原子, 由于基态周围能级少, 且能级间隔大, 理论计算仅考虑 D1 线 894 nm 跃迁和 D2 线 852 nm 跃迁. 计算选取的能级分别为 $|6S_{1/2}\rangle$, $|6P_{1/2}\rangle$, $|6P_{3/2}\rangle$, 共振跃迁 $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{1/2}$, $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ 波长分别为 894 nm, 852 nm, 如图 3 中红色点划线所示. 图 3 中黑线为基态极化率的计算结果, 蓝色点线与黑色实线的交叉点对应波长 880 nm, 为基态 $|6S_{1/2}\rangle$ 的 tune-out 波长, 我们的计算结果与文献计算结果基本符合[4,32].

采用双光子级联激发制备里德伯原子, 利用阶梯型 EIT 光谱对里德伯原子量子态检测. 若微波频率近共振里德伯能级跃迁, 微波原子耦合较强, 相应极化程度较大, EIT 信号强度变化剧烈; 若微波频率大失谐里德伯态共振跃迁, 原子总极化很小, EIT 信号强度变化较弱, 利用 AM-EIT 的光谱技术测量极弱的原子极化信号. 实验中, 首先利用锁频 EIT 光谱将探测光和耦合光频率锁定, EIT 探测光处于最强处; 微波源输出微波信号, 由标准增益喇叭天线加载到测量原子气室, 微波信号加载特定参数的 AM 调制; AM 调制的微波信号会导致 EIT 探测光强度变化, 探测光信号输入频谱分析仪进行数据采集和分析. AM 调制频率峰值大小可以给出微波信号的相对强度, 若微波频率对应近共振的里德伯能级跃迁, 微波原子耦合较强, 相应极化程度较大, AM 调制信号也较大; 若微波频率处于里德伯态的 tune-out 频率, 邻近能态对目标里德伯态极化相消, 动态极化率为 0, AM-EIT 光谱较小. 因此, 通过 AM-EIT 的光谱可以对里德伯原子的微波极化进行高精度测量, 通过扫描微波频率可以得到微波信号相对强度随微波频率的变化, 其极小值处对应 tune-out 频率.

3 实验装置

实验测量装置如图 4 所示, 852 nm 探测光输出光束通过两组半波片和偏振分光棱镜 (PBS) 分成 B1, B2, B3 三束; 509 nm 激光耦合里德伯原子能级 $6P_{3/2} \rightarrow 65S_{1/2}$ 跃迁, 激光器输出光束经半波片和偏振分光棱镜分成 B4, B5 两束. 光束 B1 搭建饱和吸收光谱, 利用铯原子 D2 线 $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ 跃迁实现激光稳频; 光束 B2 与 B4 共线反向传输构建参考 EIT, 用于 509 nm 激光稳频; 光束 B3 与 B5 在用于测量的铯原子气室中共

