交/直流电场对里德伯原子 Stark 效应的调控作用及工频强场测量*

肖冬萍#† 陈苓# 阎晟 王浩 许显立 潘峰 温东阳 张淮清

(重庆大学电气工程学院, 输变电装备技术全国重点实验室, 重庆 400044)

(2025 年 5 月 25 日收到; 2025 年 8 月 29 日收到修改稿)

里德伯原子会敏感地响应外部电场作用并发生量子相干效应, 这是基于里德伯原子测量精确电场的基本原理. 本文首先采用双光子三能级系统生成铯里德伯原子并形成电磁诱导透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 效应, 以 EIT-Stark 光谱为宏观表征, 通过实验分别探讨了不同强度的直流电场和交流电场对里德伯原子 Stark 效应的调控作用, 揭示了强场测量受限的原因. 本文以电力系统工频强电场测量为目标, 提出了直流场调控扩大交流电场测量范围的方案, 建立了交直流电场共同作用于里德伯原子的动力学模型, 推导出解调后的直流和交流电场分量表达式. 在激光器扫频范围 1 GHz 的条件下, 施加 8 V/cm 的直流调控场, 采用 $28D_{3/2}$ 里德伯态可测到交流电场峰值可达 32 V/cm, 较直接测量方法提升了 33.3%; 设置不同强度的直流调控场进行实验, 解调后得到的交流场误差在 0.8% 以下. 本研究为基于里德伯原子的强场测量提供了一种有效的解决方案.

关键词: 里德伯原子, Stark 效应, 电磁诱导透明效应, 工频强场测量

PACS: 32.80.Aa, 32.60.+i, 42.50.Gy, 94.20.Ss **DOI:** 10.7498/aps.74.20250677

CSTR: 32037.14.aps.74.20250677

1 引 言

在电力系统中, 运行的电气设备在其周围空间产生特定规律性分布的电场, 电场测量成为设备状态监测与评估、故障诊断的重要技术手段. 目前普遍使用的电场测量方法有两大类: 电学法和光学法[1,2]. 电学法电场测量原理简单, 测量系统成本低, 在三维、强电场测量方面具有优势, 但是传感探头体积大、金属电极会对被测电场造成影响, 且响应速度慢、频带窄. 光学法弥补了电学法测量存在的不足, 但是其准确性和灵敏度受非线性晶体材料限制, 受环境影响大、不确定度高且校正困难. 近年来, 电网智能状态监测和短链条溯源、先进装备制造等对电场测量的各项性能指标等提出了更高要求. 传统方法对单项测量性能的提升具有难以逾越的上限, 更难兼顾多项性能指标的同时提升. 因此, 有必要探索电场与物质的作用机理, 提出具有原理突破性、性能进化性的全新传感测量方法.

近年来, 越来越多的研究报道了里德伯原子电场测量的优越特性. 基于里德伯原子的电场量子测量, 主要是利用了高能激发态原子在外部电场作用下发生能级变化、并宏观体现在光谱变化上这一物理机制[3,4]. 高里德伯态原子具有较大的原子半径、极化率和电偶极矩, 对外电场极为敏感, 能够突破常规测量方法的准确度和灵敏度; 由于原子能级是

* 国家自然科学基金 (批准号: 52477001) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: xiaodongping@cqu.edu.cn

© 2025 中国物理学会 Chinese Physical Society

固定不变的, 基于里德伯原子的电场量子测量可直接溯源至普朗克常数, 具有自校准性[5–11].

目前, 利用碱金属里德伯原子的电磁感应透明 (electromagnetically induced transparency, EIT) 效应和 Autler-Townes (AT) 分裂现象, 实现了对微弱微波电场的高精度和高灵敏测量, 得到了众多应用领域的极大关注[9–11]. 随之, 对于强场测量的应用需求也被提出来. 研究发现, 当微波场共振驱动原子能级跃迁时, 由于 AT 分裂效应, EIT 光谱峰会分裂成两个峰, 且场强在一定范围内时 AT 分裂间距与微波电场场强呈正比[12,13]. 但当场强超出一定值后, 受邻近里德伯能级间的静电排斥作用, AT 分裂出现非线性特性, 正比关系不成立, 甚至于场强增大但分裂间距不变[14,15]; 此外, 较强的电场还可能引发里德伯原子场电离, 残余电荷积累干扰探测信号的有效性, 从而限制了场强测量的上限值[16]. Anderson 团队在 2014 年基于双微波光子跃迁技术, 研制的原子微波电场计测量最大场强为 40 V/m[17]; 2016 年通过对 65D—66D 里德伯态施加微波场, 当微波离子化率达到 20% 时, 可测场强达到 230 V/m[18].

另一方面, 当低频非共振电场与碱金属里德伯原子作用时, 原子能级对应的 EIT 光谱峰发生 Stark 频移, 且 Stark 频移量与场强平方呈正比[19–21]. 当外加电场超过阈值时, 相邻里德伯能级在电场作用下相互排斥并形成能隙, 出现避免交叉现象[22–25], 产生复杂的非线性响应, Stark 频移量与场强平方之间的关系失效. 此外, 从技术层面而言, 形成 Stark 频移量需要配合使用满足一定性能要求的激光器, 测量强场要求激光器的扫频范围足够大. 然而受制于激光器谐振腔的物理长度和材料特性[26,27], 激光器的扫频范围是有限的; 特别是当需要较高扫频频率时, 其扫频范围将进一步压窄. 综上, 受限于里德伯原子外场效应的物理特性和激光器现有的技术水平, 目前对低频强场的测量存在困难. 2021 年李伟等[28] 使用 $42D_{5/2}$ 里德伯态, 利用工频电场对射频电场进行幅度调制, 实现了 1.41 V/cm 工频电场幅值测量; 2023 年崔帅威等[29] 采用 20S 态铯里德伯原子与蓝宝石制成的原子蒸气室测量了 28 V/cm 的工频电场.

本研究以电力系统中的工频交流强场 (kV/m 量级及以上) 为测量目标, 剖析里德伯原子强场测量的难点, 结合工频交流电场及其与里德伯原子作用的 Stark 效应特征, 提出了一种结合直流场调控的测量方案. 本文首先给出直流电场、工频电场、直流调控工频交流电场作用于里德伯原子的 Stark 效应实验结果, 并证明直流调控工频电场测量的有效性; 然后建立交/直流电场与里德伯原子作用的动力学模型, 阐释 Stark 效应作用机理, 并推导直流调控交流电场测量方案的两类电场解调关系式; 最后再利用实验验证本文提出测量方案的有效性.

