

封面文章

腔增强热里德伯原子光谱*

王勤霞¹⁾²⁾ 王志辉¹⁾²⁾ 刘岩鑫¹⁾²⁾ 管世军¹⁾²⁾何军¹⁾²⁾ 张鹏飞¹⁾²⁾ 李刚^{1)2)†} 张天才^{1)2)‡}

1) (山西大学, 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, 极端光学省部共建协同创新中心, 太原 030006)

(2023年1月8日收到; 2023年2月7日收到修改稿)

高精度里德伯原子光谱在研究里德伯原子间的相互作用、里德伯能级结构、电磁场的精密测量等方面具有重要的应用价值, 里德伯原子光谱对比度、信噪比的提高和线宽的压窄是获得高灵敏测量的基础. 本文通过理论和实验研究了腔增强的里德伯原子光谱, 与自由空间的光谱相比实现了在光谱线宽不变情况下11.5倍的光谱对比度和信噪比的提高. 其原因是在双光子共振处产生的电磁诱导透明和光泵浦效应会导致腔内原子对探测光吸收的减弱, 提高了光学腔的阻抗匹配效率, 从而使进入腔内的光强增大, 因此提高了里德伯原子光谱的对比度和信噪比, 提高的倍数取决于探测光穿过原子的透射率. 预期通过优化铯原子温度, 光谱的对比度和信噪比能够提高23倍. 本工作为提高里德伯原子光谱的对比度和基于里德伯原子的精密测量灵敏度提供了参考.

关键词: 里德伯原子, 光学谐振腔, 铯原子气室, 阻抗匹配**PACS:** 78.20.lb, 42.50.-p, 51.60.+a, 42.65.-k**DOI:** 10.7498/aps.72.20230039

1 引言

里德伯原子^[1,2]是主量子数 n 远大于1的激发态原子, 有较大的偶极矩和激发态寿命. 里德伯原子对外界电磁场十分敏感, 因此能够利用里德伯原子光谱进行电磁场的精密测量^[3-7]. 同时, 精密的里德伯原子光谱也可以检测能级结构^[8,9,10]. 这些测量的灵敏度取决于里德伯原子光谱的对比度、线宽和噪声大小. 因此, 提高里德伯原子光谱的对比度和信噪比具有重要的实际意义. 近年来, 研究者们通过多种方式压窄里德伯原子光谱的线宽并提高其光谱的对比度和信噪比.

2007年, Mohapatra等^[11]首次在⁸⁷Rb原子

蒸气中用双光子激发的方式观测到了里德伯原子的电磁诱导透明 (electro-magnetically induced transparency, EIT) 光谱. 区别于传统获得 EIT 光谱的扫描方式^[11-13], 2011年, Yang等^[14]通过固定探测光频率, 扫描耦合光的频率来获得无多普勒轮廓的 EIT 光谱, 提高了光谱的精度. 2017年, Wu等^[15]在室温下研究了⁸⁷Rb原子的里德伯原子 EIT 光谱, 通过优化探测光的强度, 将里德伯原子 EIT 光谱的峰值提高到10%, 此外, 光谱的信噪比可以潜在地提高1或2个数量级. 2022年, Su等^[16]通过优化磁场和激光的偏振, 将里德伯原子 EIT 光谱的峰值提高到13%, 提出高对比度的里德伯原子光谱可以用作量子传感器来检测环境中的电磁场. 2018年, Peng等^[17]在理论上提出腔可以增强

* 国家自然科学基金 (批准号: U21A6006, U21A20433, 11974223, 11974225, 12104277, 12104278) 和山西省“1331 工程”重点学科建设基金资助的课题.

† 通信作者. E-mail: gangli@sxu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: tczhang@sxu.edu.cn

里德伯原子光谱的对比度,从而提高微波电场测量的灵敏度,2022年,Li等^[18]在实验上证实这一理论,用腔将里德伯原子光谱的对比度提高7.5倍,从而将微波场测量的灵敏度提高了2倍.

本文从光学腔阻抗匹配^[19–21]的角度理论解释并实验验证了腔对里德伯原子透射谱对比度增强的原因.相比自由空间光谱,在线宽不变的情况下,利用光学环形腔实现了里德伯原子光谱对比度和信噪比11.5倍的提高.提高的倍数取决于探测光通过原子介质的透射率,理论上通过优化透射率,光谱的对比度和信噪比能够提高23倍.本研究为获得高精度的里德伯原子光谱提供了实验和理论参考,在精密测量中将产生重要影响.

2 实验装置

图1(a)是用于激发¹³³Cs里德伯态的能级示意图,利用阶梯型EIT双光子过程激发铯原子里德伯态.采用波长为852 nm的激光作为探测光,频率锁定在 $|6S_{1/2}, F=4\rangle - |6P_{3/2}, F'=5\rangle$;波长为509 nm的激光作为耦合光,频率在 $|6P_{3/2}, F'=5\rangle - |51S_{1/2}\rangle$ 附近扫描激发里德伯原子.

