

铯原子激发态双色偏振光谱

张锦芳 任雅娜 王军民 杨保东

Investigation of the two-color polarization spectroscopy between the excited states based on cesium atoms

Zhang Jin-Fang Ren Ya-Na Wang Jun-Min Yang Bao-Dong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 113201 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20181872

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181872>

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

可变偏振光注入下1550nm垂直腔面发射激光器的偏振开关及双稳特性

Investigations on the polarization switching and bistability in a 1550 nm vertical-cavity surface-emitting laser under variable-polarization optical injection

物理学报. 2016, 65(16): 164204 <https://doi.org/10.7498/aps.65.164204>

超冷铯(6D5/2)₂ Rydberg分子的双色光缔合光谱

Two-color photoassociation spectra of ultra-cold Cs (6D5/2)₂ Rydberg molecule

物理学报. 2018, 67(23): 233201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181743>

超短脉冲激光场中间二氯苯的激发态动力学

Excited-state dynamics of m-dichlorobezene in ultrashort laser pulses

物理学报. 2017, 66(15): 157801 <https://doi.org/10.7498/aps.66.157801>

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 <https://doi.org/10.7498/aps.64.163201>

中红外激光驱动激发态Na原子产生单个短脉冲

A single short pulse produced by the excited state of Na atom exposed to an infrared laser

物理学报. 2016, 65(22): 223205 <https://doi.org/10.7498/aps.65.223205>

基于ab initio计算的CF⁻离子低激发态光谱性质研究

Spectroscopic properties of low-lying excited electronic states for CF⁻ anion based on ab initio calculation

物理学报. 2017, 66(2): 023101 <https://doi.org/10.7498/aps.66.023101>

铯原子激发态双色偏振光谱*

张锦芳¹⁾ 任雅娜¹⁾ 王军民²⁾ 杨保东^{1)2)†}¹⁾ (山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)²⁾ (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)

(2018年10月19日收到; 2019年4月2日收到修改稿)

基于铯原子阶梯型 $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ - $8S_{1/2}$ (852.3 nm + 794.6 nm) 能级系统, 一束波长为 852.3 nm 的圆偏振光作为抽运光, 将室温下气室中的铯原子由基态 $6S_{1/2}$ 激发到中间激发态 $6P_{3/2}$ 并极化, 另一束波长为 794.6 nm 的线偏振光作为探测光, 其频率在 $6P_{3/2}$ - $8S_{1/2}$ 态之间扫描, 经过原子气室后差分探测便可获得铯原子激发态 $6P_{3/2}$ - $8S_{1/2}$ 能级跃迁之间的双色偏振光谱. 实验上系统地测量、分析了抽运光频率失谐、偏振, 以及抽运光与探测光同反向实验构型对双色偏振光谱的影响, 并将其用于 794.6 nm 半导体激光器的稳频、锁频之后, 225 s 内的残余频率起伏约为 0.5 MHz.

关键词: 双色偏振光谱, 激发态, 光抽运, 激光稳频**PACS:** 32.30.-r, 32.80.Xx, 95.55.Sh, 43.58.Hp**DOI:** 10.7498/aps.68.20181872

1 引言

原子激发态的光谱不仅揭示了原子激发态能级结构的信息, 为理论工作者提供了必要的参数及实验检验, 而且有广泛的应用价值, 如原子滤波器, 双色激光冷却/俘获中性原子、频率上转换、原子能级结构的精密测量、里德伯原子的激发、及激光稳频等^[1-7]. 目前, 常见的获得原子激发态光谱的技术有: 光学双共振吸收光谱 (optical-optical double resonance, OODR)^[8] 和双共振光抽运光谱 (double resonance optical pumping, DROP)^[9,10], 但这两种光谱对工作于激发态跃迁之间的激光稳频时, 都需要对激光器进行直接或间接的频率调制, 然后通过锁相放大器解调出鉴频信号来锁定该激光器. Carr 等^[11] 和 Yang 等^[12] 基于一个阶梯型的三能级原子系统, 实验演示了一种获得原子激发态偏振光谱的技术, 用工作于基态-中间激发态的圆偏振

激光作为抽运光, 将原子极化、布居到中间激发态, 然后用另一波长、工作于中间激发态-更高激发态的线偏振光作为探测光, 进行差分探测即可获得原子激发态的偏振光谱. 区别于早在 1976 年, Wieman 等^[13] 基于二能级原子系统 (基态-激发态), 使用单一波长的激光分为两束, 一束作为抽运光极化原子, 另一束作为探测光差分探测来获得偏振光谱 (polarization spectroscopy, PS), 把激发态偏振光谱称为双色偏振光谱 (two-color polarization spectroscopy, TCPS). 2012 年, Kulatunga 等^[14] 基于铷原子 $5S_{1/2}$ - $5P_{3/2}$ - $5D_{5/2}$ 三能级系统, 实验初步研究了抽运光频率失谐对 TCPS 的影响; 同年, Noh^[15] 基于铯原子 $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ - $7S_{1/2}$ 系统, 理论上研究了 TCPS 线形随相关参数的演化; 2014 年, 我们研究组基于铯原子 $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ - $7S_{1/2}$ 系统实验上获得了 TCPS, 并结合电光调制 (electro-optic modulator, EOM) 边带技术, 发展了一种将激光器无频率调制、且偏频锁定到原子激发态超精细跃

* 国家自然科学基金 (批准号: 11774210, 11104172, 61575112) 和国家重点研发计划 (批准号: 2017YFA0304502) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ybd@sxu.edu.cn

迁线上的方法^[12]. 2014年, Cha等^[16]基于铯原子 $5P_{1/2}$ - $5S_{1/2}$ - $5P_{3/2}$ V型三能级系统, 也获得了 TCPS. TCPS 光谱与 OODR, DROP 激发态光谱技术相比, 突出的优点表现在可将激光器无频率调制地锁定, 有望进一步提高激光器锁频之后的频率稳定度.

