

文章编号: 0253-2239(2009)07-1778-06

中间场下铷 532 nm 法拉第滤光器传输特性分析

彭玉峰¹ 张文晋¹ 程祖海²

(¹河南师范大学物理与信息工程学院, 河南 新乡 453007)
(²华中科技大学激光技术国家重点实验室, 湖北 武汉 430074)

摘要 对工作在铷 $5P_{1/2} \rightarrow 10S_{1/2}$ (532 nm) 跃迁的法拉第反常色散滤光器的传输特性, 并对中间场下激发态法拉第反常色散滤光器的理论模型进行了分析与讨论。依据量子力学微扰理论和量子跃迁理论, 给予了完整地描述。理论分析结果表明, 在气室温度 434 K, 磁场强度 0.067 T, 抽运光强度 20 W/m^2 , 气室长度 0.1 m 条件下, 法拉第反常色散滤光器处于一个最佳工作状态; 期望的线芯工作方式得以实现, 中心透射峰适宜作滤光器的信号光通道。理论模型预测滤光器的峰值透过率接近 50%, 等效带宽仅为 2.6 GHz。铷 532 nm 激发态法拉第反常色散滤光器的光谱特性可用于检测具有重要应用价值的二倍频 Nd:YAG 激光信号。

关键词 原子与分子物理学; 反常色散光谱; 磁光效应; 原子滤光器

中图分类号 O562.3 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20092907.1778

Analyses of Transmission Characteristics of Rubidium Faraday Optical Filter at 532 nm in Intermediate Fields

Peng Yufeng¹ Zhang Wenjin¹ Cheng Zuhai²

¹ College of Physics & Information Engineering, Henan Normal University,
Xinxiang, Henan 453007, China

² State Key Laboratory of Laser Technology, Huazhong University of Science and Technology,
Wuhan, Hubei 430074, China

Abstract The transmission characteristics of an excited-state Faraday anomalous dispersion optical filter (ESFADOF) operating on the $5P_{1/2} \rightarrow 10S_{1/2}$ transition (532 nm) in a rubidium vapor cell are analyzed and discussed theoretically. The theoretical model of ESFADOF based on quantum-mechanical perturbation theory and quantum transition theory in the intermediate field is presented. The theoretical results show that the vapor cell operates in an optimal working condition when the laser pump intensity is 20 W/m^2 and the rubidium cell (0.1 m in length) temperature is 434 K in an axial magnetic strength of 0.067 T, and the anticipated performance in the line-center operation has been obtained. The transmission spectrum with a higher transmission peak in the line center that is more suitable for a signal light channel is shown. This model predicts that a peak transmission is near to 50% with an equivalent bandwidth of only 2.6 GHz. The spectral properties of the presented Rb-ESFADOF at 532 nm may be used to detect the practical and important frequency-doubled Nd:YAG laser.

Key words atomic and molecular physics; anomalous dispersion spectra; magneto-optic effect; atomic filter

1 引言

法拉第反常色散光学滤波器(FADOF)以其窄带宽、快响应、高噪声抑制能力等优点在自由空间和水下激光通信中得到了重要应用。Yeh^[1]和Yin等^[2]分别给出了基于原子精细和超精细结构的FADOF理论模型。张量等^[3]给出了FADOF透射谱

的普遍计算方法。铷(Rb)原子基态780 nm FADOF在强磁场下的传输特性已被观测和研究^[4~6],理论和实验符合得很好。强磁场下钾原子基态766 nm FADOF传输特性的理论与实验研究已分别被掌蕴东等^[7]和贾晓玲等^[8]完成。钾原子532 nm激发态FADOF的理论研究也已由文献^[9,10]给出。

