

## 铷原子蒸汽中的光偏振旋转效应\*

曹明涛<sup>1)</sup> 邱淑伟<sup>2)</sup> 郭文阁<sup>2)†</sup> 刘韬<sup>1)</sup> 韩亮<sup>1)</sup> 刘昊<sup>1)</sup> 张沛<sup>1)</sup>  
张首刚<sup>3)</sup> 高宏<sup>1)‡</sup> 李福利<sup>1)</sup>

1) (西安交通大学非平衡物质结构及量子调控教育部重点实验室, 西安 710049)

2) (西安石油大学光电油气测井与检测教育部重点实验室, 西安 710065)

3) (中国科学院时间频率基准重点实验室, 国家授时中心, 西安 710600)

(2011年11月17日收到; 2011年12月15日收到修改稿)

对铷原子 ( $^{87}\text{Rb}$ ) 蒸汽中的法拉第旋转、光学偏振自旋转以及二者的叠加旋转效应进行了理论和实验研究. 对三种情况下旋转现象建立了简单而有效的理论模型. 实验中把铷原子泡置于自行设计的磁屏蔽腔内, 以屏蔽地磁场的影响. 实验选择  $^{87}\text{Rb}$   $F = 2 \rightarrow F' = 3$  能级  $D_2$  跃迁线并采用零多普勒光谱实验结构消除多普勒展宽对实验光谱的影响. 实验中分别观测到了三种旋转现象, 实验结果与理论模拟结果非常符合.

**关键词:** 法拉第旋转, 光学偏振自旋转, 磁屏蔽, 零多普勒技术

**PACS:** 42.65.-k, 78.20.Ls, 71.35.Cc

## 1 引言

1811年 Arago 发现当线偏光通过手征晶体时, 偏振面会发生偏转. 1846年 Faraday 发现了类似的现象, 当线偏振光通过置于磁场的介质时, 偏振面同样发生了旋转<sup>[1]</sup>, 在一定的磁场范围内, 偏振面的旋转角度随着磁场的增强而增大. 1898年意大利物理学家 Macaluso 和 Corbino 发现在原子的共振吸收线附近这种旋转能够得到加强, 这种现象被称为共振法拉第旋转或 Macaluso-Corbino 作用<sup>[2]</sup>. 在无磁场环境中, 当入射线偏振光与原子发生共振相互作用时, 偏振光的偏振面发生旋转, 这种作用被称为光偏振自旋转. 这种效应首次在分子液体中发现<sup>[3]</sup>, 是由在固体和液体中的克尔效应引起的<sup>[3]</sup>, 而在原子蒸气中是由光抽运和 ac-Stack 效应引起<sup>[4-8]</sup>. 光偏振自旋转相比于法拉第旋转是很微弱的, 然而当磁场存在时, 偏振自旋转叠加到法拉第旋转中. 法拉第旋转和光偏振自旋转在量子

计算和量子信息中有着重要的作用, 是近年来的研究热点. 法拉第旋转效应可用于提高光隔离器的透光率<sup>[9]</sup>、全光开关应用<sup>[10]</sup>、半导体激光器的稳频<sup>[11]</sup>以及优化磁力计灵敏度<sup>[12]</sup>. 偏振自旋转提供了一种探测介质中的克尔效应的简单方法<sup>[7]</sup>, 其可用于原子介质中的光子与光子相互作用和光子凝聚态的研究<sup>[13]</sup>. 同时在冷原子中利用光偏振自旋转可以实现光场的真空压缩<sup>[5,6,14-16]</sup>.

