

文章编号: 1007-6654(2009)01-0084-07

光栅外腔半导体激光器 GHz 射频调制特性研究

赵江艳, 杨保东, 何军, 张天才, 王军民[†]

(量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西大学光电研究所, 山西 太原 030006)

摘要: 研究了光栅外腔半导体激光器(ECDL)对射频频率调制的响应特性, 分析了射频频率调制时光栅外腔对半导体激光器的边带信号的影响。实验中测量了GHz射频频率调制的ECDL输出的边带信号随射频信号功率、注入电流、光栅外腔长度的变化情况。证实了当射频调制频率等于光栅外腔自由光谱区的整数倍时,ECDL输出的边带信号可在一定程度上得到增强。

关键词: 光栅外腔半导体激光器; 射频调制; 自由光谱区; 调制系数; 注入电流

中图分类号: O431 文献标识码: A

0 引言

半导体激光器的体积小, 寿命长, 价格相对便宜, 光谱特性好, 可采用注入电流方式泵浦, 并且还可用频率高达GHz的射频信号直接调制注入电流来获得高速调制的激光输出, 因此它们在现代物理的很多领域如光通讯、光谱学、计量学、冷原子物理等都有着广泛的应用。在原子光谱和激光冷却原子的实验中, 半导体激光器的应用简化了实验装置。用磁光阱冷却和俘获碱金属原子时, 可以利用两台半导体激光器分别作为冷却/俘获光源和反抽运光源, 利用饱和吸收光谱或偏振光谱等稳频技术将其频率分别锁定在所需原子的适当的超精细跃迁线上。一种简化的方案是: 对一台半导体激光器的注入电流进行合适频率的射频调制^[1], 使输出激光频谱中的主峰和边带分别用作冷却/俘获光和反抽运光, 也可实现冷却与俘获^[2]。此外, 在原子的拉曼冷却技术^[3], 以及采用受激拉曼绝热通道(Stimulated Raman Adiabatic

Passage, 简写为 STIRAP)技术^[4]实现原子布居数在能态之间的转移和实现对单原子量子比特的旋转操作^[5-6]中, 也需要频率差在特定微波频率的两束激光, 并且要求这两束激光相位相干。但是, 如果用两台激光器, 则需要用到复杂的电子学系统对两台激光器的相位进行锁定^[7]。目前利用射频场来产生这种GHz频率差的双频激光的方案有: 对激光二极管的注入电流进行直接调制产生边带^[8-9], 利用位相型电光调制器(EOM)对单频激光进行调制产生边带^[10], 以及利用声光调制器(AOM)对单频激光进行频移^[11-12]等多种方案。后两种方案中, 需要比激光二极管更昂贵的GHz波段的EOM和AOM, 以及高功率的射频源或射频功率放大器。而前一种方案相对简单得多, 但对激光二极管注入电流的直接调制所产生的调制系数一般较低, 因此在一些实验中需要通过采用半导体锥状放大器(Tapered Amplifier)^[12]或注入锁定(Injection Locking)^[13-14]等手段进行

收稿日期: 2008-09-09

基金项目: 国家自然科学基金(60578018, 10434080); 国家重大研究计划课题(2006CB921102); 教育部新世纪优秀人才支持计划(NCET-07-0524); 高等学校博士点专项(20070108003); 山西省自然科学基金(2007011003); 山西省回国留学人员基金

作者简介: 赵江艳(1984-), 女, 湖北京山人, 光学专业硕士研究生。

† 通讯作者: E-mail: wwwwjmm@sxu.edu.cn

功率放大。

目前, 我们正在进行单原子量子比特旋转操作的实验工作。拟采用 852 nm 激光束强聚焦构建⁸⁷Rb 原子的光学偶极阱, 在单原子磁光阱的基础上实现单个⁸⁷Rb 原子在光学偶极阱中的装载, 以保持原子的相干性, 并实现对原子内部和外部自由度的完全控制。用 852 nm 激光通过 STIRAP 方案实现对⁸⁷Rb 单原子量子比特的旋转操作, 需要在实验中产生两束 852 nm 单频激光, 且其频率差严格等于⁸⁷Rb 原子基态 5S_{1/2} Fg = 1 和 Fg = 2 超精细态之间能级间隔 6.834 682 GHz。为此我们研究了波长为 852 nm 的光栅外腔半导体激光器对 GHz 射频调制的响应特性, 希望能在调制频率为 3.4 GHz 时得到较大的边带功率。这样采用 3.417 341 GHz 射频信号对激光二极管进行调制时, 产生相位相干的正负一级边带, 频率间隔就正好是⁸⁷Rb 原子基态 5S_{1/2} Fg = 1 和 Fg = 2 超精细态之间能级间隔 6.834 682 GHz。再将正负边带分别注入两个被动激光二极管, 通过注入锁定即可满足 STIPAP 方案对激光系统的要求。实验中我们通过改变光栅外腔的长度, 证实了当调制频率等于光栅外腔自由光谱区的整数倍时, 半导体激光器的边带会得到增强; 当调制频率偏离光栅外腔的自由光谱区时, 激光二极管的边带会受到抑制。