收稿日期: 2008-08-16; 收到修改稿日期: 2008-11-24

基金项目: 国家973计划(5132802)资助项目。

作者简介: 彭玉峰(1963—), 男, 教授, 博士, 主要从事原子与激光光谱方面的研究。E-mail: yufengp@sohu.com

考虑到碱金属原子的超精细结构,在文献[11]基础上对中间场下激发态法拉第反常色散滤光器(ESFADOF)的传输系数进行严格的数学推导并加以理论改进。主要改进有两点:1)在计算超精细结构塞曼分裂能级和电偶极跃迁矩阵元时采用了适于中间场理论的非耦合表象 $|I, J, m_I, m_J\rangle$,取代了适于弱场理论的耦合表象 $|I, J, F, m_F\rangle$,其主要表现是 $6j$ 系数消失(文献[10]中选用 $|I, J, F, m_F\rangle$ 表象);2)在计算激光抽运时,考虑到磁场作用下基态能级已发生塞曼分裂,不再将基态视为完全简并的(文献[10]中将基态视为完全简并的)。这一严格的中间场理论较好地衔接了已有的弱场、强场理论,完善了 FADOF 的传输理论体系。Rb 532 nm ESFADOF 工作波长正好处于水下激光通信的透明窗口之内^[12],因而该滤光器具有潜在的应用价值。

2 理论模型

2.1 传输系数

铷原子相关能级跃迁简图如图 1 所示(右旋圆偏振成分跃迁未画出)。天然铷是两种同位素的混合物:72.2%⁸⁵Rb 和 27.8%⁸⁷Rb;对应的核自旋角动量分别是 5/2,3/2。当原子磁矩 μ 与外加均匀磁场 B 的相互作用能 ΔE_m 可与原子自身的 $I \cdot J$ 耦合能 ΔE_F 比较时,外磁场可看作是中间场。在中间场条件下,超精细结构塞曼能级 m_I 可被本征态 $|I, J, m_I, m_J\rangle$ 描述。对 $J=1/2$, Breit-Rabi 公式^[13]给出超精细结构子能级的精确表示

$$\Delta E_{m_j m_I} = -\frac{\delta E}{2(2I+1)} - m_F g_I \mu_B B \pm \frac{\delta E}{2} \sqrt{1 + \frac{4m_F}{2I+1}x + x^2}. \quad (1)$$

这里, $\delta E = A_J \left(I + \frac{1}{2} \right)$, $x = \frac{g_J \mu_B B}{\delta E}$, $m_F = m_j + m_I$;

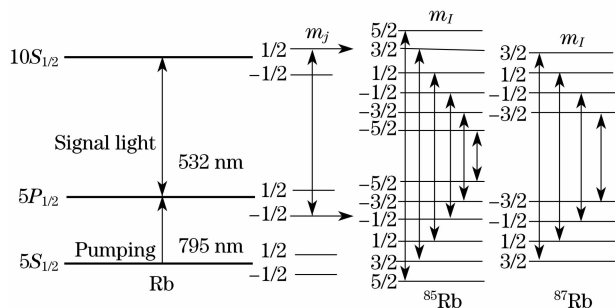


图 1 铷 85 和铷 87 原子相关能级跃迁简图

Fig.1 Schematic diagram of the relevant energy-level transitions of ⁸⁵Rb and ⁸⁷Rb atoms

g_J 和 g_I 朗德 g 因子, A_J 超精细结构常数。

Rb-ESFADOF 包含两种跃迁:1)抽运跃迁 $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2}$;2)工作跃迁 $5P_{1/2} \rightarrow 10S_{1/2}$ 。当一束线偏振信号光(532 nm)与置于外加纵向恒定磁场中的 Rb 原子蒸汽发生相互作用时,由于原子吸收线附近的反常色散,引起法拉第效应,使得线偏振光偏振面发生旋转。入射光中频率在原子固有频率附近的光将会从相互正交的偏振片中以较高的效率透过,而频率远离原子固有频率的背景噪声光将被有效地截止,从而实现窄带滤波。滤光器的传输系数(或者称为透过率)为^[1]

$$T_r(\nu) = \frac{1}{2} \exp(-\bar{\alpha}L) \cdot [\cosh(\Delta\alpha L) - \cos(2\rho L)]. \quad (2)$$