实验装置如图1(b)所示.光学环形腔由4个腔镜组成,包括2个平面镜(CM1和CM2)和2个曲率半径为100 mm的平凹镜(CM3和CM4).

和CM4相距120 mm,整个腔长约为480 mm,探测光场的腰斑位置在CM3和CM4之间,大小为50 μm .正方体外形且边长为10 mm的铯原子玻璃气室放置于CM3和CM4之间,距CM3和CM4等距.为了减小玻璃气室透光表面反射光场引入的损耗,调节玻璃气室的透光表面与光场传输方向的夹角为布儒斯特角(约 53°),且玻璃气室的中心与探测光场的腰斑位置重合.输入镜CM1和输出镜CM2在852 nm处透射率 T_1 和 T_2 分别为5%和2%,反射率 R_1 和 R_2 分别为95%和98%,CM3和CM4在852 nm处镀有852 nm高反(反射率 $>99.9\%$)和在509 nm高透(透射率约为90%)的膜.空腔的精细度约为85,当铯原子气室放入腔内时,由于原子吸收散射和气室壁的反射,将其减小到约20.通过打开和关闭CM1和CM2之间放置的光开关能够分别获得腔内和自由空间的里德伯原子透射光谱.

852 nm的探测光由半导体激光器(Toptica, DL PRO)提供,输出光经过两组半波片和偏振分束器分成3束.一路用于获得频率参考的铯原子饱和吸收光谱(SAS);一路注入到超稳腔中,用Pound-Dr- ever-Hall (PDH)^[22]方法实现探测光的频率锁定;主光束通过CM1注入到环形腔中并作为探测光在腔内循环增强.用一束频率稳定的840 nm辅助光

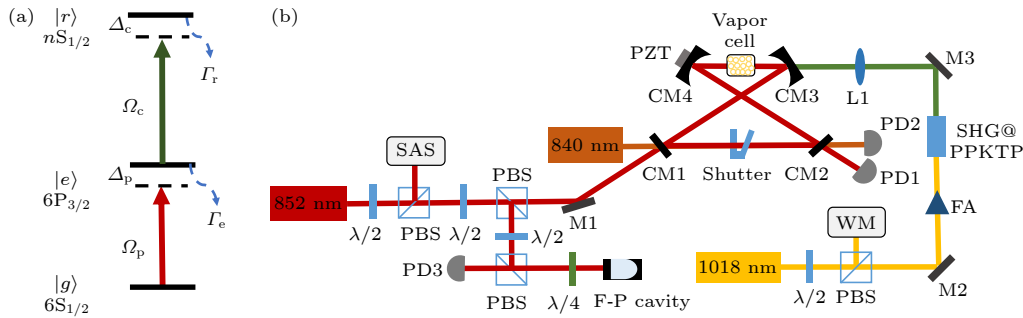


图1 (a) 铯¹³³Cs原子里德伯态激发的阶梯型能级及耦合的激光.其中 $|g\rangle$ 、 $|e\rangle$ 和 $|r\rangle$ 分别表示铯原子基态、激发态和里德伯态,852 nm的探测光和509 nm的耦合光分别耦合基态到激发态和激发态到里德伯态的跃迁, Δ_p 和 Δ_c 分别为探测光和耦合光的失谐, Ω_p 和 Ω_c 分别为探测光和耦合光的拉比频率, Γ_e 和 Γ_r 分别为激发态和里德伯态能级的衰减.(b) 铯原子里德伯原子光谱实验装置图. $\lambda/2$,半波片; $\lambda/4$,1/4波片;CM,腔镜;M,反射镜;L,透镜;PD,光电探测器;SAS,饱和吸收光谱;PZT,压电换能器;PBS,偏振分束器;FA,光纤功率放大器;SHG,二次谐波产生;WM,波长计;Shutter,光开关;F-P cavity,法布里-珀罗腔

Fig. 1. (a) Energy levels of ¹³³Cs ladder-type EIT and coupled lasers. Where $|g\rangle$, $|e\rangle$ and $|r\rangle$ are the ground state, the excited state and the Rydberg state, the 852 nm probe laser and 509 nm coupling laser couple the ground state to the excited state and the excited state to the Rydberg state, respectively, Δ_p and Δ_c are the frequency detunings of the probe and the coupling lasers; Ω_p and Ω_c are the Rabi frequencies of the probe and the coupling lasers; Γ_e and Γ_r are the decay rate from the excited state and Rydberg state. (b) Diagram of the experimental setup to excite the Rydberg spectrum of the Cs atom. $\lambda/2$, half-wave plate; $\lambda/4$, quarter-wave plate; CM, cavity coupler; M, mirror; L, lens; PD, photodiode; SAS, saturation absorption spectroscopy; PZT, piezoelectric transducer; PBS, polarization beam splitter; FA, fiber amplifier; SHG, second harmonic generation; WM, wavemeter; shutter, optical shutter; F-P cavity, Fabry-Pérot cavity.

