

文章编号 1674-2915(2010)02-0119-07

# 光学偶极阱中铷原子 $5S_{1/2}$ 及 $5P_{3/2}$ 态的 AC Stark 频移

成永杰, 邱英, 何军, 张天才, 王军民

(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, 山西 太原 030006)

**摘要:** 基于二能级模型和多能级模型, 分析计算了由强聚焦高斯光束形成的光学偶极阱中 $^{87}\text{Rb}$ 原子  $5S_{1/2}$  态和  $5P_{3/2}$  态的 AC Stark 频移。基于多能级模型, 针对在 852 nm 高斯激光束强聚焦所形成的 $^{87}\text{Rb}$ 原子远失谐光学偶极阱中进行偏振梯度冷却的情形, 计算了冷却循环跃迁( $5S_{1/2} F=2-5P_{3/2} F'=3$ )的频移量, 结果显示频移对 molasses 冷却过程产生了重要的影响。同时, 计算了  $5S_{1/2} |F=2, m_F = \pm 2\rangle$  态和  $5P_{3/2} |F'=3, m_F = \pm 3\rangle$  态的 AC Stark 频移随光学偶极阱激光波长的变化情况, 发现在红失谐情况下, 对于 $^{87}\text{Rb}$ 原子  $5S_{1/2}-5P_{3/2}$  态跃迁不存在魔数波长。

**关键词:**  $^{87}\text{Rb}$ ; AC Stark 频移; 光学偶极阱; 远失谐光学偶极阱; 多能级模型

**中图分类号:** O431.2; O562.1 **文献标识码:** A

## Calculation of AC Stark shift of $5S_{1/2}$ and $5P_{3/2}$ states of Rb atoms in optical dipole trap

CHENG Yong-jie, QIU Ying, HE Jun, ZHANG Tian-cai, WANG Jun-min

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

**Abstract:** Based on the two-level and multi-level models, the AC Stark shift of the  $5S_{1/2}$  and  $5P_{3/2}$  states of  $^{87}\text{Rb}$  atoms in an Optical Dipole Trap (ODT) formed by a strongly-focused single Gaussian laser beam is analyzed and calculated. For performance of molasses cooling of  $^{87}\text{Rb}$  atoms in the Far-off-resonance Trap (FORT) by 852 nm Gaussian laser beam, the AC Stark shift of  $5S_{1/2} F=2-5P_{3/2} F'=3$  cycling transition for cooling is also calculated, results show that the frequency shift has an important impact on the molasses cooling process. Furthermore, the AC Stark shift of  $^{87}\text{Rb}$   $5S_{1/2} |F=2, m_F = \pm 2\rangle$  and  $5P_{3/2} |F'=3, m_F = \pm 3\rangle$  states versus the wavelength of the ODT laser is analyzed, which shows that there is no magic wavelength for  $5S_{1/2}-5P_{3/2}$  transition of  $^{87}\text{Rb}$  atoms in the red-off-resonance condition.

**Key words:**  $^{87}\text{Rb}$ ; AC Stark shift; Optical Dipole Trap (ODT); Far-Off-Resonance Trap (FORT); multi-level model

收稿日期: 2010-01-11; 修订日期: 2010-03-13

基金项目: 国家重大研究计划资助项目 (2006CB921102); 教育部新世纪优秀人才支持计划资助项目 (NCET-07-0524); 国家自然科学基金资助项目 (60978017, 10974125, 60821004); 高等学校博士点专项科研经费资助项目 (20070108003)

## 1 引言

20世纪90年代以来,激光束调谐到低于原子共振跃迁线十几纳米到几十纳米甚至更远,可形成远失谐光学偶极阱(FORT)<sup>[1~3]</sup>,因其可以对激光预冷却的原子在实现俘获的同时仍保持极低的光学激发,原子的内态可以保持很长的时间,且可对不同自旋态的原子进行俘获,所以被广泛应用于冷原子物理实验中。光学偶极阱的本质是空间存在光强梯度的光场使中性原子产生感生电偶极矩,光场对原子感生电偶极矩的偶极作用导致原子能态的 AC Stark 频移,从而对原子产生吸引或者排斥作用,实现对原子的俘获。