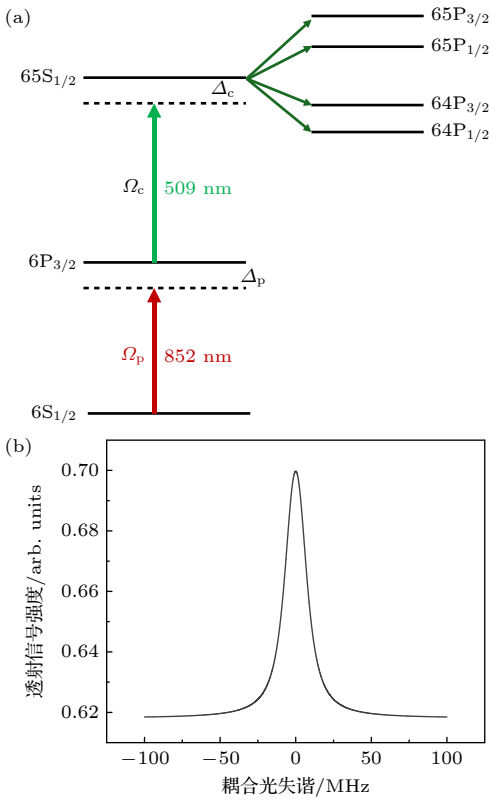

图 2 (a) 铯原子里德伯能级; (b) 基于阶梯型多能级结构理论模拟 EIT 光谱. 横坐标为耦合光失谐, 纵坐标为 EIT 透射信号强度

Fig. 2. (a) In the first part, schematic of a three-level Rydberg atom system with a ground state $|6S_{1/2}\rangle$, an intermediate state $|6P_{3/2}\rangle$, and an excited state $|65S_{1/2}\rangle$. A weak probe laser couples $|6S_{1/2}\rangle$ with $|6P_{3/2}\rangle$ for Rabi frequency Ω_p and a strong coupling laser couples $|6P_{3/2}\rangle$ with $|65S_{1/2}\rangle$ for Rabi frequency Ω_c. Δ_p and Δ_c are the laser detuning of the probe and coupling lasers, respectively. In part two, The four microwave transitions adjacent to Rydberg state $|65S_{1/2}\rangle$ are $65S_{1/2}\rightarrow 64P_{1/2}$, $65S_{1/2}\rightarrow 64P_{3/2}$, $65S_{1/2}\rightarrow 65P_{1/2}$, $65S_{1/2}\rightarrow 65P_{3/2}$; (b) transmission of the probe laser as the function of the coupling laser detuning.

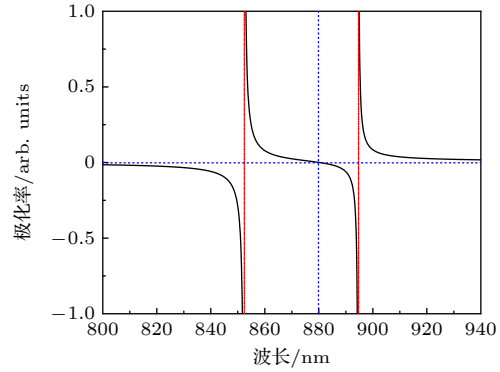

图 3 铯原子基态 tune-out 波长理论计算结果

Fig. 3. Theoretical calculation of ground state tune-out spectrum of cesium atoms.

线反向传输构建 EIT, 通过微波喇叭将微波信号传给气室中的铯原子, 实现里德伯态 tune-out 波长测量.

Tune-out 测量气室中, 852 nm 激光和 509 nm 激光共线反向传输, 穿过原子气室的 852 nm 光束输入低噪声光电探测器, 光电转换信号输入示波器得到 EIT 光谱信号, 微波信号通过微波源产生, AM 调制的微波信号通过喇叭传给气室中的原子, 将 EIT 信号输入到频谱分析仪进行相对强度测量, 基于 AM 调制频率的强度测量给出光谱.

4 实验结果与分析

基于里德伯原子 EIT 实验测量微波频段的里德伯态 tune-out 波长. 实验中, 将 509 nm 耦合光频率锁定在 $6P_{3/2}\rightarrow 65S_{1/2}$ 共振跃迁线上, 获得稳定的 EIT 信号; 利用微波源的 AM 调制给出信号分析频率, 通过激光强度、相位噪声抑制以及探测器共模噪声抑制, 获得近光学散粒噪声极限的光谱底噪; 实验选择的里德伯原子共振微波跃迁能级分别为 $65S_{1/2}\rightarrow 64P_{1/2}$, $65S_{1/2}\rightarrow 64P_{3/2}$, $65S_{1/2}\rightarrow 65P_{1/2}$, $65S_{1/2}\rightarrow 65P_{3/2}$, 优化微波功率后, 将微波频率从 13 GHz 扫描至 16 GHz, 利用频谱分析仪观察并记录不同微波频率对应的信号强度. 实验上, 在微波共振跃迁频率与 tune-out 频率处得到峰值信号.

