

铯原子 $7S_{1/2}$ 态磁偶极超精细常数的测量*任雅娜¹⁾ 杨保东^{1)2)†} 王杰²⁾ 杨光²⁾ 王军民^{2)3)‡}

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)

3) (山西大学极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2015年11月24日收到; 2016年1月14日收到修改稿)

在室温下的原子气室中, 基于铯原子 $6S_{1/2}$ — $6P_{3/2}$ — $7S_{1/2}$ (852.3 nm + 1469.9 nm) 阶梯型能级系统, 利用电光调制器的主频和 ± 1 级边带分别产生的三套双共振吸收光谱, 当驱动电光调制器的信号源频率严格等于 $7S_{1/2}$ 态超精细分裂的能级间隔时, 三套谱线中的一些超精细跃迁谱线重叠且线宽最窄, 利用这一现象很好地避免了激光器频率扫描时非线性效应的影响, 测量出了 $7S_{1/2}$ 态超精细分裂能级间隔: $2183.72 \text{ MHz} \pm 0.23 \text{ MHz}$, 并计算出该态的磁偶极超精细常数: $A_{\text{hfs}} = 545.93 \text{ MHz} \pm 0.06 \text{ MHz}$, 与文献中报道的测量结果一致.

关键词: 超精细结构, 双共振吸收光谱, 电光调制, 原子光谱

PACS: 31.15.aj, 33.40.+f, 78.20.Jq, 32.30.-r

DOI: 10.7498/aps.65.073103

1 引言

原子能级的超精细结构是由原子中电子的总角动量与原子核的磁偶极矩、电四极矩之间的相互作用引起的. 由于核自旋比电子自旋的影响小得多, 所以其引起的原子能级超精细分裂比电子自旋引起的原子能级精细分裂小得多. 原子超精细能级结构的理论计算(如多组态Dirac-Fock方法, 多通道量子数亏损理论, 多体微扰理论等)对电子关联效应、弛豫效应、相对论效应以及原子中内层电子的屏蔽效应都十分敏感^[1,2]. 因此, 实验上对原子超精细能级结构以及相关物理常数的精密测量, 可以对各种超精细能级结构计算的理论方法作出严格检验, 并在量子电动力学理论的检验、激光分离同位素和原子频标等方面具有重要的意义. 近年来, 激光光谱技术、冷原子物理以及飞秒频率梳

技术的发展, 极大地推动了这方面实验的研究进展^[3-14]. 国内外许多研究小组开展了原子超精细能级结构的研究与测量, 如Sinclair等^[11]基于激光冷却的铷原子对 $4D_{5/2}$ 态的超精细结构常数进行了测量; Lee等^[14]基于光学频率梳技术对铷原子 $4D_{3/2}$ 态进行了测量. 在国内, 也有学者对铷原子 $5D_{5/2}$ 态^[15]、镱原子及其同位素^[16]、钕离子及其同位素^[17]的超精细结构及相关物理常数进行了测量, 以及采用相对论多体-摄动理论对类锂原子系统中基态超精细结构常数的计算等^[18]工作. 我们研究小组用宽带电光调制器(electro-optical modulator, EOM)产生的 ± 1 级边带之间的频率间隔作为“标尺”, 准确地测量了铯原子 $8S_{1/2}$ 和铷原子 $4D_{5/2}$ 态的超精细能级结构^[19,20]. 对超精细结构常数的测量, 就其本质是对原子超精细能级分裂的频率间隔的测量. 在上述测量的诸多实验方法中, 无论对于作为被测量对象的原子光谱, 还是对于标定

* 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2012CB921601)、国家自然科学基金(批准号: 11104172, 11274213, 61475091, 61227902)和山西省太原市科学与技术研究明星项目(批准号: 12024707)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: ybd@sxu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn

这些光谱频率间隔的各种频率标尺来说, 激光器频率扫描的非线性效应不可避免地会对测量精度有影响. 在本文中, 我们基于热原子中多普勒效应对激发态光谱影响的特点, 提出了一种测量谱线能级频率间隔的方法, 即利用EOM边带频率和主频产生的两套原子光谱重叠时谱线线宽最窄, 测量了铯原子 $7S_{1/2}$ 态的超精细结构常数. 尽管我们在获得原子光谱时, 同样不可避免地存在激光器频率扫描时的非线性效应, 但其对测量结果无影响. 此外, 对铯原子 $7S_{1/2}$ 态的精密测量, 在原子宇称不守恒实验检测方面也有重要的意义^[21-23].