将光学腔的腔长锁定在与探测光的频率共振处, 其锁定信号加载在粘贴于腔镜 CM4 的压电陶瓷 (PZT) 上. 探测器 PD2(C30659-900-R8A, Perkin Elmer) 用于监测锁腔光的信号.

509 nm 的耦合光由半导体激光器 (Toptica, DL PRO) 提供的 1018 nm 的激光通过倍频后产生. 1018 nm 的激光经过半波片和偏振分束器后分成两束, 较弱的光束输入到波长计 (WS-7) 检测其频率变化. 主光束通过光纤放大器 (FA) 将输出功率放大到 5 W, 然后在 PPKTP 晶体中进行倍频 (SHG), 最终得到功率为 500 mW 的 509 nm 的耦合光. 产生的耦合光经过焦距为 150 mm 的透镜 L1 聚焦后经腔镜 CM3 单次穿过环形腔内的铯原子气室. 耦合光在气室中心的腰斑大小为 70 μm . 探测器 PD1 (C30659-900-R8A, Perkin Elmer) 用来接收通过 CM2 输出的探测光获得里德伯原子透射光谱.

3 实验结果及理论分析

本节将在理论上分析腔增强的里德伯原子透射光谱, 并和自由空间的透射光谱进行比较分析. 图 1(a) 是铯原子的阶梯型三能级系统的能级图, 该系统的动力学过程可以利用密度矩阵的演化来描述, 密度矩阵表示为^[23]

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [\rho, \mathbf{H}] + \mathbf{L}(\rho), \quad (1)$$

其中, \mathbf{H} 是系统相互作用的哈密顿量, \mathbf{L} 是原子衰变过程的 Lindblad 算符, 它们分别为

$$\mathbf{H} = -\frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_p & 0 \\ \Omega_p^* & -2\Delta_p & \Omega_c \\ 0 & \Omega_c^* & -2(\Delta_p + \Delta_c) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\mathbf{L}(\rho) = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 2\Gamma_e\rho_{ee} & -\Gamma_e\rho_{ge} & -\Gamma_r\rho_{gr} \\ -\Gamma_e\rho_{ge}^* & -2\Gamma_e\rho_{ee} + 2\Gamma_r\rho_{rr} & -(\Gamma_e + \Gamma_r)\rho_{er} \\ -\Gamma_r\rho_{gr}^* & -(\Gamma_e + \Gamma_r)\rho_{er}^* & -2\Gamma_r\rho_{rr} \end{pmatrix}, \quad (3)$$

其中, $\rho_{ge} = \rho_{eg}^*$, $\rho_{re} = \rho_{er}^*$, $\rho_{rg} = \rho_{gr}^*$. 慢变振幅近似后的布洛赫方程为

$$\dot{\rho}_{gg} = i\frac{\Omega_p}{2}(\rho_{eg} - \rho_{ge}) + \Gamma_e\rho_{ee}, \quad (4)$$

$$\dot{\rho}_{ee} = i\frac{\Omega_p}{2}(\rho_{ge} - \rho_{eg}) + i\frac{\Omega_c}{2}(\rho_{re} - \rho_{er}) - \Gamma_e\rho_{ee} + \Gamma_r\rho_{rr}, \quad (5)$$

$$\dot{\rho}_{rr} = i\frac{\Omega_c}{2}(\rho_{er} - \rho_{re}) - \Gamma_r\rho_{rr}, \quad (6)$$

$$\dot{\rho}_{eg} = i\frac{\Omega_p}{2}(\rho_{gg} - \rho_{ee}) + i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{rg} + i\Delta_p\rho_{eg} - \frac{1}{2}\Gamma_e\rho_{eg}, \quad (7)$$

$$\dot{\rho}_{rg} = -i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{re} + i\frac{\Omega_c}{2}\rho_{eg} + i(\Delta_p + \Delta_c)\rho_{rg} - \frac{1}{2}\Gamma_r\rho_{rg}, \quad (8)$$

$$\dot{\rho}_{re} = -i\frac{\Omega_p}{2}\rho_{rg} + i\frac{\Omega_c}{2}(\rho_{ee} - \rho_{rr}) + i\Delta_c\rho_{re} - \frac{1}{2}(\Gamma_e + \Gamma_r)\rho_{re}. \quad (9)$$

将等式 (4) 式—(9) 式与边界条件 $\rho_{rr} = 1 - (\rho_{gg} + \rho_{ee})$ 相结合, 可以求得密度矩阵元 ρ_{eg} 的稳态解.