图 5(a) 给出了实验测量的 AM-EIT 光谱, 图中红色圆球为通过扫描微波频率测量得到的实验结果, 黑色实线为实验数据的洛伦兹函数拟合结果; 其中四个极大值峰依次对应里德伯态微波共振跃迁 $65S_{1/2}\rightarrow 65P_{1/2}$, $65S_{1/2}\rightarrow 64P_{3/2}$, $65S_{1/2}\rightarrow 65P_{3/2}$, $65S_{1/2}\rightarrow 64P_{1/2}$, 峰值对应频率分别为 13.153 GHz,14.079 GHz,14.997 GHz,15.970 GHz; 三个极小值表示对应的 tune-out 频率点, 第一个极小值代表微波共振跃迁 $65S_{1/2}\rightarrow 65P_{1/2}$, $65S_{1/2}\rightarrow 64P_{3/2}$ 对应的 tune-out 频率, 相应频率为 13.50 GHz, 第二个极小值表示 $65S_{1/2}\rightarrow 64P_{3/2}$, $65S_{1/2}\rightarrow 65P_{3/2}$ 共振跃迁相应 tune-out 光谱, 相应频率为 14.37 GHz, 第三个极小值表示共振微波跃迁 $65S_{1/2}\rightarrow 65P_{3/2}$, $65S_{1/2}\rightarrow 64P_{1/2}$ 对应的 tune-out 光谱, 相应频率为 15.58 GHz. 图 5(b) 理论模拟了里德伯态 $|65S_{1/2}\rangle$ 的极化率, 里德伯态邻近能级多且密, 若考虑邻近所有态对 $|65S_{1/2}\rangle$ 的影响

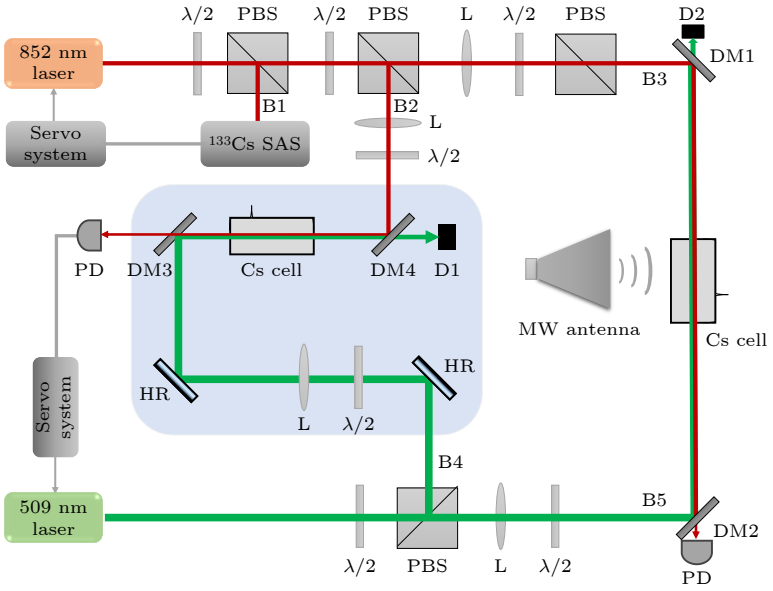

图 4 铯原子光谱实验装置图. λ/2, 半波片; PBS, 偏振分光棱镜; L, 透镜; DM1, DM4, 852 nm 高反射率 (HR) 和 509 nm 高透射率 (HT) 双色镜; DM2, DM3, 852 nm 高透射率 (HT) 和 509 nm 高反射率 (HR) 双色镜; PD, 光电探测器; SAS, 饱和吸收光谱; D, 激光收集器

Fig. 4. Experimental set-up. λ/2, half-wave plate; PBS, polarizing beam splitter cube; L, lens; DM1, DM4, 852 nm high reflectivity (HR) and 509 nm high transmissivity (HT) dichroic mirror; DM2, DM3, 852 nm high transmissivity (HT) and 509 nm high reflectivity (HR) dichroic mirror; PD, photodiode; SAS, saturation absorption spectroscopy; D, optical dump.