法拉第旋转和光偏振自旋转的产生机制是不同的. 一束经典的相干单色线偏振光可分解为左旋圆偏光 ( $\sigma_L$ ) 和右旋圆偏光 ( $\sigma_R$ ). 对于每一种单色线偏振光, 其左、右旋圆偏光的相位和振幅关系是确定的. 当存在外加磁场时, 由于塞曼效应使得原子能级发生分裂从而引起对左、右旋圆偏光的折射率不同. 当不存在外加磁场时, 若单色椭圆偏振光与原子发生共振相互作用, 分解的左、右旋圆偏光耦合不同的简并塞曼能级. 不相等的左、右旋圆偏光振幅将使各简并能级原子的布居数不同, 导致原子对左、右旋圆偏光的折射率不一样.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11074198, 10834007)、国家重点基础研究发展计划前期专项基金 (批准号: 2011CB311807)、国家杰出青年科学基金 (批准号: 61025023) 和陕西省基础研究计划 (批准号: 2011JM8028, 11JK0768) 资助的课题.

† E-mail: wguo@xsyu.edu.cn

‡ E-mail: honggao@mail.xjtu.edu.cn

法拉第旋转和光偏振自旋转在实验和理论上都有大量的研究,但这些研究的实验现象和理论模拟较为复杂.与之相比本文主要有三点不同:第一,我们分别对法拉第旋转和光偏振自旋转进行了独立的实验研究,并在此基础上研究了两者共存时的现象,并建立了与实验结果相符合的理论模型;第二,我们将 $^{87}\text{Rb}$ 泡置于磁屏蔽腔内,以屏蔽地磁场对光偏振自旋转的影响;第三,采用共振饱和和吸收方法,消除多普勒展宽的影响,并且由于抽运光的光抽运作用使信号光对原子布局的影响可以忽略.另外,由于 $^{87}\text{Rb}$ 的 $D2(F=2 \rightarrow F'=3)$ 跃迁线与其他跃迁线频率差别较大,能消除其他跃迁线对实验的影响,所以实验中我们选择此跃迁谱线.本文中,我们首先建立了简单的理论模型,分别对法拉第旋转、光偏振自旋转以及两种旋转叠加旋转进行了分析,并得出了理论模拟结果;其次,设计实验方案,对三种情况下旋转进行实验验证,并得到了这三种旋转情况的实验结果;最后,我们的实验结果和理论结果非常符合,说明我们建立的理论模型是可以对法拉第旋转、光偏振旋转以及两种旋转的叠加旋转进行解释的.

## 2 理论模型

### 2.1 法拉第旋转

我们选择简单的V型三能级原子跃迁模型,如图1所示.上能级1和3分别对应 $F'=3$ 的塞曼能级的两个子能级,下能级2对应 $F=2$ 的一个塞曼子能级.图1中粗箭头表示耦合塞曼能级跃迁的圆偏振抽运光分量, $\Omega_L$ 和 $\Omega_R$ 分别对应耦合的左旋和右旋偏振光.细箭头表示耦合塞曼能级的线偏振探测光分量,其对应的左旋和右旋偏振分量相等.两个上能级线 $m_{F'}=-1$ 和 $m_{F'}=+1$ 分别通过左旋圆偏光 $\sigma_L$ 和右旋圆偏光 $\sigma_R$ 耦合同一下能级线 $m_F$ .当铷泡中的原子受到沿轴向 $z$ 的磁场 $B_z$ 时,原子能级就会发生塞曼能级分裂,其分裂线宽为 $g_F\mu_0 B_z$ ( $g_F$ 为朗德因子, $\mu_0$ 为玻尔磁子),从而使得原子对左旋圆偏光和右旋圆偏光的折射率发生变化.一束单色光入射到原子泡室出射后,左旋圆偏振和右旋圆偏振两部分的相位差发生改变,引起光旋转.

