

铯原子激发态 $6D_{5/2}$ 的超精细能级分裂结构测量

王志宏^{1,2}, 张锦芳¹, 曾昭卿¹, 闫奎志¹, 周海涛¹, 杨保东^{1*}

¹ 山西大学物理电子工程学院, 山西 太原 030006;

² 山西医科大学基础医学院, 山西 太原 030001

摘要 基于铯原子(^{133}Cs) $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ - $6D_{5/2}$ 阶梯型原子系统, 将波长为 852.335 nm 或 852.356 nm 的泵浦光与波长为 917.483 nm 的探测光反向布局于室温下的铯原子气室中, 获得了窄线宽、高信噪比的 $6P_{3/2}$ - $6D_{5/2}$ 超精细能级跃迁的双共振吸收光谱。利用声光调制器建立的“标尺”, 可测得激发态 $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂结构的全部频率间隔, 进而得到该态的磁偶极超精细常数 A_{hfs} 为 (-4.59 ± 0.06) MHz, 电四极超精细常数 B_{hfs} 为 (-0.78 ± 0.66) MHz, 这与相关文献报道的结果一致。

关键词 原子与分子物理学; 超精细能级分裂; 双共振吸收光谱; 量子相干; 窄线宽

中图分类号 O562.3+1

文献标志码 A

doi: 10.3788/LOP57.030202

Hyperfine Energy Level Splitting Structure Measurement of the Excited State $6D_{5/2}$ for Cesium Atom

Wang Zhihong^{1,2}, Zhang Jinfang¹, Zeng Zhaoqing¹, Yan Kuizhi¹,
Zhou Haitao¹, Yang Baodong^{1*}

¹ College of Physics and Electronic Engineering, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China;

² School of Basic Medical Sciences, Shanxi Medical University, Taiyuan, Shanxi 030001, China

Abstract Based on the ladder-type atomic system of cesium (^{133}Cs) $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ - $6D_{5/2}$, a pump light with a wavelength of 852.335 nm or 852.356 nm and probe light with a wavelength of 917.483 nm were inversely arranged in a ^{133}Cs vapor cell at room temperature. Accordingly, a double resonance absorption spectrum of $6P_{3/2}$ - $6D_{5/2}$ hyperfine energy level transition with narrow line-width and high signal-to-noise ratio is obtained. Subsequently, all the frequency intervals of the hyperfine energy level splitting structure of the excited state $6D_{5/2}$ are measured using a “ruler” built with an acousto-optic modulator. Finally, the hyperfine constants of magnetic dipole A_{hfs} and electric quadrupole B_{hfs} are obtained as (-4.59 ± 0.06) and (-0.78 ± 0.66) MHz, respectively, which agree with values reported in the literature.

Key words atomic and molecular physics; hyperfine energy level splitting; double resonance absorption spectrum; quantum coherence; narrow line-width

OCIS codes 020.2930; 300.6210; 020.1670; 300.3700

1 引言

对原子能级结构的研究是原子物理学的基础,价电子的轨道角动量与其自旋的耦合能产生原子能级的精细结构。同样,由于原子核中的质

子和中子都是具有自旋为 $1/2$ 的费米子,加上核内复杂的相对运动,整个原子核具有一定的自旋角动量,其与电子的总角动量相互作用,致使原子的能级进一步分裂。核自旋对原子能级的影响比电子自旋小得多,所以其引起的原子能级的分裂

收稿日期: 2019-08-12; 修回日期: 2019-08-14; 录用日期: 2019-08-27

基金项目: 国家自然科学基金(11774210,61575112,61975102)、国家重点研发计划(2017YFA0304502)、山西省高等学校科技创新项目(2019L0101)

* E-mail: ybd@sxu.edu.cn

比电子自旋引起的分裂小得多,可称其为超精细结构。原子超精细能级分裂的大小常由原子的磁偶极超精细常数 A 和电四极超精细常数 B 表征。原子超精细能级结构的理论计算(如多组态的 Dirac-Fock 方法)对电子关联效应、相对论效应、弛豫效应以及原子中内层电子的屏蔽效应都十分敏感^[1-4]。由于 S 态价电子的电子云呈球对称分布,理论计算模型比较简单,其计算得到的 S 态磁偶极超精细常数 A 与已报道的实验值很接近^[5];然而,对于原子的 D 态,由于其复杂的电子云分布,理论计算模型复杂,不同模型给出的计算结果相差较大^[6]。因此,发展一种对原子 D 态的超精细能级结构进行精密测量的方法就显得尤为重要,这种方法可以严格检验各种超精细能级结构计算的理论方法,并在量子电动力学理论的检验、原子频标、激光分离同位素等方面具有重要的意义^[1-6]。

