量子光学学报 29(3):031001, 2023
Journal of Quantum Optics

DOI:10.3788/JQO20232903.1001

里德堡原子双色偏振谱激光稳频

牛琦琦 [1]， 苏楠 [1]， 刘瑶 [1]， 班小娟 [1]， 何军 [1,2†]， 王军民 [1,2]

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

2. 山西大学 极端光学协同创新中心 山西 太原 030006）

摘要：将激光器的输出频率锁定于合适的参考频率上, 可以有效地提高激光器的频率稳定度，抑制激光器的频率起伏，实现激光稳频。本文中，我们在室温铯原子气室中研究了基于 $6S_{1/2}$–$6P_{3/2}$–$70S_{1/2}$ 阶梯型三能级系统的双色偏振光谱（TCPS），并利用该 TCPS 实现了无调制激光稳频。实验中，852 nm 线偏振光作为探测光，激光频率共振于 $6S_{1/2}(F=4)\rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ 跃迁线，509 nm 圆偏振光作为耦合光，激光频率在 $6P_{3/2}(F'=5)\rightarrow 70S_{1/2}$ 跃迁线附近扫描。圆偏振耦合光泵浦原子布居于不同 Zeeman 态，实现介质各向异性。通过偏振光场对各向异性的原子介质的探测获得了里德堡态的 TCPS。利用该里德堡态 TCPS，我们实现 509 nm 激光对应于铯原子 $6P_{3/2}(F'=5)\rightarrow 70S_{1/2}$ 跃迁线的频率锁定。该 TCPS 提供了一种无调制的技术，可用于多种里德堡态匹配的激光系统锁频，对基于里德堡态精密测量有重要意义。

关键词：铯原子； 里德堡态； 双色偏振谱； 稳频

中图分类号：O433.4 **文献标识码**：A

Rydberg Atomic Two-color Polarization Spectroscopy Laser Frequency Stabilization

NIU Qi-qi[1], SU Nan[1], LIU Yao[1], BAN Xiao-juan[1], HE Jun[1,2†], WANG Jun-min[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*)

Abstract: Locking the output frequency of the laser to a suitable reference frequency can effectively improve the frequency stability of the laser, suppress the frequency fluctuation of the laser, and achieve laser frequency stabilization. In this paper, we study the two-color polarization spectroscopy (TCPS) based on the $6S_{1/2}$–$6P_{3/2}$–$70S_{1/2}$ ladder-type three-level system in a cesium atomic vapor cell at room temperature, and use this TCPS to achieve modulation-free laser frequency stabilization. In the experiment, a linearly polarized 852 nm laser as probe light, resonant at $6S_{1/2}(F=4)\rightarrow 6P_{3/2}(F'=5)$ transition, a circularly polarized 509 nm laser as coupling light, and laser frequency was scanned near $6P_{3/2}(F'=5)\rightarrow 70S_{1/2}$ transition. The circularly polarized

收稿日期：2022-02-15； **接受日期**：2022-03-07

基金项目：国家重点研发计划课题（2021YFA1402002）；国家自然科学基金项目（61875111）

作者简介：牛琦琦（1996–），山西长治人，硕士研究生，主要研究方向为量子光学、原子物理。

† **通信作者**：何军，E-mail：hejun@sxu.edu.cn

coupling light pump atoms live in different Zeeman states to achieve anisotropy in the medium. We obtained the TCPS of the Rydberg state by detecting the anisotropy of the atomic medium by polarized light field, and analyzed it theoretically. And we experimentally measured the dependence of TCPS on the laser power of 852 nm linear polarization probe light and 509 nm circularly polarized coupling light, and the results showed that due to the influence of atomic coherence effect, the linewidth of TCPS was significantly suppressed with the change of coupling power, and due to the influence of optical pumping and power broadening, the coherent effect of the atomic system would be destroyed, and the TCPS linewidth would increase significantly with the increase of probe power. Using this Rydberg state TCPS, we lock the frequency of the 509 nm laser corresponding to the Cesium $6P_{3/2}(F'=5)\rightarrow 70S_{1/2}$ transition, and the frequency fluctuation of the 509 nm laser is significantly improved compared with the frequency fluctuation during free running in the same time. This TCPS provides a modulation-free technique that can be used for frequency locking of laser systems matched to multiple Rydberg states, which is important for precision measurements based on the Rydberg state.