我们首先用一束抽运光进行原子布居数的初态制备.由抽运光引起的原子布居数用速率微分方

程来描述<sup>[17]</sup>:

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_- &= \Omega_L(\rho - \rho_-) - \frac{\Gamma}{2}\rho_-, \\ \dot{\rho}_+ &= \Omega_R(\rho - \rho_+) - \frac{\Gamma}{2}\rho_+, \\ \dot{\rho} &= \Omega_L(\rho_- - \rho) + \Omega_R(\rho_+ - \rho) \\ &\quad + \frac{\Gamma}{2}(\rho_+ + \rho_-), \end{aligned} \quad (1)$$

式中 $\Omega_L, \Omega_R$ 分别是左、右圆偏振光的拉比频率; $\rho, \rho_+$ 和 $\rho_-$ 分别是原子能级 $m_F=0, m_{F'}=\pm 1$ 的布居数; $\Gamma$ 是原子上能级的自然线宽.微分方程组(1)的初始状态设为 $\rho_- = \rho_+ = 0, \rho = 1.0$ .由于在实验中抽运光的偏振度是通过改变光路上的四分之一波片来实现的,所以左、右旋圆偏振光的拉比频率 $\Omega_L, \Omega_R$ 由 $\Omega_L \propto \cos^2(45^\circ - \theta), \Omega_R \propto \sin^2(45^\circ - \theta)$ 确定,其中 $\theta$ 是四分之一波片的旋转角度.

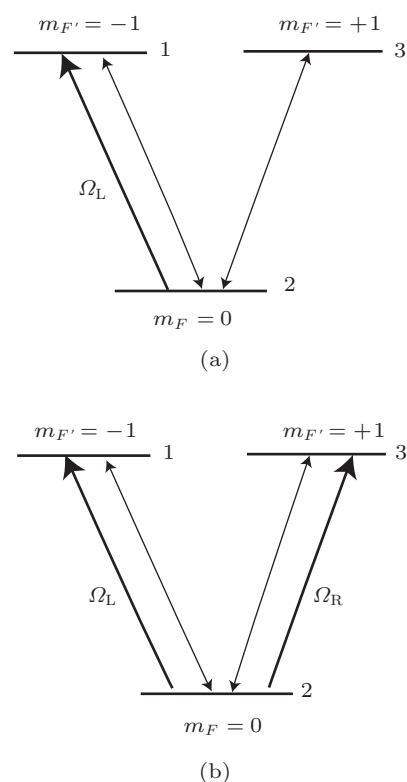


图1 V型三能级结构 (a) 抽运光是圆偏振光( $\Omega_L \neq 0, \Omega_R = 0$ ); (b) 抽运光是线偏振光( $\Omega_L = \Omega_R$ )

抽运光入射到原子泡室后,铷原子蒸汽对弱探测光(线偏振光)的折射率 $n(\omega)$ 将发生变化.左、右圆偏振光的折射率 $n_L(\omega), n_R(\omega)$ 由(2)式决定:

$$n_L(\omega) = 1 + \frac{(\rho_- - \rho)e^2}{2m\epsilon_0\omega_0}$$

$$n_R(\omega) = 1 + \frac{(\rho_+ - \rho_-)e^2}{2m\varepsilon_0\omega_0} \times \frac{1}{2(\omega - \omega_0 - g_F\mu_0 B_z/\hbar) + i\Gamma}, \quad (2)$$

式中,  $e$  是单位电荷的电量,  $m$  是单位电荷的质量,  $\varepsilon_0$  是介电常数,  $\omega_0$  是共振中心频率,  $\omega$  是偏振光的频率,  $B_z$  是外加轴向磁场的磁感强度. 探测光入射到原子泡室出射后, 探测光分解成的左、右旋圆偏振光的相位差如 (3) 式:

$$\Phi = \frac{\omega l}{c} \cdot \text{Re}(n_R(\omega) - n_L(\omega)), \quad (3)$$

式中,  $l$  是探测光穿过的原子泡室的长度,  $c$  是光在原子泡室的传播速度, 计算时近似取为真空速度 ( $3 \times 10^8$  m/s). 探测光的旋转角度与光频率的失谐量  $\Delta = \omega - \omega_0$  的关系可由下式表示:

$$\begin{aligned} \varphi &= \Phi/2 \\ &= K \cdot \left[ (\Delta \cdot P_1 + G \cdot P_2) \cdot \left( \Delta^2 - G^2 - \frac{\Gamma^2}{4} \right)^2 + \Delta \cdot P_1 \cdot \frac{\Gamma^2}{4} \right] \\ &\quad \times \left[ \left( \Delta^2 - G^2 - \frac{\Gamma^2}{4} \right)^2 + \Gamma^2 \cdot \Delta^2 \right]^{-1}, \quad (4) \end{aligned}$$