2 理论分析

电子自旋与轨道运动的相互作用产生了原子能级的精细结构. 类似地, 原子核自旋与电子总角动量的耦合产生了原子能级的超精细结构. 由于原子核中的质子和中子是具有自旋为 $1/2$ 的粒子, 以及它们在核内复杂的相对运动, 从而使得原子核具有自旋角动量(即核自旋 I), 它与核外价电子产生的磁场相互作用, 导致原子能级的位移:

$$\Delta E_m = \frac{1}{2} A_{\text{hfs}} K, \quad (1)$$

式中, $K = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$, A_{hfs} 为磁偶极超精细常数.

又由于大多数原子核内的电荷分布是偏离球形的分布, 理论和实验已证明其电偶极矩为0, 但存在电四极矩(更高阶的电八极矩, 理论预言非常小, 故忽略), 其与核外价电子产生的电场相互作用, 同样也会导致原子能级的位移:

$$\Delta E_e = \frac{B_{\text{hfs}}}{4} \frac{\frac{3}{2} K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)}, \quad (2)$$

式中 B_{hfs} 为电四极超精细常数.

一般情况下, 原子核与核外价电子同时存在磁偶极与电四极超精细相互作用, 所以对于某一个超精细能级, 其总的原子能级位移:

$$\Delta E_{\text{hfs}} = \frac{1}{2} A_{\text{hfs}} K + \frac{B_{\text{hfs}}}{4} \frac{\frac{3}{2} K(K+1) - 2I(I+1)J(J+1)}{I(2I-1)J(2J-1)}, \quad (3)$$

故相邻超精细能级间隔为

$$\Delta E_{\text{hfs}}(F \rightarrow F-1) = A_{\text{hfs}} F$$

$$+ B_{\text{hfs}} \frac{\frac{3}{2} F \left[F^2 - I(I+1) - J(J+1) + \frac{1}{2} \right]}{I(2I-1)J(2J-1)}. \quad (4)$$

对于铯原子 $7S_{1/2}$ 态, 由于S态价电子的电子云呈球对称分布, (4)式中的电四极超精细常数 B_{hfs} 为0, 所以由超精细能级间隔就可计算出磁偶极超精细常数 A_{hfs} . 由于S态电子云分布及理论模型比较简单, 所以不同研究小组理论计算的S态磁偶极超精细常数 A_{hfs} 很接近, 且与已报道的实验值一致^[19]. 然而, 对于D态原子, 由于其复杂的电子云分布及一些关联效应和屏蔽效应等, 导致理论计算模型复杂, 且不同模型给出的计算结果相差较大^[20]. 因此, 发展一种精密测量原子的能级结构的方法就显得尤为重要.

3 实验测量

铯原子最外层只有一个价电子, 其电子自旋量子数为 $1/2$, 与电子轨道角动量耦合, 产生精细结构分裂; 进一步考虑原子核的自旋 $I = 7/2$, 其与电子总角动量 J 耦合, 产生超精细结构分裂, 如图1(a)所示. 铯原子 $6S_{1/2}$ — $6P_{3/2}$ 态跃迁的中心波长为852.3 nm, $6P_{3/2}$ — $7S_{1/2}$ 态跃迁的中心波长为1469.9 nm, 激发态 $6P_{3/2}$ 和 $7S_{1/2}$ 的自然线宽分别为5.2 MHz和3.3 MHz. 实验上为了获得原子激发态之间跃迁的超精细分裂光谱, 通常采用双共振的方法, 如双共振吸收(optical-optical double resonance, OODR)光谱^[3]、双共振光抽运(double-resonance optical pumping, DROP)光谱^[4-6]以及双色偏振光谱(two-color polarization spectroscopy, TCPS)^[7,8]等. 以铯原子 $6S_{1/2}$ — $6P_{3/2}$ — $7S_{1/2}$ 能级跃迁为例, 通过一波长为852.3 nm的激光共振于 $6S_{1/2}$ — $6P_{3/2}$ 的某一对超精细跃迁线, 其将原子布居到中间激发态 $6P_{3/2}$ 上, 然后另一波长为1469.9 nm的激光在 $6P_{3/2}$ — $7S_{1/2}$ 之间频率扫描, 便可获得激发态之间跃迁的超精细分裂光谱. 由于速率选择机理, 激发态的光谱天然地具有亚多普勒的优点. 实验上我们比较了OODR, DROP和TCPS三种激发态的光谱, 发现对于铯原子 $6S_{1/2}$ — $6P_{3/2}$ — $7S_{1/2}$ 能级系统, OODR具有较好的光谱信噪比. 因此, 在后续的测量过程中, 均采用OODR光谱技术.