AC Stark 频移的大小由辐射场的强度以及辐射场与原子跃迁频率的失谐量决定。如果只是关心光学偶极阱深度,只需要计算基态的 AC Stark 频移,无需再关注激发态的 AC Stark 频移。然而在量子态工程和精密测量实验中<sup>[4~6]</sup>,往往要求将原子有效地俘获并准确地制备到一个内部和外部自由度都确定的量子态。无论是原子冷却、原子初态制备还是原子内态操控,都需要光与原子有确定的失谐量或者与原子共振,这就要求确切知道原子基态和激发态在 FORT 中的 AC Stark 频移。1999年 Katori 等人<sup>[5]</sup>利用铯原子的魔数波长(magic wavelength)实现了铯原子在光学偶极力阱中的有效装载。所谓魔数波长指的是如果某个波长的 FORT 光场作用在相应的原子跃迁线上时,使得对应的基态和激发态产生完全相同的频移,对应的跃迁频率与在零场时的情形相同,那么该波长就称为原子的魔数波长。McKeever 等人<sup>[6]</sup>于2003年在光学腔中采用935 nm魔数波长驻波光学偶极阱实现了对单个铯原子长时间的俘获。2005年 Darquie 等人<sup>[7]</sup>在仔细计算了铷原子各能态的 AC Stark 频移后,在实验中实现了基于单原子远失谐光学偶极阱的触发式单光子源。由此可见,对原子基态和激发态 AC Stark 频移的准确计算是实现原子的冷却以及原子初态制备和量子态相干操控的关键。

对 AC Stark 频移的计算,很多人都做了重要

的工作。Zheng 等人<sup>[8]</sup>于2006年计算了铯原子  $6S_{1/2}$  态和  $6P_{3/2}$  态的 AC Stark 频移,并分析了在不同偏振光场下铯原子的魔数波长。Bindiya Arora 等人<sup>[9]</sup>于2007年全面地分析和计算了碱金属原子的魔数波长。

本文分析计算了在线偏振光作用下<sup>87</sup>Rb 原子  $5S_{1/2}$  态和  $5P_{3/2}$  态的 AC Stark 频移,并用多能级模型和二能级模型做了计算。结果表明,基态  $5S_{1/2}$  和激发态  $5P_{3/2}$  的 AC Stark 频移在两种模型下有很大差异。通过对 FORT 中<sup>87</sup>Rb 原子基态和激发态的 AC Stark 频移的准确计算,可为后续在 FORT 中对所俘获的<sup>87</sup>Rb 原子进行 molasses 冷却提供参考,也可为下一步原子初态制备以及原子的内态相干操控,最终实现单光子源提供有益的参考。

## 2 理论模型

最简单的光学偶极阱可由一束相对于原子红失谐(负失谐)的高斯激光束经强聚焦而构成,可将已经过磁光阱预冷却的原子俘获在光强最强处,如图1(a)所示。在实验中采用一束直径为19 mm的852 nm高斯激光束通过特殊设计的大数值孔径的透镜组,最终将激光束聚焦到腰斑半径为2.1 μm(如图1(b)所示),构建对于<sup>87</sup>Rb 原子的光学偶极阱。对于经单原子磁光阱冷却并俘获的单原子<sup>[10]</sup>,可通过这个系统将其俘获在腰斑半径为2.1 μm的光学偶极阱中,实现单原子的空间高度局域化,从而能够更好地控制单原子的外部和内部自由度;且因为俘获光的频率远失谐于原子的跃迁线,所以抑制了原子的自发辐射,能保持长的退相干时间<sup>[11]</sup>。

通常计算 AC Stark 频移时,将原子简化成二能级模型<sup>[1]</sup>,用经典谐振子模型得到偶极势和散射率的表达式分别为:

$$U_{\text{dip}}(r) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \cdot \frac{\Gamma}{\omega - \omega_0} \cdot I(r), \quad (1)$$

$$R_{\text{sc}}(r) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \cdot \frac{\Gamma^2}{(\omega - \omega_0)^2} \cdot I(r), \quad (2)$$