Keywords: Cesium atom; Rydberg state; two-color polarization spectrum; frequency stabilization

0 引言

近年来，高激发的里德堡原子由于其寿命长、电偶极矩大等特点，在非线性光学[1]、量子计算[2]和模拟[3–4]、微波电场测量[5–6]和太赫兹成像[7–8]等方面引起了人们极大的兴趣。阶梯型三能级里德堡原子电磁诱导透明 (EIT) 是一种标准的消多普勒光谱[9–10]，基于此发展的 EIT -AT（Autler-Townes）光谱已经应用于微波电场精确测量[5–6]。EIT 过程中，弱探测光将原子从基态激发到中间态，强耦合光连接中间态到里德堡态的跃迁，上述过程存在激光偏振相关的 Zeeman 态光抽运，其会产生新的光谱效应。

众所周知，精确和稳定的激光锁定系统是上述应用的重要组成部分，特别是对于精密测量。

偏振光谱（PS）[11] 是一种广泛使用的无多普勒技术，其无调制特性在激光频率稳定方面非常有优势[12]。1976 年，Wieman 等人首次演示了 PS[11] 光谱。实验中，圆偏振泵浦光诱导原子 Zeeman 态布居，实现介质的光学各向异性，反向共线传输的线偏振探测光探测获得的色散信号用于无调制的激光频率锁定[12–13]。在这种基态跃迁 PS 中，泵浦光与探测光的频率相同，它们通常来自同一个激光器并且被调谐到基态到激发态之间的同一跃迁线。对于阶梯型能级结构，具有不同波长的泵浦光和探测光分别对应基态到中间激发态的跃迁、中间激发态到上态的跃迁，上述过程同样存在原子 Zeeman 态布居，也可实现激发态跃迁线之间的偏振光谱，通常称之为双色偏振光谱（TCPS）[14–16]。2012 年，Carr [14] 和 Noh[15] 等人分别在实验与理论中报道了铯原子 $6S_{1/2}$–$6P_{3/2}$–$7S_{1/2}$ 跃迁的 TCPS，并将其用于激光频率稳定。Kulatunga 等人[16] 在实验中研究了 ^{87}Rb 原子 $5S_{1/2}-5P_{3/2}-5D_{5/2}$ 跃迁的 TCPS 对泵浦激光频率失谐的依赖性。2014 年，我们研究小组通过将调制边带与光纤尾纤波导型电光相位调制器相结合，将 TCPS 应用于激光频率偏移锁定[17]。2020 年，我们研究小组基于铯原子 $6S_{1/2}$–$6P_{3/2}$–$8S_{12}$ 跃迁线，在泵浦光和探测光在原子气室中分别反向传播（CTP）和同向传播（CP）的情况下实现了双共振光泵浦偏振光谱（DROP-PS），并发现 CTP 构型的 DROP-PS 的线宽明显窄于 CP 构型的线宽[19]。相对于二向色原子蒸气光谱（DALL）[20]、光学双共振（OODR）[20–21] 以及双共振光学泵浦 [22–23] 等典型双光子光谱技术，TCPS 无需外加磁场并且不对激光器频率进行调制，是里德堡态激发中获得无多普勒光谱的重要技术；TCPS 提供了无频率调制的色散信号，可用于阶梯型结构的多波长激光频率稳定，这在精密测量、光纤通信[24] 等研究中非常有意义。

本文中，我们基于 ^{133}Cs $6S_{1/2}-6P_{3/2}-70S_{1/2}$ 三能级阶梯型原子系统，利用 852 nm + 509 nm 的双光子激发获得了里德堡态的 TCPS，并对其进行了理论分析及实验研究。利用该里德堡态 TCPS，将 509 nm 激光锁频于铯原子 $6P_{3/2}(F'=5)\rightarrow 70S_{1/2}$ 跃迁线上，实现了中间态到里德堡态跃迁的无调制激光稳频。

1 理论分析

将原子系统简化为如图 1(a) 所示的耦合的三能级系统，双色偏振光谱原子系统的动力学可以由用

于求解密度矩阵的时间演化主方程给出，主方程为：

$$\dot{\rho}=-\frac{i}{\hbar}\left[\hat{H},\hat{\rho}\right]+\hat{L}, \tag{1}$$

其中，$\hat{\rho}$ 是原子的密度矩阵，$\hat{H}$ 是三能级原子系统中原子与光相互作用的总哈密顿量，$\hbar$ 是普朗克常数，$\hat{L}$ 是由原子间的相互作用、碰撞、自发辐射等因素导致的衰减项。三能级原子系统中原子与光相互作用的总哈密顿量 $\hat{H}$ 可以表示为：

$$\hat{H}=\frac{\hbar}{2}\begin{pmatrix} 0 & \Omega_p & 0 \\ \Omega_p & -2\Delta_p & \Omega_c \\ 0 & \Omega_c & -2\left(\Delta_p+\Delta_c\right) \end{pmatrix}, \tag{2}$$