其中 L 是汽室的长度, ν 是入射光的频率。

$$\bar{\alpha} = \frac{\pi\nu}{c} \text{Im}(\chi_+ + \chi_-)$$

$$\Delta\alpha = \frac{\pi\nu}{c} \text{Im}(\chi_+ - \chi_-)$$

$$\rho = \frac{\pi\nu}{c} \text{Re}(\chi_+ - \chi_-)$$

这里 c 为真空中光速, χ_{\pm} 分别表示左右旋圆偏振光的电极化率。入射光频率第 n 条圆极化谱线对极化率的贡献为:

$$\chi_{\pm} = \frac{e^2 |\langle I, J, m_I, m_J | r_{\pm} | I, J', m'_I, m'_J \rangle|^2}{2h\epsilon_0(\nu_0 \pm \Delta\nu_{m_j m_I} - \nu - i\Gamma/4\pi)}. \quad (3)$$

根据 Wigner-Eckart 定理和振子强度公式^[14]

$$f(J \leftarrow J') = \frac{4\pi m \omega_{21}}{3h(2J'+1)} |\langle J \| \mathbf{r} \| J' \rangle|^2$$

电偶极跃迁矩阵元可表示为

$$\begin{aligned} \Delta &= \langle I, J, m_I, m_J | r_{\pm} | I, J', m'_I, m'_J \rangle = \\ &= \langle I, m_I | \langle J, m_J | r_{\pm} | J', m'_J \rangle | I, m'_I \rangle = \\ &= (-1)^{J-m_J} \begin{bmatrix} J & 1 & J' \\ -m_J & \pm 1 & m'_J \end{bmatrix} \langle J \| \mathbf{r} \| J' \rangle \cdot \\ &= \langle I, m_I | I, m'_I \rangle = (-1)^{J-m_J} \begin{bmatrix} J & 1 & J' \\ -m_J & \pm 1 & m'_J \end{bmatrix} \cdot \\ &= \sqrt{\frac{3h(2J'+1)f}{4\pi m \omega_{21}}} \delta_{m_I m'_I} \end{aligned}$$

其中 $\begin{bmatrix} J & 1 & J' \\ -m_J & \pm 1 & m'_J \end{bmatrix}$ 为 $3j$ 系数^[15]。 \mathbf{r} 为相对位置矢量。

根据 $3j$ 系数和 δ 函数的性质,要使

$$\Delta \neq 0$$

须使

$$-m_j \pm 1 + m'_j = 0, \quad m_l - m'_l = 0$$

由此得中间场下电偶极跃迁的选择定则为

$$\Delta m_j = \pm 1; \quad \Delta m_l = 0$$

令 $m'_j \leftrightarrow m_j \mp 1, J_2 \leftrightarrow J, J_1 \leftrightarrow J'$, 则

$$\chi^{\pm} = \frac{3e^2 f(2J_1 + 1)}{4m\epsilon_0 \omega_{21} (\omega_0 \pm \Delta\omega_{m_j m_l} - \omega - i\Gamma/2)} \cdot \left[\begin{array}{ccc} J & 1 & J' \\ -m_j & \pm 1 & m'_j \end{array} \right]^2 \quad (4)$$

考虑到原子的麦克斯韦速率分布 $g(v) dv =$

$$N \sqrt{\frac{m}{2\pi\kappa T}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2\kappa T}\right) dv$$

和光学多普勒效应 $v' = v \sqrt{\frac{1+v/c}{1-v/c}}$, 其中 v 为电子速度。

对所有极化谱线求和得左右旋圆偏振光的电极比率为

$$\chi^{\pm} = \frac{-3 \sqrt{\ln 2} e^2}{8\pi^2 \sqrt{\pi} m\epsilon_0 v_{21} m_l} \sum \frac{N_{em_j m_l}^{\pm} f}{\Delta\nu_D} (2J_1 + 1) \cdot C_{3j}^2 W(\delta\nu + \delta\nu_{m_j m_l} + ia), \quad (5)$$

