

# 用于铯原子受激拉曼绝热输运过程的光源的产生

李卓恒 李 刚 张玉驰 张鹏飞 赵冬梅 郭龔强 王军民 张天才

(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** 受激拉曼绝热输运(STIRAP)是一种有效制备和控制原子态的技术,在原子操控和量子信息中具有重要意义,最近几年得到广泛关注。研制用于特定原子的拉曼激光是实现该过程的重要一步。研究了利用光纤波导调制器及干涉滤波器等组成的系统实现用于铯原子 STIRAP 过程的光源的方法。通过直接调制高频光纤调制器获得正负一级边带,并利用两个特殊设计的干涉滤波器和高稳定的控温系统,成功地分离出频率相差 9.19 GHz 的调制边带。边带与载波的对比如达到 21 dB。该方法的特点是获得的两束光可以独立控制、失谐量易于精确操控、输出稳定。得到了两边带各 120  $\mu\text{W}$  的连续拉曼激光输出,经过独立调制后可广泛应用于原子态的制备和相干操控过程。

**关键词** 量子光学;拉曼激光;光纤调制器;干涉滤波器;受激拉曼绝热输运

**中图分类号** O431.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201131.0102002

## Generation of Raman laser for STIRAP of Cs atom

Li Zhuoheng Li Gang Zhang Yuchi Zhang Pengfei Zhao Dongmei

Guo Yanqiang Wang Junmin Zhang Tiancai

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

**Abstract** The stimulated Raman adiabatic passage (STIRAP) is an important technique in controlling the atomic states and it has been widely used in atom manipulation and quantum information. Obtaining Raman laser is the first step to demonstrate the STIRAP for atoms. A system is presented for generating Raman laser for STIRAP process for Cs atom based on waveguide fiber modulation with high frequency and two pieces of interference filter. Two sidebands with frequency difference of exact 9.19 GHz are separated from the carrier and each of them can be controlled independently. The distinction ratio between the sidebands and the carrier is 21 dB. The power of each sideband is about 120  $\mu\text{W}$  and the fluctuation is less than 2% in ten minutes. This system could be used in atomic state preparation and coherent control of the atomic states.

**Key words** quantum optics; Raman laser; fiber optic modulator; interference filter; stimulated Raman adiabatic passage (STIRAP)

**OCIS codes** 020.5580; 020.1335; 060.4080; 270.5580

## 1 引 言

随着冷原子物理和量子光学以及量子信息的发展,原子操控水平日渐提高,对原子内部状态的相干操控成为重要的课题。原子量子态相干布居数的转

移<sup>[1]</sup>,分布量子网络中确定的单光子源的产生都会用到拉曼激光<sup>[2]</sup>。受激拉曼绝热输运(STIRAP)技术<sup>[3~6]</sup>的广泛应用,为对原子量子态的制备、操控和测量提供了一种有效的途径。对特定原子获得

**收稿日期**: 2010-04-21; **收到修改稿日期**: 2010-06-01

**基金项目**: 国家自然科学基金(10974125, 60808006, 60978017 和 60821004)和教育部新世纪优秀人才支持计划(NCET-07-0524)资助课题。

**作者简介**: 李卓恒(1986—),男,硕士研究生,主要从事激光技术在腔量子电动力学中的应用方面的研究。

E-mail: 200822609003@mail.sxu.cn

**导师简介**: 张天才(1966—),男,教授,博士生导师,主要从事量子光学、原子物理和腔量子电动力学等方面的研究。

E-mail: tczhang@sxu.edu.cn(通信联系人)

相应的实现 STIRAP 过程的激光就成为一个重要的问题。以被广泛研究的铷(Rb)原子和铯(Cs)原子为例,基本的过程是基于一个  $\Delta$  型三能级结构,这种三能级结构包括两个原子基态的超精细能级和一个激发态。首先用磁光阱技术将原子冷却<sup>[7]</sup>,再用拉曼激光去照射冷原子云。对应这两种不同的原子,STIRAP 过程需要制备两个频率相差分别是约 6.8 GHz 和 9.2 GHz 的激光<sup>[8,9]</sup>。这对于制备特定的相干量子态以及单光子源的产生,具有至关重要的作用。