其中，Ω_p 是基态和中间激发态之间的探测光的 Rabi 频率，Δ_p 是探测光的失谐量；Ω_c 是中间激发态和里德堡态之间的耦合光的 Rabi 频率，Δ_c 是耦合光的失谐量。三能级原子系统中的衰减矩阵 $\hat{L}$ 可以表示为[25]：

$$\hat{L}=\begin{pmatrix} \Gamma_2\rho_{22} & -\gamma_{12}\rho_{12} & -\gamma_{13}\rho_{13} \\ \gamma_{12}\rho_{21} & \Gamma_3\rho_{33}-\Gamma_2\rho_{22} & -\gamma_{23}\rho_{23} \\ -\gamma_{13}\rho_{31} & \gamma_{23}\rho_{32} & -\Gamma_3\rho_{33} \end{pmatrix}, \tag{3}$$

其中，Γ_3 是里德堡态 $|3\rangle$ 到中间激发态 $|2\rangle$ 的衰减率，Γ_2 是中间激发态 $|2\rangle$ 到基态 $|1\rangle$ 的衰减率，假设基态 $|1\rangle$ 没有衰变，则 $\Gamma_1=0$。另外，考虑到激光线宽等因素的影响，则有效衰减率 $\gamma_{12}=\Gamma_2/2+\gamma_p$、$\gamma_{23}=(\Gamma_2+\Gamma_3)/2+\gamma_c$、$\gamma_{13}=\Gamma_3/2+\gamma_p+\gamma_c$，$\gamma_p$ 和 γ_c 分别表示由探测场和耦合场的线宽导致的失相。

将等式 (2) 中的总哈密顿量 $\hat{H}$ 和等式 (3) 中的衰减矩阵 $\hat{L}$ 代入等式 (1) 中，获得的密度矩阵元素 $\dot{\rho}_{ij}$ 的运动方程如下所示：

$$\dot{\rho}_{11}=\frac{i\Omega_p}{2}\left(\rho_{12}-\rho_{21}\right)+\Gamma_2\rho_{22}, \tag{4}$$

$$\dot{\rho}_{22}=\frac{i\Omega_p}{2}\left(\rho_{21}-\rho_{12}\right)+\frac{i\Omega_c}{2}\left(\rho_{23}-\rho_{32}\right)+\Gamma_3\rho_{33}-\Gamma_2\rho_{22}, \tag{5}$$

$$\dot{\rho}_{33}=\frac{i\Omega_c}{2}\left(\rho_{32}-\rho_{23}\right)-\Gamma_3\rho_{33}, \tag{6}$$

$$\dot{\rho}_{12}=\frac{i\Omega_p}{2}\left(\rho_{11}-\rho_{22}\right)+\frac{i\Omega_c}{2}\rho_{13}-\left(i\Delta_p+\frac{\Gamma_2}{2}+\gamma_p\right)\rho_{12}, \tag{7}$$

$$\dot{\rho}_{23}=\frac{i\Omega_c}{2}\left(\rho_{22}-\rho_{33}\right)-\frac{i\Omega_p}{2}\rho_{13}-\left(i\Delta_c+\frac{\Gamma_2+\Gamma_3}{2}+\gamma_c\right)\rho_{23}, \tag{8}$$

$$\dot{\rho}_{13}=\frac{i\Omega_c}{2}\rho_{12}-\frac{i\Omega_p}{2}\rho_{23}-\left[i\left(\Delta_p+\Delta_c\right)+\frac{\Gamma_3}{2}+\gamma_p+\gamma_c\right]\rho_{13}。 \tag{9}$$

密度矩阵方法提供了三能级系统的简化描述，对角元素 $\dot{\rho}_{11}$、$\dot{\rho}_{22}$ 和 $\dot{\rho}_{33}$ 表示 $|1\rangle$ 态、$|2\rangle$ 态和 $|3\rangle$ 态三个能级的布居数变化，非对角元素表示了各个态之间的相干性。为了将里德堡原子间的相互作用对实验系统的影响纳入模型中，我们用 $\Delta c'=\Delta c+\Delta'$ 来代替模型中的 Δc，在这里 Δ' 即是由于偶极 -偶极相互作用或离子诱导的斯塔克位移而引起的里德堡原子的频率偏移。考虑基态和中间激发态之间的密度矩阵 $\dot{\rho}_{12}$ 相干解的实数部分 $\mathrm{Re}\left(\rho_{12}\right)$，它与介质对探测光的色散成正比，也与我们的实验光谱成正比。如图 1(b) 所示，为我们用上述模型模拟的 $Re\left(\rho_{12}\right)$ 随耦合光失谐的变化，得到了良好的色散信号。

