

基于减反膜外腔反馈半导体激光器拉曼光的产生*

张艳峰 李刚 张玉驰 张鹏飞 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,太原 030006)

(2010年12月1日收到;2010年12月10日收到修改稿)

通过直接对减反膜外腔反馈半导体激光器进行电流调制的方法,得到了两束位相锁定且频率差在 6.0—9.3 GHz 范围内连续可调的激光,其中 6.835 和 9.192 GHz 分别对应 Rb⁸⁷ 和 Cs¹³³ 原子基态超精细能级之间的频率差,激光功率分别可以达到 6.87 mW 和 5.09 mW. 根据减反膜外腔反馈半导体激光器的特点,通过调整外腔腔长、激光器工作温度、电流以及所加射频调制信号的功率和频率,在调制频率小于等于 4.0 GHz 时可以将载波完全压制. 调制频率大于 4.0 GHz 时,虽不能将载波完全压制,但由于外腔与调制频率共振时对调制的增强也得到了调制深度很高的激光,并对其中的物理机理作了分析. 通过后续滤波等方法处理以后,该拉曼光源可以广泛应用到原子的量子操控中.

关键词: 受激拉曼光, 高频调制, 调制增强

PACS: 42.55.Px, 42.55.Ye, 42.60.By

1. 引言

激光拉曼光谱技术^[1]已经广泛地应用到受激拉曼冷却^[2],远失谐偶极力阱冷却^[3], h/M 测量^[4],原子的相干布居俘获^[5],原子量子态的制备^[6]以及受激拉曼绝热通道^[7-9]等研究中. 这些过程往往涉及原子的 Λ 型三能级系统,包括两个原子基态超精细能级和一个激发态能级,需要利用两束位相锁定的激光予以激发. 激光的频率可以远离原子的共振能级(如受激拉曼过程),也可以和原子激发态能级共振(如相干布居俘获). 这两种情况中均要求这两束激光位相相干,并且频率差可以在几个 GHz(对应于碱金属原子基态超精细能级之间的频率差)范围内精确可调. 如何获得这样的光源是完成一系列量子调控过程的关键,包括可控单光子源的产生^[10]以及单原子量子态的操控^[11]等.

目前人们主要利用三种方法来产生这种光源: 1) 利用声光或者电光调制器直接对激光进行调制^[12,13]; 2) 利用光学方法将特定频率间隔的两台激光器的位相锁定^[14,15]; 3) 直接对半导体激光器进行电流调制^[16]. 其中直接对半导体激光器调制的方法结构简单,易于操作. 最初人们使用的是边缘发

射半导体激光器,这种半导体激光器随着调制频率的增加其响应也会急剧下降,很难获得很高的调制. 后来 Affolderbach 等人采用了垂直腔表面发射的激光器,虽然对调制的响应有所改善但是得到的正负一阶边带功率很小(2 mW)^[17],在许多场合不足以作为驱动原子受激拉曼过程的光源. 2008 年 Waxman 等人利用直接对带减反膜的外腔反馈半导体激光器进行电流调制的方法成功在调制频率为 6.82 GHz 时将载波完全压制,并且得到拉曼光的功率大于激光器输出总功率的 60%^[18].

本文报道了通过直接对减反膜外腔反馈半导体激光器^[19,20]进行电流调制的方法得到拉曼光源的结果. 与已有报道不同的是,我们设计的半导体激光器外腔腔长可以在很大的范围内连续改变,由于使用了镀减反膜激光器,从而实现了对该激光器更好的控制并改善了其输出性能. 在调制频率小于 4.0 GHz 时可以将载波完全压制,大于 4.0 GHz 时,其抑制比能达到 12.6 dB 左右. 尽管在高频处不能将载波完全压制,但由于外腔与调制频率共振时对调制的增强也可以得到调制深度很高的激光,通过后续滤波等方法处理,仍然可以得到较好拉曼光源. 本系统结构简单紧凑、便于调节、运转稳定,并且输出的拉曼光功率也比较大,可广泛应用于原子

* 国家自然科学基金(批准号:10974125, 60821004)和国家重点基础研究发展计划(批准号:60808006, 61078051)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: tczhang@sxu.edu.cn

操控以及激光光谱等领域.