获得这两束光主要有三种方法:1)直接光调制,通过声光调制器(AOM)对光进行频移<sup>[10,11]</sup>或电光调制器(EOM)<sup>[12,13]</sup>对光进行相位调制,再用一个法布里-珀罗(F-P)干涉滤波器<sup>[14]</sup>得到相应的激光;2)将两台激光器的频率锁定使其频率相差特定频率<sup>[15]</sup>;3)对半导体激光器直接进行电流调制<sup>[16,17]</sup>。用两台中心波长为 852 nm 的激光器,通过频率调谐和锁频使其频率间隔严格等于基态能级差,再通过锁相系统达到同步。这种方法虽然无干扰、运转稳定,但是系统庞大而复杂。对半导体激光器注入电流进行直接调制产生的边带的特点是易于实现,系统简单,但是缺点是边带功率小,对激光器有严格的要求,一般需要后续功率放大系统。介绍一种直接通过 EOM 的方法来得到正负一级边带,并使正负一级边带分别通过干涉滤波器,再经过 AOM 来得到一束相差 9.19 GHz 的用于 Cs 原子的拉曼激光。这种方法的特点是系统相对简单,分离的拉曼激光可以独立调节,便于后续用于原子的特定激发。同时产生的激光功率达到 120  $\mu$ W,边带的透射率达到 85%,在温度波动小于  $\pm 0.004$   $^{\circ}$ C 时,功率的波动小于 2%,边带和载波的对比度达到 21 dB。所得到的拉曼激光可独立控制、失谐量容易精确操控、输出稳定。在适当聚焦的情况下能够满足一般 Cs 原子系统特别是单原子 STIRAP 过程的要求。该方法很容易推广应用于包括 Rb 原子等其它原子在内的多种原子的实验过程中。

## 2 基本设计和实验方案

在铯原子 STIRAP 过程中要用两束相差 9.2 GHz 的拉曼激光激发 Cs 原子从超精细能级的基态到激发态,具体过程如图 1 所示。

电光波导调制器一般采用电光调制器的原理相同,采用 LiNbO<sub>3</sub> 做衬底,两电极作用在晶体的特征方向上,在两极加上调制信号,即获得调制输

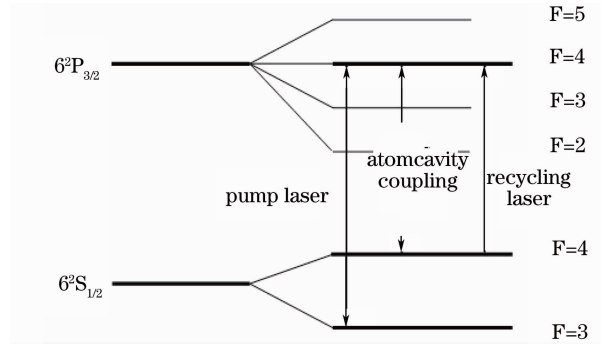


图 1 Cs 原子能级简图

Fig. 1 Energy levels of Cs atom

出<sup>[18]</sup>

$$E(t) = E_0 \exp\{i[\omega t + m \sin(\Omega t)]\}, \quad (1)$$

式中  $m$  为调制深度,  $\Omega$  为调制频率。对(1)式进行傅里叶展开得到

$$E(\Omega) = E_0 \left[ \sum_{k=0}^{\infty} J_k(m) \exp(i k \Omega t) + \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k J_k(m) \exp(-i k \Omega t) \right] \exp(i \omega t), \quad (2)$$

式中  $J_k$  是  $k$  阶一类贝塞尔函数,代表第  $k$  阶边带的幅值,  $J_0$  是载波的幅值。采用波导 EOM 的特点是调制速度快,调制频率高,带宽很宽,调制效率高。定义一级边带占总功率的比为效率  $\eta$

$$\eta = \frac{2 \times P_s}{P_0} = 2 \times J_1^2(m), \quad (3)$$

式中  $P_0 = |E_0|^2$  是光场的总功率,  $P_s = J_1^2(m) P_0$  是其中一支一级边带的功率,  $m$  是调制深度。一级边带占总能量的比例跟  $m$  的关系如图 2 所示。理论上最大效率可以达到 67.7%,对应的调制深度为 1.84。

