# 铯原子7 $\mathbf{S}_{1/2}$ 态磁偶极超精细常数的测量 $^*$

任雅娜<sup>1)</sup> 杨保东<sup>1)2)†</sup> 王杰<sup>2)</sup> 杨光<sup>2)</sup> 王军民<sup>2)3)‡</sup>

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 $6S_{1/2}$ — $6P_{3/2}$ — $7S_{1/2}(852.3 \text{ nm} + 1469.9 \text{ nm})$ 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 MHz ± 0.23 MHz,并计算出该态的磁偶极超精细常数:  $A_{hfs} = 545.93$  MHz ± 0.06 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:** 

#### **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<sup>[1,2]</sup>.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<sup>[3-14]</sup>.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<sup>[11]</sup>基于激 光冷却的铷原子对4D5/2态的超精细结构常数进 行了测量; Lee 等<sup>[14]</sup> 基于光学频率梳技术对铷原 子4D<sub>3/2</sub>态进行了测量.在国内,也有学者对铷原 子5D5/2态<sup>[15]</sup>、镱原子及其同位素<sup>[16]</sup>、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<sup>[18]</sup>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8S1/2和铷原子 4D<sub>5/2</sub>态的超精细能级结构<sup>[19,20]</sup>. 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.

© 2016 中国物理学会 Chinese Physical Society

<sup>†</sup>通信作者. E-mail: ybd@sxu.edu.cn

<sup>‡</sup>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<sub>1/2</sub>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<sub>1/2</sub>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<sup>[21-23]</sup>.

## 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:

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

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:

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

式中Bhfs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:

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

故相邻超精细能级间隔为

$$\Delta E_{\rm hfs} \left( F \to F - 1 \right) = A_{\rm hfs} F$$

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

对于铯原子7S<sub>1/2</sub>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,且与己报道的实验值 一致<sup>[19]</sup>.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<sup>[20]</sup>.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, 6P3/2-7S1/2态跃迁的 中心波长为1469.9 nm, 激发态6P3/2和7S1/2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<sup>[3]</sup>、 双共振光抽运 (double-resonance optical pumping, DROP) 光谱<sup>[4-6]</sup>以及双色偏振光谱 (two-color polarization spectroscopy, TCPS)<sup>[7,8]</sup> 等. 以铯 原子6S<sub>1/2</sub>—6P<sub>3/2</sub>—7S<sub>1/2</sub> 能级跃迁为例, 通过一 波长为852.3 nm的激光共振于6S1/2-6P3/2的某 一对超精细跃迁线,其将原子布居到中间激发 态 6P<sub>3/2</sub>上, 然后另一波长为 1469.9 nm 的激光在 6P3/2-7S1/2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<sub>1/2</sub>—6P<sub>3/2</sub>—7S<sub>1/2</sub>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<sub>1/2</sub>—6P<sub>3/2</sub>—7S<sub>1/2</sub> 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<sub>1/2</sub> 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6S1/2-6P3/2 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7S1/2态超精细分裂的频 率间隔<sup>[5,6]</sup>.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<sub>3/2</sub>—7S<sub>1/2</sub>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<sub>1/2</sub> (F = 4)—6P<sub>3/2</sub> (F' = 4)的跃迁线时,在铯泡中 激光光束方向上,其速度分量  $\nu_0 = 0$ 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 6P3/2 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(其多谱勒频移  $\Delta \nu_{852.3} = v_1/c \times \nu_1 = 201 \text{ MHz} \rightarrow v_1 = 171.3 \text{ m/s},$ v1为原子沿激光光束方向的速度分量, c为真空 中光速, v1 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  $\Delta \nu_{1469.9} = v_1/c \times \nu_2 = \Delta \nu_{852.3} \times \lambda_1/\lambda_2 =$  $201 \times 852.3/1469.9 = 117$  MHz,  $\nu_2 \not \gg 1469.9$  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 MHz. 同理,  $6P_{3/2}$  (F' = 5)能级 上也布居了速度分量 $\nu_2 = 213.9 \text{ m/s}$ 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<sup>[6]</sup>. 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<sub>1/2</sub>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<sub>1/2</sub>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<sub>1/2</sub>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<sub>1/2</sub>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<sub>1/2</sub>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<sub>1/2</sub>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 $A_{hfs} = (545.93 \pm 0.06)$  MHz (其中,F = 4,  $B_{hfs} = 0$ ),与文献报道的 $A_{hfs} =$ (545.90±0.09) MHz和 $A_{hfs} = (546.3 \pm 3.0)$  MHz一 致<sup>[21,22]</sup>. 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<sub>1/2</sub> 态超精细分裂的能级间隔 Table 1. The measurement of 7S<sub>1/2</sub> 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<br>名称 | $F' \leftrightarrow F''$ 跃迁谱线 | 起点位置<br>坐标/MHz             | 终点位置<br>坐标/MHz | 7S <sub>1/2</sub> 态超精细<br>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                            |
| с        | 4-3与4-4                       | 0                          | 2185.92        | 2185.92                            |
|          | 3-3与3-4                       | 81.85                      | 2273.14        | 2191.29                            |
| 平均值      |                               | $(2184 \pm 5) \text{ MHz}$ |                |                                    |



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 ratio 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 避免地对测量精度有限制. 我们基于铯原子阶 梯型6S<sub>1/2</sub>—6P<sub>3/2</sub>—7S<sub>1/2</sub>能级跃迁时的OODR光 谱,结合电光调制产生边带的方法,测量了7S1/2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<sub>1/2</sub>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<sup>[5,6]</sup>,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7S1/2态的磁偶极超精细常数为  $A_{\rm hfs} = (545.93 \pm 0.06)$  MHz, 与文献中报道的结果 一致<sup>[21,22]</sup>. 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

 Song S Q, Wang G F, Ye A P, Jiang G 2007 J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 40 475

- [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, Diddams 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 $A_{ m hfs}$ of cesium $7{ m S}_{1/2}$ state\*

Ren Ya-Na<sup>1)</sup> Yang Bao-Dong<sup>1)2)†</sup> Wang Jie<sup>2)</sup> Yang Guang<sup>2)</sup> Wang Jun-Min<sup>2)3)‡</sup>

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  $A_{\rm hfs}$ ), 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  $B_{\rm hfs}$ ), 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  $\pm 1$  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  $(545.93\pm0.06)$  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

<sup>\*</sup> 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).

 $<sup>\</sup>dagger$  Corresponding author. E-mail: <br/> <code>ybd@sxu.edu.cn</code>

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: wwjjmm@sxu.edu.cn