对于气室中的热原子, 其速度遵循麦克斯韦玻尔兹曼分布 $N(\nu)$, 当探测光与耦合光方向相反作用于运动的原子时, 需将探测光和耦合光的失谐做如下变换以考虑多普勒效应: $\Delta_p \rightarrow \Delta_p + k_p\nu$ 和 $\Delta_c \rightarrow \Delta_c - k_c\nu$. 其中, $k_p = \omega_p/c$ 和 $k_c = \omega_c/c$ 分别为探测光和耦合光的波矢, ω_p 和 ω_c 分别为探测光和耦合光的频率, c 为光速. 对于密度为 N_a 的原子气体, 单位体积的原子对探测光的极化率可以表示为

$$\int \chi(\nu) d\nu = -\frac{N_a u_{eg}^2}{\varepsilon_0 \Omega_p} \rho_{eg} N(\nu) d\nu, \quad (10)$$

式中, u_{eg} 为能级 $|g\rangle$ 和 $|e\rangle$ 之间的跃迁偶极矩, ε_0 为自由空间的介电常数. 极化率的虚部 $\text{Im}\chi$ 和实部 $\text{Re}\chi$ 分别表示介质的吸收和色散^[24]. 探测光通过长度为 l 的原子介质的透射率 T_F 可以表示为

$$T_F = t_0 \exp\left\{-k_p l \text{Im} \left[\int \chi(\nu) d\nu \right]\right\}, \quad (11)$$

式中, t_0 为当探测光通过铯原子气室时的透射率, 由于气室表面的反射及吸收损耗等影响, 约为 92%. 如果将铯原子气室放入环形腔中, 探测光通过腔的透射率 T_C 为^[25]

$$T_C = \frac{T_1 T_2}{1 + R_1 R_2 T_F^2 - 2\sqrt{R_1 R_2} T_F \cos\left(w_p l \text{Re} \left[\int \chi(\nu) d\nu \right] / 2c\right)}. \quad (12)$$

图 2(a) 是采用上述理论模拟的自由空间和光学腔增强的里德伯原子光谱对比图, 图 2(b) 是相同参数下的实验结果. 图 2 的黑线和红线分别表示探测光在自由空间穿过原子介质和有原子介质的环形腔的透射信号随耦合光频率失谐的变化. 图中的左轴代表探测光的透射强度. 在耦合光频率的远失谐处, 探测光在腔内的循环光强和自由空间的透射光强相同, 并以此归一化其他频率处的透射强度. 当耦合光频率在双光子共振处时, 电磁诱导透明和光泵浦效应^[26,27]使原子对探测光的吸收减弱. 这些效应会减小光学腔的腔内损耗, 提高光学腔的阻抗匹配效率, 从而使进入腔内的光强增大, 并增强探测光和原子的相互作用, 因此探测光的透射强度也随之增大. 由图 2 可知, 在双光子共振处, 探测光通过腔的透射强度约是自由空间的 2 倍. 图中的右轴代表里德伯原子光谱的对比度, 即探测光在双光子共振处和远失谐处光强的差值与远失谐处的光强之比, 并且用自由空间的最大值归一化. 由于探测光在频率远失谐处的光强不变, 双光子共振处的腔内光强增大, 因此腔增强的光谱对比度会增大. 从图 2 中可以看出腔增强的光谱对比度相比自由空间提高了大约 10.5 倍. 图 2(b) 的插图是远失谐处探测光强度的放大图, 反映了光谱噪声的大小. 由图 2 可知, 腔和自由空间透射谱的噪声大小基本相同, 说明利用光学腔同时也增强了光谱的信噪比. 上述理论和实验结果基本吻合, 值得注意的是, 理论上没有考虑里德伯原子之间的相互作用^[28], 所

以模拟结果没有实验上出现的光谱不对称的现象.

接下来将具体分析影响腔增强光谱对比度的因素. 在耦合光频率的远失谐处, 探测光在腔内的循环光强度 $I_{\text{cir}0}$ 可以表示为

$$I_{\text{cir}0} = I_{\text{in}} \frac{T_1}{1 + R_1 R_2 T_{F0}^2 - 2\sqrt{R_1 R_2} T_{F0}}, \quad (13)$$

式中, I_{in} 是环形腔中探测光的入射光强, T_{F0} 是在耦合光频率的远失谐处探测光穿过原子介质的透射率. 当耦合光的频率处于双光子共振处时, 由于电磁诱导透明和光泵浦效应导致探测光通过原子介质的透射率增大为 $T_{F0} + \Delta T$, 从而减小了内腔损耗, 提高了腔的阻抗匹配效率, 此时腔内探测光的循环光强增大为 I_{cir} . 因此, 耦合光频率在双光子共振处和远失谐处时, 探测光在腔内的循环的光强之比 β 可以表示为

$$\beta = \frac{I_{\text{cir}}}{I_{\text{cir}0}} = \frac{(1 - \sqrt{R_1 R_2} T_{F0})^2}{[1 - \sqrt{R_1 R_2} (T_{F0} + \Delta T)]^2}. \quad (14)$$

在远失谐处, 探测光在自由空间和腔内的循环光强大小相等时, 上述比值即为双光子共振处探测光在腔内和自由空间的光强之比. 同时, 腔透射光谱的对比度相比自由空间增强的倍数 α 可以表示为

$$\alpha = \frac{\text{Contrast}_{\text{cavity}}}{\text{Contrast}_{\text{free-space}}} = \frac{\beta \frac{T_{F0} + \Delta T}{T_{F0}} - 1}{\frac{T_{F0} + \Delta T}{T_{F0}} - 1}. \quad (15)$$