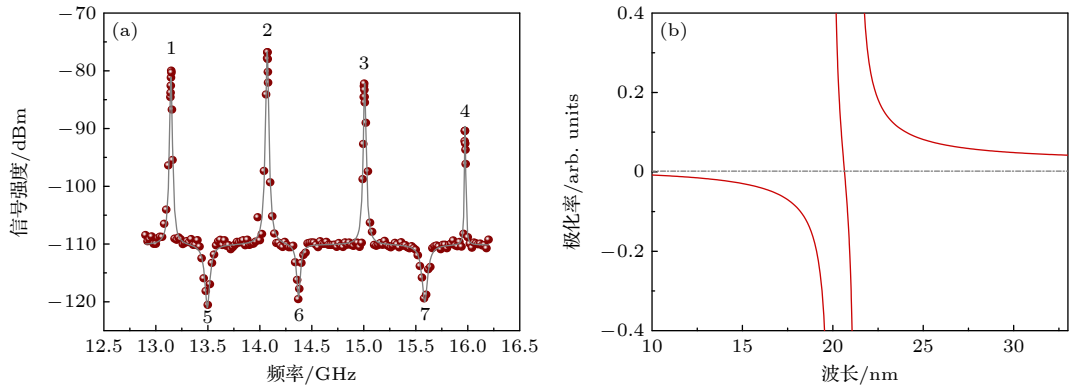

图 5 (a) 里德伯态 $|65S_{1/2}\rangle$ 对应微波共振跃迁及 tune-out 光谱; (b) 理论计算 $65S_{1/2} \to 64P_{3/2}$, $65S_{1/2} \to 65P_{3/2}$ 跃迁对应 tune-out 波长

Fig. 5. (a) Microwave resonance transitions and tune-out spectrum of Rydberg state $|65S_{1/2}\rangle$; (b) theoretical calculation of the tune-out wavelength between the two transitions, $65S_{1/2} \to 64P_{3/2}$ and $65S_{1/2} \to 65P_{3/2}$.

计算量庞大且系统复杂, 基于实验测量结果, 我们忽略耦合较弱的能级简化系统为三能级模型, 即仅考虑 $|65S_{1/2}\rangle$ 里德伯态邻近两个能级计算极化率, 该模拟选择的邻近里德伯态为 $|64P_{3/2}\rangle$, $|65P_{3/2}\rangle$, 图中灰色点划线与红色实线交叉点是微波共振跃迁 $65S_{1/2} \to 64P_{3/2}$, $65S_{1/2} \to 65P_{3/2}$ 对应的 tune-out 波长, 波长为 20.6 mm, 相应 tune-out 频率为 14.53 GHz, 计算结果与实验测量结果相差 ±80 MHz, 相对频率的百分比为 ±0.55%. 同样计算其他里德伯态的 tune-out 波长, 计算给出 $65S_{1/2} \to 65P_{1/2}$, $65S_{1/2} \to 64P_{3/2}$ 共振微波跃迁对应 tune-out 波长为 22.4 mm, 相应 tune-out 频率为 13.40 GHz, 计算结果与实验测量结果相差 ±50 MHz; $65S_{1/2} \to 65P_{3/2}$, $65S_{1/2} \to 64P_{1/2}$ 共振微波跃迁的 tune-out 波长为 19.0 mm, 相应 tune-out 频率为 15.76 GHz, 计算结果与实验测量结果相差±90 MHz. 相对基态原子, 里德伯态的能态密度较高, 特别是里德伯原子的极化率较高, 容易受邻近态远失谐微波场的影响, tune-out 波长是众多跃迁的集体结果. 基于实验测量对相应计算参

数做了近似, 建立三能级模型给出计算结果, 文中仅作为参考.