1 光栅外腔半导体激光器调制注入电流时的激光频谱

首先考虑一个激光二极管, 注入电流直流部分为 I_0 , 受到一个强度为 i_m , 频率为 ω_m 的信号的调制, 故其注入电流可表示为: $I = I_0 + i_m \sin \omega_m t$ 。由于激光二极管的激活介质的折射率和腔长以及输出功率都与注入电流有关系, 因此在激光二极管的输出光谱中既有振幅调制, 又有频率调制。通常一个频率调制的光场可以表示为^[15]:

$$E = E_0 \exp[j(\omega_0 t + \beta \sin(\omega_m t))] \quad (1)$$

$$\beta = 2\pi\Delta F/\omega_m \quad (2)$$

ω_0 是激光频率, ω_m 是调制信号的频率, β 为调制深度, ΔF 表示调制时的最大频率离差。

频率调制光谱可以由(1)式做傅立叶变换展开, 用一阶贝塞尔函数表示可得到:

$$\begin{aligned} E &= J_0(\beta) E_0 \sin(\omega_0 t) + \\ &J_1(\beta) E_0 \sin[(\omega_0 + \omega_m)t] - \\ &J_1(\beta) E_0 \sin[(\omega_0 - \omega_m)t] + \dots \\ &J_l(\beta) E_0 \sin[(\omega_0 + l\omega_m)t] + \\ &(-1)^l J_l(\beta) E_0 \sin[(\omega_0 - l\omega_m)t] \end{aligned} \quad (3)$$

由上式可以看出, 射频调制后半导体激光器的输出光谱中除了原有的频率为 ω_0 的光谱项外, 还含有频率为 $\omega_0 \pm l\omega_m$ ($l = 1, 2, \dots$) 的频谱项, 因此调制的结果是在辐射的激光光谱中出现边带, 这些边带在激光频谱的左右两侧与载频中心频率 ω_0 间隔为 ω_m 的整数倍处, 即谱线 ω_0 的上下两侧距其 ω_m 整数倍处出现边带, 其强度为(3)式中的系数(即贝塞尔函数)的平方。事实上, 对激光器的注入电流的频率调制也会引起振幅调制, 在我们的实验中由于振幅调制深度比较小, 所以忽略不计。图 1 为贝塞尔函数平方随调制深度 β 变化的曲线。从图中可以看出, 当 β 不太大时(小于 1.9), 一级边带的功率随着调制系数的增加而增加。

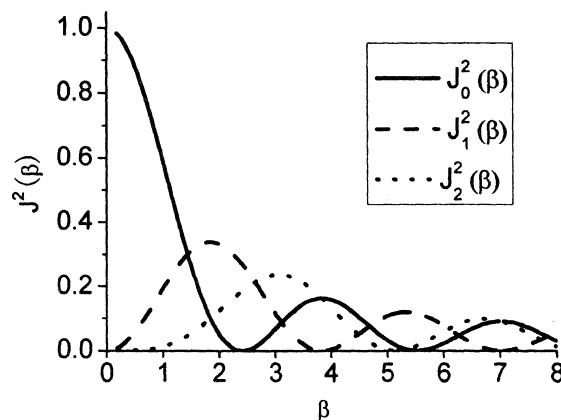


图 1 贝塞尔函数平方的曲线

Fig. 1 The curve of square of Bessel function

对于半导体激光器, 适当的闪耀光栅外腔反馈可降低激光器的阈值, 压窄激光线宽, 扩展其单模运转时的调谐范围^[16]。闪耀光栅与激光二极管的端面构成了一个 Fabry-Perot (F-P) 腔, 其自由光谱区为^[17]:

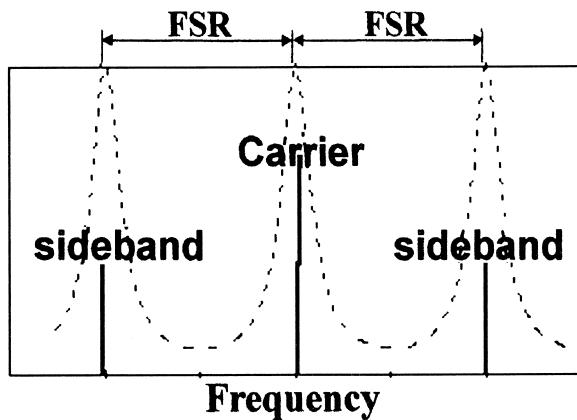
$$FSR = \frac{c}{2nL} \quad (4)$$

式中 c 为真空中的光速, n 为空气的折射率, L 为 F-P 腔(即闪耀光栅外腔)的腔长。

在不计损耗的情况下, F-P 腔的透射率为^[17]:

$$T = \frac{1}{1 + \frac{4R\sin^2(2\pi nL/\lambda)}{(1-R)^2}} \quad (5)$$

式中 R 为腔镜的反射率。若此时在激光二极管脚处直接引入对注入电流的射频调制, 则根据前面的分析, 会有围绕在激光中心频率上下的边带信号出现在输出激光的频谱中。如图 2 所示, 只有边带与主峰的频率间距, 即射频信号频率等于 F-P 腔的自由光谱区的整数倍时, 边带才会与腔共振, 从而经历极低的损耗输出, 相对于一般有损耗的情况而言, 可认为边带信号得到增强。一旦射频信号的频率偏离腔的共振峰, 边带即会受到光栅外腔的损耗而被抑制, 偏离越远, 抑制越严重。



实线表示受调制的激光二极管的频谱, 虚线表示腔的透射峰。当调制频率等于腔的自由光谱区的整数倍时, 若不计损耗, 边带的透射率为 100%, 可以全部输出。否则边带会因与腔模不共振, 而受到腔的损耗。

图 2 边带与腔模共振的示意图

The solid line represents the frequency spectra of modulated laser diode, dashed line represents the transmission of cavity. When modulation frequency equals any multiple of cavity's FSR, take no account of loss, the sidebands can completely output and the transmittivity is 100%. If not, the sidebands would have a loss for off resonance with the cavity.

Fig. 2 Schematic diagram of the sibebands resonant with cavity mode.

另外, 考虑激光二极管内部增益介质的前后

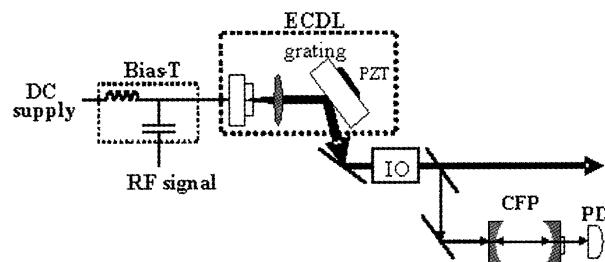
端面构成的内腔, 如果调制信号的频率等于内腔自由光谱区的整数倍的话, 则调制所产生的边带信号也会得到增强。但通常内腔腔长在微米量级, 自由光谱区为 THz 量级, 而一般的调制频率要远小于自由光谱区, 所以本文不考虑内腔对射频调制边带的影响。

除了外腔对射频调制特性的影响, 半导体激光器的弛豫振荡对其也有影响。当调制频率 f_m ($f_m = \frac{\omega_m}{2\pi}$) 小于弛豫振荡频率 f_r 时, 激光二极管的响应较小; $f_m = f_r$ 时响应最大; 当 $f_m > f_r$ 时随着 f_r 增大响应急剧减小。激光二极管的弛豫振荡频率 f_r 与注入电流的关系可以表示为^[15]:

$$f_r = K \sqrt{I_0/I_{th}} \quad (6)$$

式中系数 $K = 1/(\tau_s \tau_{ph})^{1/2}$, 其中 τ_s 为载流子的寿命, τ_{ph} 为腔内光子的寿命, K 的大小一般为几个 GHz 左右。 I_0 为激光二极管的注入电流, I_{th} 为激光二极管的阈值电流。