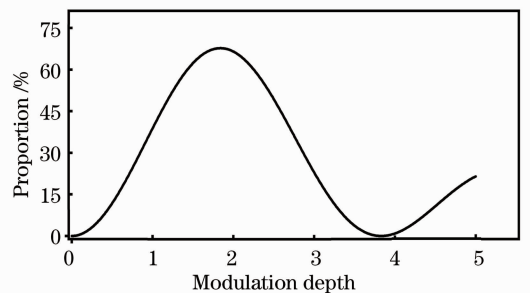


图 2 一级边带功率占总功率的比例

Fig. 2 Proportion of the first sideband power to total

为了把载波分离开来,并能够使两个边带能独立调整,选择采用合理设计的干涉滤波器完成该任务。设计上主要考虑干涉滤波器的厚度和透射率。依据所选择的材料,太厚和太薄都不利于温度控制和调节。以 K9 玻璃为例,其折射率在 852 nm 波长处为  $n=$

1.501, 室温下热膨胀系数为  $\alpha_{20/120\text{ }^\circ\text{C}} = 83 \times 10^{-7} / \text{K}$ 。当一束光强为  $I_0$  的激光以  $\theta=0$  入射到干涉滤波器上, 一部分光( $I_1$ )被反射, 另一部分( $I_2$ )透射。标准具的透射率由其表面反射率决定<sup>[19]</sup>

$$T = \frac{1}{1 + \frac{4R\sin^2(\delta/2)}{(1-R^2)}}, \quad (4)$$

式中  $\delta = 4\pi nl/\lambda$  为光在干涉滤波器中往返一周的相位差,  $c$  为光速,  $R$  为反射率,  $n$  为干涉滤波器的折射率。共振透射的激光频率为

$$\nu = m \frac{c}{2nl}, \quad (5)$$

两透射峰的频率间距即自由光谱区为

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nl}. \quad (6)$$

设计的原则是既能很好地分离两个边带, 同时整个系统输出的稳定性能够在目前温度控制技术能够达到的范围内得到保证。选择自由光谱区为  $2 \times 9.2 \text{ GHz}$  的滤波器, 这样可使当一支边带透过时另一支能以高反射率被反射。由此可计算出滤波器的长度为  $5.43 \text{ mm}$ 。此时滤波器的带宽为

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{c}{2\pi nl} \frac{1-R}{\sqrt{R}}. \quad (7)$$

滤波器的线宽越大, 外界变化(例如温度改变、激光频率抖动等)对干涉滤波器的影响就越小, 其工作稳定性就越高, 但是滤波效果越差。

图3显示了0入射时不同反射率下的透射情况。间距为  $5.43 \text{ mm}$ 。由图3可看出当  $R$  变大时, 透射峰的线宽会变小, 而在两透射峰中间的透射率也会变小。 $R=0.8, 0.92, 0.99$  时对应的滤波带宽分别为  $1317, 491$  和  $59 \text{ MHz}$ 。两透射峰中间处的最低透射率分别为  $10.1\%, 4\%, 0.5\%$ 。实验中要求滤波器的对比度(边带与载波的比值)越高越好, 这要求在两透射峰中间透射率越小越好, 与此同时要求所得到的拉曼光的透射有较高的稳定性, 对温

度的变化及激光器频率的变化不能过于敏感。考虑这些因素, 选择  $R=0.92$ 。滤波器的共振频率可通过温度调谐。假设滤波器在温度  $T_0$  时两端面间距为  $l_0$ , 温度改变  $\Delta T$  后其长度变为

$$l = l_0 [1 + \alpha \Delta T], \quad (8)$$

式中  $\alpha$  为 K9 玻璃的热膨胀系数, 根据(8)式及(4)式可得出温度改变  $6.33 \text{ }^\circ\text{C}$  时, 滤波器长度变化对应一个自由光谱区。根据相应参数可以得出, 在控温精度为  $\pm 0.004 \text{ }^\circ\text{C}$ , 调制深度  $\beta=1.83$  时, 载波与边带的对比度能达到  $20 \text{ dB}$ , 腔的共振频率变化在  $11 \text{ MHz}$  以内, 功率的波动在  $0.1\%$  左右。