本文基于铯原子阶梯型 $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ - $8S_{1/2}$ 能级系统, 实验上侧重研究抽运光频率失谐、抽运光与探测光同反向实验构型对 TCPS 的影响, 以及将其用于 794.6 nm 半导体激光器的频率锁定.

2 实验原理及实验装置

图 1 为与实验相关的铯原子 $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ - $8S_{1/2}$ 超精细能级图及双色偏振光谱 TCPS 原理示意图. 中间激发态 $6P_{3/2}$ $F' = 2, 3, 4, 5$ 超精细能级之间的频率间隔分别为 151.2, 201.3 和 251.1 MHz, 其自然线宽为 5.22 MHz. 激发态 $8S_{1/2}$ $F'' = 3, 4$ 超精细能级之间的频率间隔为 876.5 MHz, 其自然线宽为 2.18 MHz. 工作于 $6S_{1/2}$ → $6P_{3/2}$ 能级跃迁之间的 852.3 nm 圆偏振激光作为抽运光, 工作于 $6P_{3/2}$ → $8S_{1/2}$ 能级跃迁之间的 794.6 nm 线偏振光作为探测光.

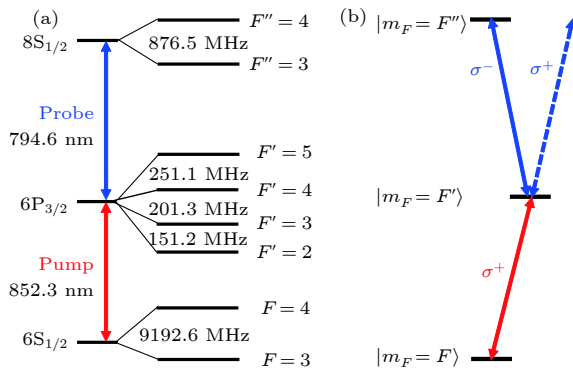


图 1 (a) 与实验相关的铯原子 $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ - $8S_{1/2}$ 超精细能级图; (b) 双色偏振光谱原理示意图

Fig. 1. (a) The related hyperfine energy levels of Cs atoms $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ - $8S_{1/2}$; (b) schematic diagram of the two-color polarization spectroscopy (TCPS).

假设探测光的偏振方向沿 x 轴、传播方向沿 z 轴, 它可以表示为

$$E = E_0 e^{i(\omega t - k_0 z)}, \quad E_0 = \{E_{0x}, 0, 0\}, \quad (1)$$

其中 k_0 为探测光在真空中的波矢, ω 为其角频率, E 为电磁场振幅. 当无 852.3 nm 圆偏振抽运光时,

室温下气室中的铯原子服从麦克斯韦-玻尔兹曼分布, 均匀地布居在基态 $6S_{1/2}$ $F = 3, 4$ 的不同 Zeeman 态上. 当抽运光频率共振于铯原子 $6S_{1/2}$ → $6P_{3/2}$ 的某一超精细跃迁线时, 由于不同 Zeeman 态之间的 CG (Clebsch-Gordan) 系数不同, 造成中间激发态 $6P_{3/2}$ 的超精细能级的不同 Zeeman 态上原子布居数不均匀分布, 使得光路中处于中间激发态的铯原子变成各向异性介质. 线偏振的探测光可以看成左旋圆偏振光 σ^+ 和右旋圆偏振光 σ^- 的组合, 它们在各向异性的铯原子介质中传播时, 其折射率系数 n^+ , n^- 及吸收系数 α^+ , α^- 均不相同, 如图 1(b) 所示. 这两个圆偏振光在铯原子气室输出窗端口处 ($z = L$ 为铯气室的长度) 又合成一个椭圆偏振光, 即有

$$E^\pm(z=L) = \frac{1}{2} E_0 e^{i(\omega t - k^\pm L + iL\alpha^\pm/2)} (x \pm iy), \quad (2)$$

其中 $k^\pm = \frac{\omega}{c} n^\pm$, 令 $n = \frac{n^+ + n^-}{2}$, $\Delta n = n^+ - n^-$, $\alpha = \frac{\alpha^+ + \alpha^-}{2}$, $\Delta\alpha = \alpha^+ - \alpha^-$, 则有

$$E(z=L) = E^+ + E^- \\ = E'_0 (e^{-i\Delta} + e^{i\Delta}) x + iE'_0 (e^{-i\Delta} - e^{i\Delta}) y. \quad (3)$$

(3) 式中 $E'_0 = E_0 e^{i(\omega t - \omega L n/c)} e^{-L\alpha/2}$, $\Delta = -i\frac{L}{4}\Delta\alpha + \frac{\omega L}{2c}\Delta n$.