式中,  $K = \omega l e^2 / 8m c \varepsilon_0 \omega_0$ ,  $P_1 = \rho_+ - \rho_-$ ,  $P_2 = \rho_+ + \rho_- - 2\rho$ ,  $G = g_F \mu_0 B_z / \hbar$ .

用线偏振光作为强抽运光时, 两上能级的原子布居数相等, 即  $\rho_+ = \rho_-$ , 这样就消除了由于布居数不同引起的介质折射率变化, 旋转就为纯粹的法拉第旋转. (4) 式就简化为 (5) 式:

$$\varphi = K \cdot \frac{G \cdot P_2 \cdot \left( \Delta^2 - G^2 - \frac{\Gamma^2}{4} \right)^2}{\left( \Delta^2 - G^2 - \frac{\Gamma^2}{4} \right)^2 + \Gamma^2 \cdot \Delta^2}. \quad (5)$$

由于原子能级的分裂线宽为  $g_F \mu_0 B_z$ , 分析可知磁感应强度越大, 旋转角度将越大. 图 2 是理论模拟不同磁感应强度下随失谐变化的旋转角度. 由图 2 中曲线可验证磁感应强度  $B_z$  越大, 旋转角度  $\varphi$  越大; 在任意一个磁感应强度下, 曲线的形状

成“M”型.

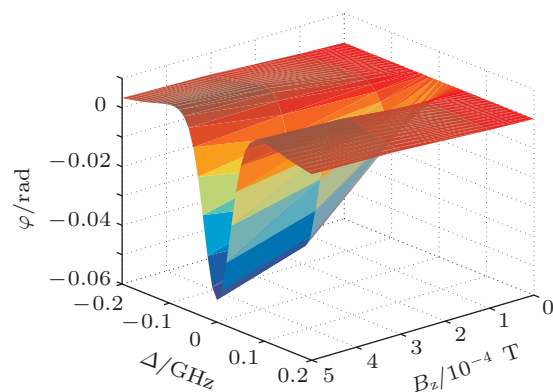


图 2 法拉第旋转理论模拟图

## 2.2 光偏振自旋转

原子气室所在区域不存在磁场时, 不同偏振的抽运光使得两上能级  $m_{F'} = \pm 1$  的布居数发生变化, 引起原子气对左、右旋圆偏振光的折射率不同, 使得这两部分的相位差发生变化, 从而导致光旋转, 即光偏振自旋转. 原子气对左、右旋圆偏振光的折射率  $n_L(\omega)$ ,  $n_R(\omega)$  由下式表示:

$$\begin{aligned} n_L(\omega) &= 1 + \frac{e^2}{2m\varepsilon_0\omega_0} \cdot \frac{\rho_- - \rho}{2(\omega - \omega_0) + i\Gamma}, \\ n_R(\omega) &= 1 + \frac{e^2}{2m\varepsilon_0\omega_0} \cdot \frac{\rho_+ - \rho}{2(\omega - \omega_0) + i\Gamma}. \end{aligned} \quad (6)$$

偏振自旋转的角度可由下式表示:

$$\varphi = K \cdot (\rho_+ - \rho_-) \cdot \frac{\Delta \left( \Delta^2 - \frac{\Gamma^2}{4} \right) + \Delta \frac{\Gamma^2}{2}}{\left( \Delta^2 - \frac{\Gamma^2}{4} \right)^2 + \Gamma^2 \Delta^2}. \quad (7)$$