其中

$$C_{3j} = \begin{bmatrix} J_2 & 1 & J_1 \\ -m_j & \pm 1 & m_j \mp 1 \end{bmatrix}$$

$$W(\delta\nu \pm \delta\nu_{m_j m_l} + ia) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-t^2)}{\delta\nu \pm \delta\nu_{m_j m_l} + ia - t} dt$$

$$\delta\nu = 2 \sqrt{\ln 2} \frac{v - v_0}{\Delta\nu_D}; \quad \delta\nu_{m_j m_l} = 2 \sqrt{\ln 2} \frac{\Delta\nu_{m_j m_l}}{\Delta\nu_D};$$

$$a = \sqrt{\ln 2} \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_D}$$

这里, $\Delta\nu_L$ 是洛伦兹线宽, $\Delta\nu_D$ 是多普勒线宽, $N_{em_j m_l}^{\pm}$ 为相关态的原子数密度。

2.2 抽运过程

对 Rb-ESFADOF 来说, 抽运更多的基态 ($5S_{1/2}$) 蒸汽原子到第一激发态 ($5P_{1/2}$) 至关重要。考虑到在磁场作用下, 基态能级已发生塞曼分裂, 因

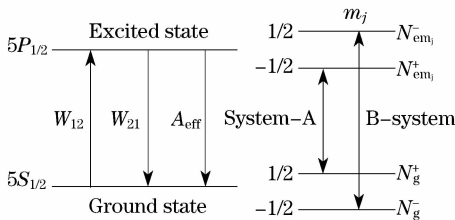


图 2 双激光二能级系统跃迁几率简图

Fig. 2 Schematic diagram of transition rates of double two-level systems

此采用双二能级系统比较合适, 其抽运跃迁示意图及各能级上原子数密度如图 2 所示。

$5S_{1/2}$ 和 $5P_{1/2}$ 能级之间的受激跃迁几率可表示为^[16]

$$W_{21} = \frac{\lambda_p^2 A_{\text{rad}} g(v)}{8\pi n^2 h\nu_p} I_v \quad (6)$$

$$W_{12} = \frac{g_2}{g_1} W_{21} \quad (7)$$

这里, g_1 和 g_2 分别是 $5S_{1/2}$ 和 $5P_{1/2}$ 能级的简并度, $g(v)$ 是跃迁谱线的归一化常数, I_v 是入射光的强度, $A_{\text{rad}} = 1/t_{\text{spont}}$ 是对应抽运激光波长的爱因斯坦 A 系数, t_{spont} 为自发辐射能级寿命。 n 是远离原子气体共振吸收线的折射率。 λ_p 和 ν_p 为入射激光波长和频率, 处于基态精细结构塞曼能级上的原子数密度可表示为:

$$N_{gm_j} = \frac{N_g \exp(-E_{m_j}/\kappa T)}{\sum_{m'_j} \exp(-E_{m'_j}/\kappa T)} \quad (8)$$

其中 E_{m_j} 是精细结构塞曼能级 m_j 上的能量, κ 是玻尔兹曼常数, T 是原子气室的绝对温度。 N_g 是基态原子数密度。由(8)式得:

$$\frac{N_g^+}{N_g^-} = n_r = \frac{N_{gm_j(m_j=1/2)}}{N_{gm_j(m_j=-1/2)}} \quad (9)$$