2 交/直流电场作用下的里德伯原子 Stark 效应实验研究

2.1 测量系统及实验设置

实验采用的阶梯型三能级结构和测量系统如图 1(a), (b) 所示. 探测激光和耦合激光平行重合且反向射入铯原子气室. 852 nm 探测激光使基态原子共振跃迁至中间态 ($|6S_{1/2}, F=4\rangle \rightarrow |6P_{3/2}, F'=5\rangle$), 512 nm 耦合光驱动原子从中间态跃迁至里德伯态 ($|6P_{3/2}, F=5\rangle \rightarrow |28D_{5/2}\rangle$), 同时形成 EIT 光谱. 选择主量子数偏低的里德伯态, 是因为其首次避免交叉位置对应的场强更大, 可扩大测量的线性范围; 此外, 低里德伯态具有小的原子极化率 α, 电场作用下产生的 Stark 频移量小, 在激光器一定扫频范围限制下更适合于强场测量. 选用 D 态是因为实验中其光谱相比于 S 态更明显, 并且 $28D_{5/2}$ 态在外部电场作用下会分裂出 $m_j = 1/2, 3/2, 5/2$ 三个精细态, 信息量丰富, 有利于分析强场作用下的 Stark 效应特征.

在平行极板上施加电压, 形成与激光传播方向垂直的电场作用于里德伯原子. 所使用耦合激光器的压电陶瓷 (PZT) 连续扫描范围最大为 10 GHz.

2.2 不同外场作用下的实验结果

分别对里德伯原子气室施加直流电场、工频交流电场、直流调制工频交流电场, 分析对应产生的 EIT-Stark 光谱特征并阐释其发生机理.

2.2.1 直流电场作用的结果

图 2(a) 所示为无电场作用时的 EIT 光谱, 其峰值对应的频率点标记为频移零点. 随着所施加的直流电场逐渐增强, 出现 $m_j = 1/2, 3/2, 5/2$ 三个精细态对应的光谱峰, 并且光谱峰相对于频移零点向两侧移动, 如图 2(b)—(f) 所示, 由此可测出各能级态对应的 Stark 频移量.

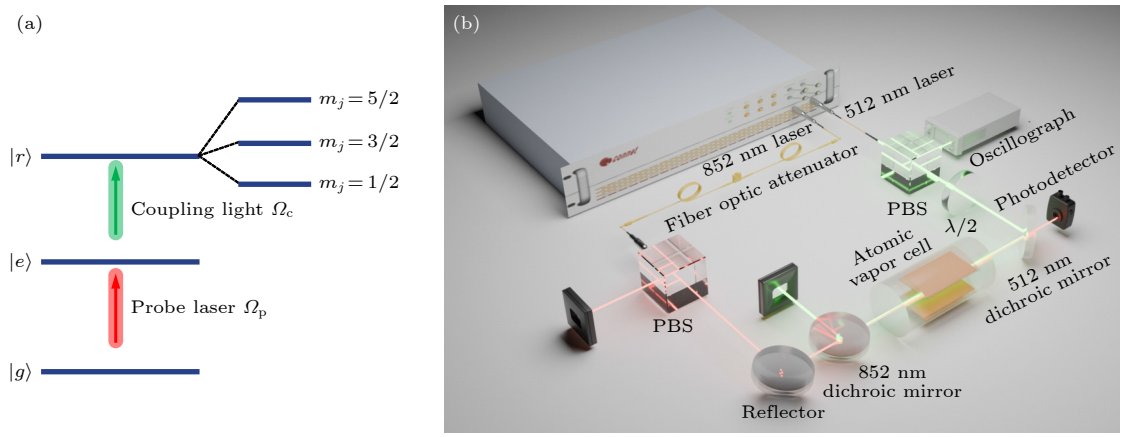


图 1 里德伯原子电场量子传感器的实验装置示意图 (a) 铯里德伯原子三能级结构和跃迁过程示意图; (b) 实验装置的布局示意图

Fig. 1. Experimental setup of a Rydberg atom electric field quantum sensor: (a) Schematic diagram of the three-level structure and transition process of a cesium Rydberg atom; (b) experimental apparatus layout diagram.

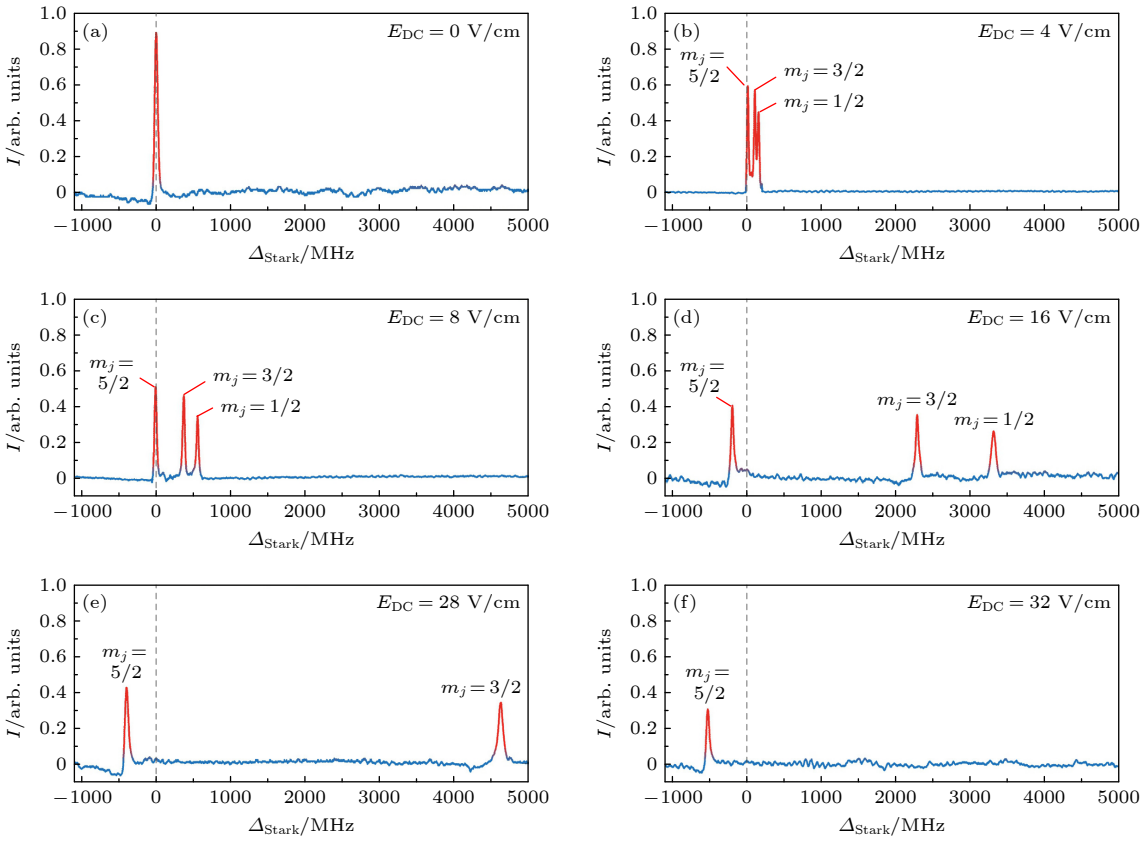


图 2 直流电场作用下的 EIT 光谱

Fig. 2. EIT spectra under the action of a DC electric field.