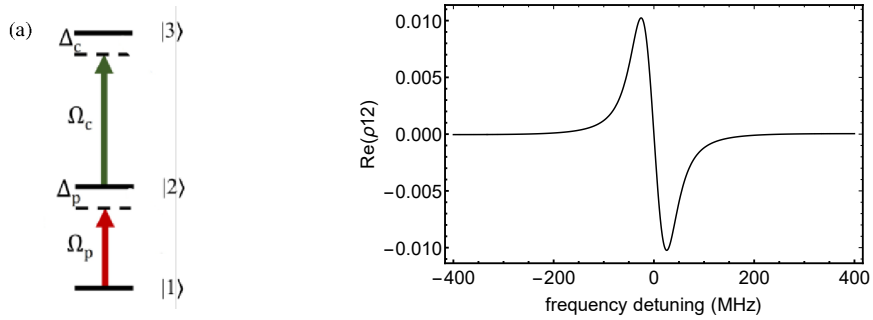

Fig. 1 (a) Three-level ladder-type system energy level diagram; (b) The variation of $\mathrm{Re}\left(\rho_{12}\right)$ with the frequency detuning of the coupling light simulated by the theoretical model

图 1 （a）三能级阶梯型系统能级图；（b）理论模型模拟的 $Re\left(\rho_{12}\right)$ 随耦合光频率失谐的变化

2 实验装置及能级图

里德堡原子由于原子半径较大，我们只考虑低轨道角动量 S、P、D 等的精细结构分裂态。对于 nS 里德堡态，其精细能级只有 $n\mathrm{S}_{1/2}$ 态，而对于 nD 里德堡态，则有 $n\mathrm{D}_{3/2}$ 和 $n\mathrm{D}_{5/2}$ 两个精细结构分裂态。随着主量子数 n 的增加，$n\mathrm{D}_{3/2}$ 和 $n\mathrm{D}_{5/2}$ 态的能级间隔减小，可能会影响我们对里德堡态 TCPS 的观察，所以在本实验中我们选择对 $70\mathrm{S}_{1/2}$ 这一里德堡态进行研究。里德堡态 TCPS 的实验装置示意图如图 2(a) 所示。852 nm 光栅外腔反馈半导体激光器（ECDL）输出的激光作为探测光，并通过饱和吸收谱锁频于 $6\mathrm{S}_{1/2}(F=4)\rightarrow 6\mathrm{P}_{3/2}(F'=5)$ 跃迁线上。509 nm 激光作为耦合光，在 $6\mathrm{P}_{3/2}(F'=5)\rightarrow 70\mathrm{S}_{1/2}$ 跃迁线附近扫描。其中 509 nm 耦合光的扫描频率间隔由 EOM 进行校准，该 EOM 由信号发生器及功率放大器进行驱动。高斯直径为 103 μm 的 852 nm 线偏振探测光，与高斯直径为 119 μm 的 509 nm 圆偏振耦合光在铯原子气室中反向传播重合，其中 852 nm 探测光由二向色镜分离，经过半波片与偏振分光棱镜（PBS），进入差分探测器进行探测。探测得到的 TCPS 信号作为鉴频信号通过比例积分放大器（PI）反馈给 509 nm 激光器的 PZT 端口，实现激光器的频率稳定。实验中为了减弱背景磁场的影响，铯原子气室被放入三层磁屏蔽桶中。如图 2(b) 所示为相关的 ^{133}Cs 原子能级示意图。852 nm 线偏振探测光将布居于基态 $6\mathrm{S}_{1/2}(F=4)$ 的原子激发到中间态 $6\mathrm{P}_{3/2}(F'=5)$，作为耦合光的 509 nm 圆偏振光进一步将原子激发到 $70\mathrm{S}_{1/2}$ 态，并在原子介质中引起各向异性。$70\mathrm{S}_{1/2}$ 态上的一些原子通过中间态被光泵浦到基态 $6\mathrm{S}_{1/2}(F=4)$ 态上，这导致了 $6\mathrm{S}_{1/2}(F=4)$ 态上的原子布居数发生变化。当用 852 nm 探测光对介质进行探测时，介质中的这种各向异性将导致 852 nm 探测光的偏振发生变化，我们用差分探测器对 852 nm 探测光进行探测即可得到里德堡态 TCPS。