其中 n_r 表示 N_g^+ 与 N_g^- 的比值。

根据激光二能级系统速率方程理论, 相关能级上原子数密度随时间变化的方程为

$$\frac{dN_{em_j}^+}{dt} = W_{12} N_g^+ - W_{21} N_{em_j}^+ - A_{\text{eff}} N_{em_j}^+ \quad (10)$$

$$\frac{dN_{em_j}^-}{dt} = W_{12} N_g^- - W_{21} N_{em_j}^- - A_{\text{eff}} N_{em_j}^- \quad (11)$$

$$N_{em_j}^+ + N_{em_j}^- + N_g^+ + N_g^- = N_0 \quad (12)$$

这里^[17]

$$\lg N_0 = -4529.6/T - 3.991 \lg T + 0.00059T + 34.8325 \quad (13)$$

在抽运光作用下, 当原子体系处于稳定状态时, 由(6)式~(13)式($d/dt=0$)得:

$$N_{em_j}^+ = \frac{n_r}{n_r + 1} \cdot \frac{N_0}{2} \cdot \frac{1}{1 + I_s/I_v} \quad (14)$$

$$N_{em_j}^- = \frac{1}{n_r + 1} \cdot \frac{N_0}{2} \cdot \frac{1}{1 + I_s/I_v} \quad (15)$$

这里入射光强:

$$I_s(v) = \frac{4\pi n^2 h\nu_p}{(A_{\text{rad}}/A_{\text{eff}})\lambda_p^2 g(v)} \quad (16)$$

其中 A_{eff} 是铷气室共振陷获光子的有效自发辐射系

数,其表达式为^[18]

$$A_{\text{eff}} = \frac{1.6A_{\text{rad}}}{[\sigma(\lambda_p)N_g^\pm r] \sqrt{\pi} \ln[\sigma(\lambda_p)N_g^\pm r]}$$

式中 $\sigma(\lambda_p)$ 是 λ_p 光子的吸收截面, r 是圆柱形铷气室的半径。

根据(14)式和(15)式,激发态 $5P_{1/2}$ 在精细结构塞曼能级 m_j 基础上的超精细结构塞曼能级 m_l 上的粒子数密度为:

$$N_{em_j m_l}^\pm = \frac{N_{em_j}^\pm \exp(-E_{m_j m_l} / \kappa T)}{\sum_{m'_j} \exp(-E_{m_j m'_l} / \kappa T)} \quad (17)$$

式中 $N_{em_j}^\pm$ 是 $5P_{1/2}$ 态精细结构塞曼能级 $m_j = \pm 1/2$ 上的粒子数密度, $E_{m_j m_l}$ 是在 $5P_{1/2}$ 态精细结构塞曼能级 m_j 基础上的超精细结构塞曼能级 m_l 上的能量。

3 Rb-ESFADOF 传输特性

3.1 ESFADOF 参数

根据 Rb-ESFADOF 中间场理论模型,其传输系数 T_r 与气室温度 T 、磁场强度 B 、抽运光强度 P 和气室长度 L 的关系如图 3~图 6 所示。

由图 3 可以看出,当 B 、 P 和 L 一定时, T_r 随 T 的增加而增加;当 T 增加到一定值(T_m)后 T_r 随 T 的增加而减小。例如, $B = 0.06 \text{ T}$ 时, $T_m = 431.5 \text{ K}$ 。对这一现象,其理论解释是:较高的气室温度意味着气室中存在较多的蒸汽原子,但并不一定有较多的激发态原子数密度;在一定的气室温度下,激光抽运作用小于蒸汽原子间能量聚集等负过程^[19]。ESFADOF 存在最佳的工作温度。

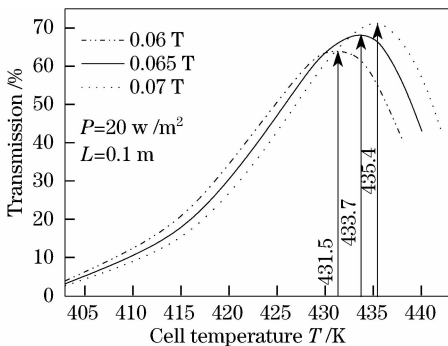


图 3 透过率与气室温度的关系

Fig. 3 Transmission versus cell temperature

由图 4 可以看出,当 T 、 P 和 L 一定时, T_r 随 B 的增加而增加,达到一定值(B_m)后, T_r 随 B 的增加开始缓慢减小。较强的磁场并不一定有较高的滤光器透射效率,相反,磁场越强,ESFADOF 的通频带越宽^[11],这对滤光器而言是极为不利的。