### 3 实验装置

实验装置如图4所示, 其中 LD 为半导体激光器; ISO 为光隔离器; EOM 为光纤电光调制器; BS 为分束镜; PD 为探测器; HR 为高反镜; filter 为干涉滤波器; AOM 为声光调制器。LD 是美国 SDL 公司的半导体激光器(LD-TC40), 中心波长  $852 \text{ nm}$ 。EOM 为波导光纤调制器(NIR-MPX800-LN, Photline), 其带宽为  $10 \text{ Gb/s}$ 。射频信号发生器(MG3692B, Anritsu)可以提供  $1 \text{ kHz} \sim 20 \text{ GHz}$  的高频信号输出。实验中调制频率精确控制在  $4.596316 \text{ GHz}$ 。F-P 为光学腔, 其自由光谱区为  $750 \text{ MHz}$ , 线宽为  $11.74 \text{ MHz}$ 。光经过相位调制器后, 经分束镜(BS)分成两束, 一束进入 F-P 腔中监视激光的模式, 另一束注入到第一片干涉滤波器中, 其反射光提取出来注入到第二片干涉滤波器。通过控制干涉滤波器的温度让  $\pm 1$  级边带分别透过滤波器。通过后旋转  $\lambda/2$  波片来改变其偏振态在 PBS 处合并成一束光, 再经过光纤耦合后输出, 得到频率相差  $9.2 \text{ GHz}$  的拉曼激光。干涉滤波器长度为  $5.4 \text{ mm}$ , 直径为  $10 \text{ mm}$ , 两端被加工成平行面, 并镀  $852 \text{ nm}$  波长处有反射率为  $92\%$  的光学薄膜。

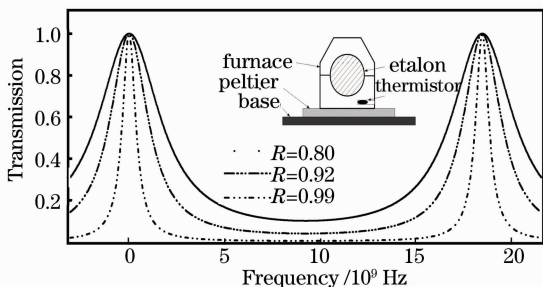


图3 干涉滤波器在不同反射率下的透射曲线

Fig. 3 Transmission of the etalon

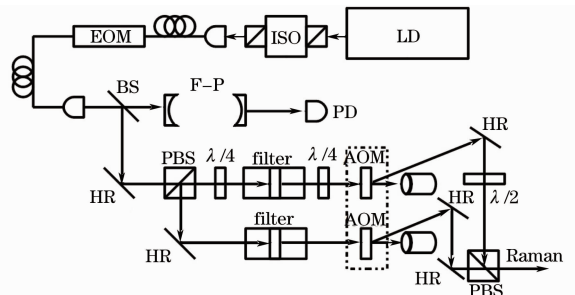


图4 实验装置图

Fig. 4 Experimental setup

## 4 实验结果与分析

图 5 显示的是从 F-P 腔得到的经过光纤调制器以后的输出,此时射频功率为 27 dBm。从图 5 可以清楚地看到频率差为 9.2 GHz 的  $\pm 1$  级边带。低的峰为载波和 2 级边带。

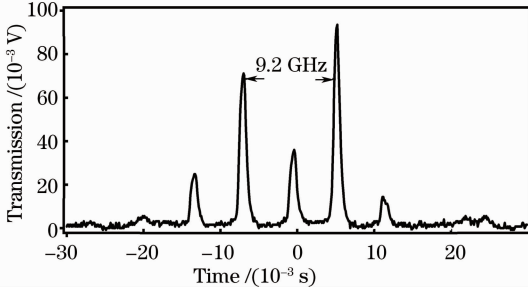


图 5 F-P 腔经扫描后的透射峰

Fig. 5 Transmission peaks of F-P cavity when it is scanned

首先研究了干涉滤波器透射与温度的关系。实验中测量了不同温度下出射光强  $P_{out}$  和相应的入射光强  $P_{in}$ , 得到透射率与温度的关系如图 6 所示。