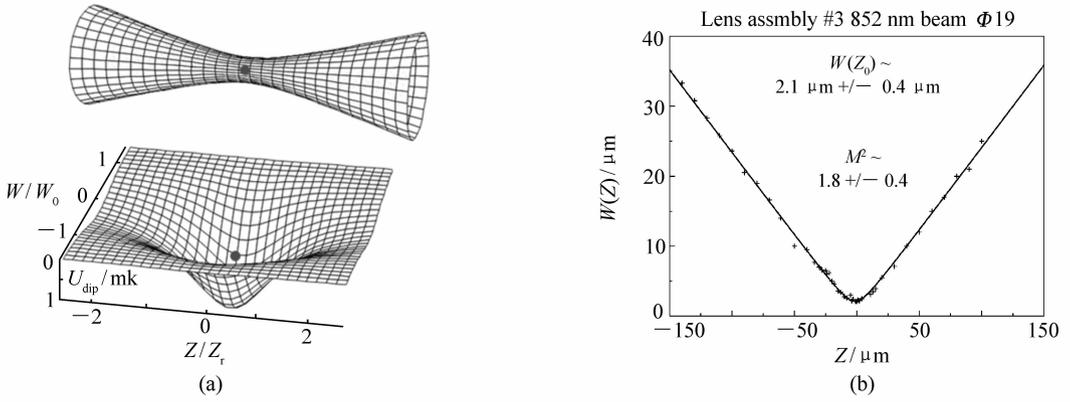


图1 强聚焦高斯光束和光学偶极阱

Fig. 1 Strongly-focused Gaussian laser beams and optical dipole trap

其中  $\omega_0$  为两个能级之间跃迁角频率,  $\omega$  为光场的角频率,  $\Gamma$  为两能级之间的衰减速率,  $I(r)$  为光强分布。远失谐光学偶极阱的基本物理机制可以通过这两个公式来理解,在散射率和偶极势之间存在简单关系为  $\hbar R_{sc}(r) = \frac{\Gamma}{\omega - \omega_0} U_{dip}(r)$ 。

事实上,用二能级模型对原子基态和激发态 AC Stark 频移的计算是不准确的,如实验中使用的  $^{87}\text{Rb}$  原子(如图 2 所示),其  $|1\rangle$  态( $5S_{1/2}$  态),  $|2\rangle$  态( $5P_{3/2}$  态)和  $|3\rangle$  态( $7S_{1/2}$  态)在对 780 nm 的  $|1\rangle$ - $|2\rangle$  跃迁和 741 nm 的  $|2\rangle$ - $|3\rangle$  跃迁均为负失谐的 852 nm 俘获光场作用下的 AC Stark 频移。用二能级模型,不考虑  $|3\rangle$  态时,  $|1\rangle$  态的 AC Stark 频移为负,  $|2\rangle$  态的 AC Stark 频移为正;不考虑  $|1\rangle$  态时,  $|2\rangle$  态的 AC Stark 频移为负,  $|3\rangle$  态的 AC Stark 频移为正。若综合考虑二者,  $|2\rangle$  态的

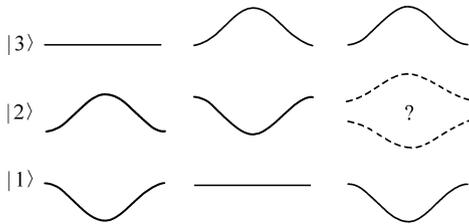


图2 AC Stark 频移二能级模型示意图

Fig. 2 Schematic diagram of AC Stark shift based on two-level model

AC Stark 频移可能为正、负甚至为零,具体的情况需要仔细进行分析计算。

对于碱金属原子基态,均存在  $D_1$  线( $nS_{1/2}$ - $nP_{1/2}$  跃迁)和  $D_2$  线( $nS_{1/2}$ - $nP_{3/2}$  跃迁),为更精确地计算基态的 AC Stark 频移, Grimm 等人<sup>[1]</sup> 提出了修正的二能级模型,考虑了  $D_1$  线和  $D_2$  线对俘获光场的响应,具体的表达式为:

$$U_{dip}(r) = \frac{\pi c^2 \Gamma}{2\omega_0^3} \left( \frac{2 + p \cdot g_F \cdot m_F}{\Delta_{2,F}} + \frac{1 - p \cdot g_F \cdot m_F}{\Delta_{1,F}} \right) I(r), \quad (3)$$