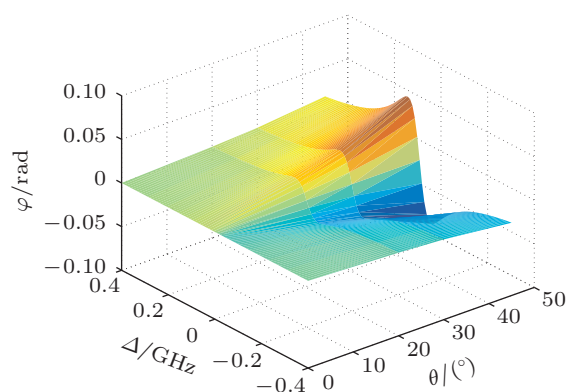


图 3 光偏振自旋转理论模拟图

图 3 所示为偏振自旋转角度  $\varphi$  随四分之一波片转动角  $\theta$  的变化模拟图.  $\theta = 0^\circ$  时, 抽运光为线

偏振光, 此时两上能级  $m_{F'} = \pm 1$  的原子布居数相等, 因此旋转角度  $\varphi = 0$ . 随着  $\theta$  的增大, 抽运光变为椭圆偏振光, 两上能级  $m_{F'} = \pm 1$  的原子布居数不相等, 偏振旋转角度  $\varphi$  随之增大. 当  $\varphi = 45^\circ$  时, 抽运光为圆偏振光, 此时偏振角度  $\varphi$  达到最大.

### 2.3 叠加旋转

沿原子气室的轴向加一匀强磁场  $B_z$ , 改变抽运光的偏振度, 旋转为法拉第旋转和光偏振自旋转的叠加旋转. 即令两上能级的原子布居数不相等, 即  $\rho_+ \neq \rho_-$ , 此时描述的正是叠加的理论模型, 其模拟结果可由 (4) 式给出. 当抽运光为线偏振光时旋转为法拉第旋转; 当抽运光为圆偏振光时叠加旋转达到最大, 如图 4 所示.

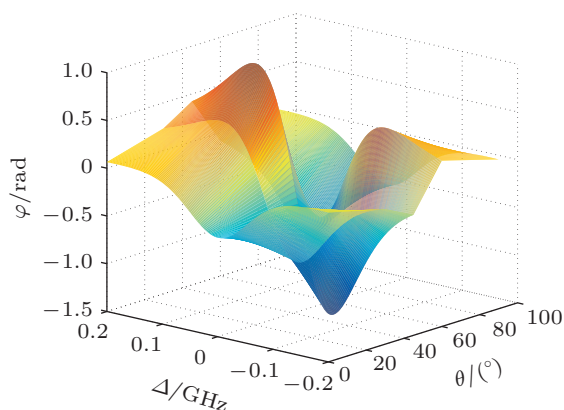


图 4 法拉第旋转和光偏振自旋转叠加旋转理论模拟图

### 3 实验方案

实验结构如图 5 所示. 采用外腔式半导体激光器, 激光的中心波长为 780 nm, 而这一波长正

是  $^{87}\text{Rb}$  的  $D_2$  跃迁线 ( $F = 2 \rightarrow F' = 3$ ) 的共振波长. 光束从激光器出射后经过 50/50 分束器分成两束. 透射光束作为参考光进行  $^{87}\text{Rb}$  饱和吸收实验, 实时检测激光器的频率; 反射光束作为实验光进行我们的主体实验. 这部分光束被第一个偏振分束器 (PBS) 分成互相垂直的两束输出光, 其中偏振与水平面平行的输出光束定义为 P 光束, 而与水平面垂直的输出光束称为 S 光束. P 光束、S 光束分别用作探测光 (probe) 和抽运光 (pump). 实验时, 我们通过调节置于第一个 PBS 前的半波片获得合适的光强比, 即  $I_{\text{probe}}/I_{\text{pump}} = 0.01$ . 在抽运光进入铷泡之前的光路上放置一个四分之一波片, 通过旋转四分之一波片的角度 (波片的快轴相对于水平轴的夹角) 来调节抽运光的偏振度. 铷泡置于自行设计的磁屏蔽腔内来屏蔽地磁场和环境中的杂散磁场. 磁屏蔽腔设计为三层, 使得铷泡区域的剩余磁场的强度降到 2 mG 以下. 我们使用的两个铷泡长度分别为 100 mm (参考实验)、50 mm (主体实验). 室温下, 铷泡内的原子数密度约为  $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ .

多普勒展宽是观测原子超精细光谱的主要障碍, 因此实验采用饱和吸收技术 [18]. 抽运光束、探测光束从相反的方向同时入射到铷泡中, 两光束以小夹角叠加在一起. 因为角度越小, 就可获得越大的零速率原子区域. 在零速率原子区域, 多普勒展宽能够得到抑制. 在铷泡的中心区域, 抽运光束、探测光束的直径分别约为 3 和 1 mm. 实验中我们用零差探测装置来测量偏振平面的旋转角度. 零差探测装置是由一个半波片和一个 PBS 组成的, 从铷泡出射的探测光束被该装置分解成互相垂直的两部分并分别被水平和垂直探测器  $D_x, D_y$  所接收. 沿铷泡的轴向加匀强磁场 ( $B_z \neq 0$ ), 四分之一波片的

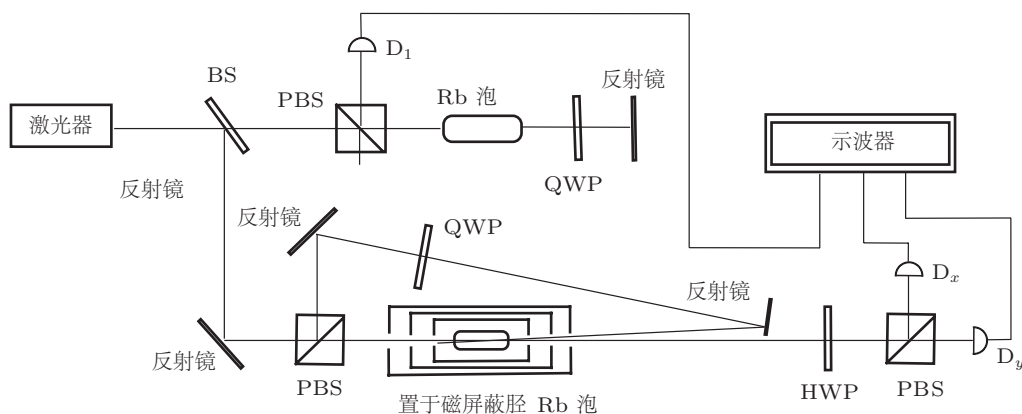


图 5 实验结构图  $D_1, D_x$  和  $D_y$  为光电探测器; BS 为分束器; PBS 为偏振分束器; QWP 为四分之一波片; HWP 为半波片

旋转角度  $\theta = 0^\circ$ , 即抽运光为线偏振光, 呈现的是法拉第旋转, 如图 6 所示. 图 6 记录了不同磁感应强度  $B_z$  下的旋转现象, 从图中我们可以看出旋转角度  $\varphi$  随着磁感应强度  $B_z$  增大而增大; 在某一磁感应强度下, 曲线的形状呈现“M”型, 与理论模拟相符合.