透射过铯原子气室的探测光 (左右旋圆偏振光) 被半波片 $\lambda/2$ 和偏振分光棱镜 PBS 分为两束线偏振光后 (偏振方向相互垂直), 入射到一个差分探测器上, 将光信号转换为电信号. 设其中一个线偏振光的方向与 y 轴之间的夹角为 δ , 其大小可通过旋转 $\lambda/2$ 波片调整. 由于 Δn 与 $\Delta\alpha$ 都是小量, 计算中保留到二次项, 以及 $I_0 = c\varepsilon_0 |E_0|^2$ (c 为光速, ε_0 为真空中介电常数), 则有这个方向上透射光强 $I_1(\delta)$ 为

$$I_1(\delta) = I_0 e^{-L\alpha} \left\{ \sin^2 \delta + \frac{\omega L \Delta n}{2c} \sin 2\delta + \left[\left(\frac{\omega L \Delta n}{2c} \right)^2 + \left(\frac{L \Delta \alpha}{4} \right)^2 \right] \cos^2 \delta \right\}. \quad (4)$$

同理可得另一线偏振光方向上透射光强 $I_2(\delta)$ 为

$$I_2(\delta) = I_0 e^{-L\alpha} \left\{ \cos^2 \delta - \frac{\omega L \Delta n}{2c} \sin(2\delta) + \left[\left(\frac{\omega L \Delta n}{2c} \right)^2 + \left(\frac{L \Delta \alpha}{4} \right)^2 \right] \sin^2 \delta \right\}. \quad (5)$$

旋转半波片 $\lambda/2$ 改变 δ 角度, 当 $\delta = \frac{\pi}{4}$ 时, 差分探测器输出的电信号正比于光强差:

$$\Delta I = I_1 \left(\frac{\pi}{4} \right) - I_2 \left(\frac{\pi}{4} \right) = I_0 \frac{\omega L \Delta n}{c} e^{-L\alpha}. \quad (6)$$

根据 Kramers-Kronig 色散关系 $\Delta n = \Delta\alpha_0 \frac{2c}{\omega_0 \Gamma} \frac{\Delta_p}{1 + (2\Delta_p/\Gamma)^2}$ [11], (6) 式可表示为

$$\Delta I = \frac{2I_0 \omega L \Delta\alpha_0}{\omega_0 \Gamma} \cdot \frac{\Delta_p}{1 + (2\Delta_p/\Gamma)^2} e^{-L\alpha}, \quad (7)$$

其中 ω_0 为铯原子 $6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$ 能级跃迁的中心频率, $\Delta\alpha_0 = \Delta\alpha(\omega = \omega_0)$ 为探测光与原子能级共振时的左右旋圆偏振光的吸收系数之差, Γ 为 $8S_{1/2}$ 能级的自然线宽, $\Delta_p = \frac{\omega - \omega_0}{2\pi}$ 为探测光相对于原子共振能级处的频率失谐. 从 (7) 式可以看出 ΔI 为完全色散型函数, 是一个类色散信号, 即 TCPS, 可作为鉴频信号来无频率调制地锁定 794.6 nm 半导体激光器的频率.

图 2 为实验装置示意图, 852.3 nm 的半导体激光器通过饱和吸收光谱 SAS 可将其频率锁于

$6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ 某一超精细跃迁线上. 同时, 通过 $\lambda/2$ 波片和立方偏振棱镜 PBS 分出一部分 852.3 nm 激光后, 然后通过 $\lambda/4$ 波片将其转变为圆偏振光, 作为抽运光, 将原子由基态 $6S_{1/2}$ 布居到中间激发态 $6P_{3/2}$, 并导致 $6P_{3/2}$ 态超精细子能级上的不同 Zeeman 态原子布居数分布不均, 使得光路中的铯原子变成各向异性介质. 另一束线偏振的 794.6 nm 激光作为探测光, 其频率在 $6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$ 跃迁线之间扫描. 抽运光和探测光都是经过单模保偏光纤整形 (图 2 示意图中未画出), 其光斑呈近圆形, 抽运、探测光束 $\sim 1/e^2$ 直径分别约为 1.6 和 1.2 mm, 两激光束在铯泡 (Cs cell, 直径 25 mm, 长 50 mm) 中通过双色镜 DF (对 852.3 nm 激光具有高反射率, 对 794.6 nm 激光具有高透射率) 共线重合和分离. 分离后的 794.6 nm 探测光再经过 $\lambda/2$ 波片和 PBS 后差分探测, 即可在光电探测器 PD2 和 PD3 处获得同向、反向光路布局构型下的原子激发态 TCPS 光谱. 将获得的 TCPS 光谱通过比例积分微分放大器 PID 负反馈 794.6 nm 半导体激光器压电陶瓷 PZT 端口, 实现频率锁定.

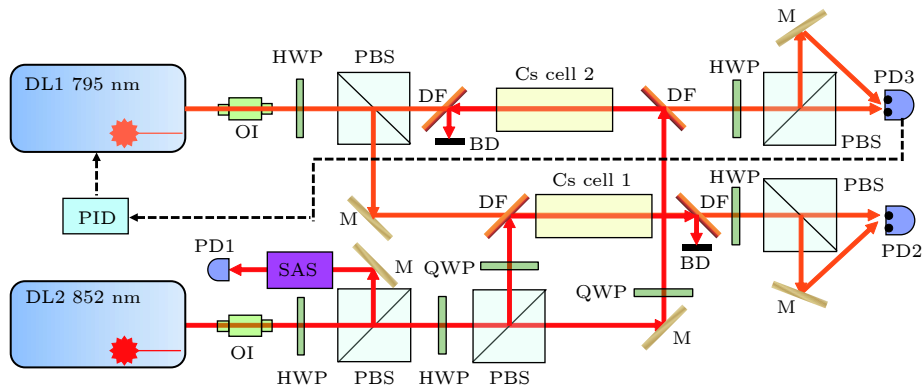


图 2 实验装置示意图 DL 为 852 和 795 nm 光栅外腔反馈半导体激光器, OI 为光隔离器, SAS 为饱和吸收光谱装置, PID 为比例积分微分放大器, HWP 为 $1/2$ 波片, QWP 为 $1/4$ 波片, M 为 45° 高反镜, PBS 为立方偏振分光棱镜, Cs Cell 为 $25 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ 铯原子泡, DF 为双色镜, BD 为挡光板, PD 为光电探测器

Fig. 2. Schematic diagram of experimental setup for the TCPS. Keys to the figure: DL, external-cavity diode laser; OI, optical isolator; SAS, saturated absorption spectroscopy; PID, proportion-integration-differentiation controller; HWP, half-wave plate; QWP, quarter-wave plate; M, mirror; PBS, polarization beam splitter cube; Cs cell, cesium vapor cell; DF, dichroic filter; BD, beam dump; PD, photodiode.