2. 实验装置及过程

对半导体激光器直接进行电流调制相当于对输出光场进行位相或者频率调制:

$$E_{\text{mod}} = E_0 e^{i(\omega t + \beta \sin \Omega t)}, \quad (1)$$

其中 E_0 是光场振幅, Ω 是调制频率, β 是调制深度. 利用 Bessel 函数一阶表达式将其展开为

$$\begin{aligned} E_{\text{mod}} &\approx [J_0(\beta) + 2iJ_1(\beta) \sin \Omega t] E_0 e^{i\omega t} \\ &= E_0 [J_0(\beta) e^{i\omega t} + J_1(\beta) e^{i(\omega + \Omega)t} \\ &\quad - J_1(\beta) e^{i(\omega - \Omega)t}], \end{aligned} \quad (2)$$

从上式可以看出调制后的激光变成为含有三个频率成分的激光, 包括频率为 ω 的载频和频率为 $\omega \pm \Omega$ 的边带. 初始激光总功率为 $P_0 = |E_0|^2$, 载频的功率为

$$P_c = J_0^2(\beta) P_0, \quad (3)$$

一级边带功率为

$$P_s = J_1^2(\beta) P_0. \quad (4)$$

调制深度比较小时 ($\beta < 1$), 几乎所有的功率都在载频和一阶边带上, 当 $P_c \gg P_s$ 时

$$P_c + 2P_s \approx P_0. \quad (5)$$

由(2)式可以得到, 当调制深度 $\beta \approx 2.4$ 时, 载波被完全压制从而只有高阶边带, 此时 $P_s/P_0 \approx 0.54$. 当调制深度 $\beta \approx 1.84$ 时, 一级边带达到最大, 此时 $P_s/P_0 \approx 0.68$.

实验上我们直接对外腔反馈半导体激光器的电流进行调制, 由于在该系统中除了调制还有选模, 外腔, 增益等机理的作用, 导致了在调制频率小于 4.0 GHz 载波完全被压制时一级边模所占所有激

光功率的比例偏高.

图 1 是实验装置图. 实验上我们采用的是外腔反馈半导体激光器. 该激光器采用的是 Littrow 结构. 其中半导体激光器采用的是边缘发射的并且输出端镀有减反膜, 内腔长为 750 μm , 中心波长为 870 nm, 阈值为 30 mA, 有光反馈时最高输出功率为 100mW (Eagleyard Photonics EYP-RWL-0870-06010-750-SOT01-0000). 光栅尺寸为 15 mm \times 15 mm \times 6 mm (长 \times 宽 \times 高), 刻线密度 1760 线/mm, 在 852 nm 波长处一级衍射效率约为 15%. 准直透镜焦距是距为 5.918 mm, 中心厚度为 3.69 mm 的非球面镜, 在光波长为 852 nm 附近时折射率为 1.5953. 用于观察激光器输出模式的 F-P 腔腔长为 1.5 cm, 自由光谱区为 10 GHz, 精细度为 1500, 线宽为 30 MHz. 可移动平台和 PZT 组成调整外腔腔长的装置, 移动平台用于粗调而 PZT 用于细调. 其中可移动平台的调整精度为 1/1000 mm, 调整大小为 12.5 mm. 信号发生器 MG3692B 和 Bias-T 用于对激光器进行射频调制, 其中信号发生器最大调制功率为 28 dBm, 最大调制频率为 20 GHz, Bias-T 最大调制频率为 12 GHz. 实验中激光器的工作电流为 60 mA, 工作温度控制在 25 $^{\circ}\text{C}$ (室温) 附近, 控制精度为 0.01 $^{\circ}\text{C}$.

实验过程如下:

1) 将半导体激光器波长调整到 852 nm 附近, 工作温度电流分别设定为 60 mA 和 25 $^{\circ}\text{C}$, 并通过调整使其单模运转.

2) 利用焦距为 250 mm 的透镜匹配 F-P 谐振腔, 使得激光只激发该谐振腔的基模.

3) 打开射频信号发生器, 通过 Bias-T 将半导体激光器在设定频率下进行电流调制, 并用示波器观察其输出模式.