由图 5 可以看出,当 $T=428 \text{ K}$ 时,在最大透过

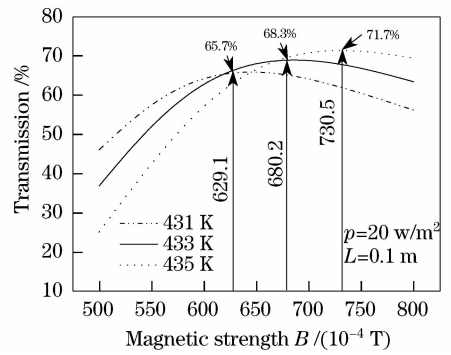


图 4 透过率与外磁场强度的关系

Fig. 4 Transmission versus external magnetic strength 率的 90% 处, $P = 18.8 \text{ W/m}^2$ 。之后, T_r 对 P 的变化很不敏感,这是由于激发态的原子数密度趋于饱和。相似的变化对 $T=433 \text{ K}$ 同样存在。增加 P 可以增加滤光器的 T_r ,但从节能的角度讲, P 不必要很大。

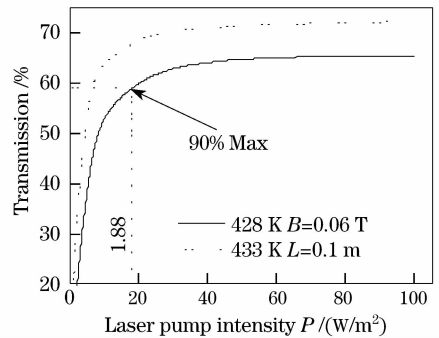


图 5 透过率与抽运激光强度的关系

Fig. 5 Transmission versus pump laser intensity

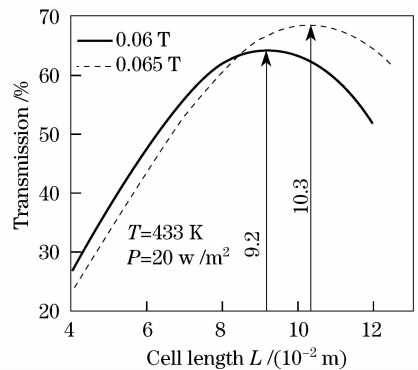


图 6 透过率与气室长度的关系

Fig. 6 Transmission versus cell length

由图 6 可以看出,当 B 、 T 和 P 一定时, T_r 随 L 变化存在最大值,相应的 L 就是滤光器的最佳工作长度。这一点对滤光器的几何设计有一定实际意义。

通过上述理论分析和编程计算,理论给出中间场条件下 Rb-ESFADOF 一组最佳工作参数: $T =$

434 K, $B = 0.067$ T, $P = 20$ W/m², $L = 0.1$ m. 其透射谱如图 7 所示。可以看出滤光器处于线芯工作状态, 中心透射峰适于作滤光器的信号光通道, 考虑到光学仪器的菲涅耳衍射损失和部分信号光被实验仪器吸收, Rb-ESFADOF 的透过率接近 50%。

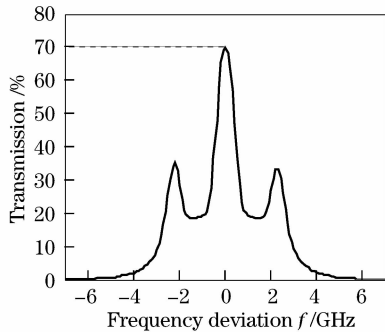


图 7 透过率与信号光频率的关系

Fig. 7 Transmission versus signal laser frequency

3.2 等效带宽

谱线的等效带宽定义为: 和谱线等面积的、高度为谱线最大峰值的矩形宽度, 其表达式为^[2]:

$$W = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} T_r(\nu) d\nu}{T_{r_{\max}}} \quad (18)$$