其中  $p$  为俘获光的偏振参数( $p=0$  表示线偏振,  $p=-1$  表示左旋圆偏振,  $p=+1$  表示右旋圆偏振),  $\Delta_{1,F}$  和  $\Delta_{2,F}$  分别为俘获激光相对于  $D_1$  线和  $D_2$  线的失谐量,  $g_F$  为 Lande 因子。

多能级模型是现在所有模型中最准确的。根据二阶微扰理论,与频率为  $\omega/2\pi$ 、偏振为  $p$ 、光强为  $I(r)$  的扰动场作用的具有能量  $E_i$  和塞曼子能级  $m_i$  的原子态  $|i\rangle$  的能量改变为:

$$U_i(\omega, p, m_i) = -\alpha_i(\omega, p, m_i) \frac{I(r)}{2\epsilon_0 c}, \quad (4)$$

其中诱导极化率等于所有具有爱因斯坦系数  $A_{ki}$ 、塞曼能级  $m'$  和跃迁频率  $\nu_{ik} = \omega_{ik}/2\pi$  的从态  $|i\rangle$  到态  $|k\rangle$  的偶极跃迁的和,对于  $^{87}\text{Rb}$  原子,考虑到它的核自旋  $I=3/2$ ,所以诱导极化率表示为<sup>[8]</sup>:

$$\alpha_i = 6\pi c^3 \epsilon_0 \sum_{k,m'} \frac{A_{ki} (2J_k + 1)(2F_i + 1)(2F_k + 1)}{\omega_{ik}^2 (\omega_{ik}^2 - \omega^2)} \times \begin{pmatrix} F_i & 1 & F_k \\ m_F & p & -m'_F \end{pmatrix}^2 \begin{Bmatrix} J_i & J_k & 1 \\ F_k & F_i & I \end{Bmatrix}^2, \quad (5)$$

$A_{ki}$ 系数和跃迁频率可以由原子数据库中获得<sup>[12]</sup>。

### 3 计算结果与分析

#### 3.1 上能态对 AC Stark 频移的修正

在辐射场的作用下,原子的能级会产生 AC Stark 频移。首先,我们计算了铷原子  $5S_{1/2} |F=2, m_F = \pm 2\rangle$

$2, m_F = \pm 2\rangle$ 基态在腰斑半径为  $2.1 \mu\text{m}$  的  $852 \text{ nm}$  线偏振偶极俘获光作用下分别在二能级、修正二能级和多能级下 AC Stark 频移随俘获光功率的变化趋势。对于  $5S_{1/2} |F=2, m_F = \pm 2\rangle$  态,多能级模型计算中考虑的跃迁线如图 3(a) 所示。计算结果如图 4(a) 所示,曲线 1) 是二能级模型计算的结果,曲线 2) 是修正二能级模型计算的结