我们测量其他主量子数的 tune-out 波长, $60S_{1/2} \rightarrow 60P_{3/2}$, $60S_{1/2} \rightarrow 59P_{3/2}$ 共振跃迁及相应 tune-out 光谱见图 6(a). 左峰值对应 $60S_{1/2} \rightarrow 60P_{3/2}$ 微波跃迁, 跃迁频率为 18.174 GHz, 右峰值对应 $60S_{1/2} \rightarrow 59P_{3/2}$ 微波跃迁, 跃迁频率为 19.416 GHz. 中间极小值是两共振微波跃迁对应 tune-out 光谱信号, 频率为 18.57 GHz. 图 6(b) 表示 $60S_{1/2} \rightarrow 60P_{3/2}$, $60S_{1/2} \rightarrow 59P_{3/2}$ 共振跃迁及相应 tune-out 光谱的微分信号, 与图 6(a) 相对应. 左微分信号峰谷频率差表示 $60S_{1/2} \rightarrow 60P_{3/2}$ 共振微波跃迁信号 3 dB 带宽, 大小约 22.4 MHz; 右微分信号峰谷频率差表示 $60S_{1/2} \rightarrow 59P_{3/2}$ 共振微波跃迁信号 3 dB 带宽, 大小约 26.9 MHz; 中间微分信号峰谷频率差表示 $60S_{1/2} \rightarrow 60P_{3/2}$, $60S_{1/2} \rightarrow 59P_{3/2}$ 微波跃迁的 tune-out 光谱信号 3 dB 带宽, 大小约 9.7 MHz.

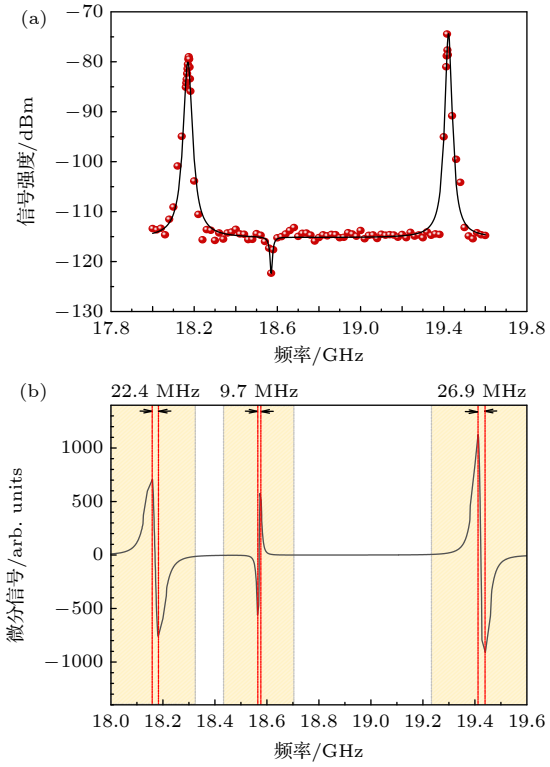

图 6 (a) $|60S_{1/2}\rangle$ 里德伯态对应微波共振跃迁及 tune-out 光谱; (b) $|60S_{1/2}\rangle$ 里德伯态共振跃迁及 tune-out 光谱的微分信号

Fig. 6. (a) Microwave resonance transitions and tune-out spectrum of Rydberg state $|60S_{1/2}\rangle$; (b) differential signals of Rydberg state resonance transitions and tune-out spectrum.

典型的铯里德伯原子 $|65S_{1/2}\rangle$ 态, 主量子数和角动量量子数的计算给出能量精度在 10—20 MHz, 相关 tune-out 矩阵元超过数千个, 现有计算方法计算量较大. 实验测量里德伯原子的 tune-out 波长, 实验结果可以为理论计算参数优化提供依据, 相应的测量光谱技术也为里德伯的 tune-out 波长测量提供技术手段.

实验采用室温原子气室, 典型共振跃迁光谱精度在 10 MHz 左右, 即使通过多能级结构优化的多波长激发以及结合冷原子系统进一步消除多普勒效应, 其典型 EIT 线宽也在百 kHz 左右, 在高极化率里德伯原子测量中, 常规 EIT 光谱近共振微波跃迁频率依赖半高全宽在几十甚至几百 MHz 精度, 这样的测量精度对于微波频段的绝对频率和绝对强度测量是不够的. 典型的氦原子利用四极跃迁波函数对称性抑制各种展宽, 可以获得高精度光谱. 图 6(b) 实验测量得到 tune-out 光谱的线宽相比共振峰线宽更窄. 基于 tune-out 极化可以实现相同主量子数的偶极跃迁的极化干涉相消, 基于该原理可以实现差分溯源光谱并应用于微波参数测量.