通频带宽越宽, 意味着背景光通道多, 降低了滤光器的抑制能力, 这对减小接收系统的信噪比极为不利。图 7 中, 滤光器的等效带宽仅为 2.6 GHz。

4 结 论

本文给出了中间场下 ESFADOF 理论计算模型, 对气室温度、磁场强度、抽运光强度和气室长度对 Rb-ESFADOF 传输特性的影响给予了分析和讨论。理论预测了气室温度 $T = 434$ K, 磁场强度 $B = 0.067$ T, 抽运光强度 $P = 20$ W/m², 气室长度 $L = 0.1$ m 为滤光器的一个最佳工作条件下。理论模型与实验结果^[20]符合得较好。这个考虑原子超精细结构的严格的中间场理论对分析其它波长原子气体的 ESFADOF 传输特性有一定帮助。

参 考 文 献

- 1 Yeh P. Dispersive magneto-optic filters[J]. *Appl. Opt.*, 1982, **21**(11):2069~2075
- 2 Yin B, Shay T M. Theoretical model for a Faraday anomalous dispersion optical filter[J]. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(20):1617~1619
- 3 Zhang Ling, Li Yimin, Tang Junxiong. General method of calculating the transmission spectrum of faraday anomalous dispersion optical filter[J]. *Acta Optica Sinica*, 1999, **19**(7):988~992

- 张量, 李义民, 汤俊雄. 法拉第反常色散滤光器透射谱的普遍计算方法[J]. *光学学报*, 1999, **19**(7):988~992
- 4 Hu Zhilin, Sun Xianping, Zeng Xizhi *et al.*. Rb 780 nm Faraday anomalous dispersion optical filter in a strong magnetic field[J]. *Opt. Comm.*, 1993, **101**(3~4):175~178
- 5 Peng Yufeng, Tang Junxiong, Wang Qingji *et al.*. Studies on properties of Faraday anomalous dispersion optical filter at Rb D₂ lines in strong magnetic fields[J]. *Acta Optica Sinica*, 1993, **13**(5):419~424
- 彭玉峰, 汤俊雄, 王庆吉等. 强磁场中 Rb D₂ 线法拉第反常色散滤光器特性研究[J]. *光学学报*, 1993, **13**(5):419~424
- 6 He Zhusong, Zhang Yundong, Liu Shuangqiang *et al.*. A rubidium laser induced dispersion optical filter at 775.9 nm[J]. *Chin. J. Laser*, 2008, **35**(4):488~490
- 何竹松, 掌蕴东, 刘双强等. 铷 775.9 nm 激光感生色散光学滤波器[J]. *中国激光*, 2008, **35**(4):488~490
- 7 Zhang Yundong, Jia Xiaoling, Bi Yong *et al.*. Filtering feature of potassium faraday dispersion optical filter[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(11):1377~1380
- 掌蕴东, 贾晓玲, 毕勇等. 钾色散光学滤波器的滤波特性[J]. *光学学报*, 2001, **21**(11):1377~1380
- 8 Jia Xiaoling, Zhang Yundong, Wang Qi *et al.*. The filtering behaviour of potassium Faraday anomalous dispersion optical filter in a strong magnetic field[J]. *Acta Physica Sinica*, 2002, **51**(11):2489~2494
- 贾晓玲, 掌蕴东, 王骥等. 强磁场下钾原子法拉第反常色散光学滤波器的滤波行为[J]. *物理学报*, 2002, **51**(11):2489~2494
- 9 Wang Qi, Jia Xiaoling, Zhang Yundong *et al.*. A study on the potassium tunable ultra-narrow bandwidth optical filter at 532 nm[J]. *Acta Physica Sinica*, 2003, **52**(5):1151~1156
- 王骥, 贾晓玲, 掌蕴东等. 钾原子 532 nm 可调谐超窄带光学滤波器的研究[J]. *物理学报*, 2003, **52**(5):1151~1156
- 10 Peng Yufeng, Cheng Zuhai, Qiu Junlin *et al.*. Transmission properties of Faraday anomalous dispersion optical filter at 532 nm[J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2001, **21**(3):294~297
- 彭玉峰, 程祖海, 丘军林等. 532 nm 法拉第光学滤波器传输特性[J]. *光谱学与光谱分析*, 2001, **21**(3):294~297
- 11 Peng Yufeng. Transmission characteristics of an excited-state Faraday optical filter at 532 nm[J]. *J. Phys. B.*, 1997, **30**(22):5123~5129
- 12 Liang Bo, Zhu Hai, Cheng Weibiao. Simulation of laser communication channel from atmosphere to ocean[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(7):1166~1172
- 梁波, 朱海, 陈卫标. 大气到海洋激光通信信道仿真[J]. *光学学报*, 2007, **27**(7):1166~1172
- 13 Breit G, Rabi I I. Measurement of nuclear spin[J]. *Phys. Rev.*, 1931, **38**(11):2082~2083
- 14 Radzig A A, Smirnov B M. *Reference Data on Atoms, Molecules, and Ions* [M]. Moscow: Atomizdat Publishing House, 1980, 222~223
- 15 Huang Shizhong. *Theory of atomic structure* [M]. Hefei: University of Science and Technology of China Press, 2005, 281~282
- 黄时中. 原子结构理论[M]. 合肥: 中国科学技术大学出版社, 2005, 281~282
- 16 Yariv. A. *Quantum electronics* [M]. Liu Songhao Transl. Shanghai: Shanghai Science and Technology Press, 1983, 171~173
- 亚里夫. A. 量子电子学[M]. 刘颂豪译. 上海: 上海科学技术出版社, 1983, 171~173
- 17 Corney Alan. *Atomic and Laser spectroscopy* [M]. Oxford: Clarendon Press, 1977, 314
- 18 Holstein T. Imprisonment of resonance radiation in gases. II [J]. *Phys. Rev.*, 1951, **83**(6):1159~1168