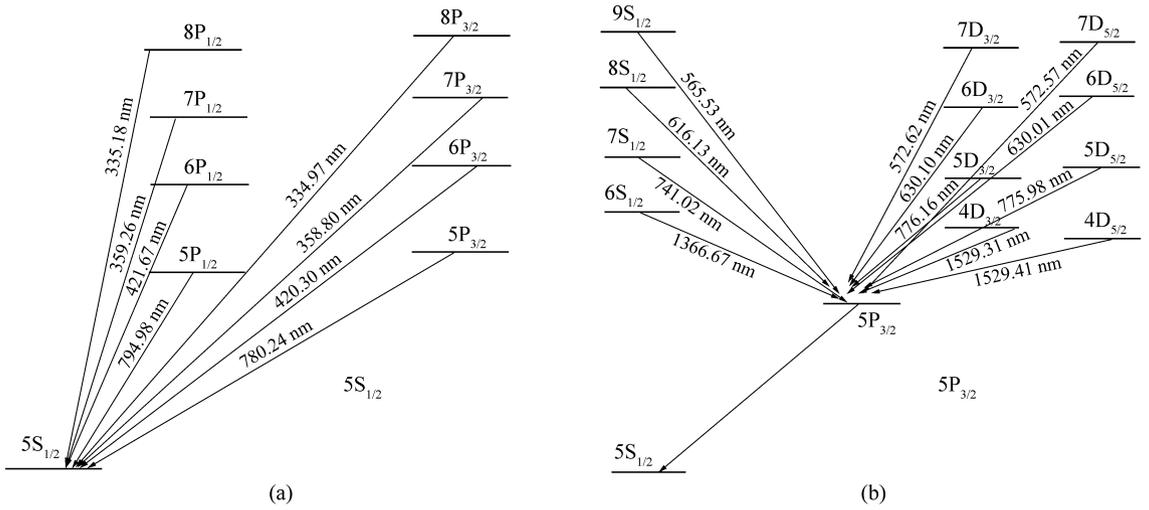


图 3 计算中考虑的<sup>87</sup>Rb 原子涉及  $5S_{1/2}$  态和  $5P_{3/2}$  态的偶极跃迁

Fig. 3 Dipole transitions of <sup>87</sup>Rb  $5S_{1/2}$  and  $5P_{3/2}$  states in our calculations

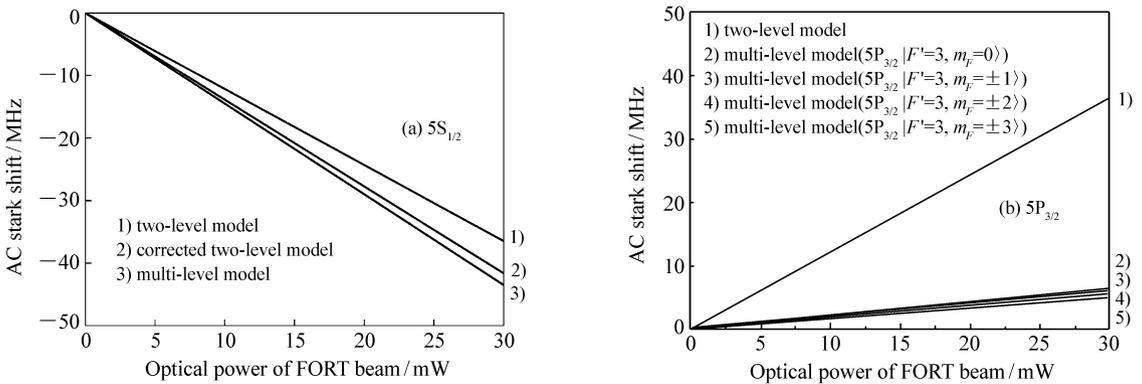


图 4 采用不同模型对  $852 \text{ nm}$  线偏振光聚焦到腰斑半径为  $2.1 \mu\text{m}$  的偶极阱中<sup>87</sup>Rb 原子  $5S_{1/2} |F=2, m_F = \pm 2\rangle$  和  $5P_{3/2} F'=3$  各个 Zeeman 子能级的 AC Stark 频移的计算结果

Fig. 4 Calculation results of the AC Stark shift of <sup>87</sup>Rb  $5S_{1/2} |F=2, m_F = \pm 2\rangle$  states (a) and Zeeman levels of the <sup>87</sup>Rb  $5P_{3/2} F'=3$  hyperfine state (b) in a FORT formed by a strongly-focused  $852 \text{ nm}$  single Gaussian beam with a waist radius of  $2.1 \mu\text{m}$

果,曲线3)是多能级模型计算的结果。从图中可见,二能级模型与多能级存在较大的差别,修正二能级模型与多能级模型差别不大,它们之间的差别随着偶极俘获光强的增加而增大。

本文还计算了 $5P_{3/2} F' = 3$ 态各个 Zeeman 子能级在腰斑半径为 $2.1 \mu\text{m}$ 的 $852 \text{ nm}$ 线偏振俘获光作用下分别在二能级和多能级下 AC Stark 频移随俘获光功率的变化趋势。对于 $5P_{3/2}$ 超精细态,多能级模型计算中考虑的跃迁线如图3(b)所示。计算结果如图4(b)所示,曲线1)是二能级模型计算的结果,曲线2)~5)分别对应 $5P_{3/2} F' = 3$ 的各个 Zeeman 子能级采用多能级模型计算的结果。从图中可见,结果中 $5P_{3/2} |F' = 3, m_F = +1\rangle$ 和 $5P_{3/2} |F' = 3, m_F = -1\rangle$ 是相同的,同样的对 $5P_{3/2} |F' = 3, m_F = \pm 2\rangle$ 、 $5P_{3/2} |F' = 3, m_F = \pm 3\rangle$ 也有相同的结论,对激发态利用二能级模型和多能级模型计算出的结果有很大的偏差,当偶极俘获光功率为 $15 \text{ mW}$ 时,二能级和多能级模型相差达到了 $20 \text{ MHz}$ ,它们之间的差别随着偶极俘获光强的增加而增大。对激发态 $5P_{3/2} F' = 3$ 各个 Zeeman 子能级,彼此之间的差别很小。