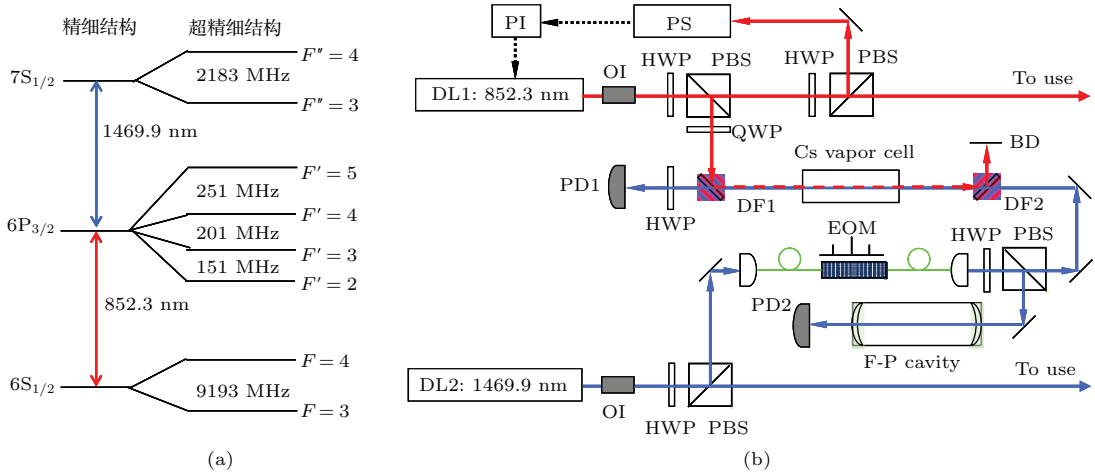


图1 (网刊彩色) (a) 与实验相关的铯原子 $6S_{1/2}$ — $6P_{3/2}$ — $7S_{1/2}$ 能级图; (b) 实验光路示意图, 其中, DL, 外腔反馈半导体激光器; PS, 偏振光谱; EOM, 电光调制器; OI, 光隔离器; PI, 比例积分放大器; F-P, 法布里-珀罗干涉腔; DF, 双色滤光镜; PBS, 偏振分光棱镜; HWP, 半波片; QWP, 四分之一波片; PD, 光电二极管; BD, 光束转储器

Fig. 1. (color online) (a) The Related energy levels of Cs atoms; (b) schematic diagram for measuring the hyperfine splitting of $7S_{1/2}$ state. Keys to the figure: DL1(DL2), external-cavity diode lasers; PS, polarization spectroscopy; EOM, electro-optical modulator; OI, optical isolator; PI, proportion and integration amplifier; F-P cavity, Fabry-Perot cavity; DF, dichroic filter; PBS, polarization beam splitter cube; HWP, half-wave plate; QWP, quarter-wave plate; PD, photodiode; BD, beam dump.

图1(b)为实验光路示意图. 半导体激光器DL1输出波长为852.3 nm光束, 其频率通过偏振光谱技术锁于铯原子 $6S_{1/2}$ — $6P_{3/2}$ 某一超精细跃迁线上. 半导体激光器DL2输出波长为1469.9 nm的激光束, 先通过电光调制器EOM产生 ± 1 级边带, 然后主频与边带一起通过双色滤光镜DF1, DF2在铯泡(直径: 2.5 cm, 长: 5.0 cm)中与852.3 nm激光共线且反向传输. 852.3 nm与1469.9 nm激光束在铯泡中之所以采取反向传输的方式, 是由于其较同向传输方式时的光谱线宽更窄, 更有利于精确测量 $7S_{1/2}$ 态超精细分裂的频率间隔^[5,6]. 为了尽量减少地球磁场的影响, 在铯泡外包裹了三层 μ 金属. 1469.9 nm激光作为探测光, 其频率在 $6P_{3/2}$ — $7S_{1/2}$ 之间扫描, 便可在探测器PD1上获得三套结构完全相同的OODR光谱, 边带和主频的OODR光谱(同一超精细跃迁线)之间的频率间隔就是EOM调制器的边带与主激光器的频率差, 即驱动EOM的信号源频率. 图1(b)中的共焦法布里-珀罗干涉腔(Fabry-Perot cavity), 主要用来监视1469.9 nm半导体激光器的频率模式, 确保其单频运转.