由 (15) 式可以看出, 在腔镜参数确定的条件下, 腔的对比度增强倍数取决于 ΔT 和 T_{F0} . ΔT 和

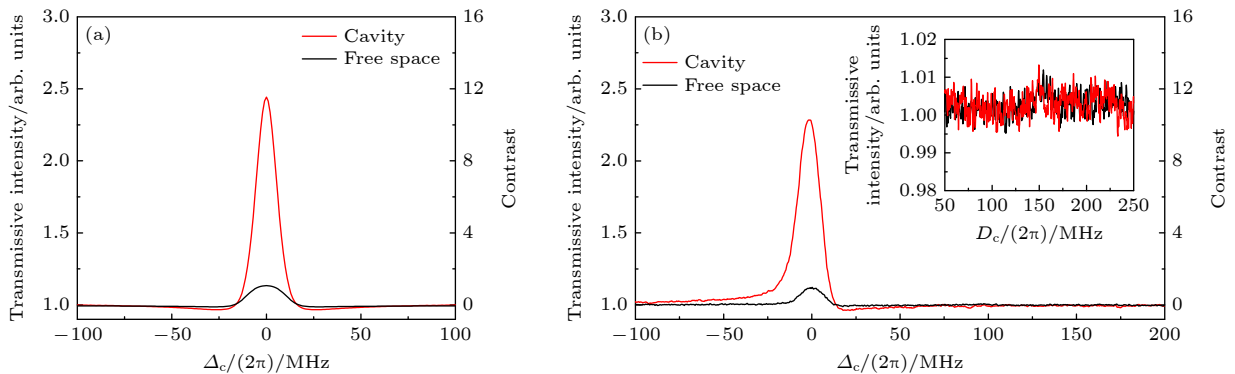


图 2 探测光在穿过自由空间的原子介质 (黑线) 和通过内置有原子介质的腔 (红线) 的透射强度 (左轴) 和光谱的对比度 (右轴) 随耦合光失谐变化的理论 (a) 和实验 (b) 结果. 实验和理论有相同的参数 $\Omega_p/(2\pi) = 10$ MHz, $\Omega_c/(2\pi) = 14.4$ MHz, $\Gamma_c/(2\pi) = 5.2$ MHz, $\Gamma_r/(2\pi) = 1$ MHz, $N_a = 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. 插图是将远失谐处的光谱放大来比较腔和自由空间光谱的噪声大小

Fig. 2. Theoretical (a) and experimental (b) diagram of the transmissive intensity (left axis in the figure) and contrast (right axis in the figure) of the probe laser versus the coupling laser detuning in free space (black line) and cavity (red line). The experimental and theoretical results are obtained with the same parameters $\Omega_p/(2\pi) = 10$ MHz, $\Omega_c/(2\pi) = 14.4$ MHz, $\Gamma_c/(2\pi) = 5.2$ MHz, $\Gamma_r/(2\pi) = 1$ MHz, $N_a = 3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. The inset is the magnified spectra with the coupling laser far-detuned with the resonance.

激发光的拉比频率及偏振等条件有关系^[16], T_{F0} 由原子的密度和探测光的拉比频率决定. 在实验上测量了腔对光谱对比度的增强效果和 ΔT 的关系, 并且在理论上分析了通过优化 T_{F0} 进一步提高光谱对比度的可能性.

在实验中将铯原子气室的温度控制在 25 °C, 并保持探测光的拉比频率不变 $\Omega_p/(2\pi) = 10$ MHz. 在自由空间中, 耦合光频率远失谐时, 探测光穿过原子气室的透射率 T_{F0} 为 74%; 当耦合光频率满足双光子共振时, 如图 3(a) 的插图所示, 探测光透射率的增量 ΔT 随耦合光拉比频率的增加而增大, 最大为 10%. 图 3(a), (b) 分别表示探测光在自由空间和腔增强的光谱透射强度 (左轴) 和对比度 (右轴) 随耦合光失谐的变化. 探测光的透射光强度归一化到耦合光频率的远失谐处的透射值, 对比度归一化到自由空间中 $\Omega_c/(2\pi) = 3.2$ MHz 的光谱对比度. 由图 3 可以看出, 在双光子共振处, 探测光在自由空间和腔的透射光谱的大小和对比度都随耦合光拉比频率的增加而增大.