3 实验结果与讨论

3.1 抽运光频率失谐对双色偏振光谱的影响

为了将 794.6 nm 半导体激光器无频率调制地锁于 $6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$ 跃迁的某一超精细跃迁线上, 研

究 852.3 nm 抽运光频率失谐对 TCPS 光谱的影响. 实验中, 在铯泡入射端面处, 852.3 nm 抽运光的功率约为 1.0 mW (功率密度约 0.50 mW/mm^2), 794.6 nm 探测光的功率约为 0.3 mW (功率密度约 0.26 mW/mm^2). 当抽运光频率分别锁于 $6S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 2, 3, 4)$ 超精细跃迁线时, 在探测器 PD2 和 PD3 处差分探测 794.6 nm 光信

号, 获得典型的同向、反向实验构型下的 TCPS, 如图 3 和图 4 所示.

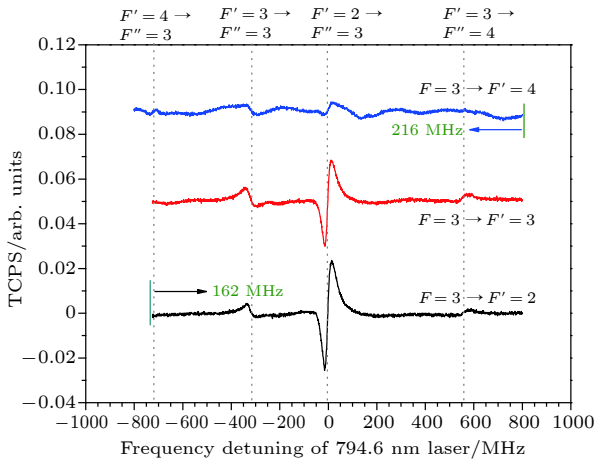


图 3 同向传输实验构型, 852.3 nm 抽运光频率锁于 $6S_{1/2}$ ($F = 3$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F' = 2, 3, 4$) 时, 794.6 nm 激光作为探测光的 TCPS

Fig. 3. The TCPS for the co-propagation configuration when the 794.6 nm probe laser is scanned over the whole $6P_{3/2}\rightarrow 8S_{1/2}$ transition, and the frequency of 852.3 nm pump laser is locked on the $6S_{1/2}$ ($F = 3$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F' = 2, 3, 4$) transition, respectively.

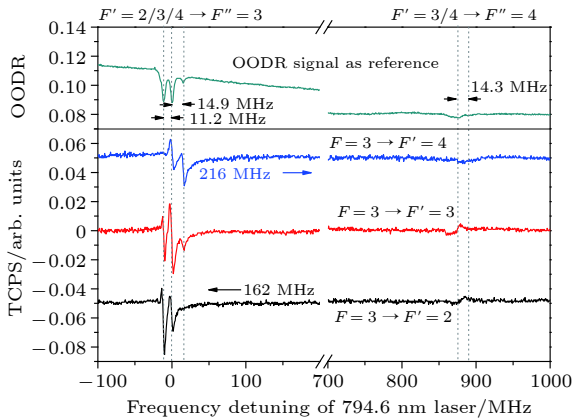


图 4 反向传输实验构型, 852.3 nm 抽运光频率锁于 $6S_{1/2}$ ($F = 3$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F' = 2, 3, 4$) 时, 794.6 nm 激光作为探测光的 TCPS

Fig. 4. The TCPS for the counter-propagation configuration when the 794.6 nm probe laser is scanned over the whole $6P_{3/2}\rightarrow 8S_{1/2}$ transition, and the frequency of 852.3 nm pump laser is locked on the $6S_{1/2}$ ($F = 3$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F' = 2, 3, 4$) transition, respectively.

图 3 为 852.3 nm 抽运光和 794.6 nm 探测光同向作用于室温下气室中铯原子时的 TCPS, 从左到右这些谱线对应于激发态 $6P_{3/2}\rightarrow 8S_{1/2}$ 的超精细跃迁线分别为: $F' = 4\rightarrow F'' = 3$, $F' = 3\rightarrow F'' = 3$, $F' = 2\rightarrow F'' = 3$, $F' = 4\rightarrow F'' = 4$, $F' = 3\rightarrow$