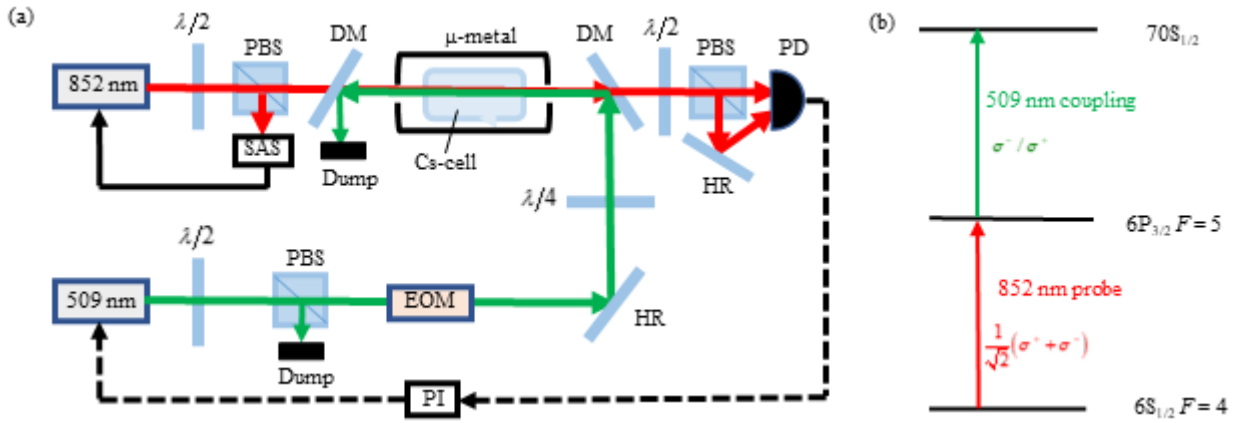

Fig. 2 (a) Schematic diagram of the Rydberg state TCPS experimental setup; (b) Schematic diagram of the energy level of the ^{133}Cs atomic $6\mathrm{S}_{1/2}$–$6\mathrm{P}_{3/2}$–$70\mathrm{S}_{1/2}$ three-level ladder-type system

图 2 （a）里德堡态 TCPS 实验装置示意图；（b）^{133}Cs 原子 $6\mathrm{S}_{1/2}$–$6\mathrm{P}_{3/2}$–$70\mathrm{S}_{1/2}$ 三能级阶梯型系统能级示意图

$\frac{\lambda}{2}$: one-half waveplate; PBS: polarization beam splitter cube; SAS: saturated absorption spectrum; DM: dichroic mirror; Cs-cell: Cesium atomic vapor cell; μ-metal: three-layer magnetic shielding barrel; $\frac{\lambda}{4}$: quarter waveplate; EOM: electro-optical phase modulator; PD: photodetector; PI: proportional integral amplifier

$\frac{\lambda}{2}$：二分之一波片；PBS：偏振分光棱镜；SAS：饱和吸收谱；DM：双色镜；Cs-cell：铯原子气室；μ-metal：三层磁屏蔽桶；$\frac{\lambda}{4}$：四分之一波片；EOM：电光相位调制器；PD：光电探测器；PI：比例积分放大器

3 实验结果及分析

图 3(a) 是 852 nm 探测光锁频于 $6\mathrm{S}_{1/2}(F=4)\rightarrow 6\mathrm{P}_{3/2}(F'=5)$ 跃迁线上，509 nm 耦合光在 $6\mathrm{P}_{3/2}(F'=5)\rightarrow 70\mathrm{S}_{1/2}$ 跃迁线附近扫描时测得的典型的 TCPS 信号，此时探测光功率为 57 μW，耦合光的功率为 40 mW。图 3(a) 所示的典型的 TCPS 信号，与图 1(b) 所示的理论模拟的色散信号有良好的一致性。图 3(b) 所示为相同实验条件下，实验测得典型的 EIT 信号。

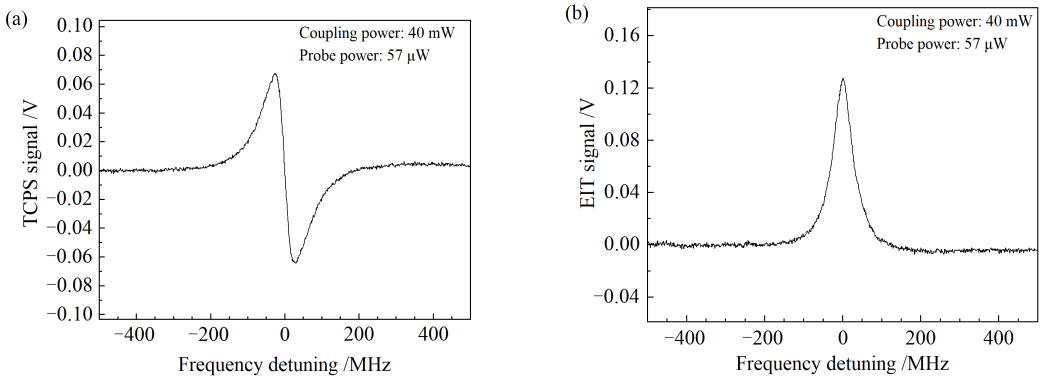

Fig. 3 (a) Typical TCPS signal measured experimentally when the probe power is 57 μW and the coupling power is 40 mW; (b) Typical EIT signal measured experimentally when the probe power is 57 μW and the coupling power is 40 mW