Stark 频移量 Δ_{Stark} 与电场强度 E 的关系在一定范围内可表示为[30]

$$\Delta_{\text{Stark}} = -\frac{\alpha}{2}E^2, \tag{1}$$

式中 α 为极化率.

结合图 2 可知: $m_j=1/2$, $3/2$ 态的极化率为负值, 对应的光峰右移; $m_j=5/2$ 态的极化率为正值, 对应的光峰左移. 在相同场强作用下, 具有较大极化率的 $m_j=1/2$ 态产生较大的光峰频移量, 而 $m_j=5/2$ 态对应的光峰频移量较小. 受限于激光扫频范围和观测界面尺寸, 随着场强进一步增大, $m_j=1/2$, $3/2$ 态对应的光峰消失.

提取图 2 中的每一个场强对应的 EIT-Stark 光谱频移量 Δ_{Stark} 数据, 利用 (1) 式进行函数拟合.

考虑实验中存在测量误差与环境干扰, 对 (1) 式进行修正:

$$\Delta_{\text{Stark}} = -\frac{1}{2}\alpha_{[28\text{D}_{5/2}(m_j)]}E^2 + b. \tag{2}$$

经理论计算与实验拟合, $28\text{D}_{5/2}$ 三个精细能级态对应的极化率如表 1 所列.

表 1 $28\text{D}_{5/2}$ 精细能级态极化率 α (MHz·cm²/V²)

Table 1. Polarizability of $28\text{D}_{5/2}$ fine energy states α (MHz·cm²/V²).

m_j	理论计算结果	实验拟合结果
1/2	–16.34966	–16.17472
3/2	–11.81798	–11.51648
5/2	1.22474	1.09556

计算表 1 中两组极化率的均方根误差 RMSE 为 0.37, 表明两组极化率数值的差异极小, 验证直流电场作用实验结果的正确性, 也验证了电场强度与 EIT-Stark 频移量之间存在二次关系.

2.2.2 工频交流电场作用的结果

由 (1) 式可知, 在低频交流电场作用下, 里德伯原子 EIT-Stark 光谱的频移量随场强大小周期性动态变化, 光谱变化频率是被测电场频率的两倍. 以 ωt 为横轴, 图 3(a)—(d) 所示为工频电场作用下各里德伯态对应光谱频移量 Δ_{Stark} 随时间变化的轨迹, E_{AC} 为交流电场峰值.

图 3(a) 所示为 $E_{\text{AC}} = 16$ V/cm 的工频电场作用于 $28\text{D}_{5/2}$ 态里德伯原子时, 其 $m_j = 1/2$, 3/2, 5/2 三个精细态对应光谱频移量 Δ_{Stark} 随时间变化的轨迹. 工频电场正、负半周作用形成的光谱轨迹是一样的, 故而光谱轨迹的频率翻倍. $m_j = 1/2$, 3/2 态的极化率为负值, 光谱轨迹显示为上凸; $m_j = 5/2$ 态的极化率为正值, 则光谱轨迹显示为下凹. 根据光谱轨迹的峰值可以计算得到电场的峰值, 且光谱轨迹峰值还反映了极化率的大小关系. 结合