$F'' = 4$, 如图 3 中垂直虚线所示. 这些谱线的识别及其之间的频率间隔, 以抽运光频率锁于 $6S_{1/2}$ ($F = 3$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F' = 3$) 超精细跃迁线时的 TCPS 为例简要说明: 当抽运光频率共振于 $F = 3\rightarrow F' = 3$ 跃迁线时, 中间激发态 $6P_{3/2}$ ($F' = 3$) 上会布居抽运光方向上速度分量为零的原子. 由于室温下气室中的铯原子服从玻尔兹曼-麦克斯韦速度分布, 以及多普勒效应的存在, 同时在 $F' = 2, F' = 4$ 态上也布居速度分量不为零的原子: 852.3 nm 抽运光频率对于 $F = 3\rightarrow F' = 2, 4$ 超精细跃迁线的失谐量分别为 +151.2 和 -201.3 MHz. 因此, 当失谐量 $\Delta = 151.2$ MHz 时, 根据多普勒频移公式 $\Delta = \nu_{852.3}/c \times v$ (v 为原子在抽运光方向上的速度分量, c 为光速, $\nu_{852.3}$ 为抽运光频率), 即可计算出布居在 $F' = 2$ 态的原子速度分量大小为 128.9 m/s (方向与抽运光同向); 当 $\Delta = 201.3$ MHz 时, $F' = 4$ 态上也布居了速度分量大小为 171.6 m/s 的原子 (方向与抽运光反向). 然而, 这两群特定速度分量的原子, 对于 794.6 nm 的探测光而言, 其感受到的多普勒频移分别为 -162.2 MHz 和 +215.9 MHz. 进而, 按照探测光的频率由低到高扫描过激发态 $6P_{3/2}\rightarrow 8S_{1/2}$ 跃迁的超精细能级时, 便可计算、排列出这些谱线的相对位置为: $F' = 4\rightarrow F'' = 3$, $F' = 3\rightarrow F'' = 3$, $F' = 2\rightarrow F'' = 3$, $F' = 4\rightarrow F'' = 4$, $F' = 3\rightarrow F'' = 4$ 超精细跃迁谱线之间的频率间隔依次为 417.2, 313.3, 146.0 和 417.2 MHz, 与图 3 中展示的实验结果一致 (由于 $F' = 4\rightarrow F'' = 3, 4$ 的 TCPS 谱线强度太弱, 实验上不易观察到). 当抽运光频率锁于 $6S_{1/2}$ ($F = 3$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F' = 2$) 时, 相对于抽运光频率锁于 $6S_{1/2}$ ($F = 3$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F' = 3$), 超精细子能级 $6P_{3/2}$ ($F' = 2$) 将会布居更多的原子, 因此 $F' = 2\rightarrow F'' = 3$ 的 TCPS 信号必然增强, 而此时 $F' = 3\rightarrow F'' = 3$, $F' = 3\rightarrow F'' = 4$ 的 TCPS 信号将会减弱; 对于抽运光频率锁于 $6S_{1/2}$ ($F = 3$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F' = 4$) 时 TCPS 的变化规律也是如此. 进一步注意到, 当抽运光频率锁于不同的 $6S_{1/2}$ ($F = 3$) $\rightarrow 6P_{3/2}$ ($F' = 2, 3, 4$) 超精细跃迁线时, 仅会导致 TCPS 光谱整体的平移和信号相对强弱的变化, 而保持不变的频率间隔. 为此, 将实验上获得的抽运光频率锁于 $F = 3\rightarrow F' = 2$, $F = 3\rightarrow F' = 4$ 的这两组 TCPS 分别向右、向左整体平移 162.2 MHz 和 215.9 MHz 后, 与 $F = 3\rightarrow F' = 3$ 时的这一组 TCPS 的各超精细跃迁谱线频率位置完全对应. 这

是因为抽运光频率锁于不同超精细跃迁线时, 仅会导致原子布居到 $6P_{3/2}$ 态超精细子能级上的数目和速度分量大小的不同, 从而导致 TCPS 信号强度的相对变化, 而其频率间隔的大小完全取决于 $6P_{3/2}$, $8S_{1/2}$ 态的超精细分裂的频率间隔, 这一特点对于精密测量原子激发态的能级结构以及相关的磁偶极、电四级超精细相互作用常数有一定的意义.

图 4 为抽运光频率锁于 $6S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 6P_{3/2}$ 超精细跃迁线, 且与探测光束反向作用于室温下气室中的铯原子时的 TCPS, 其各超精细跃迁谱线的位置分析方法与图 3 相同. 反向构型的 TCPS 光谱与同向构型的相比, 一个显著的区别在于同向构型的 TCPS 的谱线比较离散, 而反向构型的 TCPS 的谱线集中于“两簇”: 一簇为 $F' = 2, 3, 4 \rightarrow F'' = 3$ 的超精细能级跃迁, 实验测量它们之间的频率间隔依次为 11.2 和 14.9 MHz (计算值应为 10.9 和 14.6 MHz); 另一簇为 $F' = 3, 4 \rightarrow F'' = 4$ 的跃迁, 频率间隔为 14.3 MHz (计算值应为 14.6 MHz), 如图 4 所示. 当探测光与抽运光束同向重叠作用于原子介质时, 布居到 $6P_{3/2}$ 态上的原子感受到的探测光和抽运光频率的多谱勒频移方向相同, 致使谱线变得离散一些; 而当探测光与抽运光束反向重叠作用于原子介质时, 原子感受到的两激光束多谱勒频移方向相反, 且由于探测光与抽运光波长 (频率) 的差异, 导致其多谱勒频移的大小不同, 故导致 $F' = 2, 3, 4 \rightarrow F'' = 3$ ($F' = 3, 4 \rightarrow F'' = 4$) 谱线的位置有一定的差异, 即“簇”. 如若探测光与抽运光的频率再接近一些, 这种“簇”特点的谱线必将演化成一个谱线, 这就是在铷原子 $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow 5D_{5/2}$ (780 nm + 776 nm) 阶梯形实验系统中研究原子激发态光谱时, 与两激光场非直接作用的超精细能级上布居的非零速度的原子对激发态光谱谱线的贡献常被遗漏的原因所在 [14,17]. 由于反向构型的 TCPS 谱线比较集中, 且相互叠加致使谱线的线型较为复杂, 为了清楚地识别各超精细跃迁谱线, 实验上也同时记录了激发态的双共振吸收谱线 (optical optical double resonance, OODR), 如图 4 所示. 此外, 同、反向构型的 TCPS 光谱的另一个显著的区别是谱线线宽的差异: 对于原子阶梯型能级系统, 由于反向构型存在电磁感应透明这一量子相干效应, 致使反向时的 TCPS 线宽明显窄于同向 [18–20], 如在相同实验条件下, 抽运光频率共振于 $6S_{1/2} (F = 3) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 2)$ 时, 对于图 3 和图 4 中 $F' = 2$