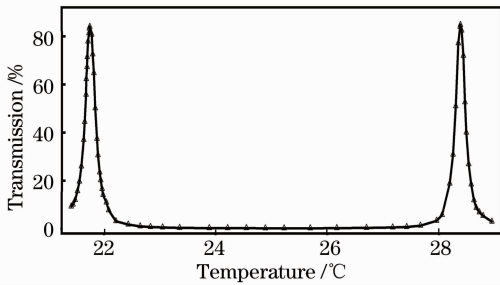


图 6 干涉滤波器透射率随温度的变化关系

Fig. 6 Transmission of the interference filter versus the temperature

从图 6 可以看出最大透射率能达到 84%, 在两透射峰的中间位置透射率为 0.21%, 与共振频率相差 2~16 GHz 的光的透射率小于 2%。当温度改变 6.68 °C 时, 变化一个自由光谱区。这些结果基本上与上面的设计一致。与理论设计存在的差异主要来自一些实际过程中难以考虑的因素, 比如滤波器的平行度、表面光滑度、额外损耗以及光束的模式匹配等。由此可以看出, 可以通过调谐干涉滤波器的温度来调谐其共振频率, 并有效过滤其它频率的激光。当干涉滤波器控温到共振时, 测量了出射光强  $P_{out}$ , 如图 7 所示。

从图 7 可以看出干涉滤波器的透射光功率波动约为 2%, 比预计的结果波动稍大, 原因主要是入射光本身存在功率波动<sup>[20]</sup>。实验中观测到入射光功率本身的波动在 2% 左右, 这是因为激光器的频率

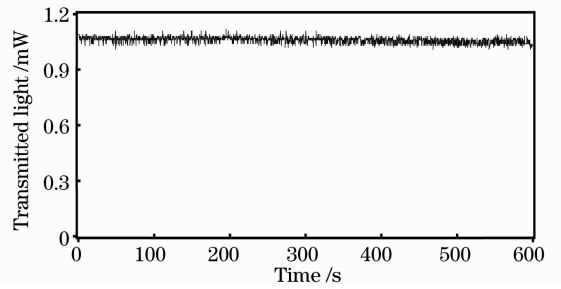


图 7 滤波器透射光功率随时间的变化

Fig. 7 Measured transmitted power of the beam after the interference filter

在抖动<sup>[21]</sup>, 对于激光器频率抖动的情况可以通过锁定激光器的频率来提高其稳定性<sup>[22,23]</sup>。在 10 min 内观测功率波动在 2% 以内, 能够满足实验的要求。

其次, 研究了干涉滤波器的自由光谱区及线宽。首先将光纤调制器的射频输入端口连接到射频信号发生器。不加射频场, 调节干涉滤波器的温度使其与激光频率共振, 随后将干涉滤波器的温度升高 2.9 °C, 使激光频率与共振频率相差 8 GHz 左右。保持温度不变 (24.5 °C), 加上射频, 由 F-P 腔监视边带的幅值。逐渐加大射频场频率, 会出现  $\pm 1$  级边带先后穿过共振处的现象。记录下每一个频率对应下的透射光强, 则出现的两个透射峰位置的边带值之和就是干涉滤波器的自由光谱区。半高全宽对应干涉滤波器的带宽。图 8 是得到的结果。

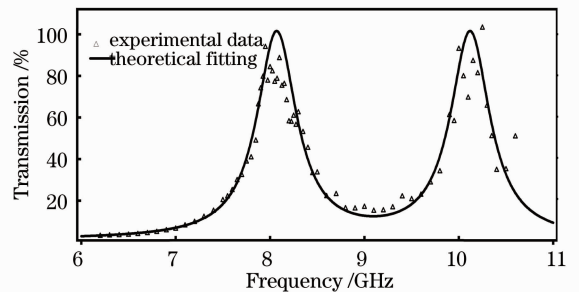


图 8 干涉滤波器自由光谱区及带宽的测量

Fig. 8 Measurement of free spectrum range and bandwidth of the interference filter

图 8 中三角形为实验数据, 实线为理论拟合。得到两个边带分别穿过共振峰时的射频频率为 8.00 GHz 和 10.19 GHz, 而各自的带宽为 505 MHz, 由此得到干涉滤波器的自由光谱区为 18.19 GHz, 带宽为 505 MHz, 在误差范围内与设计要求一致。最后利用两个滤波器成功地分离两个边带, 获得了可独立控制的拉曼激光输出。实验过程中首先不加调制信号, 调节两个干涉滤波器的温度使它们都与激光共振, 此时给光纤调制器加 4.6 GHz 的边带, 用 F-P