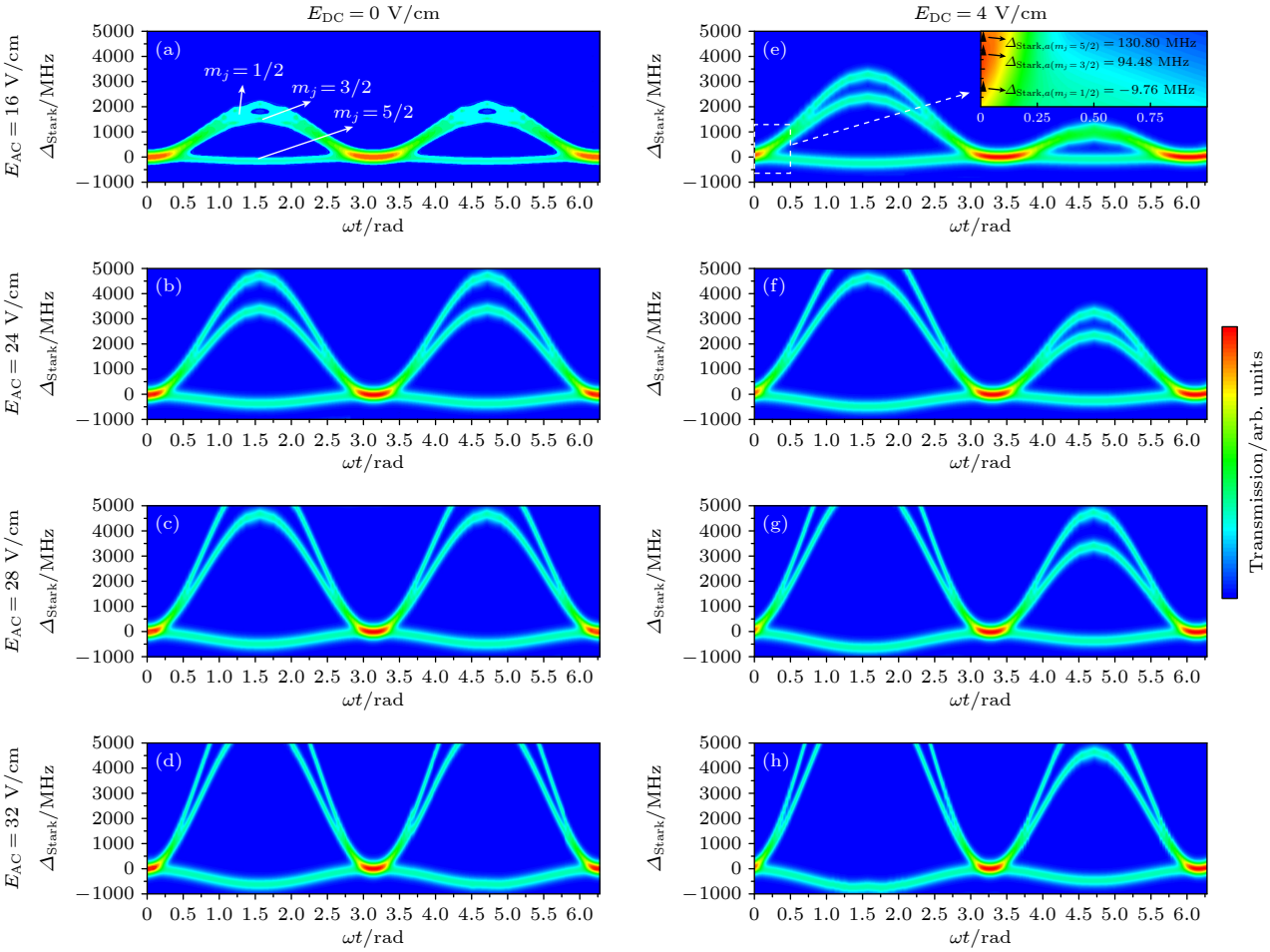


图 3 不同电场作用下的各里德伯态光谱频移量 Δ_{Stark} 随时间变化轨迹 (a)—(d) 不同工频交流场强作用的结果; (e)—(i) 直流调控不同工频交流场强作用的结果

Fig. 3. Trajectories of the spectral frequency shifts Δ_{Stark} of each Rydberg state with time under the action of different electric fields: (a)–(d) The results of the action of different industrial frequency AC field strengths; (e)–(i) the results of the action of different industrial frequency AC field strengths of DC modulation.

表 1 和图 3(a) 可见 $m_j = 1/2$ 光谱轨迹的峰值最大, $m_j = 5/2$ 光谱轨迹的峰值最小.

随着工频电场强度的增大, 光谱轨迹的峰值逐渐增大, 如图 3(b)—(d) 所示. 受制于激光扫频范围和观测界面尺寸, 当 $E_{\rm AC} = 28$ V/cm 时 $m_j = 1/2$ 态对应的光谱轨迹峰超出可见范围 (即不可测), $m_j = 3/2$ 态对应的光谱轨迹峰靠近可测范围的上限. 继续增大被测场强, $m_j = 3/2$ 态对应的光谱轨迹峰超出可测范围, 而在此过程中, $m_j = 5/2$态对应的光谱轨迹峰缓慢增大. 由此可见, $m_j = 1/2$, 3/2 态适合于测量弱场、$m_j = 5/2$ 态适合于测量强场; 但是 $m_j = 5/2$ 态的极化率太小, 影响其测量的灵敏度.

2.2.3 直流调控工频交流电场作用的结果

在各工频交流电场上均附加 4 V/cm 的直流偏置, 所形成的光谱轨迹如图 3(e)—(h) 所示.

图 3(e) 为 $E_{\rm AC}$=16 V/cm 工频电场叠加 $E_{\rm DC} =$ 4 V/cm 直流电场作用于 $28{\rm D}_{5/2}$ 态里德伯原子时, $m_j = 1/2$, 3/2, 5/2 三个精细态对应光谱频移量 $\Delta_{\rm Stark}$ 随时间变化的轨迹. 由于合成电场的正半周峰值高于负半周峰值, 对应的两个半周期内光谱峰值一高一低. 交流场强过零时刻对应的 $\Delta_{\rm Stark}$ 是由直流电场产生的, 如图 3(f) 所示.

随着 $E_{\rm AC}$ 强度增大, 合成电场正半周对应的光谱峰更早地超出可测范围之外, 但负半周仍处于可测范围之内. 对比图 3(c), (h) 和图 3(d), (i), 可见采用直流调控方案, 基于 $m_j = 1/2$, 3/2 态里德伯原子, 可以测量更高强度的电场.

据此, 本文提出当需要测量较强的低频交流电场时, 可采用一个合适的直流电场来进行调控, 解决测量设备可调范围受限的问题. 下一步将建立理论模型, 阐释交/直流电场与里德伯原子作用的机理, 并探讨如何从测量得到的光谱频移量中分解出直流电场和交流电场作用的分量.

3 交/直流电场与里德伯原子作用的理论研究

3.1 外电场与里德伯原子作用的理论模型

Stark 效应是原子能级在外加电场作用下发生的偏移现象, 其物理本质在于外场对原子电子云空间分布的调控作用. 在外电场作用下原子的薛定谔方程可以表示为

$$(H_0 + H_{\rm E})\left|\psi_{\rm i}\right\rangle = \varepsilon_{\rm i}\left|\psi_{\rm i}\right\rangle, \tag{3}$$

式中, $\varepsilon_{\rm i}$ 为态对应的本征能量; $H_{\rm E} = -\boldsymbol{d}\cdot\boldsymbol{E} = -e\boldsymbol{r}\cdot\boldsymbol{E}$ 为电场与原子相互作用项, 其中 $\boldsymbol{E}$ 为电场矢量, $\boldsymbol{r}$ 为里德伯电子在原子中的位置矢量; H_0 是零场条件下的哈密顿算符, 旋转波近似下哈密顿量:

$$\begin{aligned} H_0 = {} & \hbar\Delta_{\rm p}\sigma_{\rm ee} + \hbar(\Delta_{\rm p} + \Delta_{\rm c})\sigma_{\rm rr} \\ & + \frac{\hbar\Omega_{\rm p}}{2}\left(\sigma_{\rm eg} + \sigma_{\rm ge}\right) + \frac{\hbar\Omega_{\rm c}}{2}\left(\sigma_{\rm er} + \sigma_{\rm re}\right), \end{aligned} \tag{4}$$

其中, σ_{ij} 是矩阵元素, 代表系统中不同能级之间的跃迁算符; $\Omega_{\rm p}$ 和 $\Omega_{\rm c}$ 分别为探测光和耦合光的 Rabi 频率; $\Delta_{\rm p} = \omega_{\rm p} - \omega_{\rm eg}$ 和 $\Delta_{\rm c} = \omega_{\rm c} - \omega_{\rm er}$ 分别为探测光和耦合光的失谐量.

通过将外场引入原子的波函数展开形式[5,31]:

$$\left|\psi_{\rm i}\right\rangle = \sum\nolimits_{n=1}^{N} c_n\left|\varphi_n\right\rangle, \tag{5}$$

式中, φ_n 为零场时的波函数, c_n 为波函数系数, $\psi_{\rm i}$ 为外加电场时的本征能量. 将展开式代入 (3) 式, 并构建基于选定基矢的矩阵方程, 通过数值对角化求解获得修正后的能级结构:

$$\sum\nolimits_{n}\left[\boldsymbol{H}_0 + \boldsymbol{H}_{\rm E}\right]_{mn} c_n = \boldsymbol{\varepsilon}_{\rm i} c_m, \tag{6}$$

$$H_{{\rm E},mn} = -\left\langle\varphi_m\right|H_{\rm E}\left|\varphi_n\right\rangle, m = 1, 2, \cdots, N. \tag{7}$$

在此基础上, 通过调节外电场强度 E 的取值, 进行数值求解, 得到 Stark 能级偏移量. 在一定场强范围内, E 与 $\Delta_{\rm Stark}$ 的关系如 (1) 式所示, 若 E 随时间变化则 $\Delta_{\rm Stark}$ 也随之规律性变化.