2 实验装置和实验结果



ECDL: 光栅外腔半导体激光器; PZT: 压电陶瓷; IO: 光隔离器; CFP: 共焦 Fabry-Perot 腔; PD: 光电二极管

图 3 实验装置示意图

ECDL: grating external-cavity diode laser; PZT: piezoceramics; IO: optical isolator; CFP: confocal Fabry-Perot cavity; PD: photodiode

Fig. 3 Schematic diagram of the experiment setup

图 3 为实验装置示意图。实验中采用的是 JDSU 公司型号为 FG-5411-G1-852 的 GaAlAs 量子阱激光二极管, 标称的阈值电流为 15.5 mA。温度为 25℃, 注入电流为 110 mA 时, 激光输出功率约为 100 mW, 中心波长约为 854 nm。激光二极管采用自制的输出电流范围为 0 ~ 200 mA、电

流噪声约 $20 \mu\text{A}$ 的恒流源驱动, 利用控温仪 (Newport Model 325) 将半导体激光器及其光栅外腔底座的温度控制在室温附近, 控温精度为 5 mK 。射频功率信号发生器 (Agilent E8257C) 输出的射频信号通过同轴电缆耦合到带宽为 $100 \text{ kHz} \sim 4.2 \text{ GHz}$ 的 Bias-T 模块 (Mini-Circuits ZFBT-4R2G) 的射频 (RF) 端口, 与从 Bias-T 模块直流端口注入的直流电流经 Bias-T 后一起注入激光二极管。射频功率信号发生器的输出功率范围为 $-135 \text{ dBm} \sim +14 \text{ dBm}$, 实验中我们的工作频率范围为 $1 \text{ GHz} \sim 4 \text{ GHz}$ 。激光二极管输出的激光经过一个焦距为 8 mm 的准直透镜 (Thorlabs C240TM) 准直后入射到一个 1800 线/mm、衍射效率约 10% 的闪耀光栅上。我们采用的是 Littrow 方式的光栅外腔反馈形式, 通过粗调 (光栅后面的调节螺钉) 和微调 (改变加在光栅后面的压电陶瓷上的直流偏压) 光栅的位置和角度, 使经过光栅后的一级衍射光直接原路返回到激光器中以实现外腔反馈, 零级光束则作为光栅外腔激光器的输出。我们的光栅外腔腔长约为 40 mm , 对应光栅外腔的自由光谱区约 3.8 GHz 。输出激光通过隔离度大于 30 dB 的光隔离器后, 分出一部分入射到一个共焦 F-P 腔中, F-P 腔的透射场由光电二极管进行探测。通过 F-P 腔可分析输出激光的频谱。F-P 腔的自由光谱区为 500

MHz , 精细度约为 120 。

通常引入另外一个调制系数 γ ^[13], 等于一级边带幅度与主峰幅度的比值。在忽略振幅调制的情况下, 从前面的分析可以得到 $\gamma = J_1^2(\beta) / J_0^2(\beta)$, 只要 β 不太大 (小于 1.9), γ 随着 β 的增大而增大, 因此 γ 在一定程度上表征了激光器对射频调制的响应程度, 并且比 β 更为直观。

首先, 我们测量了在射频频率以及注入电流一定的情况下, 调制系数 γ 随射频功率的变化情况。图 4a) 为激光二极管注入电流 60 mA , 射频频率为 3.417341 GHz , 功率 $+5 \text{ dBm}$ 时 F-P 腔观察到的激光频谱。图中输出光谱的正负边带稍不对称, 表明在这个过程中不仅有频率调制, 还有振幅调制。固定射频频率为 3.417341 GHz , 激光二极管的注入电流约为 55 mA , 我们测量了射频功率在 $-10 \sim +5 \text{ dBm}$ 的范围内变化时调制系数的变化情况, 如图 4b) 所示。可以看出, 随着射频功率的增加, 调制系数在增大, 在 $+5 \text{ dBm}$ 的射频功率下, 调制系数可以达到 60% 左右。但是射频功率越大, 同时对激光二极管造成的扰动也就越大。过大的射频功率往往使 ECDL 无法单频运转。实验中我们需要微调注入电流和光栅后面的压电陶瓷所加偏置电压, 使 ECDL 系统能够单频运转。