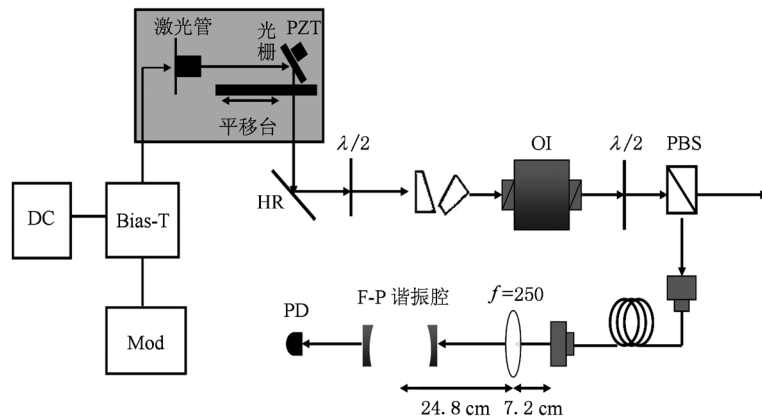


图 1 实验装置图 DC 为半导体激光器电流源, Mod 为信号发生器 MG3692B, HR 为高反镜, OI 为光隔离器, PBS 为偏振分束棱镜, PD 为光电探测器, 腔为 F-P 谐振腔. 方框部分为自制外腔反馈系统

4)通过调整半导体激光器的外腔长,工作电流,温度,以及所加射频功率的大小得到最大调制深度的激光.

3. 实验结果及分析

3.1. 有效腔长和最佳调制频率的关系

外腔的自由光谱区 (free spectrum range, FSR) 为

$$FSR = \frac{C}{2L_{eff}}, \quad (6)$$

其中 L_{eff} 为有效光学腔长

$$L_{eff} = L_{diode} \times n_{diode} + L_{air} \times n_{air} + L_{lens} \times n_{lens}, \quad (7)$$

n_{diode} 为激光器发光介质折射率, n_{lens} 是准直透镜的折射率. 当满足(6)式时对应的调制频率为最佳调制频率,该频率与有效光学腔长 L_{eff} 对应. 图2给出了理论和实验上的最佳调制频率和有效腔长的关系. 我们对于每一个有效腔长寻找其最佳调制频率并与理论计算结果进行了比较,从图2可以看到理论和实验符合较好. 我们得到结论:最佳调制频率等于有效腔长对应的自由光谱区.

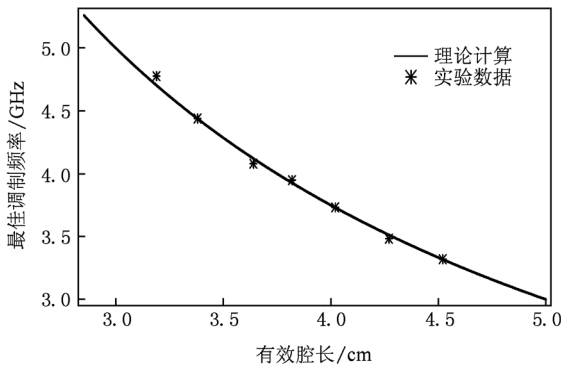


图2 有效腔长和最佳调制频率的关系

3.2. 无调制时激光器的输出模式

在没有加入射频调制时,实验上用 $f = 250\text{mm}$ 的透镜将用于监视激光器模式的 F-P 腔匹配好以后观察到激光器的单模运转状态,此时输出只有载波模式. 如图3所示.