19 Zhang Liang, Tang Junxiong. Experimental study on optimization of the working conditions of excited state Faraday filter[J]. *Opt. Comm.*, 1998, **152**(4~6): 275~279

20 Billmers R I, Gayen S K, Squicciarini M F *et al.*. Experimental demonstration of an excited-state Faraday filter operating at 532 nm[J]. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(1):106~108

Chinese Optics Letters (《中国光学快报》) 2009 年“*Digital and Computer-Generated Holography*” 专题征稿启事

Chinese Optics Letters (《中国光学快报》) 计划于 2009 年 12 月在正刊上推出“*Digital and Computer-Generated Holography*”(“数字与计算全息”)专题,特向国内外广大读者以及作者征集该方面原创性的研究论文。征稿范围包括:

- Digital holography theory and systems
- Phase unwrapping
- Computer generated holograms
- Spatial light modulators for holography
- Holographic optical elements
- 2D and 3D pattern recognition
- Three-dimensional imaging and processing
- Three-dimensional display
- 2D-3D content conversion
- Shape and deformation measurement
- Holographic imaging and microscopy
- Holographic Optical Micro-Manipulation

Feature Editor:

Ting-Chung Poon, Ph. D., Professor

Bradley Department of Electrical and Computer Engineering

Virginia Tech

Blacksburg, Virginia 24061 USA

截稿日期:2009 年 7 月 15 日

投稿方式以及格式:可直接将稿件电子版发至邮箱:col@mail.shcnc.ac.cn[主题标明“专题(具体名称)投稿”],或通过网上投稿系统直接上传稿件(投稿类型选择 focus issue submission,备注中写明具体专题名称,推荐用此方式投稿),详情请参见《中国光学快报》网站:<http://www.col.org.cn>。投稿必须是英文稿,其电子版请使用 Latex 或者 MS-Word 格式。有任何问题请发邮件至 col@mail.shcnc.ac.cn 询问。