腔监视边带的大小。调节两个干涉滤波器，一个升高约 1.45 °C，另一个降低 1.45 °C，最终得到 ±1 级边带分别透过干涉滤波器，然后耦合到光纤中，得到相差 9.2 GHz 的拉曼激光，两束激光的功率均为 120 μW。实验结果如图 9 所示。

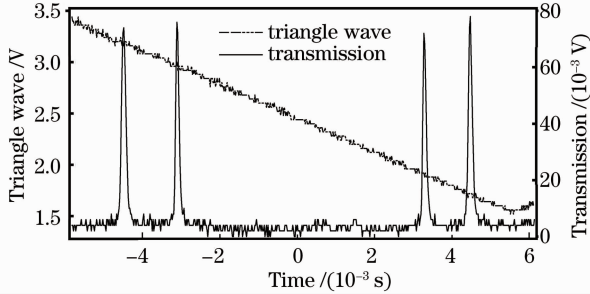


图 9 频率差为 9.2 GHz 的两束拉曼激光的透射峰

Fig. 9 Transmission peaks of two Raman laser beams with 9.2 GHz frequency difference

该结果是用 F-P 腔监视其模式直接观测到的，峰值稍小的是 +1 级边带，稍大的是一级边带。从图 9 完全看不到载波的信号。由透射率随温度的关系可得边带与载波的对比如度约为 21 dB。实际得到每束光的功率为 120 μW。实验过程中存在各种损耗，包括滤波器的透射效率，耦合和传输效率等，如果进一步降低各种损耗，该系统输出的 ±1 级边带能达到各自 1 mW 左右。

## 5 结 论

利用相位型波导光纤调制器和两个干涉滤波器组成的系统，通过直接调制并采用光学滤波，得到了频率精确相差 9.2 GHz，对应于 Cs 原子基态跃迁频率的 ±1 级边带，两边带各 120 μW 并可独立控制。在控温精度为 ±0.004 °C 时，功率波动约 2%，边带与载波的对比如度达到 21 dB。该激光系统可直接应用到 Cs 原子 STIRAP 过程中，实现原子态的制备和相干操控。类似系统可推广应用到 Rb 原子等其它原子系统。

## 参 考 文 献

- 1 K. Bergmann, H. Theuer, B. W. Shore. Coherent population transfer among quantum states of atoms and molecules[J]. *Rev. Mod. Phys.*, 1998, **70**(3): 1003~1025
- 2 A. Kuhn, M. Hennrich, G. Rdmpe. Deterministic single-photon source for distributed quantum networking [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, **89**(6): 067901
- 3 N. Sangouard, S. Guerin, L. P. Yatsenko *et al.*. Preparation of coherent superposition in a three-state system by adiabatic passage[J]. *Phys. Rev. A*, 2004, **70**: 013415
- 4 S. Q. Jin, S. Q. Gong, R. X. Li *et al.*. Coherent population