原子的超精细能级结构的精密测量通常取决于两方面的因素:从被测量对象来看,就是要不断提高与之相应的超精细能级跃迁光谱的分辨率;从测量工具来说,要不断提高其精密性。铯原子 $6D_{5/2}$ 超精细能级结构测量的进展如下: Tai 等^[7] 基于级联射频光谱的方法对铯原子 $6D_{5/2}$ 进行了测量,得磁偶极超精细常数 $A_{\text{hfs}}(6D_{5/2})$ 为 (-3.6 ± 1.0) MHz; Georgiades 等^[8-9] 基于磁光阱中俘获的冷原子样品,分别用双光子、级联双光子激发原子从基态 $6S_{1/2}$ 到激发态 $6D_{5/2}$,然后监视来自 $6D_{5/2}$ - $6P_{3/2}$ 自发辐射的荧光信号来获得超精细跃迁的谱线,实验表明磁光阱中磁场导致的 Zeeman 频移、冷却光强度导致的 AC Stark 频移、冷却光频率失谐导致的 Autler-Townes 分裂效应对精密测量 $6D_{5/2}$ 的超精细结构有着不可忽视的影响,最后得出测量结果 $A_{\text{hfs}}(6D_{5/2})$ 为 (-4.69 ± 0.04) MHz, $B_{\text{hfs}}(6D_{5/2})$ 为 (0.18 ± 0.73) MHz; 2005 年, Ohtsuka 等^[10] 在室温下的铯原子气室中采用双光子光谱的方法测得 $A_{\text{hfs}}(6D_{5/2})$ 为 (-4.59 ± 0.09) MHz, $B_{\text{hfs}}(6D_{5/2})$ 为 (-0.35 ± 1.83) MHz; 2006 年, Kortyna 等^[11] 在室温下的铯原子气室中采用泵浦光与探测光同向布局的双共振吸收(OODR)光谱测得 $A_{\text{hfs}}(6D_{5/2})$ 为 (-4.66 ± 0.04) MHz, $B_{\text{hfs}}(6D_{5/2})$ 为 (0.9 ± 0.8) MHz。不同于 Kortyna 等^[11] 的工作,本文将采用泵浦光与探测光反向布局的 OODR 光谱,利用阶梯型原子系统中的量子相干效应^[12-16],显著提高了激发态 $6P_{3/2}$ - $6D_{5/2}$ 超精细能级跃迁之

间的光谱分辨率,从而完成对 $6D_{5/2}$ 超精细能级结构常数 A_{hfs} 和 B_{hfs} 的测量。

2 实验原理及装置

图 1 为与实验相关的铯原子(^{133}Cs) $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ - $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂图。其基态 $6S_{1/2}$ 的两个超精细子能级 $F=4$ 和 $F=3$ 的频率间隔为 9192.631 MHz,即钟跃迁线;中间激发态 $6P_{3/2}$ 的自然线宽 Γ_1 为 5.2 MHz^[14],其四个超精细子能级 $F'=2,3,4,5$ 的频率间隔依次为 151.225、201.287、251.092 MHz;激发态 $6D_{5/2}$ 的自然线宽 Γ_2 为 3.3 MHz^[8],其超精细能级能分裂为 $F''=6,5,4,3,2,1$,其频率间隔的测量是本文的主要内容。

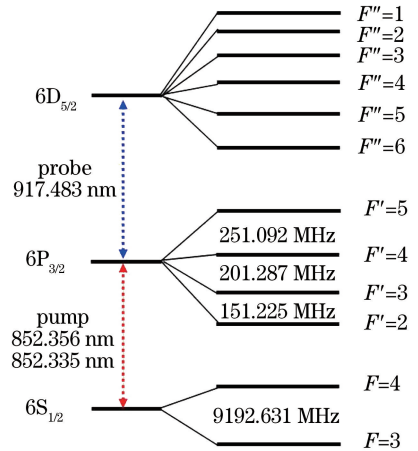


图 1 ^{133}Cs 原子 $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ - $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂结构
Fig. 1 Hyperfine energy level splitting structure of $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ - $6D_{5/2}$ for ^{133}Cs atom