综上所述,对光频移的计算有二能级、修正二能级和多能级3种模型,在修正二能级模型下对基态的计算与多能级模型差别不大,但二能级和多能级模型对激发态和激发态的计算结果则有较大的差别。

### 3.2 852 nm 光学偶极阱中对 $^{87}\text{Rb}$ 原子进行 molasses冷却时的失谐量

被俘获在光学偶极阱中的原子,在近共振激光的作用下以及与背景气体碰撞时,原子必然会被加热,严重时可能逃脱光学偶极阱的束缚。这个问题的一个可能的解决方案就是对光学偶极阱中俘获的冷原子进行 molasses 冷却,以期降低光学偶极阱中俘获的冷原子的温度<sup>[7]</sup>。这种方法对在基于单原子光学操控的单光子源以及基于一维光学晶格中的原子链的量子寄存器等研究都有重要意义<sup>[13]</sup>。由于存在 AC Stark 频移,原子的共振频率发生变化。因此,本文计算了功率为 $15 \text{ mW}$ 的 $852 \text{ nm}$ 线偏振高斯光束聚焦到腰斑半径为 $2.1 \mu\text{m}$ 的偶极阱中, $^{87}\text{Rb}$ 原子 $5S_{1/2} |F = 2, m_F = \pm 2\rangle$ 和 $5P_{3/2} |F' = 3, m_F = \pm 3\rangle$ 态的 AC Stark

频移。计算中考虑的跃迁线如图3所示,计算结果如图5所示。图中 $\omega_L$ 为 molasses 冷却光的频率,负失谐于 $5S_{1/2} |F = 2, m_F = \pm 2\rangle - 5P_{3/2} |F' = 3, m_F = \pm 3\rangle$ 冷却循环跃迁;左边为零场时的情形,右边为存在光学偶极阱的情形;因为 $U_{\text{dip}} = k_B T = h\nu$ ,所以图5中基态的阱深用温度表示为 $1.0 \text{ mK}$ ,此时偶极力阱对应的径向的捕获频率为 $29.5 \text{ kHz}$ ,轴向的捕获频率为 $2.7 \text{ kHz}$ 。由于 AC Stark 频移的存在,导致 molasses 冷却光对于冷却循环跃迁的负失谐量明显发生变化。在优化 molasses 冷却过程时,需考虑 AC Stark 频移。

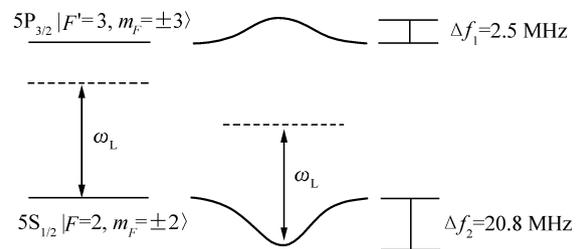


图5 功率为 $15 \text{ mW}$ 的 $852 \text{ nm}$ 线偏振高斯光束聚焦到腰斑半径为 $2.1 \mu\text{m}$ 的偶极阱中, $^{87}\text{Rb}$ 原子 $5S_{1/2} |F = 2, m_F = \pm 2\rangle$ 和 $5P_{3/2} |F' = 3, m_F = \pm 3\rangle$ 态的 AC Stark 频移

Fig. 5 AC Stark shift of  $^{87}\text{Rb}$   $5S_{1/2} |F = 2, m_F = \pm 2\rangle$  and  $5P_{3/2} |F' = 3, m_F = \pm 3\rangle$  states in a FORT formed by a strongly-focused  $852 \text{ nm}$  single Gaussian beam with a waist radius of  $2.1 \mu\text{m}$  and power of  $15 \text{ mW}$