在实验中测量铯原子 $7S_{1/2}$ 态超精细能级间隔时, 可将852.3 nm激光器的频率锁定在 $6S_{1/2}$ ($F = 4$)— $6P_{3/2}$ ($F' = 4$)能级之间的跃迁线上, 1469.9 nm激光器在整个 $6P_{3/2}$ — $7S_{1/2}$ 跃迁线

之间扫描, 驱动EOM的信号源(安捷伦E8257D, 其频率误差约为 10^{-6})频率依次为2384, 2184和1884 MHz, 所获得的OODR光谱如图2所示中的a, b和c曲线. 当852.3 nm激光共振于 $6S_{1/2}$ ($F = 4$)— $6P_{3/2}$ ($F' = 4$)的跃迁线时, 在铯泡中激光光束方向上, 其速度分量 $v_0 = 0$ 的原子被布居到 $6P_{3/2}$ ($F' = 4$)能级. 与此同时, 由于在热原子气室中存在多普勒效应, 以及中间态 $6P_{3/2}$ 的超精细能级频率间隔 < 1 GHz, 故在 $6P_{3/2}$ ($F' = 3$)能级上布居了特定速度分量的原子(其多普勒频移 $\Delta\nu_{852.3} = v_1/c \times \nu_1 = 201 \text{ MHz} \rightarrow v_1 = 171.3 \text{ m/s}$, v_1 为原子沿激光光束方向的速度分量, c 为真空中光速, ν_1 为852.3 nm激光的频率), 其速度分量方向与852.3 nm激光方向相同. 这群特定速度的原子, 对于1469.9 nm探测光而言, 其多普勒频移 $\Delta\nu_{1469.9} = v_1/c \times \nu_2 = \Delta\nu_{852.3} \times \lambda_1/\lambda_2 = 201 \times 852.3/1469.9 = 117 \text{ MHz}$, ν_2 为1469.9 nm探测光的频率. 因此, 此时激发态 $F' \leftrightarrow F''$ 跃迁的4-3与3-3, 4-4与3-4吸收峰之间的频率间隔均为 $201 - 117 = 84 \text{ MHz}$. 同理, $6P_{3/2}$ ($F' = 5$)能级上也布居了速度分量 $v_2 = 213.9 \text{ m/s}$ 的原子, 其速度分量方向与852.3 nm激光方向相反, 其导致5-4与4-4之间的频率间隔为105 MHz. 因此, 当1469.9 nm激光器主频频率由低到高扫描时, 各超精细跃迁线的位置及相对频率间隔如图2中垂直

虚线所标注^[6]. 其余未用垂直虚线标注的吸收峰均为EOM边带频率产生的, 图2中只记录了+1级边带频率扫描时产生的5-4, 4-4和3-4吸收谱线(左侧), 以及-1级边带频率扫描时产生的4-3和3-3吸收谱线(右侧). ± 1 级边带频率产生的OODR谱线结构及其频率间隔与激光器主频产生的完全一样, 即相当于整套谱线的整体平移, 平移的大小完全由驱动EOM的射频信号频率决定, 正如图2中a, b和c曲线所示.

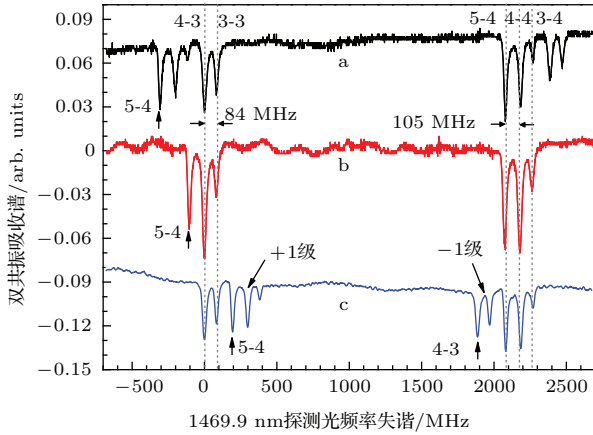


图2 (网刊彩色) 852.3 nm 半导体激光器频率锁定在 $6S_{1/2}$ ($F = 4$)— $6P_{3/2}$ ($F' = 4$) 能级的跃迁线, 以及EOM上施加不同频率的射频信号时的OODR谱线