目前光学频率梳无疑为原子跃迁能级的精密测量提供了一种理想工具,但其造价昂贵,且实验系统结构颇为复杂^[17],本文将采取另一种较简化的方法。图 2 为铯原子激发态 $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂结构测量的实验装置示意图。将光栅外腔反馈半导体激光器 DL1 发出的光作为泵浦光,其波长可调谐为 852.335 nm 或 852.356 nm,分别对应铯原子 $6S_{1/2}$ ($F=3$)- $6P_{3/2}$ ($F'=2,3,4$) 和 $6S_{1/2}$ ($F=4$)- $6P_{3/2}$ ($F'=3,4,5$) 的超精细跃迁线,激光器频率可通过饱和和吸收光谱(SAS)锁定^[18],从而铯原子能从基态 $6S_{1/2}$ 布居到中间激发态 $6P_{3/2}$ 的超精细能级上。半导体激光器 DL2 作为探测光,其波长调谐为 917.483 nm,对应铯原子 $6P_{3/2}$ - $6D_{5/2}$ 的跃迁线。波长为 917.483 nm 的探测光通过半波片(HWP)和立方偏振分光棱镜(PBS)被分为两束,其中一束光通过声光频移器(AOM)产生 +1 级衍射光,它与另一

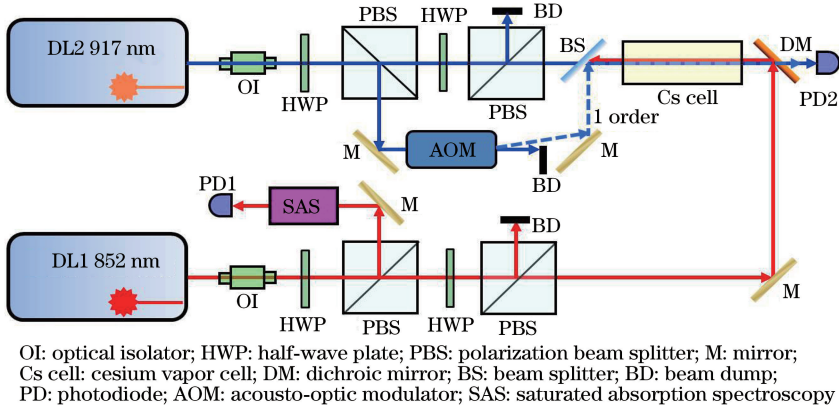


图 2 ^{133}Cs 原子激发态 $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂结构测量的实验装置示意图

Fig. 2 Experimental setup of hyperfine energy level splitting structure measurement of excited state $6D_{5/2}$ for ^{133}Cs atom

束通过半反半透分光棱镜 (BS) 的光 (与 AOM 的 0 级光频率相同) 共线重合 (二者的频率差为加载到 AOM 上的驱动信号源的频率)。然后, 合束的 0 级和 +1 级探测光通过双色镜 (DM) 与泵浦光在室温下的铯泡 (Cs cell) 中反向重合与分离之后, 到达光电探测器 PD2 处。铯泡的直径为 2.5 cm, 长度为 10.0 cm, 为了减小地球磁场因 Zeeman 效应对原子能级频移的影响, 在铯泡外包裹了 3 层坡莫合金材料。因此, 在激发态 $6P_{3/2}$ - $6D_{5/2}$ 之间扫描探测光的频率, 从而在 PD2 上先后获得 +1 级衍射光和 0 级光对应的两套 OODR 光谱。同一激发态超精细跃迁线之间的频率间隔为加载到 AOM 上的驱动信号源的频率, 以此作为“标尺”测量 +1 级衍射光或 0 级光的 OODR 谱线之间的频率间隔, 此频率间隔即为 $6D_{5/2}$ 态超精细能级分裂的频率间隔。理论上, 原子的超精细能级结构源于原子核的自旋与价电子总角动量的耦合, 相邻超精细能级的频率间隔^[5-6]为

$$\Delta E_{\text{hsf}}(K \rightarrow K-1) = A_{\text{hsf}}K + B_{\text{hsf}} \frac{\frac{3}{2}K[K^2 - I(I+1) - J(J+1) + \frac{1}{2}]}{I(2I-1) \times J(2J-1)} \quad (1)$$

式中: A_{hsf} 为磁偶极超精细常数; B_{hsf} 为电四极超精细常数; $I=7/2$, 为 ^{133}Cs 原子核的自旋量子数; J 为价电子的自旋与其轨道耦合的总角动量量子数; K 为原子的总角动量量子数, 即原子核的自旋 I 与价电子总角动量 J 的耦合。从 (1) 式可知, 若测得原子某个态的超精细能级分裂的频率间隔, 便可计算出该态超精细结构的 A_{hsf} 和 B_{hsf} 常数。