图 3 （a）探测光功率为 57 μW，耦合光功率为 40 mW 时，实验测得的典型的 TCPS 信号；（b）探测光功率为 57 μW，耦合光功率为 40 mW 时，实验测得的典型的 EIT 信号

图 4(a) 显示了 852 nm 探测光功率为 30 W 时，TCPS 的线宽 (峰与谷之间的频率间隔) 及斜率随 509 nm 耦合光功率的变化。如图 4(a) 所示，随着耦合光功率的增加，TCPS 的斜率也在随之快速增加，但 TCPS 线宽的增长非常缓慢。这主要归因于两个相干激光场通过共同的中间态驱动的基态和里德堡态之间的原子相干性而导致的 EIT 效应，这种 EIT 原子相干效应将随着 509 nm 耦合光功率的增加而增强，这将显著抑制 TCPS 线宽的增长。图 4(b) 为耦合光功率为 99.7 mW 时，TCPS 的线宽及斜率随探测光功率的变化。如图 4(b) 所示，随着探测光功率的增加，TCPS 的斜率也随之增加，并趋于平缓。与图 4(a) 相比，图 4(b) 中 TCPS 的线宽随着探测光功率的增加有了明显的增长。这是由于随着 852 nm 探测光功率的增加，原子系统的相干效应将通过自发衰变而被破坏。因此，当探测光功率增加时，TCPS 线宽也有了明显的增长。

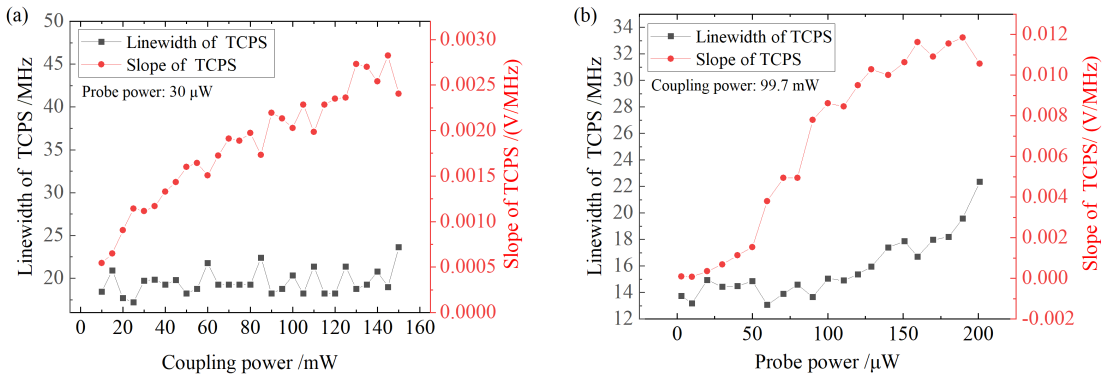

Fig. 4 (a) The development of the linewidth and slope of the TCPS as functions of the 509 nm coupling power at the fixed 852 nm probe power 30 μW; (b) The development of the linewidth and slope of the TCPS as functions of the 852 nm probe power at the fixed 509 nm coupling power 99.7 mW

图 4 （a）852 nm 探测光功率为 30 μW 时，TCPS 的线宽及斜率随 509 nm 耦合光功率的变化；（b）509 nm 耦合光功率为 99.7 mW 时，TCPS 的线宽及斜率随 852 nm 探测光功率的变化

图 5(a) 所示为用于 509 nm 激光频率稳定的 TCPS 信号，此时，852 nm 探测光的功率被设置为 50 μW，509 nm 耦合光的功率被设置为 90 mW。实验上，该 TCPS 信号作为鉴频信号通过 PI 模块反馈给 509 nm 激光器, 用于频率稳定。图 5(b) 显示了 509 nm 激光器自由运转及锁频后的频率起伏。509 nm 激光器自由运转时半小时内的频率起伏约为 11.3 MHz，锁频后其残余频率起伏约为 2.1 MHz，激光器的频率起伏得到了改善，实现了中间态到里德堡态跃迁的无调制激光稳频。