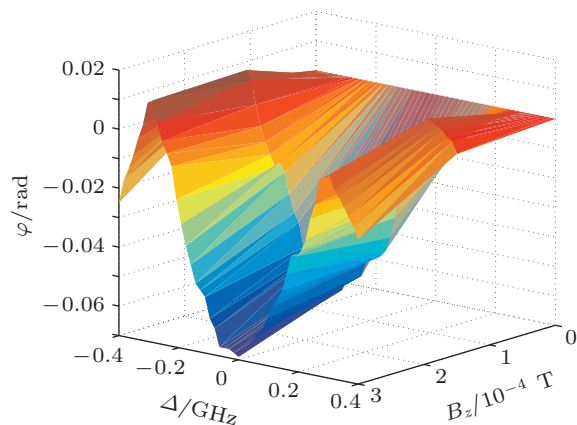


图 6 法拉第旋转实验结果图

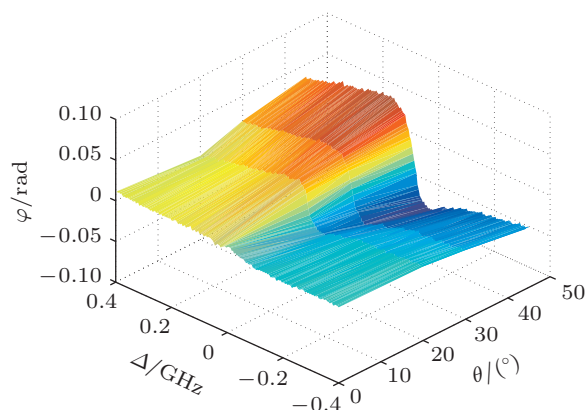


图 7 光偏振自旋转实验结果图

当  $B_z = 0$  时, 旋转为光偏振自旋转. 抽运光的存在改变了铷原子共振能级的布居数, 使得左、右圆偏振光感受到的折射率发生了变化. 当线偏振

的探测光入射到铷泡出射后, 左、右圆偏振光的相位差发生了改变, 从而引起了光旋转现象. 随着抽运光路上的四分之一波片的旋转角度  $\theta$  的变化, 抽运光的偏振度将发生改变, 光旋转的角度  $\varphi$  也在改变. 如图 7 所示, 在  $\theta$  取值的半个周期 ( $0^\circ - 45^\circ$ ) 内, 与理论模拟相符合.

在铷泡的轴向加一定强度的磁场 ( $B_z \neq 0$ ), 同时改变抽运光的偏振度, 我们得到了法拉第旋转与光偏振自旋转的叠加旋转. 图 8 所示为在一定的磁场  $B_z$  下, 叠加旋转角度  $\varphi$  随四分之一波片角度  $\theta$  的变化图像. 从图 8 可以看出,  $\theta = 0^\circ$  (抽运光为线偏振光) 时, 旋转是法拉第旋转. 图像的变化趋势与理论模拟相符合.

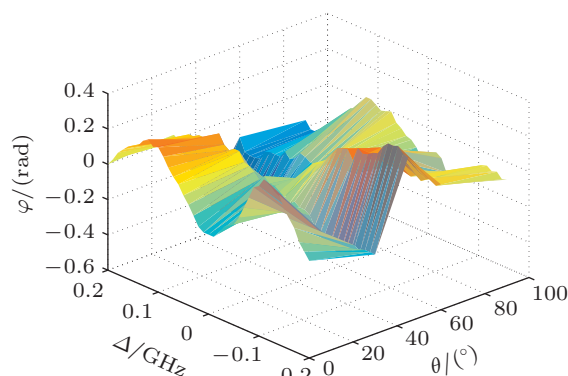


图 8 法拉第旋转和光偏振自旋转叠加旋转实验结果图

## 4 结论

我们对法拉第旋转、光偏振自旋转以及两种旋转的叠加旋转分别建立了理论模型, 并且进行了实验验证. 对比理论结果和实验结果, 两者符合得很好, 这说明我们建立的理论模型能够解释法拉第旋转、光偏振自旋转以及两种旋转的叠加旋转效应. 法拉第旋转和光偏振自旋转在光电控制和光谱分析方面有着重要的应用前景.