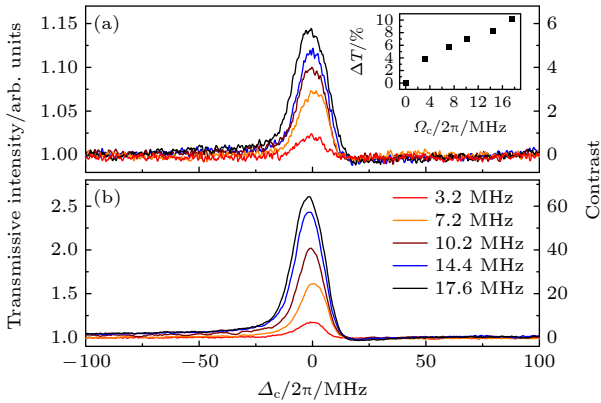


图 3 探测光在穿过自由空间的原子介质 (a) 和通过内置有原子介质的腔 (b) 的透射强度 (左轴) 和光谱对比度 (右轴) 随耦合光失谐变化的实验结果. 探测光的拉比频率保持不变, $\Omega_p/(2\pi) = 10$ MHz, 耦合光的拉比频率增大, $\Omega_c/(2\pi) = 3.2, 7.2, 10.2, 14.4, 17.6$ MHz. 插图是探测光在自由空间的透射率的增量随耦合光拉比频率的变化

Fig. 3. Experimental results of the transmissive intensity (left axis in the figure) and contrast (right axis in the figure) of the probe laser versus the coupling laser detuning at the same probe Rabi frequency $\Omega_p/(2\pi) = 10$ MHz and various coupling Rabi frequency $\Omega_c/(2\pi) = 3.2, 7.2, 10.2, 14.4, 17.6$ MHz in the freespace (a) and cavity (b), respectively. The inset of (a) is the improved transmission of the probe laser in the free space versus Ω_c .

图 4 拟合了上述实验中里德伯原子光谱的线宽随耦合光拉比频率的变化关系, 红色圆点和黑色

方块分别代表腔和自由空间的实验结果. 由图 4 可知, 在同一条件下, 腔和自由空间的光谱线宽基本相等. 因此, 相比于自由空间, 本文利用光学腔实现了在光谱线宽不变的情况下, 对比度和信噪比增强的里德伯原子光谱.

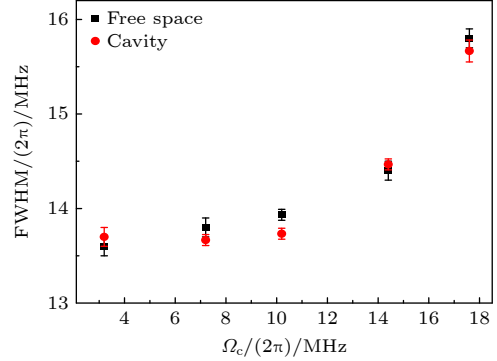


图 4 自由空间 (黑色) 和腔增强的 (红色) 的里德伯原子透射光谱的线宽随耦合光拉比频率变化的实验结果

Fig. 4. Experimental results of the full width at half maximum (FWHM) of the free-space (black) and cavity-enhanced (red) spectra versus the Rabi frequency of the coupling laser.

本工作具体拟合了上述实验中双光子共振处探测光经光学腔-原子系统相对于自由空间的原子介质后光强之比 β 和对比度增强的倍数 α 与探测光通过原子介质透射率增加量 ΔT 的关系, 如图 5 所示. 黑色圆点和方块是实验的结果, 红色实线是利用 (14) 式和 (15) 式的计算结果, 两者基本吻合.

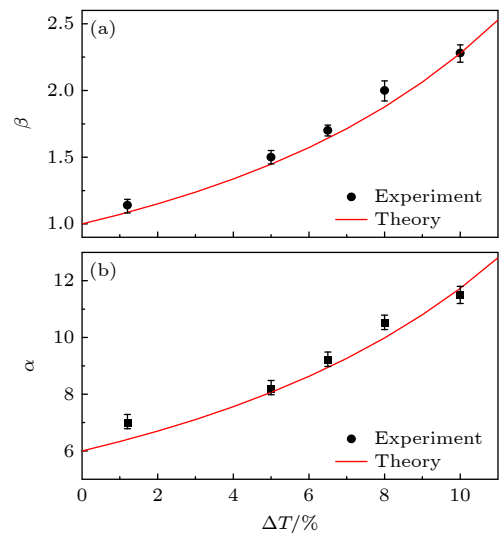


图 5 实验测量的光学腔增强相对于自由空间探测光经原子介质后透射强度之比 β (a) 和对比度倍数 α (b) 与探测光通过原子介质透射率增加量 ΔT 的关系

Fig. 5. The transmissive intensity (a) and contrast ratio (b) of cavity-enhanced and free-space spectra versus ΔT .

由图 5 可知, 在双光子共振处, 探测光穿过原子介质的透射率的增量越大, 腔对光谱对比度的增强效果越好, 在这个实验条件下, ΔT 最大为 10%, 利用腔可以使光谱的对比度最大增强 11.5 倍.