### 3.3 光学偶极阱的激光波长变化时 $^{87}\text{Rb}$ 原子 $5S_{1/2}$ 态和 $5P_{3/2}$ 态的 AC Stark 频移

图6(a)表示的是当功率为 $15 \text{ mW}$ 的线偏振高斯光束强聚焦到腰斑半径为 $2.1 \mu\text{m}$ ,激光波长在 $500 \sim 1000 \text{ nm}$ 变化时, $^{87}\text{Rb}$ 原子 $5S_{1/2} |F = 2, m_F = \pm 2\rangle$ 态的 AC Stark 频移的计算结果。图6(b)表示的是在相同条件下 $^{87}\text{Rb}$ 原子 $5P_{3/2} |F' = 3, m_F = \pm 3\rangle$ 态的 AC Stark 频移的计算结果。计算中考虑的跃迁线如图3所示。图中每一个跃迁线处都是一个奇点,对应的频移量是发散的。因为计算时选取波长为 $500 \sim 1000 \text{ nm}$ ,所以图6(a)中只对应 $5S_{1/2} |F = 2, m_F = \pm 2\rangle$ 态的两个发散点, $780.24 \text{ nm}$ 对应 $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ 跃迁, $794.98 \text{ nm}$

对应  $5S_{1/2}-5P_{1/2}$  跃迁。因为计算时波长取为  $500 \sim 1000$  nm, 且  $6S_{1/2}$ 、 $7S_{1/2}$ 、 $8S_{1/2}$ 、 $9S_{1/2}$  与  $5P_{3/2} |F'=3, m_F = \pm 3\rangle$  态之间的跃迁为禁戒跃迁, 所以图 6(b) 中只对应  $5P_{3/2} |F'=3, m_F = \pm 3\rangle$  态的 6 个发散点,  $572.57$  和  $572.62$  nm 分别对应  $5P_{3/2}-7D_{5/2}$  和  $5P_{3/2}-7D_{3/2}$  跃迁 (图中二者靠得很近, 几乎不可分辨),  $630.01$  和  $630.10$  nm 分别对

应  $5P_{3/2}-6D_{5/2}$  和  $5P_{3/2}-6D_{3/2}$  跃迁 (图中二者靠得很近, 几乎不可分辨),  $775.98$  和  $776.16$  nm 分别对应  $5P_{3/2}-5D_{5/2}$  和  $5P_{3/2}-5D_{3/2}$  跃迁 (图中二者靠得很近, 几乎不可分辨)。图 6 中的圆点对应  $852$  nm 光学偶极的情况, 对基态和激发态, 其结果与图 5 中的结果是相符合的。

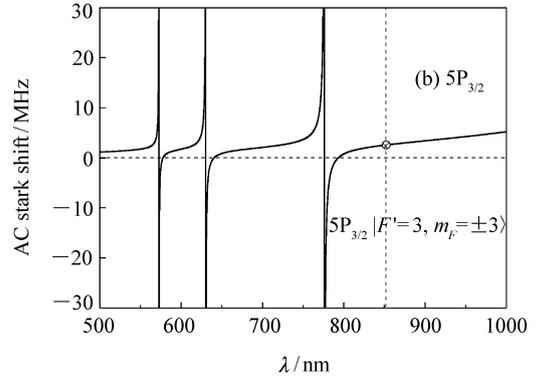
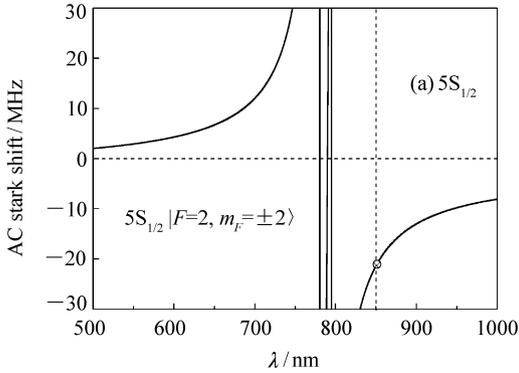


图 6  $^{87}\text{Rb}$  原子  $5S_{1/2} |F=2, m_F = \pm 2\rangle$  和  $5P_{3/2} |F'=3, m_F = \pm 3\rangle$  态的 AC Stark 频移

Fig. 6 AC Stark shift of  $^{87}\text{Rb}$   $5S_{1/2} |F=2, m_F = \pm 2\rangle$  and  $5P_{3/2} |F'=3, m_F = \pm 3\rangle$  states vs wavelength of ODT laser