$\rightarrow F'' = 3$ 的 TCPS 线宽, 反向线宽的典型值为 7.3 MHz, 而同向线宽为 16.2 MHz. 窄线宽的谱线将有助于进一步提高激光锁频之后的频率稳定度.

图 5 为 852.3 nm 抽运光频率锁于 $6S_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 3, 4, 5)$ 超精细跃迁线, 与 794.6 nm 探测光同向作用于室温下气室中铯原子时的 TCPS, 从左到右这些谱线对应于激发态 $6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$ 的超精细跃迁线分别为: $F' = 4 \rightarrow F'' = 3$, $F' = 5 \rightarrow F'' = 4$, $F' = 3 \rightarrow F'' = 3$, $F' = 4 \rightarrow F'' = 4$, $F' = 3 \rightarrow F'' = 4$, 如图 5 中垂直虚线所示. 实验测量这些谱线与 $F' = 5 \rightarrow F'' = 4$ 谱线之间的频率间隔依次为 356, 0, 61, 521 和 937 MHz, 考虑到探测光频率扫描时压电陶瓷 PZT 非线性效应的影响, 在一定的误差范围内, 其与理论计算值基本一致, 见图 5 中垂直虚线顶端数值. 在图 5 中, 852.3 nm 抽运光频率锁于 $6S_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 3)$ 时的 TCPS 信号幅度相对较小, 为此将其放大 5 倍显示. 图 6 为在抽运光与探测光反向传输的实验构型时的 TCPS 信号, 依据与图 3 谱线识别相同的方法, 可以确定从左到右的这些谱线对应的超精细跃迁分别为: $F' = 3 \rightarrow F'' = 3$, $F' = 4 \rightarrow F'' = 3$, $F' = 3 \rightarrow F'' = 4$, $F' = 4 \rightarrow F'' = 4$, $F' = 5 \rightarrow F'' = 4$, 频率间隔计算值依次为 14.6, 861.9, 14.6 和 18.1 MHz, 与实验结果一致. 当抽运光频率锁于不同的超精细跃迁线时, 谱线的演化规律及分析讨论与图 3 一致.

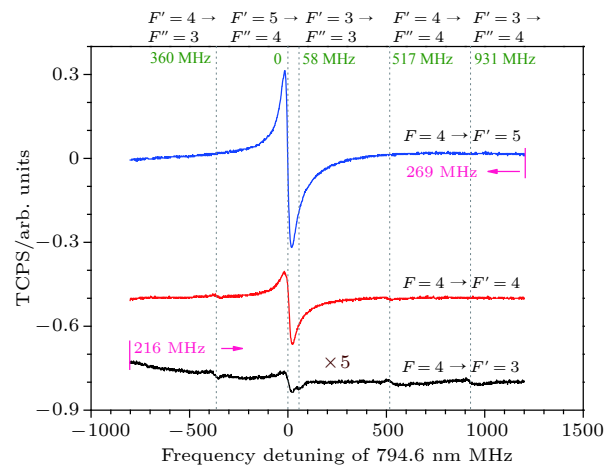


图 5 同向传输实验构型, 852.3 nm 抽运光频率锁于 $6S_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 3, 4, 5)$ 时, 794.6 nm 激光作为探测光的双色偏振光谱

Fig. 5. The TCPS for the co-propagation configuration when the 794.6 nm probe laser is scanned, and the frequency of 852.3 nm pump laser is locked on the $6S_{1/2} (F = 4) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 3, 4, 5)$ transition, respectively.

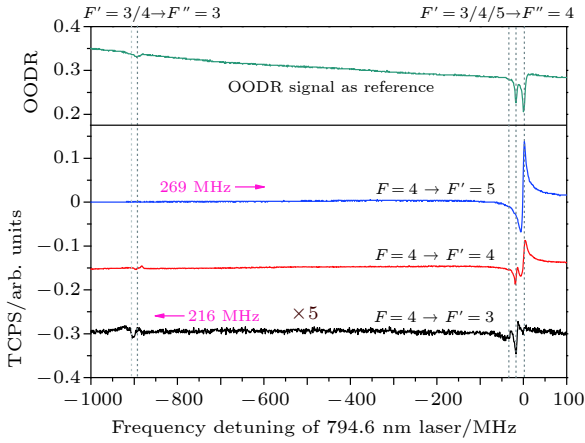


图 6 反向传输实验构型, 852.3 nm 抽运光频率锁于 $6S_{1/2}(F = 4) \rightarrow 6P_{3/2}(F' = 3, 4, 5)$ 时, 794.6 nm 激光作为探测光的双色偏振光谱

Fig. 6. The TCPS for the counter-propagation configuration when the 794.6 nm probe laser is scanned, and the frequency of 852.3 nm pump laser is locked on the $6S_{1/2}(F = 4) \rightarrow 6P_{3/2}(F' = 3, 4, 5)$ transition, respectively.