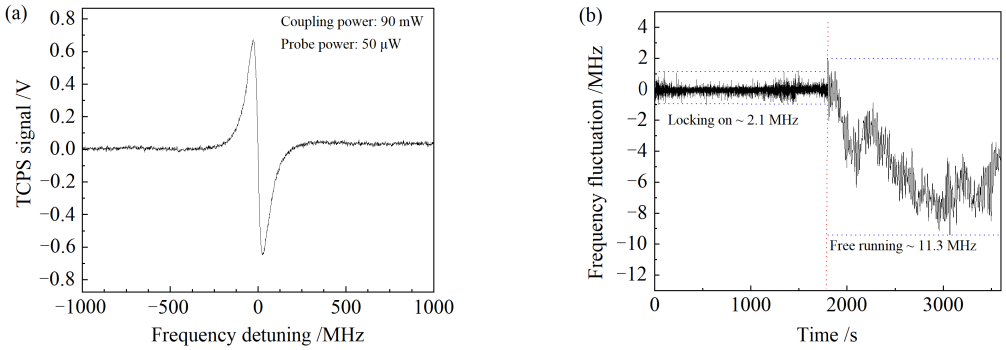

Fig. 5 (a) Typical TCPS obtained at 852 nm probe power of 50 μW and 509 nm coupling power of 90 mW; (b) The frequency fluctuation of the 509 nm laser for locking on and the free running case

图 5 （a）852 nm 探测光功率为 50 μW，509 nm 耦合光功率为 90 mW 时，获得的典型的 TCPS；（b）509 nm 激光器锁频后及自由运转时的频率起伏

4 结论

本文中，我们基于室温铯原子气室演示了 $6S_{1/2}$–$6P_{3/2}$–$70S_{1/2}$ 阶梯型三能级系统的里德堡态 TCPS，并对其进行了定性的理论分析。我们实验测量了该 TCPS 的线宽及斜率随耦合光功率和探测光功率的变化。实验结果表明，由于原子相干效应的影响，TCPS 的线宽随耦合光功率的变化被显著抑制，而随着探测光功率的增加，光抽运以及功率展宽会破坏原子系统的相干效应，TCPS 的线宽将随探测光功率的增加有明显的增长。利用该里德堡态 TCPS，我们实现了 509 nm 激光的频率锁定，509 nm 激光的频率起伏较自由运转时的频率起伏有显著改善。具有色散形状和完全平坦的光谱背景的里德堡态 TCPS 非常有利于将激光频率稳定到里德堡态跃迁线，且其在频率稳定的过程中不需要进行频率调制，使被锁定的激光器的频率稳定性进一步提高，这在里德堡原子的相关研究中有重要意义。

参考文献

[1] PRITCHARD J D, MAXWELL D, GAUGUET A, *et al*. Cooperative atom-light interaction in a blockaded rydberg ensemble[J]. *Phys Rev Lett*, 2010, **105**(19): 193603. DOI: 10.1103/PhysRevLett.105.193603.

[2] SAFFMAN M, WALKER T G, MØLMER K. Quantum information with rydberg atoms[J]. *Rev Mod Phys*, 2010, **82**(3):2313–2363. DOI: 10.1103/RevModPhys.82.2313.

[3] BROWAEYS A AND LAHAYE T. Many-body physics with individually controlled rydberg atoms[J]. *Nat Phys*, 2020, **16**(2):132–142. DOI: 10.1038/s41567-019-0733-z.

[4] BERNIEN H, SCHWARTZ S, KEESLING A, *et al*. Probing many-body dynamics on a 51-atom quantum simulator[J]. *Nature*, 2017, **551**(7682):579–584. DOI:10.1038/nature24622.

[5] SEDLACEK J A, SCHWETTMANN A, HARALD KÜBLER, *et al*. Microwave electrometry with Rydberg atoms in a vapour cell using bright atomic resonances[J]. *Nat Phys*, 2012, **8**(11):819–824. DOI:10.1038/NPHYS2423.

[6] HOLLOWAY C L, GORDON J A, JEFFERTS S, *et al*. Broadband rydberg atom-based electric-field probe for si-traceable, self-calibrated measurements[J]. *IEEE Trans Antennas Propag*, 2014, **62**(12):6169–6182. DOI: 10.1109/TAP.2014.2360208.

[7] WADE C G, SIBALI N, MELO N D, *et al*. Real-time near-field terahertz imaging with atomic optical fluorescence[J]. *Nat Photonics*, 2017, **11**(1):40–43. DOI: 10.1038/NPHOTON.2016.214.

[8] DOWNES L A, MACKELLAR A R, WHITING D J, *et al*. Full-field terahertz imaging at kilohertz frame rates using atomic vapor[J]. *Phys Rev X*, 2020, **10**(1):011027. DOI: 10.1103/PhysRevX.10.011027.