## 4 结 论

本文中介绍了采用多能级模型计算  $^{87}\text{Rb}$  原子  $5S_{1/2}$  和  $5P_{3/2}$  态的 AC Stark 频移的方法和计算结果, 计算结果表明, 多个上能态的存在对频移量的影响不可忽略。此外, 还计算了在光学偶极阱中对所俘获的  $^{87}\text{Rb}$  原子进行 molasses 冷却时, 由于  $5S_{1/2}$  和  $5P_{3/2}$  态的 AC Stark 频移所导致的冷却

光失谐的变化量。同时发现, 在红失谐情况下, 对于  $^{87}\text{Rb}$  原子  $5S_{1/2}-5P_{3/2}$  态跃迁不存在魔数波长。

对于单光子源、光与原子强相互作用、量子态工程和精密测量等方面的研究工作, 都需要对原子在光学偶极阱中的 AC Stark 频移进行精确计算。因此, 本文对于深入理解 AC Stark 频移和指导下一步基于单原子操控的单光子源的实验研究工作是有意义的。

## 参考文献:

- [1] GRIMM R, WEIDEMULLER M, OVCHINNIKOV Y B. Optical dipole traps for neutral atoms[J]. *Adv. At. Mol. Opt. Phys.*, 2000, 42: 95-170.
- [2] MILLER J D, CLINE R A, HEINZEN D J. Far-off-resonance optical trapping of atoms[J]. *Phys. Rev. A*, 1993, 47(6): 4567-4570.
- [3] KUPPENS S J M, CORWIN K L, MILLER K W, et al. Loading an optical dipole trap[J]. *Phys. Rev. A*, 2000, 62(1): 013406.
- [4] YE J, KIMBLE H J, KATORI H. Quantum state engineering and precision metrology using state insensitive light traps[J]. *Science*, 2008, 320(5884): 1734-1738.
- [5] KATORI H, IDO T, KUWATA-GONOKAMI M. Optimal design of dipole potentials for efficient loading of Sr atoms[J]. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 1999, 68(8): 2479-2482.

- [6] MCKEEVER J, BUCK J R, BOOZER A D, *et al.*. State-insensitive cooling and trapping of single atoms in an optical cavity [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 90(13):133602.
- [7] DARQUIE B, JONES M P A, DINGJIAN J, *et al.*. Controlled single-photon emission from a single trapped two-level atom [J]. *Science*, 2005, 309(5733):454-456.
- [8] ZHENG Y N, ZHOU X J, CHEN J B, *et al.*. Magic wavelength for caesium transition line  $6S_{1/2}$ - $6P_{3/2}$  [J]. *Chinese Phys. Lett.*, 2006, 23(7):1687-1690.
- [9] ARORA B, SAFRONOVA M S, CLARK C W. Magic wavelengths for the np-ns transitions in alkali-metal atoms [J]. *Phys. Rev. A*, 2007, 76(5):052509.
- [10] WANG J, HE J, QIU Y, *et al.*. Observation of single neutral atoms in a large-magnetic-gradient vapor-cell magneto-optical trap [J]. *Chinese Phys. B*, 2008, 17(6):2062-2065.
- [11] HE J, WANG J, YANG B D, *et al.*. Single atoms transferring between a magneto-optical trap and a far-off-resonance optical dipole trap [J]. *Chinese Phys. B*, 2009, 18(8):3404-3408.
- [12] KURUCZ R L, BELL B. Atomic line data [EB/OL]. (2001-01-01) [2010-01-11] <http://www.cfa.harvard.edu/amp/ampdata/kurucz23/sekur.html>.
- [13] 邱英. 光学晶格中原子的冷却及原子能态的光频移研究[D]. 太原:山西大学, 2008.  
QIU Y. Investigation of cooling of cesium atoms in 3D optical lattice and light shift of atomic energy level [D]. *Taiyuan: Shanxi University*, 2008. (in Chinese)

作者简介:成永杰(1985—),男,山西高平人,硕士研究生,主要从事冷原子与光场相互作用方面的研究。

E-mail:cyj229@163.com

王军民(1967—),男,山西河曲人,博士生导师,主要从事量子光学、冷原子物理、激光技术、光物理等方面的研究和教学工作。E-mail:wwjjmm@sxu.edu.cn