3.2 双色偏振光谱在 794.6 nm 半导体激光器稳频方面的应用

将激光器频率锁定在某一个稳定的参考频率上, 可有效地抑制激光器频率的起伏. 由于偏振光谱本身就是一个类色散信号, 可直接作为鉴频信号对激光器锁频, 无需对激光器进行额外的频率调制, 常受科学工作者的青睐. 为了将类色散的 TCPS 光谱信号负反馈于 794.6 nm 半导体激光器的电流或 (和) PZT 端口, 实验上常常通过旋转 $\lambda/4$ 波片改变抽运光的偏振在 σ^+ 和 σ^- 之间转换 ($\lambda/4$ 波片需要旋转 90°), 实现 TCPS 相位反转. 实验中由于铯泡端面的双折射效应导致了抽运光、探测光偏振的改变, 当 $\lambda/4$ 波片旋转 49° 时实现 TCPS 相位反相, 如图 7 所示.

首先, 将 852.3 nm 激光频率通过饱和吸收光谱技术锁于 $6S_{1/2}(F = 4) \rightarrow 6P_{3/2}(F' = 5)$ 超精细跃迁线上; 然后 794.6 nm 激光频率在 $6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$ 跃迁之间扫描, 在探测器 PD3 处进行差分探测获得 $F' = 5 \rightarrow F'' = 4$ 的 TCPS 谱线. 最后, 将此 TCPS 信号作为误差信号, 经过 PID 锁频模块及高压放大器后, 负反馈于 794.6 nm 激光器的压电陶瓷 PZT 端口. 逐渐减小 794.6 nm 激光器频率扫描的范围直至到 0, 配合调整其激光电流及 PZT 的偏置电压, 保持其频率始终共振于 $F' = 5 \rightarrow F'' = 4$ 的跃迁线, 闭合电子伺服反馈环路 PID, 从而实现 794.6 nm 激光频率的锁定, 典型结果如图 8 所示. 在周围实验环境没有明显振动和噪

声干扰的条件下, 794.6 nm 激光器可达小时量级保持在频率锁定的状态. 方便起见, 使用数字存储示波器仅记录了在 225 s 内, 激光器自由运转时的频率起伏约 9.2 MHz, 和锁频之后的频率起伏约 0.5 MHz, 794.6 nm 激光器的频率稳定性有了明显的改善.

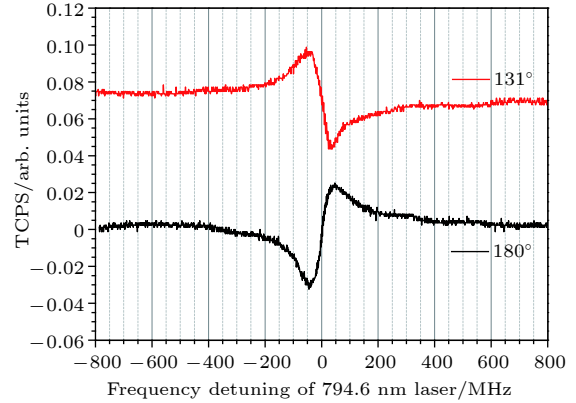


图 7 相位相反的双色偏振光谱 TCPS, 红色 (上) TCPS 对应的 $\lambda/4$ 波片位置读数为 131° , 黑色 (下) TCPS 对应的 $\lambda/4$ 波片位置读数为 180°

Fig. 7. The TCPS with opposite phase, (upper TCPS) angle of $\lambda/4$ wave plate is set to 131° ; (lower TCPS) angle of $\lambda/4$ wave plate is set to 180° .

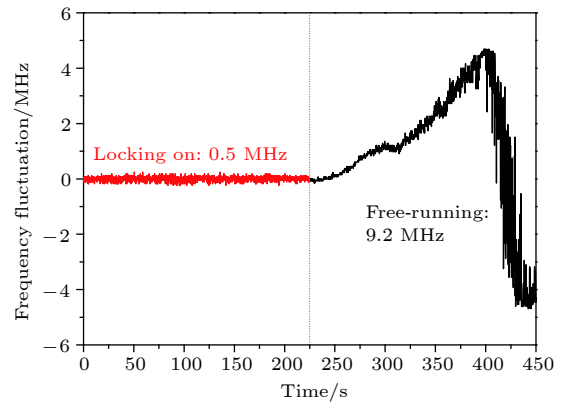


图 8 794.6 nm 激光器自由运转和锁频后的频率起伏

Fig. 8. The frequency fluctuation of 794.6 nm laser for free-running and locking on in 225 seconds, respectively.

4 总结

基于铯原子 $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$ (852.3 nm + 794.6 nm) 三能级阶梯型系统, 详细地研究了抽运光频率失谐、同反向实验构型以及抽运光偏振对原子激发态双色偏振光谱 TCPS 的影响. 发现抽运光频率失谐仅会导致 TCPS 光谱整体的频移 (保

持不变的频率间隔) 和各超精细跃迁信号相对强度的变化; 实验证实了抽运光与探测光反向作用于原子介质时, 由于存在量子相干效应, 致使其 TCPS 信号的线宽较同向实验构型的明显要窄, 这对精密测量原子的能级结构和激光稳频具有重要的意义; 改变抽运光的偏振可实现 TCPS 信号线型相位的反转, 以便负反馈于激光器实现其频率锁定. 最后, 利用 TCPS 光谱实现了 794.6 nm 半导体激光器无频率调制的锁频, 可应用于原子的双色激光冷却、俘获、四波混频^[21-23] 实验中, 也可将这种锁频的方法拓展到光纤通讯波段的激光稳频^[24] 等, 具有一定的应用价值.