高激发里德伯原子调控以及相应的光谱技术是量子计算、非经典光源以及量子精密测量领域的一个重要研究方向. 基于原子比特的逻辑门依赖原子间的相互作用, 这些长程相互作用通常是射频或微波频段; 基于里德伯原子的超原子可以实现单光子源, 原子间的相互作用主要是微波偶极相互作用; 基于里德伯原子的电场测量, 依赖里德伯原子的电场敏感量子态制备. 原子态调控引入辅助微波, 毫米或厘米尺度电场会影响邻近原子态, 特别是绝对频率的电磁场溯源, 由于环境电磁场的耦合以及背景黑体辐射 (BBR), 传感原子的共振跃迁绝对能级会存在偏移, 相应的光谱会出现外场导致的扭曲和变形. 基于 tune-out 效应, 通过干涉相消获得高精度光谱, 进一步通过 S-S 跃迁、D-D 跃迁等相同轨道角动量跃迁特性可以抑制对称性频移效应, 更好的对称性有利于获得灵敏度更高的光谱线型, 有利于提供更高精度的微波频率、强度测量或溯源.

5 结论与展望

本文基于室温原子气室搭建里德伯原子 EIT 测量系统, 在此基础上, 基于 AM 调制的里德伯共振微波跃迁实现 tune-out 波长测量. 实验利用稳

定的激光系统得到里德伯 EIT 光谱, 通过扫描微波频率得到 tune-out 光谱. 实验中, 在室温下实现里德伯原子的量子态制备, 在高纯度原子气室实现里德伯原子的 tune-out 干涉相消点测量, 基于高精度的微波测量技术实现 tune-out 光谱测量. 理论建立了三能级模型与实验结果进行对比, 理论与实验结果符合较好. 我们的微波调制测量光谱技术也为里德伯的 tune-out 测量提供技术手段.

本文基于实验结果, 考虑邻近能级计算极化率, 其给出的计算结果与实验结果接近, 误差能量标度±100 MHz 以内, 频率精度小于 10 MHz. 实际上, 相应的工作已经在基态 BEC 原子俘获上开展应用. 限于目前的实验技术能力, 只能实现 S-P 态的 tune-out 光谱. 对于对称性更好的 S-S tune-out 效应, 具有更好的对称性, 并且该光谱对环境场的梯度敏感而不对环境场绝对大小敏感, 该特性更有利于电磁场的测量和量子溯源. 目前 S-D, S-S 的理论上计算难度同样较大; 对于里德伯原子 S-D 态跃迁, 现有光学测量已接近量子散粒噪声极限, 对于跃迁强度更小的 S-S 跃迁光谱, 可能需要噪声更低的压缩态光场或者具有关联特性的纠缠光子对测量.

感谢中国科学院精密测量科学与技术创新研究院史庭云教授与唐丽艳教授、西北师范大学蒋军教授以及国防科技大学周艳丽教授的建议和指导.

数据可用性说明

本篇论文的关联数据可在科学数据银行论文关联数据 https://doi.org/10.57760/sciencedb.j00213.00007.中访问获取.

参考文献

[1] Scheffers H, Stark J 1934 *Phys. Z.* **35** 625

[2] Holmgren W F, Trubko R, Hromada I, Cronin A D 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 243004

[3] Leonard R H, Fallon A J, Sackett C A, Safronova M S 2015 *Phys. Rev. A* **92** 052501

[4] Arora B, Safronova M S, Clark C W 2011 *Phys. Rev. A* **84** 043401

[5] Schmidt F, Mayer D, Hohmann M, Lausch T, Kindermann F, Widera A 2016 *Phys. Rev. A* **93** 022507

[6] Jefferts S R, Heavner T P, Parker T E, Shirley J H, Donley E A, Ashby N, Levi F, Calonico D, Costanzo G A 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 050801

[7] Wang Y, Zhang X L, Corcovilos T A, Kumar A, Weiss D S 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 043003