直流场和交流场作用时, 理论上说应分别对应直流极化率 $\alpha_{\rm DC}$ 和交流极化率 $\alpha_{\rm AC}$, 两者的差异主要体现在对频率的响应特性上: 直流极化率是静态极化的度量指标, 而交流极化率则随驱动频率呈现出洛伦兹分布的动态变化特性. 文献 [3] 指出, 在低频条件下 (频率低于 kHz 量级), 交流极化率和直流极化率近似相等 ($\alpha_{\rm AC} \approx \alpha_{\rm DC} = \alpha$).

当直流电场 $E_{\rm DC}$ 和工频交流电场 $E_{\rm AC}$ 叠加为复合场 $E(t) = E_{\rm DC} + E_{\rm AC}\sin(\omega t)$ 时, 系统能级的动态偏移可表示为

$$\begin{aligned} \Delta_{\rm Stark}(t) = {} & -\frac{\alpha}{2}E_{\rm DC}^2 - \alpha E_{\rm DC}E_{\rm AC}\sin(\omega t) \\ & - \frac{\alpha}{2}E_{\rm AC}^2\sin^2(\omega t) \\ = {} & \left(-\frac{\alpha}{2}E_{\rm DC}^2 - \frac{\alpha}{4}E_{\rm AC}^2\right) - \alpha E_{\rm DC}E_{\rm AC}\sin(\omega t) \\ & + \frac{\alpha}{4}E_{\rm AC}^2\cos(2\omega t). \end{aligned} \tag{8}$$

则外加电场 $E(t)$ 的作用下修正后的哈密顿量为

$$H(t) = H_0 + \hbar\Delta_{\text{Stark}}(t)\sigma_{\text{rr}}. \tag{9}$$

将相互作用绘景下系统的哈密顿量 ((9) 式) 和退相干矩阵 $\boldsymbol{L}(\boldsymbol{\rho})$ 代入林德布拉德 Lindblad 方程中:

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{\rho}}{\mathrm{d}t} = -\frac{\mathrm{i}}{\hbar}[\boldsymbol{H}(t), \boldsymbol{\rho}] + \boldsymbol{L}(\boldsymbol{\rho}), \tag{10}$$

式中退相干矩阵包含自发辐射和碰撞退相干项,

$$\boldsymbol{L}(\boldsymbol{\rho}) = \sum_{i\neq j}\gamma_{ij}\left(\sigma_{ij}\boldsymbol{\rho}\sigma_{ji} - \frac{1}{2}\{\sigma_{ij}\sigma_{ji}, \boldsymbol{\rho}\}\right). \tag{11}$$

通过求解系统的密度矩阵 $\boldsymbol{\rho}$, 获得与探测光相关的非对角矩阵元 ρ_{eg} 近似解:

$$\rho_{\text{eg}} = -\frac{(\mathrm{i}\hbar\Gamma_{32} + 2\hbar\Delta_{\text{c}} + 2\Delta_{\text{Stark}})\,\Omega_{\text{p}}}{\hbar\Gamma_{21}\Gamma_{32} - 2\mathrm{i}\hbar\Gamma_{21}\Delta_{\text{c}} - \mathrm{i}2\Delta_{\text{Stark}}\Gamma_{21} + \hbar\Omega_{\text{c}}^2}. \tag{12}$$

式中 Γ_{21}, Γ_{32} 分别为原子从中间态到基态、里德伯态到中间态的衰减速率.

由 ρ_{eg} 得到与探测光相关的复极化率 χ, 进而得到稳态条件下 EIT 光谱的解析表达式:

$$T(t) \propto T_0\mathrm{e}^{-kL\mathrm{Im}[\chi(\rho_{\text{eg}})]}, \tag{13}$$

式中, T_0 为入射光强, $\boldsymbol{k}$ 为波矢, L 是原子气室的长度.

3.2 基于动态频移的交流场强分量提取

根据 (8) 式, EIT 光谱中的频移 $\Delta_{\text{Stark}}(t)$ 由 3 个贡献项构成:

$$\Delta_{\text{Stark}}(t) = A + B\sin(\omega t) + C\cos(2\omega t), \tag{14}$$

式中, $A = -\alpha E_{\text{DC}}^2/2 - \alpha E_{\text{AC}}^2/4$ 表示直流场和交流场的静态贡献, $B = -\alpha E_{\text{DC}}E_{\text{AC}}$ 表示由直流场与交流场耦合产生的频移分量, $C = \alpha E_{\text{DC}}^2/4$ 则表示交变电场自身引起的倍频分量.

基于测量数据与理论模型, 使用非线性最小二乘法对透射光谱进行拟合, 获得拟合曲线并提取模型中的关键参数 A, B, C 拟合值. 通过拟合获得的参数值可以进一步反算出交流场 E_{AC} 的计算值:

$$E_{\text{AC}} = \sqrt{4C/\alpha}. \tag{15}$$

通过对光谱拟合和傅里叶分析, 可提取交流电场分量.

4 直流场调控下的工频电场测量效果分析

实验中设置 3 组交/直流电场组合形式: $E_{\text{DC}} = 4$ V/cm, $E_{\text{AC}} = 28$ V/cm; $E_{\text{DC}} = 6$ V/cm, $E_{\text{AC}} = 28$ V/cm; $E_{\text{DC}} = 8$ V/cm, $E_{\text{AC}} = 28$ V/cm. 连续记录了 EIT 谱峰频移量从 0 到合成电场负半周对应的光谱峰频移极值之间数据, 如图 4(a)—(c) 所示, 每个数据点都是 5 次独立测量结果的平均值, 误差线为标准误差, 虚线为实验数据的拟合曲线.