3.3. 射频调制为 3.417 GHz 时激光器的输出模式

如图4所示激光器所加射频调制为 3.417 GHz 时,通过调整外腔有效腔长,激光器工作温度,电

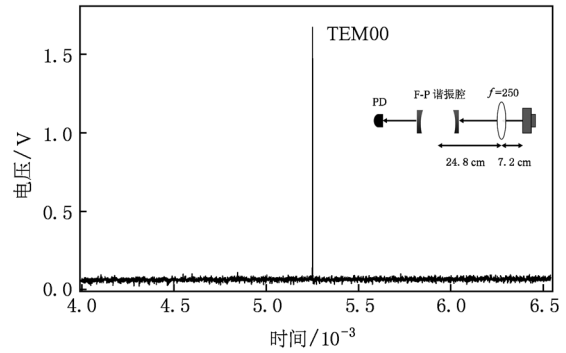


图3 无调制时激光器输出模式

流,以及射频功率的大小,可以将载波完全压制,其中正负一级边带频率相差 6.835 GHz (对应 Rb^{87} 原子). 另外由于这两个正负一级边带是一台激光器同时输出的模式,从而初始位相自然是锁定的,即将这两种模式的激光满足拉曼光的要求. 由于二者频率相差 6.835 GHz,对应于 Rb^{87} 原子基态超精细能级之间的频率差,如果我们选用中心波长为 780 nm 的激光管,则该光可以应用于驱动 Rb^{87} 原子的受激拉曼过程. 此时一级边模的功率达到 6.87 mW, 占全部激光功率的 60.8%. 达到了比较理想的效果.

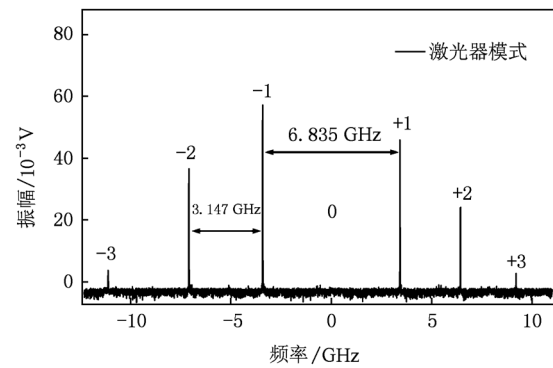


图4 射频调制为 3.417 GHz 时激光器的输出模式

3.4. 射频调制为 4.596 GHz 时激光器的输出模式

将频调制频率提高到 4.596 GHz 时 (对应于 Cs^{133} 原子基态超精细能级之间的频率差的一半), 通过同样的方法,虽然我们不能将主峰完全压制,但是边带仍然占有很大比例,对载波的抑制能够达到 12.6 dB,有效腔长和调制频率共振时对调制的增强帮助我们得到了调制深度很高的激光. 此时一级边带的激光功率为 5.09 mW. 达到了总激光输出的 45.5%. 结果如图5所示. 通过后续滤波等方法处理以后仍然可以得到比较好的拉曼光. 由于此时

正负一级边带频率相差为 9.192 GHz, 对应于 Cs¹³³ 原子基态超精细能级之间的频率差, 从而该光可以应用于驱动 Cs¹³³ 原子的受激拉曼过程.

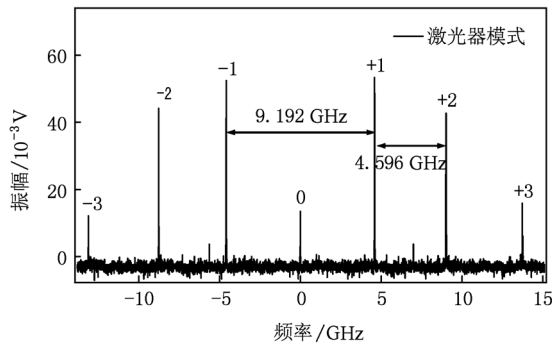


图5 射频调制频率为 4.596GHz 时激光器的输出模式

4. 结论及展望

本文报道了我们采用自制的外腔反馈半导体

激光系统实现 Raman 激光的实验结果. 该系统具有以下显著特点: 1) 腔长可以在很大的范围 (12.5 mm) 内连续改变, 从而可以通过简单的调整腔长, 实现适合不同原子的 Raman 激光输出; 2) 激光器采用镀减反膜半导体激光器, 能够实现对该激光器的调谐等更好的控制, 稳定性更高, 改善了工作性能; 3) 整个设计结构简单紧凑、运转稳定. 我们利用该激光器得到了到两束位相锁定且频率差在 6.0—9.3 GHz 范围内连续可调的激光. 在调制频率小于 4.0 GHz 时通过调整激光器工作电流, 温度, 外腔腔长以及射频功率可以将载波完全压制, 在大于 4.0 GHz 时, 一级边带仍然能够处于主振荡模式, 通过后续滤波等方法处理, 也可以得到较好的拉曼光源. 对调制频率分别为 3.417 GHz 和 4.596 GHz 进行的实验结果表明, 效果非常理想.