[1] Faraday M 1847 *Faraday's Diary* (London: George Bell and Sons)  
 [2] Macaluso D, Corbino O M 1898 *Compt. Rend.* **127** 548  
 [3] Adonts G G, Terhune R W 1965 *Phys. Rev. A* **137** 801  
 [4] Davis W V, Gaeta A L, Boyd R W 1992 *Opt. Lett.* **17** 1304  
 [5] Fleischhauer M, Matako A B, Scully M O 2000 *Phys. Rev. A* **62** 013808  
 [6] Novikova I, Matako A B, Sautenkov V A, Velichansky V L, Welch G R, Scully M O 2000 *Opt. Lett.* **25** 1651

[7] Rochester S M, Hsiung D S, Budker D, Chiao R Y, Kimball D F, Yashchuk V V 2001 *Phys. Rev. A* **63** 043814  
 [8] Novikova I, Matako A B, Velichansky V L, Scully M O, Welch G R 2001 *Phys. Rev. A* **63** 063802  
 [9] Steel M J, Levy M, Osgood R M 2000 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **12** 1171  
 [10] Siddons P, Adams C S, Hughes I G 2010 *Phys. Rev. A* **81** 043838  
 [11] Krzemien L, Brzozowski K, Noga A, Witkowski M, Zachorowski

- J, Zawada M, Gawlik W 2011 *Opt. Commun.* **284** 1247  
 [12] Budker D, Kimball D F, Rochester S M, Yashchuk V V, Zolotarev M 2000 *Phys. Rev. A* **62** 043403  
 [13] Boyce J, Chiao R Y 1999 *Phys. Rev. A* **60** 4114  
 [14] Davis W V, Gaeta A L, Boyd R W 1992 *Opt. Lett.* **17** 18  
 [15] Mikhailov E E, Lezam A, Noel T W, Novikova I 2009 *Mod. Opt.* **56** 18  
 [16] Horrom T, Balik S, Lezama A, Havey M D, Mikhailov E E 2011 *Phys. Rev. A* **83** 053850  
 [17] Qi Y R, Gao H, Zhang S G 2010 *Chin. Opt. Lett.* **8** 1  
 [18] Foot C J 2005 *Atomic Physics 1* (England: Oxford University) pp155–158

## Optical polarization rotation in a rubidium vapor\*

Cao Ming-Tao<sup>1)</sup> Qiu Shu-Wei<sup>2)</sup> Guo Wen-Ge<sup>2)</sup>† Liu Tao<sup>1)</sup> Han Liang<sup>1)</sup>  
 Liu Hao<sup>1)</sup> Zhang Pei<sup>1)</sup> Zhang Shou-Gang<sup>3)</sup> Gao Hong<sup>1)</sup>‡ Li Fu-Li<sup>1)</sup>

1) (Key Laboratory for Nonequilibrium Synthesis and Modulation of Condensed Matter of Ministry of Education, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

2) (Key Laboratory for Electricity Gas and Oil Logging of Ministry of Education, Xi'an Shiyou University, Xi'an 710065, China)

3) (Key Laboratory for Time and Frequency Primary Standard of Chinese Academy of Sciences, National Time Service Center, Xi'an 710600, China)

(Received 17 November 2011; revised manuscript received 15 December 2011)

### Abstract

We theoretically and experimentally study the effects of Faraday rotation, optical polarization of self-rotation, and their overlapping rotation. In our theoretical simulation, we set up a simple and effective theoretical model for the three kinds of rotations. In our experiment, the atomic vapor is placed in a magnetic shielding cavity to shield the earth magnetic field. Doppler-free spectrum configuration is used and the  $F = 2 \rightarrow F' = 3$  transition of  $^{87}\text{Rb}$   $D_2$  line is chosen. We observe the three kinds of rotations, separately. Experimental results and theoretical simulations are in good agreement.

**Keywords:** Faraday rotation effect, optical polarization of self-rotation, Doppler-free spectrum, magnetic shielding

**PACS:** 42.65.-k, 78.20.Ls, 71.35.Cc

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11074198, 10834007), the Special Prophase Project on the National Basic Research Program of China (Grant No. 2011CB311807), the National Science Fund for Distinguished Young Scholars of China (Grant No. 61025023), and the Basic Research Project of Shaanxi Province, China (Grant Nos. 2011JM8028, 11JK0768).

† E-mail: wguo@xjtu.edu.cn

‡ E-mail: honggao@mail.xjtu.edu.cn