- transfer and superposition of atomic states via STIRAP [J]. *Phys. Rev. A*, 2004, **69**: 023408
- 5 F. Vewinger, M. Heinz, R. G. Fernandez *et al.*. Creation and measurement of a coherent superposition of quantum states[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, **91**(21): 213001
- 6 R. Unanyan, M. Fleischhauer, B. W. Shore *et al.*. Robust creation and phase-sensitive probing of superposition states via STIRAP[J]. *Opt. Comm.*, 1998, **155**: 144~154
- 7 Wang Junmin, Zhang Tiancai, Yang Weidong *et al.*. Cooling and trapping of cesium atoms using the technique of vapor cell magneto-optical trap[J]. *Acta Optica Sinica*, 1998, **18**(12): 1770~1771
- 王军民, 张天才, 杨炜东等. 采用原子气室磁光阱技术实现铯原子的激光冷却与俘获[J]. *光学学报*, 1998, **18**(12): 1770~1771
- 8 J. Volz, M. Weber, D. Schlenk *et al.*. Observation of entanglement of a single photon with a trapped atom[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, **96**: 030404-1~030404-4
- 9 I. Dotsenko, W. Alt, S. Kuhr *et al.*. Application of electro-optically generated light fields for Raman spectroscopy of trapped cesium atoms[J]. *Appl. Phys. B*, 2004, **78**: 711~717
- 10 Yan Shubin, Wang Yanhua, Liu Tao *et al.*. Modulation-free laser frequency locking by AOM shifted cesium sub-doppler spectra[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(10): 1335~1338
- 闫树斌, 王彦华, 刘涛等. 声光偏频亚多普勒光谱无调制激光频率锁定[J]. *光学学报*, 2004, **24**(10): 1335~1338
- 11 C. J. Myatt, N. R. Newbury, C. E. Wieman. Simplified atom trap by using direct microwave modulation of a diode laser[J]. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(8): 649~651
- 12 M. Kasevich, S. Chu. Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69**(12): 1741~1744
- 13 K. Szymaniec, S. Ghezali, L. Cognet *et al.*. Injection locking of diode lasers to frequency modulated source[J]. *Opt. Comm.*, 1997, **144**: 50~54
- 14 Cao Xuemin, Yang Xudong, Li Shujing *et al.*. A Resonant frequency tunable and narrowband F-P interference filter controlled by the temperature[J]. *Acta Quantum Optica Sinica*, 2008, **14**(1): 72~76
- 曹学敏, 杨旭东, 李淑静等. 温控共振频率可调谐窄带 FP 干涉滤波器[J]. *量子光学学报*, 2008, **14**(1): 72~76
- 15 M. J. Snadden, R. B. M. Clarke, E. Riis. Injection-locking technique for heterodyne optical phase locking of a diode laser[J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(12): 892~894
- 16 J. Ringot, Y. Lecoq, J. C. Garreau *et al.*. Generation of phase-coherent laser beams for Raman spectroscopy and cooling by direct current modulation of a diode laser[J]. *Eur. Phys. J. D*, 1999, **7**(3): 285~288
- 17 Zhao Jiangyan, Yang Baodong, He Jun *et al.*. Characteristics of the grating external-cavity diode laser under GHz RF modulation [J]. *Acta Quantum Optica Sinica*, 2009, **15**(1): 84~90
- 赵江艳, 杨保东, 何军等. 光栅外腔半导体激光器 GHz 射频调制特性研究[J]. *量子光学学报*, 2009, **15**(1): 84~90
- 18 A. Waxman, M. Givon, G. Aviv *et al.*. Modulation enhancement of a diode laser in an external cavity[J]. *Appl. Phys. B*, 2009, **95**(2): 301~305
- 19 Zhao Kaihua, Zhong Xihua. Optics [M]. Beijing: PeKing University Press, 1984. 330~342
- 赵凯华, 钟锡华. 光学 [M]. 北京: 北京大学出版社, 1984. 330~342
- 20 Zhang Jing, Zhang Kuanshou, Chen Yanli *et al.*. Intensity noise properties of LD pumped single-frequency ring lasers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(10): 1311~1316
- 张靖, 张宽收, 陈艳丽等. 激光二极管抽运的环形单频激光器的强度噪声特性研究[J]. *光学学报*, 2000, **20**(10): 1311~1316
- 21 Liu Tao, Lei Hongxiang, Yan Shubin *et al.*. Third-harmonic

- locking of a diode laser to cesium saturation absorption  $D_2$  line without frequency dither[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(10): 1181~1186
- 刘 涛, 雷宏香, 闫树斌 等. 激光二极管相对于铯饱和吸收  $D_2$  线的无调制扰动三次谐波锁频[J]. *光学学报*, 2002, **22**(10): 1181~1186
- 22 Du Zhijing, Zhang Yuchi, Wang Xiaoyong *et al.*. Locking multiple wavelength lasers to the transition of cesium atoms by using a Fabry-Pérot transfer cavity [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(3): 452~457
- 杜志静, 张玉驰, 王晓勇 等. 不同波长的激光器通过法布里-珀罗腔相对于铯原子谱线的锁定[J]. *光学学报*, 2006, **26**(3): 452~457
- 23 Wang Jing, Yang Baodong, He Jun *et al.*. Influence of the bandwidth of feedback loop in frequency stabilization of external-cavity diode laser by polarization spectroscopy[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(2): 425~430
- 王 婧, 杨保东, 何 军 等. 采用偏振光谱对外腔半导体激光器稳频时反馈环路带宽的影响[J]. *光学学报*, 2009, **29**(2): 425~430