最后理论模拟了在双光子共振处, 腔增强相对于自由空间探测光经原子介质的透射强度之比 β 和腔增强的对比度倍数 α 与耦合光远失谐时探测光通过原子介质的透射率 T_{F0} 的关系. 在此过程中, 我们选取 ΔT 为实验中的最大值 10%. 如图 6 所示, 腔的增强效果随着 T_{F0} 的增大而增大. 在实验中, 可以通过改变铯原子的温度来改变原子数密度, 并优化探测光的拉比频率来提高 T_{F0} . 本文中由于铯原子气室的透射率 $t_0 = 92\%$, 因此 T_{F0} 最大为 82%. 此时, 在双光子共振处, 腔内的循环光强相比自由空间可以增强 3.3 倍, 光谱的对比度可以增强 23 倍. 五角星在图中标注处为本文的实验参数.

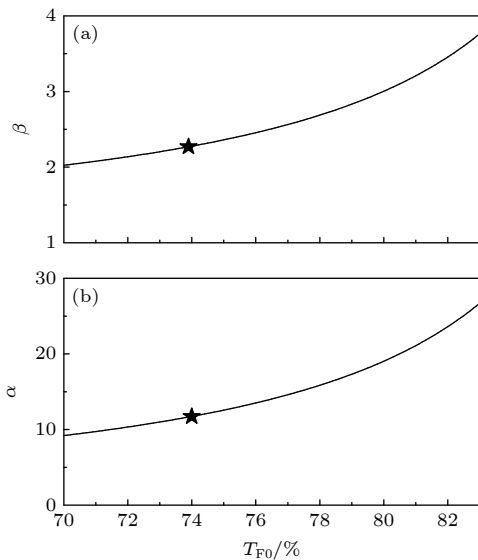


图 6 理论给出的腔增强相对于自由空间探测光经原子介质后的透射强度之比 β (a) 和对比度倍数 α (b) 与耦合光远失谐时探测光通过原子介质的透射率 T_{F0} 的关系, 五角星表示本文中实验参数条件

Fig. 6. Theoretical diagrams of the transmissive intensity (a) and contrast ratio (b) between the cavity enhanced and free-space spectra versus T_{F0} , the stars represent the experimental parameters.

4 结 论

本文研究了腔增强的热里德伯原子光谱. 在实验上利用光学谐振腔实现了里德伯原子光谱对比度和信噪比相对于自由空间 11.5 倍的提高, 同时

光谱线宽相比自由空间保持不变. 在理论上分析了腔增强效果的原因, 即在双光子共振处探测光穿过原子的透射率增大, 从而使探测光与光学腔阻抗匹配效率提高, 进入腔内的探测光强增大, 提高了里德伯原子光谱的对比度和信噪比. 此外, 通过理论分析提出通过优化激发光的强度和原子温度进一步提高里德伯原子光谱的对比度和信噪比的方法, 在现有环形腔的实验条件下, 有望提高 23 倍. 此项工作为利用光学腔提高里德伯原子光谱的对比度提供了参考, 同时也有望进一步提高利用里德伯原子光谱进行微波测量的灵敏度.

参考文献

- [1] Adams C S, Pritchard J D, Shaffer J P 2020 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **53** 012002
- [2] Saffman M, Walker T G, Mølmer K 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 2313
- [3] Sedlacek J A, Schwettmann A, Kubler H, Low R, Pfau T, Shaffer J P 2012 *Nat. Phys.* **8** 819
- [4] Zhang L J, Bao S X, Zhang H, Raithel G, Zhao J M, Xiao L T, Jia S T 2018 *Opt. Express* **26** 29931
- [5] Bason M G, Tanasittikosol M T, Sargsyan A, Mohapatra A K, Sarkisyan D, Potvliege R M, Adams C S 2010 *New J. Phys.* **12** 065015
- [6] Barredo D, Kubler H, Daschner R, Löw R, Pfau T 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 123002
- [7] Jing M Y, Hu Y, Ma J, Zhang H, Zhang L J, Xiao L T, Jia S T 2020 *Nat. Phys.* **16** 911
- [8] 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]
- [9] 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
- [10] Wang X, He J, Bai J D, Wang J M 2020 *Appl. Sci.* **10** 5646
- [11] Mohapatra A K, Jackson T R, Adams C S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 113003
- [12] Zhao J M, Zhu X B, Zhang L J, Feng Z G, Li CY, Jia S T 2009 *Opt. Express* **17** 15821
- [13] Petrosyan D, Otterbach J, Fleischhauer M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 213601
- [14] Yang B D, Jing G, Zhang T C, Wang J M 2011 *Phys. Rev. A* **83** 013818
- [15] Wu B H, Chuang Y W, Chen Y H, Yu J C, Chang M S, Yu I A 2017 *Sci. Rep.* **7** 9726
- [16] Su H J, Liou J Y, Lin I C, Chen Y H 2022 *Opt. Express* **30** 1499
- [17] Peng Y D, Wang J L, Yang A H, Jia Z M, Li D H, Chen B 2018 *J. Opt. Soc. Am. B* **35** 2272
- [18] Li S H, Yuan J P, Wang L R, Xiao L T, Jia S T 2022 *Phys. Rev. Lett.* **108** 046687
- [19] Wang Y J, Wang J P, Zhang W H, Li R X, Tian L, Zheng Y H 2021 *Acta Phys. Sin.* **70** 204202 (in Chinese) [王雅君, 王俊萍, 张文慧, 李瑞鑫, 田龙, 郑耀辉 2021 物理学报 **70** 204202]
- [20] Chow J H, Littler I C M, Rabeling D S, McClelland D E, Gray M B 2008 *Opt. Express* **16** 7726
- [21] Moon H S, Noh H R 2011 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **44**