[9] MOHAPATRA A K, JACKSON T R, ADAMS C S. Coherent optical detection of highly excited Rydberg states using electromagnetically induced transparency[J]. *Phys Rev Lett*, 2007, **98**(11):113003. DOI: 10.1103/PHYSREVLETT.98.113003.

[10] FLEISCHHAUER M, IMAMOGLU A, MARANGOS J P. Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media[J]. *Rev Mod Phys, 2005, 77(2):633–637. DOI: 10.1*103/RevModPhys.77.633.

[11] WIEMAN C E AND HNSCH T W. Doppler-free laser polarization spectroscopy[J]. *Phys Rev Lett*, 1976, 36(20):1170–1173. DOI: 10.1103/PhysRevLett.36.1170.

[12] PEARMAN C P, ADAMS C S, COX S G, *et al*. Polarization spectroscopy of a closed atomic transition: applications to laser frequency locking[J]. *J Phys B: At Mol Opt Phys*, 2002, **35**(24):5141–5151. DOI: 10.1088/0953-4075/35/24/315.

[13] HARRIS M L, ADAMS C S, CORNISH S L, *et al*. Polarization spectroscopy in rubidium and cesium[J]. *Phys Rev A: At Mol Opt Phys*, 2006, **73**(6):062509. DOI: 10.1103/PhysRevA.73.062509.

[14] CARR C, ADAMS C S, WEATHERILL K J. Polarization spectroscopy of an excited state transition[J]. *Opt Lett*, 2012, **7**(1):010118. DOI: 10.1364/ol.37.000118.

[15] NOH H R. Lineshapes in two-color polarization spectroscopy for cesium[J]. *Opt Express*, 2012, **20**(19):21784–21791. DOI: 10.1364/OE.20.021784.

[16] KULATUNGA P, BUSCH H C, ANDREWS L R, *et al*. Two-color polarization spectroscopy of rubidium[J]. *Opt Commun*, 2012, **285**(12):2851–2853. DOI: 10.1016/j.optcom.2012.02.032.

[17] YANG B D, WANG J, LIU H, *et al*. Laser frequency offset locking by marrying modulation sideband with the two-color polarization spectroscopy in a ladder-type atomic system[J]. *Opt Commun*, 2014, 319:174–177. DOI: 10.1016/j.optcom.2014.01.019.

[18] YANG B D, LIU Y, WANG J M. Double resonance optical pumping-polarization spectroscopy of an excited state transition[J]. *Opt Commun*, 2020, **474**:126102. DOI: 10.1016/j.optcom.2020.126102.

[19] BECERRA F E, WILLIS R T, ROLSTON S L, *et al*. Two-photon dichroic atomic vapor laser lock using electromagnetically induced transparency and absorption[J]. *J Opt Soc Am B*, 2009, **26**(7):1315–1320. DOI: 10.1364/JOSAB.26.001315.

[20] SASADA H. Wavenumber measurements of sub-Doppler spectral lines of Rb at 1.3 mu m and 1.5 mu m[J]. *IEEE Photon Technol Lett*, 1992, **4**(11):1307–1309. DOI: 10.1109/68.166978.

[21] BOUCHER R AND BRETON M. Dither-free absolute frequency locking of a 1.3 mu m DFB laser on /sup 87/Rb[J]. *IEEE Photon Technol Lett*, 1992, **4**(4):327–329. DOI: 10.1109/68.127202.

[22] MOON H S, LEE W K, LEE L, *et al*. Double resonance optical pumping spectrum and its application for frequency stabilization of a laser diode[J]. *Appl Phys Lett*, 2004, **85**(18):3965–3967. DOI: 10.1063/1.1813629.

[23] YANG B D, LIANG Q B, HE J, *et al*. Narrow-linewidth double-resonance optical pumping spectrum due to electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media[J]. *Phys Rev A: At Mol Opt Phys*, 2010, **81**(4):043803. DOI: 10.1103/PHYSREVA.81.043803.

[24] MOON H S. Frequency stabilization of a 1.3 m laser diode using double resonance optical pumping in the 5P3/2-6S1/2 transition of Rb atoms[J]. *Appl Opt*, 2008, **47**(8):1097–1102. DOI: 10.1364/AO.47.001097.

[25] GEA-BANACLOCHE J, LI Y, JIN S, *et al*. Electromagnetically induced transparency in ladder-type inhomogeneously broadened media: Theory and experiment[J]. *Phys Rev A*, 1995, **51**(1):576–584. DOI: 10.1103/PhysRevA.51.576.