3 实验结果与讨论

图 3(a) 为波长为 852.335 nm 的泵浦光的频率锁于 $6S_{1/2}(F=3)$ - $6P_{3/2}(F'=3)$ 超精细跃迁线时的 OODR 光谱, 图 3(b) 为波长为 852.356 nm 的泵浦光的频率锁于 $6S_{1/2}(F=4)$ - $6P_{3/2}(F'=4)$

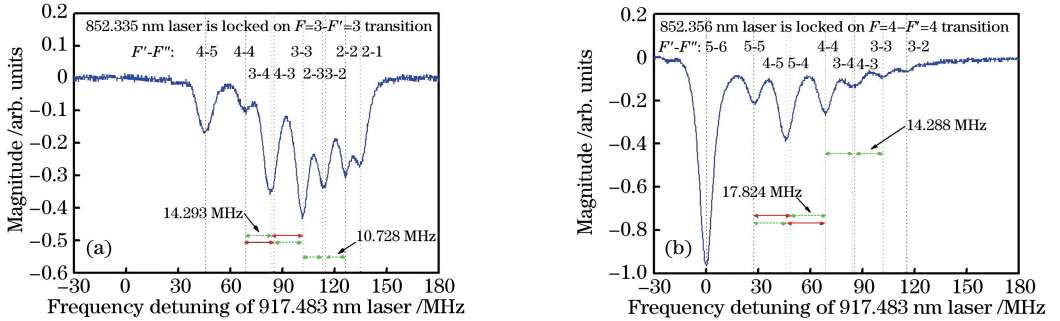


图 3 OODR 光谱。(a) 波长为 852.335 nm 泵浦光的频率锁于 $6S_{1/2}(F=3)$ - $6P_{3/2}(F'=3)$ 跃迁线时的 OODR 光谱;
(b) 波长为 852.356 nm 泵浦光的频率锁于 $6S_{1/2}(F=4)$ - $6P_{3/2}(F'=4)$ 跃迁线时的 OODR 光谱

Fig. 3 OODR spectra. (a) OODR spectrum obtained when the frequency of 852.335 nm pump laser is locked on $6S_{1/2}(F=3)$ - $6P_{3/2}(F'=3)$ transition line; (b) OODR spectrum obtained when the frequency of 852.356 nm pump laser is locked on $6S_{1/2}(F=4)$ - $6P_{3/2}(F'=4)$ transition line

超精细跃迁线时的 OODR 光谱。波长为 917.483 nm 的探测光在激发态 $6P_{3/2}$ - $6D_{5/2}$ 之间频率扫描,得到能表征 $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂的 OODR 光谱。实验上泵浦光和探测光的高斯直径均约为 1.8 mm,二者均为线偏振光,且偏振方向垂直。在入射到铯泡端面处,泵浦光的功率为 0.085 mW,探测光中 +1 级衍射光的功率为 0.086 mW,0 级光的功率为 0.148 mW。泵浦光与探测光在铯泡中之所以采取反向重合的布局方式,是因为阶梯型的原子系统存在量子相干效应,该量子相干效应能使 OODR 光谱的线宽明显窄于同向 OODR 谱线的线宽^[11],这对于充分分辨超精细能级分裂频率间隔小的原子激发态能级结构和精密测量相关的超精细结构常数尤为重要。

以图 3(a)为例,简要说明激发态 $6P_{3/2}$ - $6D_{5/2}$ 超精细跃迁的 OODR 谱线的分布规律^[19]。当波长为 852.335 nm 的泵浦光的频率锁于 $6S_{1/2}(F=3)$ - $6P_{3/2}(F'=3)$ 跃迁线时,中间激发态 $6P_{3/2}(F'=3)$ 上必然布居了一群在泵浦光方向上 0 速度分量的原子。同时,由于多普勒效应的存在,中间激发态 $6P_{3/2}(F'=2,4)$ 上也布居了两群特定非零速度分量的原子(多普勒频移分别为 -151.225 MHz 和 201.287 MHz)。因此,考虑到非零速度群原子的影响和激发态 $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂频率间隔的大小,波长为 917.483 nm 的探测光的频率在激发态 $6P_{3/2}$ - $6D_{5/2}$ 之间由低到高扫描到双共振位置处时, $F'-F''$ 超精细跃迁谱线依次为 4-5、4-4、3-4、4-3、3-3、2-3、3-2、2-2、2-1,如图 3(a)中垂直虚线所示。实验上如果能够准确确定各 OODR 谱线中心位置处的频率,由它们的差值即可得出 $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂的频率间隔。然而,谱线 3-4、4-3,以及 2-3、3-2 之间的频率间隔较小(根据文献^[11]中 $6D_{5/2}$ 态超精细能级分裂的频率间隔,初步推算出谱线 3-4、4-3 之间为 4.211 MHz,谱线 2-3、3-2 之间为 4.067 MHz),导致实验上它们各自重叠为一条谱线,这无疑对 $6D_{5/2}$ 态($F''=3$)-($F''=4$)和($F''=3$)-($F''=2$)的频率间隔的直接测量有致命影响。进一步分析发现,尽管谱线 3-4、4-3 的中心位置无法确定,但与之相邻的谱线 4-4 和 3-3 的中心位置可准确标定,而且 4-4 与 3-4、4-3 与 3-3 之间的频率间隔是相等的,其大小完全取决于中间激发态 $6P_{3/2}$ 超精细能级分裂的大小和探测光、耦合光波长的大小,与 $6D_{5/2}$ 能级分裂无关,经计算,频率间隔为 14.293 MHz,如图 3(a)中双箭头虚线所示。将实验获得谱线 4-4 和 3-3 之间的频率间隔减去