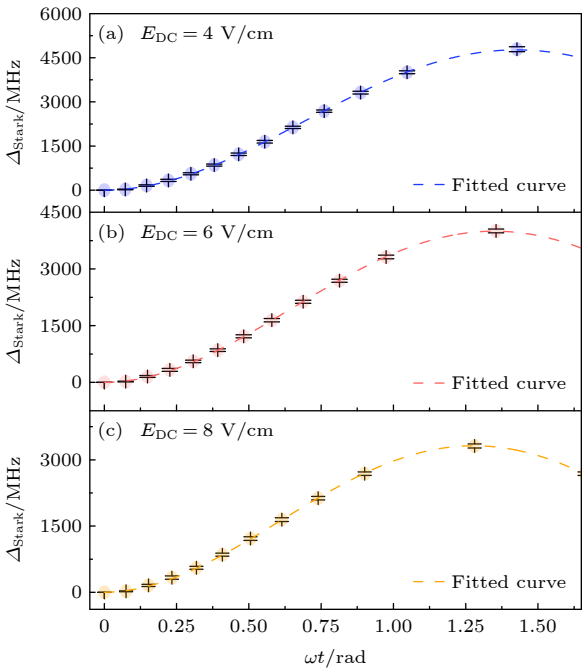


图 4 $28\text{D}_{5/2}(m_j = 1/2)$ 里德伯态在不同交直流调制电场下, EIT-Stark 光谱频移量随 ωt 的变化 (a) $E_{\text{DC}} = 4$ V/cm, $E_{\text{AC}} = 28$ V/cm; (b) $E_{\text{DC}} = 6$ V/cm, $E_{\text{AC}} = 28$ V/cm; (c) $E_{\text{DC}} = 8$ V/cm, $E_{\text{AC}} = 28$ V/cm

Fig. 4. Relationship between the frequency shift of the EIT-Stark spectral spectrum and ωt in the $28\text{D}_{5/2}(m_j = 1/2)$ Rydberg state under different AC/DC electric fields: (a) $E_{\text{DC}} = 4$ V/cm, $E_{\text{AC}} = 28$ V/cm; (b) $E_{\text{DC}} = 6$ V/cm, $E_{\text{AC}} = 28$ V/cm; (c) $E_{\text{DC}} = 8$ V/cm, $E_{\text{AC}} = 28$ V/cm.

根据 (14) 式非线性拟合获得 3 种情况下的系数 C 分别为: 3216.70, 3256.27, 3241.91; 根据 (15) 式计算得到 $E_{\text{AC}} = 28.05$ V/cm, 28.22 V/cm, 28.16 V/cm. 其比值误差百分数 $\delta_i (i = 1, 2, 3)$ 分别为 0.1786%, 0.7857%, 0.5714%.

为了对测量的有效性和精度做进一步分析, 设置不同的直流调制场强 (0, 4, 6, 8 V/cm) 和不同幅值的工频电场 (0—32 V/cm) 作用于里德伯原子, 通过光谱特征提取和解调计算, 得到被测交流场强, 并计算误差, 统计后列于图 5. 图 5 中每个格子内的数值为工频电场幅值测量误差; 格子内的蓝色越深代表误差越大, 灰色格子代表在该条件无法测得交流场强.

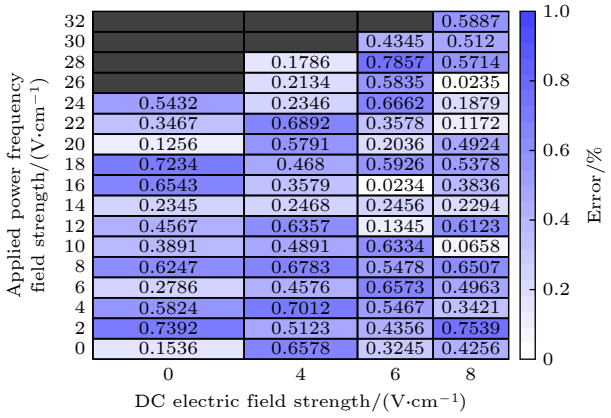


图 5 不同直流场调控下交流场强测量值及准确性分析

Fig. 5. Measured values and accuracy analysis of AC field strength under different DC field controls.

实验结果表明, 通过施加 8 V/cm 的直流调控场, 能够将基于里德伯原子的工频电场场强测量范围从直接测量方法的 24 V/cm 提升至 32 V/cm, 扩大了 33.3%. 进一步分析误差情况, 发现误差大小与场强的组合情况相关: 当仅有交流场作用时, 误差主要来源于交流源和示波器的精度及分辨率等因素; 当同时施加直流场时, 直流源的性能也会成为误差源之一; 且随着场强的增大, 测量系统受到的影响呈现减小的趋势. 整体来看, 在不同直流和交流电场强度组合下, 解调后求得的交流场强误差均小于 0.80%, 标准差 $\sigma = 0.2196\%$, 显示出测量结果较为集中, 表明本文提出的测量方案的有效性和准确性.

5 结 论

本研究聚焦于电力系统工频交流强场的量子测量难题, 提出并验证了结合直流调控场的里德伯原子强场测量方案. 研究首先通过实验探讨了直流电场、工频交流电场以及直流调控工频交流电场对里德伯原子 Stark 效应的影响, 发现直流电场作用下里德伯原子能级分裂为 3 个精细态, 不同磁量子数对应的光谱峰表现出不同的极化率, 其中 $m_j = 1/2$ 态因较大极化率而具有更高灵敏度; 工频交流电场作用下, 光谱频移量随场强周期性动态变化, 且场强增大时 $m_j = 1/2$, $3/2$ 态对应光谱峰会超出可测范围. 为此, 研究提出直流场调控方案并建立交/直流电场共同作用于里德伯原子的动力学模型, 推导出解调后的交流电场分量表达式. 实验结果表明, 在激光器扫频范围有限的条件下, 施加 8 V/cm 的直流调控场, 采用 $28D_{3/2}(m_j = 1/2)$ 里德伯态可测到交流电场峰值达 32 V/cm, 较直接测量方法提升 33.3%, 且不同强度直流调控场下解调后的交流场误差均在 0.8% 以下, 验证了直流场调控对扩展测量范围的有效性.

与已发表研究相比, 本工作解决了强场测量中超扫频范围限制的问题, 拓展了里德伯传感器在强场环境中的应用潜力. 未来需验证极端强场环境下的稳定性和可靠性、提高测量精度以及进一步拓展测量范围, 同时探索进一步改进实验装置, 提升测量系统的稳定性和抗干扰能力, 以期为电力系统等实际应用提供更为可靠的电场量子测量方案.