[8] Herold C D, Vaidya V D, Li X, Rolston S L, Porto J V, Safronova M S 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 243003

[9] Safronova M S, Zuhrianda Z, Safronova U I, Clark C W 2015 *Phys. Rev. A* **92** 040501

[10] Fallon A, Sackett C 2016 *Atoms* **4** 12

[11] LeBlanc L J, Thywissen J H 2007 *Phys. Rev. A* **75** 053612

[12] Mitroy J, Tang L Y 2013 *Phys. Rev. A* **88** 052515

[13] Henson B M, Khakimov R I, Dall R G, Baldwin K G H, Tang L Y, Truscott A G 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 043004

[14] Leonard R H, Fallon A J, Sackett C A, Safronova M S 2017 *Phys. Rev. A* **95** 059901

[15] Zhang Y H, Tang L Y, Zhang X Z, Shi T Y 2016 *Phys. Rev. A* **93** 052516

[16] Lai Z L, Zhang S C, Gou Q D, Li Y 2018 *Phys. Rev. A* **98** 052503

[17] Zhang Y H, Wu F F, Zhang P P, Tang L Y, Zhang J Y, Baldwin K G H, Shi T Y 2019 *Phys. Rev. A* **99** 040502

[18] Copenhaver E, Cassella K, Berghaus R, Müller H 2019 *Phys. Rev. A* **100** 063603

[19] Jiang J, Li X J, Wang X, Dong C Z, Wu Z W 2020 *Phys. Rev. A* **102** 042823

[20] Li X J 2020 *M. S. Thesis* (Lanzhou: Northwest Normal University) (in Chinese) [李贤君 2020 硕士学位论文 (兰州: 西北师范大学)]

[21] Henson B M, Ross J A, Thomas K F, Kuhn C N, Shin D K, Hodgman S S, Zhang Y H, Tang L Y, Drake G W F, Bondy A T, Truscott A G, Baldwin K G H 2022 *Science* **376** 199

[22] Orcutt R H, Cole R H 1967 *J. Chem. Phys.* **46** 697

[23] Molof R W, Schwartz H L, Miller T M, Bederson B 1974 *Phys. Rev. A* **10** 1131

[24] Mille T M, Bederson B 1976 *Phys. Rev. A* **14** 1572

[25] Schwartz H L, Miller T M, Bederson B 1974 *Phys. Rev. A* **10** 1924

[26] Cronin A D, Schemiedmayer J, Pritchard D E 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1051

[27] Miffre A, Jacquet M, Büchner M, Trénec G, Vigué J 2006 *Eur. Phys. J. D* **38** 353

[28] Ekstrom C R, Schmiedmayer J, Chapman M S, Hammond T D, Pritchard D E 1995 *Phys. Rev. A* **51** 3883

[29] Holmgren W F, Revelle M C, Lonij V P A, Cronin A D 2010 *Phys. Rev. A* **81** 053607

[30] Gregoire M D, Hromada I, Holmgren W F, Trubko R, Cronin A D 2015 *Phys. Rev. A* **92** 052513

[31] Amini J M, Gould H 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 153001

[32] Ratkata A, Gregory P D, Innes A D, Matthies A J, McArd L A, Mortlock J M, Safronova M S, Bromley S L, Cornish S L 2021 *Phys. Rev. A* **104** 052813

Tune-out wavelengths of Rydberg atoms*

Liu Zhi-Hui [1)] Liu Xiao-Na [1)2)] He Jun [1)3)†] Liu Yao [1)] Su Nan [1)] Cai Ting [1)]
Du Yi-Jie [4)‡] Wang Jie-Ying [5)6)††] Pei Dong-Liang [5)6)] Wang Jun-Min [1)3)]

1) (*State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute S1 Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan* 030006, *China*)

2) (*School of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan* 030006, *China*)

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

4) (*State Key Laboratory of Space-Ground Integrated Information Technology, Space Star Technology Co., Ltd., Beijing* 100095, *China*)

5) (*Laboratory of Science and Technology on Marine Navigation and Control, China State Shipbuilding Corporation, Tianjin* 300131, *China*)