14.293 MHz,即为 $6D_{5/2}$ 态($F''=4$)-($F''=3$)的频率间隔,如图 3(a)中双箭头实线所示。对 $6D_{5/2}$ 态($F''=3$)-($F''=2$)的频率间隔的测量也是一样的,这里不再赘述。经以上分析讨论,在偶极跃迁定则允许的范围内,一次可完成 $6D_{5/2}$ 态多个超精细能级分裂的频率间隔的测量。与采用同向光路布局时的 OODR 谱线来测量 $6D_{5/2}$ 态的方法比较(某一次光谱,只能测量出 2 个超精细能级分裂的频率间隔^[11],采用反向光路布局的 OODR 谱线来测量 $6D_{5/2}$ 态的方法显著提高了测量效率。但受限于偶极跃迁选择定则,图 3(a)不能给出 $6D_{5/2}$ 态($F''=6$)-($F''=5$)的频率间隔,为此将波长为 852.356 nm 的泵浦光的频率又锁于 $6S_{1/2}(F=4)$ - $6P_{3/2}(F'=4)$ 超精细跃迁线来解决这一问题,如图 3(b)所示,详细讨论与图 3(a)一样。

具体测量 $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂的频率间隔的方法如下。波长为 917.483 nm 的激光经 AOM 后,将其 +1 级衍射光和 0 级光通过 50 : 50 分束器合为一束作为探测光,进而可得到两套光谱分布完全相同的 OODR 谱线,如图 4 所示。同一超精细能级跃迁的两 OODR 谱线的频率间隔为加载在 AOM 上的驱动信号源的频率,经谱仪(KEYSIGHT: EXA Signal Analyer N9010A)测量,其数值为 122.70 MHz,可作为测量“标尺”,据此将数字示波器上记录的 OODR 光谱的“时间轴”线性地转换为“频率轴”,如图 4 所示。为了准确地确定每个 OODR 谱线的中心位置,基于 Origin 软件对实验数据进行多峰 Lorentz 拟合,如图 4 中浅色实线所示。整体拟合曲线轮廓的效果如图 4 中深色实线所示,这与实验测量的 OODR 光谱曲线(虚线)相符合。将多峰 Lorentz 拟合得到的 OODR 谱线中心位置的数值按图 3 讨论的测量方法作差,便可得到 $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂的频率间隔。为了减小 917.483 nm 探测光频率扫描时驱动光栅转动的压电陶瓷非线性效应对测量的影响,需要尽可能减小探测光频率扫描的范围,从而使得加载到 AOM 上的驱动信号源的频率刚好能分离 +1 级衍射光和 0 级光对应的两套 OODR 光谱。在数据处理方面,可对从 +1 级衍射光和 0 级光的 OODR 光谱中得到的 $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂的频率间隔取平均。当波长为 852.356 nm 的泵浦光的频率锁于 $6S_{1/2}(F=4)$ - $6P_{3/2}(F'=4)$ 超精细跃迁线时,可获得包括($F''=6$)-($F''=5$)在内的 $6D_{5/2}$ 态多个超精细能级分裂的频率间隔,如图 3(b)所示,数据处理过程如图 4 所示。对 $6D_{5/2}$ 超精