Fig. 2. (color online) The OODR spectra when the frequency of 852.3 nm laser is locked on the $6S_{1/2}$ ($F = 4$)— $6P_{3/2}$ ($F' = 4$) transition and the EOM is driven with the different radio frequency.

我们用+1级边带和主频的5-4吸收峰之间的频率间隔标定图中的横轴频率, 主频激光4-3的吸收峰作为探测光频率为0失谐的参考位置, 然后从坐标轴上标出各跃迁谱线的频率(如表1), 从而就可以计算出 $7S_{1/2}$ 态的频率间隔. 为了尽可能减小激光频率扫描时的非线性效应对测量的影响, 我们选择射频信号的频率接近于被测 $7S_{1/2}$ 态能级间隔值, 故选择射频信号频率分别为2384, 2184和1884 MHz, 对 $7S_{1/2}$ 态的超精细能级间隔进行了6次标定, 测量结果为 (2184 ± 5) MHz.

在上述测量过程中, 当所加的射频信号频率大小为2184 MHz, 其与 $7S_{1/2}$ 超精细分裂能级间隔接近时, +1级边带上的谱线4-4峰、3-4峰分别与主频上的谱线4-3峰、3-3峰重合. 同时, -1级边带上的谱线4-3峰、3-3峰分别与主频上的谱线4-4峰、3-4峰重合. 这些谱线的重合程度, 完全取决于驱动EOM的信号源频率, 其与 $7S_{1/2}$ 态超精细分裂能级间隔越接近, 重合谱线的线宽越窄. 由

于+1级边带上的谱线4-4峰与主频上的谱线4-3峰信号幅度相近(其可通过驱动EOM的射频信号幅度进一步优化, 使得两谱线的幅度尽可能一致), 在2184 MHz附近逐点扫描信号源频率, 同时测量并记录其重合峰的线宽, 如图3所示. 对图3中的数据点进行高斯拟合, 便可得重合谱线线宽最窄时的信号源频率, 即为 $7S_{1/2}$ 态超精细分裂能级间隔 (2183.72 ± 0.23) MHz. 根据(4)式得其磁偶极超精细常数为 $A_{\text{hfs}} = (545.93 \pm 0.06)$ MHz (其中, $F = 4, B_{\text{hfs}} = 0$), 与文献报道的 $A_{\text{hfs}} = (545.90 \pm 0.09)$ MHz 和 $A_{\text{hfs}} = (546.3 \pm 3.0)$ MHz 一致^[21,22]. 尽管在上述测量过程中, 由于激光频率、振幅和偏振的起伏导致谱线线宽的起伏, 特别位于高斯线中心的数据点比较明显, 但由于所有数据

表1 用+1级边带和主频的5-4吸收峰之间的频率间隔作为标尺, 测量所得 $7S_{1/2}$ 态超精细分裂的能级间隔
Table 1. The measurement of $7S_{1/2}$ hyperfine splitting using the frequency interval between the 5-4 transition lines of the carrier and +1 sideband of the EOM as a ruler.

曲线名称	$F' \leftrightarrow F''$ 跃迁谱线	起点位置坐标/MHz	终点位置坐标/MHz	$7S_{1/2}$ 态超精细能级间隔/MHz
a	4-3 与 4-4	0	2182.25	2182.25
	3-3 与 3-4	83.72	2268.71	2184.99
b	4-3 与 4-4	0	2179.78	2179.78
	3-3 与 3-4	83.63	2262.04	2178.41
c	4-3 与 4-4	0	2185.92	2185.92
	3-3 与 3-4	81.85	2273.14	2191.29
平均值		(2184 ± 5) MHz		