6) (*Tianjin Key Laboratory of Quantum Precision Measurement Technology, Tianjin* 300131, *China*)

(Received 19 March 2024; revised manuscript received 30 April 2024)

Abstract

The atomic polarizability represents the response characteristics of atoms to externally applied electromagnetic fields. The wavelength (or frequency) at which the dynamic polarizability of an atom is equal to zero is referred to as the tune-out wavelength (or frequency). Spectroscopy technology based on the tune-out effect has potential applications in quantum precision measurement, quantum computation and quantum communication. Related research topics include the measurement of fundamental physical constants and strong interactions. The tune-out wavelengths of atoms in low-lying states primarily fall within the optical band, where the theoretical calculations and experimental measurements have significant progress. However, for Rydberg atoms in highly excited states, theoretical calculations are challenging due to their high density of atomic states. The difficulty of experimental measurement arises from small splitting of adjacent atomic energy levels. In this paper, we demonstrate the tune-out wavelengths measurement for Rydberg atoms in a cesium vapor cell at room temperature. We utilize a two-photon cascade excitation to prepare Rydberg states and employ amplitude-modulation electromagnetically-induced transparency (AM-EIT) spectroscopy to measure the tune-out wavelength. By continuously scanning the microwave frequencies, we obtain AM-EIT signals of Rydberg atoms. At near-resonant microwave transition wavelengths, strong AM-EIT signals are observed due to microwave-atom coupling. Conversely, at tune-out wavelengths, the dynamically polarization-induced destructive interference in neighboring energy states occurs which leads to the weak AM-EIT signals. The AM-EIT provides a spectral resolution of about 10 MHz. We have developed a simplified three-level model to calculate the tune-out wavelength. The results of our theoretical calculations are consistent with the experimental findings within a range of ±90 MHz.

Keywords: Rydberg atom, cesium atoms, electromagnetically induced transparency spectrum, tune-out wavelength

PACS: 07.57.–c, 31.15.ap, 32.80.Ee **DOI:** 10.7498/aps.73.20240397

* Project supported by the Open Fund Project of Laboratory of Science and Technology on Marine Navigation and Control, China State Shipbuilding Corporation (Grant No. 2023010201).

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

‡ Corresponding author. E-mail: duyijiehandan@163.com

†† Corresponding author. E-mail: wjy3861@163.com

物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

里德伯原子幻零波长

刘智慧 刘逍娜 何军 刘瑶 苏楠 蔡婷 杜艺杰 王杰英 裴栋梁 王军民

Tune-out wavelengths of Rydberg atoms

Liu Zhi-Hui Liu Xiao-Na He Jun Liu Yao Su Nan Cai Ting Du Yi-Jie Wang Jie-Ying Pei Dong-Liang Wang Jun-Min

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 73, 130701 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20240397
在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.73.20240397
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

基于里德伯原子天线的低频电场波形测量
Measurement of low-frequency electric field waveform by Rydberg atom-based sensor
物理学报. 2024, 73(7): 070201 https://doi.org/10.7498/aps.73.20231778

射频电场缀饰下铯Rydberg原子的电磁感应透明光谱
Electromagnetically induced transparency spectra of cesium Rydberg atoms decorated by radio-frequency fields
物理学报. 2024, 73(11): 113201 https://doi.org/10.7498/aps.73.20240355

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

用于铯原子里德伯态激发的509 nm波长脉冲激光系统
A 509 nm pulsed laser system for Rydberg excitation of cesium atoms
物理学报. 2023, 72(6): 060303 https://doi.org/10.7498/aps.72.20222286

腔增强热里德伯原子光谱
Cavity-enhanced spectra of hot Rydberg atoms
物理学报. 2023, 72(8): 087801 https://doi.org/10.7498/aps.72.20230039

Al^+光钟态“幻零”波长的理论计算
Theoretical calculation of “tune-out” wavelengths for clock states of Al^+
物理学报. 2024, 73(10): 103103 https://doi.org/10.7498/aps.73.20240177