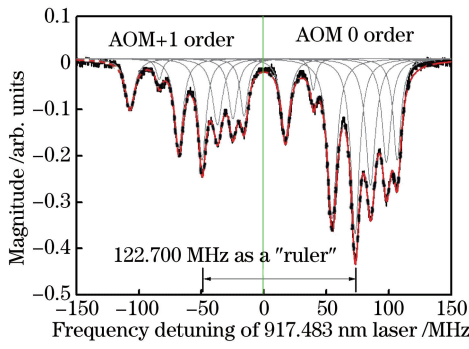


图 4 ^{133}Cs 原子激发态 $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂结构的测量

Fig. 4 Hyperfine energy level splitting structure measurement of excited state $6D_{5/2}$ for ^{133}Cs atom

精细能级分裂的每个频率间隔进行 20 多次测量,得到的结果如表 1 所示,其误差为多次测量的标准偏差。对波长为 852.335 nm 的泵浦光的频率锁于 $6S_{1/2}(F=3)-6P_{3/2}(F'=3)$ 和波长为 852.356 nm 的泵浦光的频率锁于 $6S_{1/2}(F=4)-6P_{3/2}(F'=4)$ 超精细跃迁线时得到的 $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂的频率间隔再取一次平均,将该结果作为最终的测量值,最终的测量值与文献中报道的数据一致,详见表 1。

原子激发态能级越高,其超精细能级分裂的频率间隔就越小,利用光谱对其进行充分分辨是关键。实验中采取泵浦光与探测光反向布局的

表 1 ^{133}Cs 原子 $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂的频率间隔

Table 1 Frequency interval of hyperfine energy level splitting of $6D_{5/2}$ for ^{133}Cs atom

Frequency interval	Proposed work /MHz		Mean value in proposed work /MHz	Mean value in Ref. [11] / MHz	Mean value in Ref. [10] / MHz	Mean value in Ref. [9] / MHz
	Pump laser lock to $F \rightarrow F' = 3-3$	Pump laser lock to $F \rightarrow F' = 4-4$				
1-2	8.72 ± 0.16		8.72 ± 0.16	9.4 ± 0.2	8.97 ± 0.39	
2-3	13.87 ± 0.40	13.32 ± 0.28	13.60 ± 0.34	14.8 ± 0.2	14.07 ± 0.36	
3-4	19.06 ± 0.42	18.58 ± 0.30	18.82 ± 0.36	18.5 ± 0.2	18.57 ± 0.21	
4-5	22.73 ± 0.42	23.19 ± 0.30	22.96 ± 0.36	23.1 ± 0.2	22.40 ± 0.08	22.1 ± 0.7
5-6		27.59 ± 0.25	27.59 ± 0.25	27.5 ± 0.1	27.93 ± 0.35	29.1 ± 0.5

表 1 中根据测得的 $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂的频率间隔的数值,利用(1)式即可得到该态的超精细结构的耦合常数,即

$$6A_{\text{hfs}} + (18/35) B_{\text{hfs}} = (-27.59 \pm 0.25) \text{ MHz},$$

$$5A_{\text{hfs}} + (1/28) B_{\text{hfs}} = (-22.96 \pm 0.36) \text{ MHz},$$

$$4A_{\text{hfs}} - (8/35) B_{\text{hfs}} = (-18.82 \pm 0.36) \text{ MHz},$$

$$3A_{\text{hfs}} - (9/28) B_{\text{hfs}} = (-13.60 \pm 0.34) \text{ MHz},$$

$$2A_{\text{hfs}} - (2/7) B_{\text{hfs}} = (-8.72 \pm 0.16) \text{ MHz}.$$

对这 5 个方程进行最小二乘法线性拟合处理,即可得到 $6D_{5/2}$ 态的磁偶极超精细常数 A_{hfs} 和电四极超精细常数 B_{hfs} ,结果如表 2 所示。 A_{hfs} 由拟合直线的截距决定,与文献[8, 10-11]报道的结果相一

致,且误差均比较小; B_{hfs} 由拟合直线的斜率决定,其对所测量的 $6D_{5/2}$ 态超精细能级分裂的频率间隔变化极为敏感,故不同文献给出的 B_{hfs} 及其误差差异较大,相比较而言,该测量结果与文献[10]较为接近。