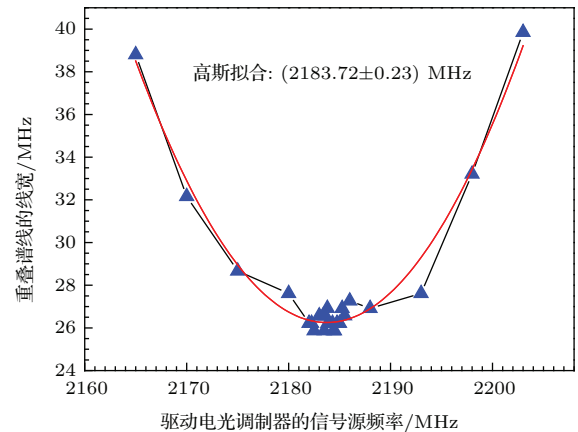


图3 (网刊彩色) +1级边带谱线4-4与主频谱线4-3的重合峰线宽随驱动EOM的射频信号频率变化的曲线
Fig. 3. (color online) The linewidth of overlapping dips between the 4-4 spectrum of +1 sideband and the 4-3 spectrum of carrier versus the different radio frequency on the EOM.

点对于通过高斯拟合确定其对称中心均有贡献,所以最终测量结果很准确.从测量原理的角度,这种测量方法最大的优点是避免了激光器频率扫描时非线性效应对测量结果的影响,因为重合的两谱线是同时获得的.

4 总 结

在对原子能级频率间隔的测量的诸多实验方法中,通常激光器频率扫描时的非线性效应不可避免地限制测量精度.我们基于铯原子阶梯型 $6S_{1/2}$ — $6P_{3/2}$ — $7S_{1/2}$ 能级跃迁时的OODR光谱,结合光电调制产生边带的方法,测量了 $7S_{1/2}$ 态的超精细能级分裂.作为比较,首先,我们采用边带和激光器主频的某对超精细跃迁线之间的频率间隔(驱动EOM的信号源频率)作为“标尺”,测量得 $7S_{1/2}$ 态的超精细能级分裂值为 (2184 ± 5) MHz,其误差主要来源于激光器频率扫描的非线性效应.然后,利用室温下气室中原子的多普勒效应及其谱线的特点^[5,6],我们采用边带和主频的某对超精细跃迁线重合时谱线线宽最窄,此时驱动EOM的信号源频率即为 $7S_{1/2}$ 态的超精细能级分裂值,得测量结果为 (2183.72 ± 0.23) MHz,由于克服了非线性效应对测量的影响,显著地提高了测量精度.进一步根据理论推知 $7S_{1/2}$ 态的磁偶极超精细常数为 $A_{\text{hfs}} = (545.93 \pm 0.06)$ MHz,与文献中报道的结果一致^[21,22].我们提出的这种测量原子能级频率间隔方法,对于原子能级结构及相关物理常数的精密测量具有重要的意义.

参考文献

[1] Song S Q, Wang G F, Ye A P, Jiang G 2007 *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **40** 275

- [2] Moon H S, Lee W K, Suh H S 2009 *Phys. Rev. A* **79** 062503
- [3] Sasada H 1992 *IEEE Photon. Tech. Lett.* **4** 1307
- [4] Moon H S, Lee W K, Lee L, Kim J B 2004 *Appl. Phys. Lett.* **85** 3965
- [5] Yang B D, Liang Q B, He J, Zhang T C, Wang J M 2010 *Phys. Rev. A* **81** 043803
- [6] Yang B D, Gao J, Zhang T C, Wang J M 2011 *Phys. Rev. A* **83** 013818
- [7] Carr C, Adams C S, Weatherill K J 2012 *Opt. Lett.* **37** 118
- [8] Yang B D, Wang J, Liu H F, He J, Wang J M 2014 *Opt. Commun.* **319** 174
- [9] He Z S, Tsai J H, Lee M T, Chang Y Y, Tsai C C, Whang T J 2012 *J. Phys. Soc. Jpn.* **81** 124302
- [10] Phillips W D 1998 *Rev. Mod. Phys.* **70** 721
- [11] Sinclair A G, McDonald B D, Riis E, Duxbury G 1994 *Opt. Commun.* **106** 207
- [12] Stalnaker J E, Mbele V, Gerginov V, Fortier T M, Didams S A, Hollberg L, Tanner C E 2010 *Phys. Rev. A* **81** 043840
- [13] Fendel P, Bergeson S D, Udem Th, Hänsch T W 2007 *Opt. Lett.* **32** 701
- [14] Lee W K, Moon H S, Suh H S 2007 *Opt. Lett.* **32** 2810
- [15] Wang L R, Zhang Y C, Xiang S S, Cao S K, Xiao L T, Jia S T 2015 *Chin. Phys. B* **24** 063201
- [16] Wang W L, Xu X Y 2010 *Chin. Phys. B* **19** 123202
- [17] Ma H L 2005 *Chin. Phys.* **14** 0511
- [18] Wu X L, Yu K Z, Gou B C, Zhang M 2007 *Chin. Phys.* **16** 2389
- [19] Wang J, Liu H F, Yang B D, He J, Wang J M 2014 *Meas. Sci. Technol.* **25** 035501
- [20] Wang J, Liu H F, Yang G, Yang B D, Wang J M 2014 *Phys. Rev. A* **90** 052505
- [21] Gilbert S L, Watts R N, Wieman C E 1983 *Phys. Rev. A* **27** 581
- [22] Gupta R, Happer W, Lam L K, Svanberg S 1973 *Phys. Rev. A* **8** 2792
- [23] Wood C S, Bennett S C, Cho D, Masterson B P, Roberts J L, Tanner C E, Wieman C E 1997 *Science* **275** 1759