参考文献

- [1] Sun Q Q, Hong Y L, Zhuang W, Liu Z W, Chen J B 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 211102
- [2] Wu S J, Plisson T, Brown R C, Phillips W D, Porto J V 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 173003
- [3] Akulshin A M, Orel A A, McLean R J 2012 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **45** 015401
- [4] Wang J, Liu H F, Yang G, Yang B D, Wang J M 2014 *Phys. Rev. A* **90** 052505
- [5] Ren Y N, Yang B D, Wang J, Yang G, Wang J M 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 073103 (in Chinese) [任雅娜, 杨保东, 王杰, 杨光, 王军民 2016 物理学报 **65** 073103]
- [6] Mohapatra K, Jackson T R, Adams C S 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 113003
- [7] Parniak M, Leszczyński A, Wasilewski W 2016 *Appl. Phys. Lett.* **108** 161103
- [8] Sasada H 1992 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **4** 1307
- [9] Moon H S, Lee W K, Lee L, Kim J B 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 3965
- [10] Yang B D, Zhao J Y, Zhang T C, Wang J M 2009 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42** 085111
- [11] Carr C, Adams C S, Weatherill K J 2012 *Opt. Lett.* **37** 118
- [12] Yang B D, Wang J, Liu H F, He J, Wang J M 2014 *Opt. Commun.* **319** 174
- [13] Wieman C, Hänsch T W 1976 *Phys. Rev. Lett.* **36** 1170
- [14] Kulatunga P, Busch H C, Andrews L R, Sukenik C I 2012 *Opt. Commun.* **285** 2851
- [15] Noh H R 2012 *Opt. Express* **20** 21784
- [16] Cha E H, Jeong T, Noh H R 2014 *Opt. Commun.* **326** 175
- [17] Moon H S, Lee L, Kim J B 2008 *Opt. Express* **16** 12163
- [18] Becerra F E, Willis R T, Rolston S L, Orozco L A 2009 *J. Opt. Soc. Am. B* **26** 1315
- [19] Yang B D, Gao J, Zhang T C, Wang J M 2011 *Phys. Rev. A* **83** 013818
- [20] Yang B D, Liang Q B, He J, Zhang T C, Wang J M 2010 *Phys. Rev. A* **81** 043803
- [21] Yang B D, Liang Q B, He J, Wang J M 2012 *Opt. Express* **20** 11944
- [22] Yang B D, Wang J, Wang J M 2016 *Chin. Opt. Lett.* **14** 040201
- [23] Song M, Yoon T H 2011 *Phys. Rev. A* **83** 033814
- [24] Moon H S 2008 *Appl. Opt.* **47** 1097

Investigation of the two-color polarization spectroscopy between the excited states based on cesium atoms^{*}

Zhang Jin-Fang¹⁾ Ren Ya-Na¹⁾ Wang Jun-Min²⁾ Yang Bao-Dong^{1)2)†}

1) (*College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006, China*)

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

(Received 19 October 2018; revised manuscript received 2 April 2019)

Abstract

Two-color polarization spectroscopy (TCPS) of cesium $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ - $8S_{1/2}$ (852.3 nm + 794.6 nm) ladder-type system in a room-temperature vapor cell are investigated. The frequency of 852.3 nm laser used as a pump beam is locked on one of the hyperfine transitions between the ground state $6S_{1/2}$ and excited state $6P_{3/2}$ by the saturated absorption spectroscopy technique, which can populate some atoms on the $6P_{3/2}$ excited state and induce anisotropy in the atomic medium. The frequency of 794.6 nm laser serving as a probe beam is scanned across the whole $6P_{3/2} \rightarrow 8S_{1/2}$ transition to ascertain this anisotropy, and thus the TCPS is obtained. In experiment, we measure and analyse the influence of frequency detuning of 852.3 nm pump laser on TCPS, and especially reveal that some of hyperfine energy levels of intermediate excited state $6P_{3/2}$, which has no direct interaction with the 852.3 nm pump laser, are also populated by a small fraction of atoms with a specific speed in the direction of pump laser beam due to Doppler effect, so they also have contribution to the TCPS when the 794.6 nm probe laser is scanned to the resonance transition line between the $6P_{3/2}$ and $8S_{1/2}$ states after the Doppler frequency shift has been considered. In addition, we prove that the atomic coherence like electromagnetically induced transparency effect obviously results in a narrower line width of TCPS in the case of counter-propagating experimental configuration than that in the case of pump beam co-propagating with the probe beam in the Cs vapor cell. Finally, we apply the TCPS with dispersive shaped feature to frequency stabilization with no modulation, and the frequency fluctuations of 794.6 nm laser are ~ 0.5 MHz and ~ 9.2 MHz for the frequency-locking and free running in ~ 225 s, respectively. The above research work is expected to play a role in precisely measuring the atomic energy level structure and its related hyperfine structure constant (magnetic dipole and electric quadrupole coupling constants), and also in stabilizing the laser frequency to the excited state transition especially for the optical fiber communication, two-color laser cooling/trapping neutral atoms, optical filter, etc.

Keywords: two-color polarization spectroscopy, excited state spectroscopy, optical pumping, modulation-free laser frequency stabilization

PACS: 32.30.-r, 32.80.Xx, 95.55.Sh, 43.58.Hp

DOI: 10.7498/aps.68.20181872

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11774210, 11104172, 61575112) and the National Key Research and Development Program of China (Grant No. 2017YFA0304502).

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