$$\Gamma = \Gamma_2 + \frac{|k_1 - k_2|}{k_1} \Gamma_1, \quad (2)$$

方式,由于阶梯型能级中的量子相干效应^[12-16], OODR 光谱的线宽较窄且信噪比较高。理论上谱线的线宽^[20]为

式中: k_1 和 k_2 分别为泵浦光与探测光的波数。根据(2)式计算得 Γ 为 3.67 MHz,加之泵浦光、探测光的线宽约为 1 MHz,预计实验所获得的 OODR 谱线线宽接近于 4.67 MHz。实验上,在对数据多峰 Lorentz 拟合中,所有谱线的线宽约在 5~10 MHz,这与理论预言基本相符。然而在相同的阶梯型原子系统(铯原子 $6S_{1/2}-6P_{3/2}-6D_{5/2}$)中,同向布局方式下的 OODR 光谱谱线较宽,理论预言约为 15 MHz,文献[11]报道的 OODR 光谱的线宽为 15~25 MHz。这足以证明,对于阶梯型能级系统,采取两激光反向作用于原子的布局方式,有助于获得窄线宽、高分辨率、高信噪比的原子激发态光谱。目前,限制激发态 $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂测量精度进一步提高的主要因素是在波长为 917.483 nm 的探测光进行频率扫描时的压电陶瓷非线性效应,根据实验数据估计,其对测量不确定度的贡献约为 0.2 MHz,相比之下,在本文实验参数环境下,AC-Stark 频移、Zeeman 效应等对测量结果不确定度的影响很小。

4 结 论

基于铯原子 $6S_{1/2}-6P_{3/2}-6D_{5/2}$ 阶梯型原子系统,在室温下的铯原子气室中,采用 OODR 光谱测量了激发态 $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂结构,得到磁偶极超精细常数 A_{hfs} 为 $(-4.59 \pm 0.06) \text{ MHz}$,电四极超精细常数 B_{hfs} 为 $(-0.78 \pm 0.66) \text{ MHz}$ 。与文献[11]比

表 2 ^{133}Cs 原子 $6D_{5/2}$ 的 A_{hfs} 和 B_{hfs}
 Table 2 A_{hfs} and B_{hfs} of $6D_{5/2}$ for ^{133}Cs atom

Hyperfine manifold	Method	$A_{\text{hfs}}/\text{MHz}$	$B_{\text{hfs}}/\text{MHz}$
$6D_{5/2}$ of ^{133}Cs	Proposed method	-4.59 ± 0.06	-0.78 ± 0.66
	Method inRef. [11]	-4.66 ± 0.04	0.90 ± 0.80
	Method inRef. [10]	-4.56 ± 0.09	-0.35 ± 1.83
	Method inRef. [8]	-4.69 ± 0.04	0.18 ± 0.73
	Method inRef. [7]	-3.6 ± 1.0	

较,本文采用反向布局的方式,由于阶梯型能级系统中的量子相干效应,所获得的 OODR 光谱的线宽明显较窄,可充分分辨 $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂结构。也正是由于泵浦光与探测光反向作用于气室中的原子,同一特定速度群的原子能感受到两激光束的多普勒频移的正负,从而导致反向布局时的 OODR 谱线较同向布局时的 OODR 的谱线集中,甚至一些谱线会有重叠,进而对能直接准确地测量原子激发态 $6D_{5/2}$ 超精细能级分裂的频率间隔产生影响。在充分分析反向布局时的 OODR 谱线分布规律基础上,提出一种间接测量这些频率间隔的新方法。关于获取窄线宽、高分辨率的 OODR 光谱的方法,以及如何回避重叠谱线对精密测量原子激发态超精细能级分裂影响的方法,无疑可推广到其他原子激发态超精细结构的精密测量中,在对原子能级结构理论检验方面具有重要的意义。

参 考 文 献

[1] Lee W K, Moon H S, Suh H S. Measurement of the absolute energy level and hyperfine structure of the ^{87}Rb $4D_{5/2}$ state[J]. Optics Letters, 2007, 32(19): 2810-2812.

[2] Ye J, Swartz S, Jungner P, et al. Hyperfine structure and absolute frequency of the ^{87}Rb $5P_{3/2}$ state[J]. Optics Letters, 1996, 21(16): 1280-1282.

[3] Sasada H. Wavenumber measurements of sub-Doppler spectral lines of Rb at $1.3 \mu\text{m}$ and $1.5 \mu\text{m}$ [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 1992, 4(11): 1307-1309.

[4] Jang G H, Na M, Moon B, et al. Absolute frequency measurement of the $6s6p^1P_1-6s7s^1S_0$ transition of ^{174}Yb in a Yb hollow-cathode lamp[J]. Physical Review A, 2014, 89(6): 062510.

[5] Ren Y N, Yang B D, Wang J, et al. Measurement of the magnetic dipole hyperfine constant A_{hfs} of cesium $7S_{1/2}$ state[J]. Acta Physica Sinica, 2016, 65(7): 073103.