Measurement of the magnetic dipole hyperfine constant A_{hfs} of cesium $7S_{1/2}$ state*

Ren Ya-Na¹⁾ Yang Bao-Dong^{1)2)†} Wang Jie²⁾ Yang Guang²⁾ Wang Jun-Min^{2)3)‡}

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)

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

(Received 24 November 2015; revised manuscript received 14 January 2016)

Abstract

Hyperfine-structure (HFS) of atoms results from the interactions between the nuclear magnetic dipole moment and the magnetic field generated by the electrons (related to the magnetic dipole hyperfine constant A_{hfs}), and between the nuclear electric quadrupole moment and the electric field gradient due to the distribution of charge within atoms (related to the electric quadrupole hyperfine constant B_{hfs}), so the accurate measurement of HFS is of interest in many fields, including atomic parity nonconservation, tests of fundamental physics, electron-nucleus interaction, and high resolution spectrum and so on. Generally, in order to obtain the atomic spectra, the frequency of laser needs to be scanned over the hyperfine transitions of atoms, so the nonlinear effect from the laser frequency scanning often limits the measurement accuracy of hyperfine splitting. In this paper, we solve this problem, and demonstrate a novel method to measure the hyperfine splitting of atoms. Taking cesium (Cs) for example, based on the Cs $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$ - $7S_{1/2}$ (852.3 nm + 1469.9 nm) ladder-type atomic system, three sets of optical-optical double resonance (OODR) spectra are obtained in a room-temperature vapor cell, when the 852.3 nm laser is tuned to the $6S_{1/2}$ ($F = 4$)- $6P_{3/2}$ ($F' = 4$) resonant transition, and the carriers of 1469.9 nm probe laser accompanied with ± 1 sidebands from a phase-type electro-optical modulator (EOM) are scanned over the whole $6P_{3/2}$ - $7S_{1/2}$ hyperfine transitions. Owing to the Doppler effect, some of the hyperfine transitions in these three sets of OODR spectra overlap with the narrowest linewidth only when the frequency of the signal driving EOM equals the value of hyperfine splitting $7S_{1/2}$ state. Using this phenomenon which can effectively avoid the nonlinear influence on the measurement during the frequency scanning process of 1469.9 nm laser, we measure the hyperfine splitting of $7S_{1/2}$ state to be (2183.72 ± 0.23) MHz, and the magnetic dipole hyperfine constant A_{hfs} to be (545.93 ± 0.06) MHz, which are consistent with previously reported experimental results. This technique provides a robust and simple method of measuring hyperfine splitting with a high precision, which is significant to provide the useful information about atomic structure for developing a more accurate theoretical model describing the interaction within an atom.

Keywords: hyperfine structure, optical-optical double resonance, electro-optical effects, atomic spectra

PACS: 31.15.aj, 33.40.+f, 78.20.Jq, 32.30.-r

DOI: 10.7498/aps.65.073103

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2012CB921601), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11104172, 11274213, 61475091, 61227902), and the Research Program for Science and Technology Star of Tai Yuan, Shanxi Province, China (Grant No. 12024707).

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

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