- [1] Adelbert Owyong, Jones E D 1977 *Opt. Lett.* **1** 152
- [2] Kasevitch M, Chu S 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1741
- [3] Lee H J, Adams C S, Kasevitch M, Chu S 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 2658
- [4] Weiss D S, Young B C, Chu S 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 2706
- [5] Yavuz D D, Kulatunga P B, Urban E, Johnson T A, Proite N, Henage T, Walker T G, Saffman M 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 063001
- [6] Bergmann K, Theuer H, Shore B W. 1998 *Reviews of Modern Physics* **70** 1003
- [7] Schieman S, Kuhn A, Steuerwald S, Bergmann K 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 3637
- [8] Vitanov N V, Fleischhauer M, Shore B W, Bergmann K 2001 *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **46** 55
- [9] Vitanov N V, Halfmann T, Shore B W, Bergmann K 2001 *Annu. Rev. Phys. Chem.* **52** 763
- [10] Markus Hijlkema, Bernhard Weber, Specht H P 2007 *Nat. Phys.* **03** 253
- [11] Darquie B, Jones M P A, Dingjan J, Beugnon J, Bergamini S, Sortais Y, Messin G, Browaeys A, Grangier P 2005 *Science* **309** 454
- [12] Bouyer P, Gustavson T L, Haritos K G, Kasevich M A 1993 *Opt. Lett.* **18** 649
- [13] Szymaniec K, Ghezali S, Coghnet L, Clairon A 1997 *Opt. Commun.* **144** 51
- [14] Santarelli G, Clairon A, Lea S N, Tino G 1994 *Opt. Commun.* **104** 339
- [15] Snadden M J, Clarke R B M, Riis E 1997 *Opt. Lett.* **22** 892
- [16] Ringot J, Lecoq Y, Garreau J C, Szriftgiser P 1999 *Eur. Phys. J. D* **7** 285
- [17] Affolderbach C, Nagel A, Knappe S, Jung C, Wiedenmann D, Wynands R 2000 *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **70** 407
- [18] Waxman A, Givon M, Aviv G, Groswasser D, Folman R 2009 *Appl. Phys. B* **95** 301
- [19] Liu S P, Zhang Y C, Zhang P F, Li G, Wang J M, Zhang T C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 285 (in Chinese) [刘四平、张玉驰、张鹏飞、李刚、王军民、张天才 2009 物理学报 **58** 285]
- [20] Zhang Y C, Wang X Y, Li G, Wang J M, Zhang T C 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2202 (in Chinese) [张玉驰、王晓勇、李刚、王军民、张天才 2007 物理学报 **56** 2202]

Generation of Raman light source with an anti-reflection-coated edge-emitting laser diode in an external cavity^{*}

Zhang Yan-Feng Li Gang Zhang Yu-Chi Zhang Peng-Fei Wang Jun-Min Zhang Tian-Cai[†]

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

(Received 1 December 2010; revised manuscript received 10 December 2010)

Abstract

Phase locked two laser beams with a tunable and controllable frequency difference in a range of several GHz play a major role in the stimulated Raman transition, coherent population trapping, quantum states preparation and other quantum manipulation researches. We demonstrate such laser beams with a tunable frequency difference in a range of 6.0—9.3GHz. In particular, the frequency differences of 6.835GHz and 9.192GHz corresponding to the ground state's hyperfine splitting in Rb⁸⁷ and Cs¹³³ respectively are realized experimentally. The power of the modulated beam is measured to be 6.87mW. With an antireflection-coated edge-emitting diode placed in an external cavity, we can suppress the carrier completely when the modulation frequency is lower than 4.0GHz by adjusting the external cavity length, the temperature, the current of the diode, and the power of the modulation. When the modulation is higher than 4.0GHz we cannot fully suppress the carrier, but we can also obtain the laser beams each with a high modulation depth due to modulation enhancement by external cavity resonance.

Keywords: stimulated Raman transition, high frequency modulation, modulation enhancement

PACS: 42.55.Px, 42.55.Ye, 42.60.By

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10974125, 60821004) and the National Basic Research Program of China (Grant Nos. 60808006, 61078051).

[†] Corresponding author. E-mail: tczhang@sxu.edu.cn