任雅娜, 杨保东, 王杰, 等. 铯原子 $7S_{1/2}$ 态磁偶极超

精细常数的测量[J]. 物理学报, 2016, 65(7): 073103.

[6] Wang J, Liu H F, Yang G, et al. Determination of the hyperfine structure constants of the ^{87}Rb and ^{85}Rb $4D_{5/2}$ state and the isotope hyperfine anomaly [J]. Physical Review A, 2014, 90(5): 052505.

[7] Tai C, Happer W, Gupta R. Hyperfine structure and lifetime measurements of the second-excited D states of rubidium and cesium by cascade fluorescence spectroscopy[J]. Physical Review A, 1975, 12(3): 736-747.

[8] Georgiades N P, Polzik E S, Kimble H J. Two-photon spectroscopy of the $6S_{1/2} \rightarrow 6D_{5/2}$ transition of trapped atomic cesium[J]. Optics Letters, 1994, 19(18): 1474-1476.

[9] Fort C, Cataliotti F S, Raspollini P, et al. Optical double-resonance spectroscopy of trapped Cs atoms: hyperfine structure of the $8s$ and $6d$ excited states [J]. Zeitschrift für Physik D Atoms, Molecules and Clusters, 1995, 34(2): 91-95.

[10] Ohtsuka T, Nishimiya N, Fukuda T, et al. Doppler-free two-photon spectroscopy of $6S_{1/2}-6D_{3/2}, 5/2$ transition in cesium [J]. Journal of the Physical Society of Japan, 2005, 74(9): 2487-2491.

[11] Kortyna A, Masluk N A, Bragdon T. Measurement of the $6d^2D_J$ hyperfine structure of cesium using resonant two-photon sub-Doppler spectroscopy [J]. Physical Review A, 2006, 74(2): 022503.

[12] Willis R T, Becerra F E, Orozco L A, et al. Four-wave mixing in the diamond configuration in an atomic vapor[J]. Physical Review A, 2009, 79(3): 033814.

[13] Mohapatra A K, Jackson T R, Adams C S. Coherent optical detection of highly excited Rydberg states using electromagnetically induced transparency [J]. Physical Review Letters, 2007, 98(11): 113003.

[14] Yang B D, Gao J, Zhang T C, et al. Electromagnetically induced transparency without a Doppler background in a multilevel ladder-type cesium atomic system[J]. Physical Review A, 2011,

83(1): 013818.

- [15] Yang B, Zhang J, Wang J. Narrow linewidth two-color polarization spectroscopy due to the atomic coherence effect in a ladder-type atomic system [J]. Chinese Optics Letters, 2019, 17(9): 093001.
- [16] Liu H F, Wang J, Yang B D, et al. Improvement of signal-to-noise ratio of electromagnetically-induced transparency spectra in the ladder-type cesium $6S_{1/2}$ - $6P_{1/2}$ - $8S_{1/2}$ atomic system [J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(10): 1030003.
刘慧丰, 王杰, 杨保东, 等. 铯原子 $6S_{1/2}$ - $6P_{1/2}$ - $8S_{1/2}$ 阶梯型系统中的电磁感应透明信噪比的提高 [J]. 光学学报, 2013, 33(10): 1030003.
- [17] Liu T T, Hao Q, Zeng H P. All polarization-maintaining fiber-based frequency combs [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2018, 55(12): 120003.
刘婷婷, 郝强, 曾和平. 全保偏光纤光学频率梳技术 [J]. 激光与光电子学进展, 2018, 55(12): 120003.
- [18] Meng T F, Wu Y L, Ji Z H, et al. Frequency stabilized diode laser based on cesium molecular saturated absorption spectroscopy [J]. Chinese Journal of Lasers, 2010, 37(5): 1182-1185.
孟腾飞, 武跃龙, 姬中华, 等. 铯分子饱和吸收谱的半导体激光器稳频 [J]. 中国激光, 2010, 37(5): 1182-1185.
- [19] Zhang J F, Ren Y N, Wang J M, et al. Investigation of the two-color polarization spectroscopy between the excited states based on cesium atoms [J]. Acta Physica Sinica, 2019, 68(11): 113201.
张锦芳, 任雅娜, 王军民, 等. 铯原子激发态双色偏振光谱 [J]. 物理学报, 2019, 68(11): 113201.
- [20] Grove T, Sanchez-Villicana V, Duncan C, et al. Two-photon two-color diode laser spectroscopy of the Rb $5D_{5/2}$ state [J]. Physica Scripta, 1995, 52(3): 271-276.