参考文献

[1] Peng J, Jia S H, Bian J M, Zhang S, Liu J B, Zhou X 2019 *Sensors* **19** 2860

[2] Han Z F, Xue F, Hu J, He J L 2021 *IEEE Ind. Electron. Mag.* **15** 35

[3] Han X X, Sun G Z, Hao L P, Bai S Y, Jiao Y C 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 093202 (in Chinese) [韩小萱, 孙光祖, 郝丽萍, 白素英, 焦月春 2024 物理学报 **73** 093202]

[4] Liu Q, Chen J Z, Wang H, Zhang J, Ruan W M, Wu G Z, Zheng S Y, Luo J T, Song Z F 2024 *Chin. Phys. B* **33** 054203

[5] Zhang X C, Qiao J H, Liu Y, Su N, Liu Z H, Cai T, He J, Zhao Y T, Wang J M 2024 *Acta Phys. Sin.* **73** 070201 (in Chinese) [张学超, 乔佳慧, 刘瑶, 苏楠, 刘智慧, 蔡婷, 何军, 赵延霆, 王军民 2024 物理学报 **73** 070201]

[6] Facon A, Dietsche E K, Grosso D, Haroche S, Raimond J M, Brune M, Gleyzes S 2016 *Nature* **535** 262

[7] Duspayev A, Cardman R, Anderson D A, Raithel G 2024 *Phys. Rev. Res.* **6** 023138

[8] Li C Y, Zhang L J, Zhao J M, Jia S T 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 163202 [李昌勇, 张临杰, 赵建明, 贾锁堂 2012 物理学报 **61** 163202]

[9] 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]

[10] 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

[11] 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

[12] Jia F D, Liu X B, Mei J, Yu Y H, Zhang H Y, Lin Z Q, Dong H Y, Zhang J, Xie F 2021 *Phys. Rev. A* **103** 063113

[13] Zhou F, Jia F D, Liu X B, Zhang J, Xie F, Zhong Z P 2023 *Acta Phys. Sin.* **72** 045204 (in Chinese) [周飞, 贾凤东, 刘修彬, 张剑, 谢锋, 钟志萍 2023 物理学报 **72** 045204]

[14] Holloway C L, Prajapati N, Artusio-Glimpse A B, Berweger S, Simons M T, Kasahara Y, Alù A, Ziolkowski R W 2022 *Appl. Phys. Lett.* **120** 204001

[15] Wang Y X, Liu Y Q, Zhang Q Y, Gong P W, Xie W, Wu Z N, Jia F D, Zhong Z P 2024 *AIP Adv.* **14** 105137

[16] Weller D 2019 *Thermal Rydberg Spectroscopy and Plasma* (Munich: Verlag Dr. Hut) p68

[17] Anderson D A, Schwarzkopf A, Miller S A, Thaicharoen N, Raithel G, Gordon J A, Holloway C L 2014 *Phys. Rev. A* **90**

043419
[18] Anderson D A, Miller S A, Raithel G, Gordon J A, Butler M L, Holloway C L 2016 *Phys. Rev. Appl.* **5** 034003
[19] Song H T, Hu S S, Ding C, Xiao Y, Wang B S, Zhang Y 2023 *Proceedings of the 2023 8th Asia Conference on Power and Electrical Engineering* (ACPEE 2023) Tianjin, China, April 14–16, 2023 p1638
[20] Ding C, Hu S S, Deng S, Song H T, Zhang Y, Wang B S, Yan S, Xiao D P, Zhang H Q 2025 *Acta Phys. Sin.* **74** 043201 (in Chinese) [丁超, 胡珊珊, 邓松, 宋宏天, 张英, 王保帅, 阎晟, 肖冬萍, 张淮清 2025 物理学报 **74** 043201]
[21] Jiao Y C 2017 *Ph. D. Dissertation* (Shanxi: Shanxi University) (in Chinese) [焦月春 2017 博士论文 (山西: 山西大学)]
[22] Xiao D P, Shi Z X, Chen L, Yan S, Xu L X, Zhang H Q 2024 *Front. Phys.* **12** 1405149
[23] Song H T, Xiao Y, Hu S S, Xiao D P, Wang B S, Shi Z X, Zhang H Q 2024 *IET Energy Syst. Integr.* **6** 174
[24] Urbańczyk T, Kędziorski A, Krośnicki M, Koperski J 2024 *Molecules* **29** 4657
[25] Gatzke M, Veale J R, Swindell W R, Gallagher T F 1996 *Phys. Rev. A* **54** 2492.
[26] Lihachev G, Riemensberger J, Weng W, Liu J, Tian H, Siddharth A, Snigirev V, Shadymov V, Voloshin A, Wang R N, He J, Bhave S A, Kippenberg T J 2022 *Nat. Commun.* **13** 3522
[27] Dong H J, Wang X Y, Li C Y, Jia S T 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 093201 (in Chinese) [董慧杰, 王新宇, 李昌勇, 贾锁堂 2015 物理学报 **64** 093201]
[28] Li W, Zhang C G, Zhang H, Jing M Y, Zhang L J 2021 *Acta Laser Optoelectron. Prog.* **58** 144 (in Chinese) [李伟, 张淳刚, 张好, 景明勇, 张临杰 2021 激光与光电子学进展 **58** 144]
[29] Cui S W, Peng W X, Li S N, Jiang Y, Ji Z H, Zhao Y T 2023 *High Volt. Eng.* **49** 644 (in Chinese) [崔帅威, 彭文鑫, 李松浓, 蒋源, 姬中华, 赵延霆 2023 高电压技术 **49** 644]
[30] Harmin D A 1982 *Phys. Rev. A* **26** 2656
[31] Cardman R, MacLennan J L, Anderson S E, Raithel G 2021 *New J. Phys.* **23** 063074

Regulation of Stark effect in Rydberg atoms by AC and DC electric fields and measurement of power-frequency strong fields*

XIAO Dongping #† CHEN Ling # YAN Sheng WANG Hao XU Xianli PAN Feng WEN Dongyang ZHANG Huaiqing

(*National Key Laboratory of Power Transmission Equipment Technology, School of Electrical Engineering, Chongqing University, Chongqing* 400044, *China*)

(Received 25 May 2025; revised manuscript received 29 August 2025)