- 055004 (in Chinese) [闫晓娟, 马维光, 谭巍 2016 物理学报 65 044207]
- [22] Black E D 2001 *Am. J. Phys.* **69** 79
- [23] Ding D S, Busche H, Shi B S, Guo G C, Adams C S 2020 *Phys. Rev. X* **10** 021023
- [24] Gea-Banacloche J, Li Y Q, Jin S Z, Xiao M 1995 *Phys. Rev. A* **51** 576
- [25] Yan X J, Ma W G, Tan W 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 044207
- [26] Yang B D, Liang Q B, He J, Zhang T C, Wang J M 2010 *Phys. Rev. A* **81** 043803
- [27] Sheng J, Chao Y, Kumar S, Fan H, Sedlacek J, Shaffer J P 2017 *Phys. Rev. A* **96** 033813
- [28] Carr C, Ritter R, Wade C G, Adams C S, Weatherill K J 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 113901

COVER ARTICLE

Cavity-enhanced spectra of hot Rydberg atoms*

Wang Qin-Xia¹⁾²⁾ Wang Zhi-Hui¹⁾²⁾ Liu Yan-Xin¹⁾²⁾ Guan Shi-Jun¹⁾²⁾
 He Jun¹⁾²⁾ Zhang Peng-Fei¹⁾²⁾ Li Gang^{1)2)†} Zhang Tian-Cai^{1)2)‡}

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

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

(Received 8 January 2023; revised manuscript received 7 February 2023)

Abstract

High-precision spectra of Rydberg atoms are of significance in studying the interaction between Rydberg atoms, the energy level structure of Rydberg atom, and the precision measurement of the electromagnetic field. To enhance the measurement sensitivity, it is necessary to achieve the high contrast, high signal-to-noise ratio, and narrow linewidth of the spectra of the Rydberg atoms. In this work, the cavity-enhanced spectra of Rydberg atoms are studied theoretically and experimentally. Comparing with the free-space spectra of Rydberg atoms, the contrast and the signal-to-noise ratio are enhanced by 11.5 times, with the linewidth unchanged. Under the condition of two-photon resonance, both the electro-magnetically induced transparency and the double-resonance optical-pumping process can suppress the absorption of the probe laser, thereby improving the impedance matching of the cavity. As the intracavity probe laser intensity turns stronger, the contrast and signal-to-noise ratio can be improved further, and the improvement depends on the transmission of the probe laser through the atom vapor. It is expected that the contrast and signal-to-noise ratio can be improved by a factor of 23 through optimizing the temperature of the cesium atom vapor. This work provides an important reference for improving the contrast of the spectra of Rydberg atoms and the sensitivity of Rydberg-based precision measurements.

Keywords: Rydberg atom, optical resonant cavity, Cs atomic vapor cell, impedance matching

PACS: 78.20.hb, 42.50.-p, 51.60.+a, 42.65.-k

DOI: 10.7498/aps.72.20230039

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U21A6006, U21A20433, 11974223, 11974225, 12104277, 12104278) and the Fund for Shanxi 1331 Project Key Subjects Construction, China.

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

‡ Corresponding author. E-mail: tczhang@sxu.edu.cn



腔增强热里德伯原子光谱

王勤霞 王志辉 刘岩鑫 管世军 何军 张鹏飞 李刚 张天才

Cavity-enhanced spectra of hot Rydberg atoms

Wang Qin-Xia Wang Zhi-Hui Liu Yan-Xin Guan Shi-Jun He Jun Zhang Peng-Fei Li Gang Zhang Tian-Cai

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 087801 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230039

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230039>

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

里德伯原子的射频脉冲响应特性

Response characteristics of radio frequency pulse of Rydberg atoms

物理学报. 2022, 71(20): 207402 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220972>

稀薄里德伯原子气体中的两体纠缠

Two-body entanglement in a dilute gas of Rydberg atoms

物理学报. 2018, 67(3): 034202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172052>

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>

巨梯型四能级里德伯原子系统透射光谱性质的调控

Manipulation of transmission properties of a ladder-four-level Rydberg atomic system

物理学报. 2021, 70(11): 113201 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20202077>

里德伯原子中非厄米电磁诱导光栅引起的弱光孤子偏折及其操控

Deflection and manipulation of weak optical solitons by non-Hermitian electromagnetically induced gratings in Rydberg atoms

物理学报. 2022, 71(13): 133202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220456>

里德伯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>