Abstract

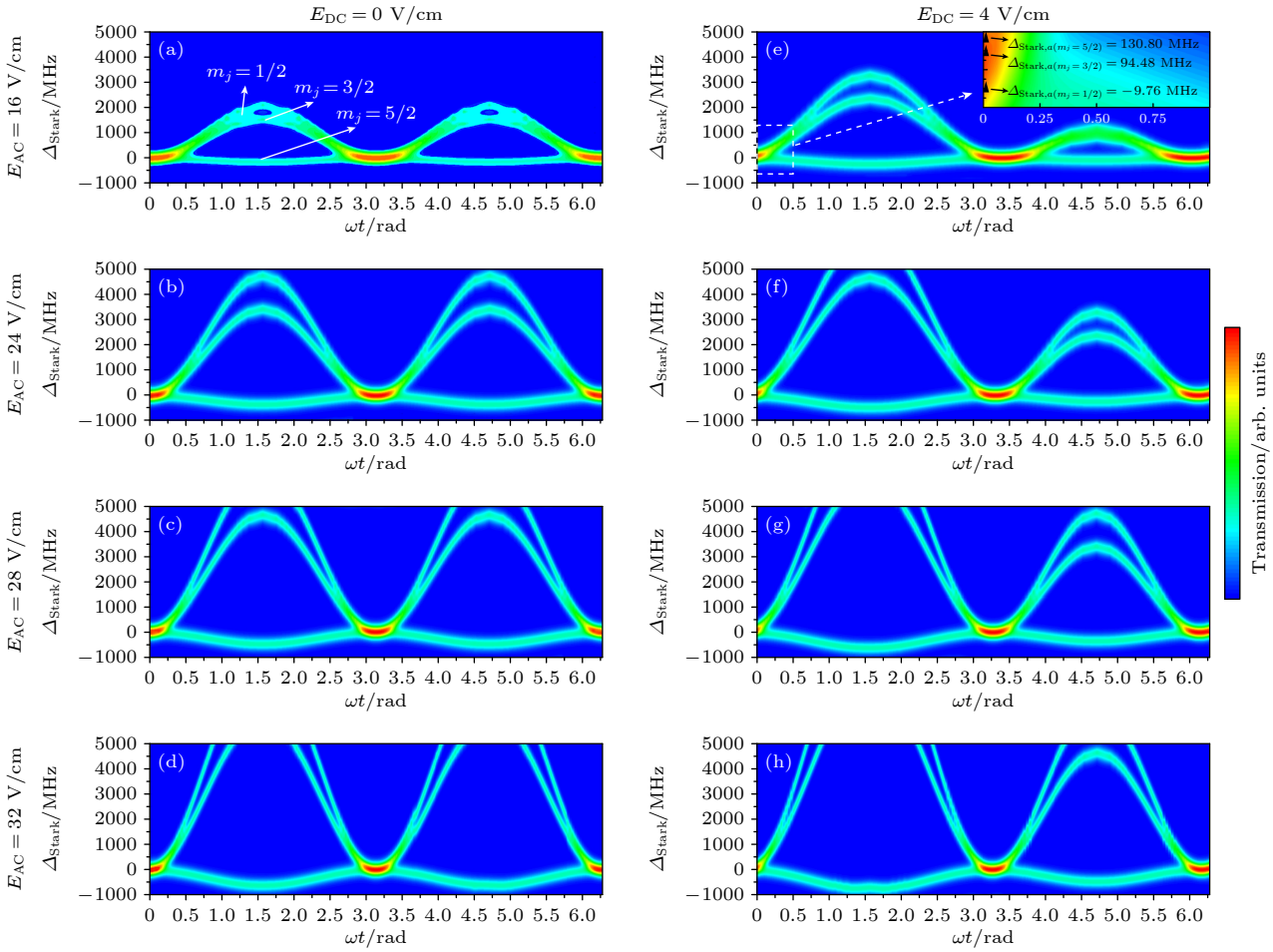
The Stark effect in Rydberg atoms exhibits remarkable sensitivity to external electric fields, thus forming the fundamental basis for precision electric field measurements. This study systematically and comprehensively investigates the regulatory effects of DC and AC electric fields on cesium Rydberg atoms, both experimentally and theoretically. Utilizing a two-photon three-level system, we generate $28D_{5/2}$ Rydberg states and establish electromagnetically induced transparency (EIT) as the macroscopic observable. Our experimental results demonstrate distinct Stark splitting patterns under DC fields, revealing three fine-structure states each with polarization-dependent frequency shift, they being the negative polarizability states (m_j = 1/2, 3/2) exhibiting rightward shifts, and the positive polarizability state (m_j = 5/2) showing leftward displacement. For power-frequency AC fields (50 Hz), we observe characteristic double-frequency modulation of the EIT-Stark spectra, with measurement limitations emerging at field strengths above 24 V/cm due to laser scanning range constraints. To overcome this limitation, we develop an innovative DC field regulated measurement scheme, establishing a dynamic model for the combined AC/DC field interaction with Rydberg atoms. The model successfully derives demodulation expressions for extracting both DC and AC field components from the

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 52477001) .

# These authors contributed equally.

† Corresponding author. E-mail: xiaodongping@cqu.edu.cn

composite spectral shifts. Experimental validation shows that applying an 8 V/cm DC bias field can extend the measurable AC field range to 32 V/cm, achieving a 33.3% improvement over direct measurement methods within a 1 GHz laser scanning range, while maintaining exceptional accuracy with demodulation errors below 0.8% across all tested configurations. The detailed error analysis reveals that the measurement precision improves with the increase of field strength, with a standard deviation of $\sigma = 0.2196\%$, demonstrating the robustness of our approach. Compared with existing techniques, this DC-field regulation method effectively addresses the critical challenge of limited laser scanning range in strong-field measurements, while preserving the quantum advantages of Rydberg atom sensors. The research provides both theoretical foundations and practical solutions for measuring power-frequency strong electric fields in power systems, with potential applications extending to other low-frequency strong-field measurement scenarios. Future work will focus on enhancing measurement stability in extreme field conditions, improving accuracy, and further expanding the operational range of this quantum sensing technology.



Keywords: Rydberg atom, Stark effect, electromagnetically induced transparency effect, power-frequency strong field measurements

PACS: 32.80.Aa, 32.60.+i, 42.50.Gy, 94.20.Ss **DOI:** 10.7498/aps.74.20250677

CSTR: 32037.14.aps.74.20250677

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

交/直流电场对里德伯原子Stark效应的调控作用及工频强场测量

肖冬萍 陈苓 阎晟 王浩 许显立 潘峰 温东阳 张淮清

Regulation of Stark effect in Rydberg atoms by AC and DC electric fields and measurement of power-frequency strong fields

XIAO Dongping CHEN Ling YAN Sheng WANG Hao XU Xianli PAN Feng WEN Dongyang ZHANG Huaiqing

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 74, 243201 (2025) DOI: 10.7498/aps.74.20250677
CSTR: 32037.14.aps.74.20250677
在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.74.20250677
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

基于里德伯原子Stark效应射频电场测量灵敏度研究
Sensitivity of radio-frequency electric field sensor based on Rydberg Stark effect
物理学报. 2024, 73(9): 093202 https://doi.org/10.7498/aps.73.20240162

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

里德伯原子辅助光力系统的完美光力诱导透明及慢光效应
Perfect optomechanically induced transparency and slow light in an Rydberg atom-assisted optomechanical system
物理学报. 2023, 72(9): 094203 https://doi.org/10.7498/aps.72.20222264

射频场缀饰的直流电场Floquet-电磁诱导透明光谱特性研究
Spectral characteristics of Floquet-electromagnetically induced transparency dressed by radio frequency field in a direct current electric field
物理学报. 2025, 74(8): 083201 https://doi.org/10.7498/aps.74.20250052

基于里德伯原子电场量子测量方法及激光偏振影响分析
Rydberg atom electric field based quantum measurement method and polarization influence analysis
物理学报. 2025, 74(4): 043201 https://doi.org/10.7498/aps.74.20241362