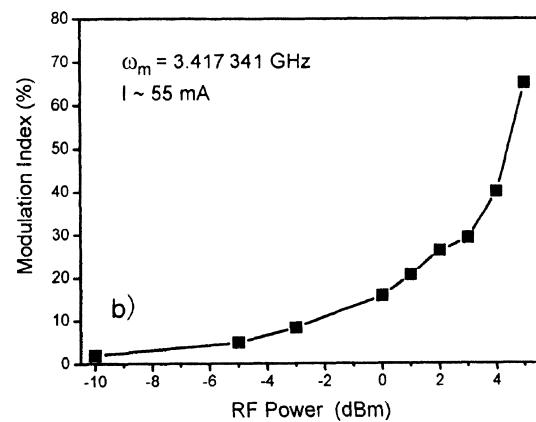
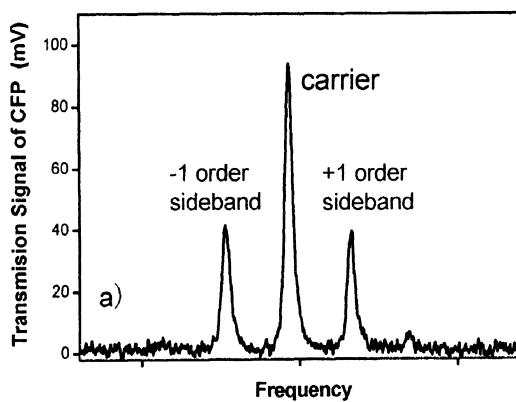


图 4 a) 为激光二极管注入电流为 60 mA , 加 $+5 \text{ dBm}$ 的 3.417341 GHz 射频调制时, ECDL 典型的输出激光频谱。b) 为激光二极管注入电流约为 55 mA , 当 3.417341 GHz 射频信号的功率从 -10 dBm 到 $+5 \text{ dBm}$ 变化时, ECDL 输出激光频谱中调制系数的变化情况。

Fig. 4 a) Typical radiation spectra of ECDL when the diode laser injection current is 60 mA the RF signal power is $+5 \text{ dBm}$ at 3.417341 GHz . b) The modulation index as a function of the RF signal power (ranges from -10 dBm to $+5 \text{ dBm}$) when the diode laser injection current is about 55 mA and RF signal frequency is 3.417341 GHz .

当固定射频信号的输出功率为 0 dBm, 激光器的注入电流为 61 mA 左右(由于射频信号的干扰, 有时需要微调注入电流约 1 mA 左右以使激光器单频运转), 我们测量了射频信号的频率在 1 ~ 4 GHz 的范围内变化时的调制系数, 如图 5 所示。从图中可以看出, 随着射频频率的增加, 调制系数逐渐上升。到 3.42 GHz 时, 调制系数达到最大值 15.3%。随着调制频率的继续增加, 调制系数又减小。当调制频率为 3.9 GHz 时, 调制系数减小到 0.4%。分析如下: 注入电流约为 61 mA 时, 激光二极管的弛豫振荡频率在 3.4 GHz 附近, 因此这个频率处的调制系数比较大。虽然信号发生器的输出功率可以准确的控制, 但由于连接信号发生器与 Bias-T 的同轴电缆, Bias-T 本身, 以及 Bias-T 到激光二极管的引线等对不同频率的射频信号的损耗不同, 再加上一些测量误差和噪声, 因此调制系数的曲线并不平滑, 出现了一些起伏(如 1.4 GHz, 2.8 GHz 处)。

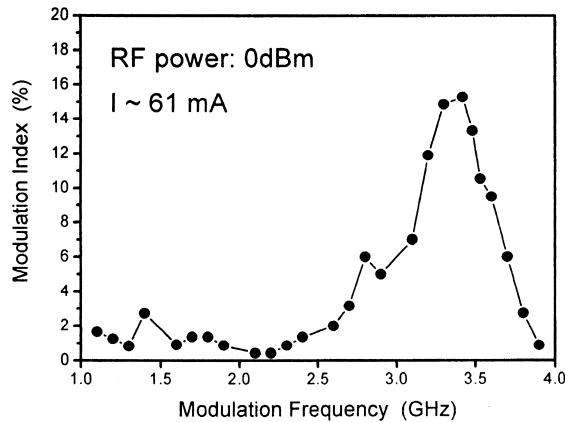


图 5 RF 功率为 0 dBm, 激光二极管的注入电流约为 61 mA 时, 测得的调制系数随频率的变化情况。随着 RF 频率增加到 2.6 GHz 时, 调制系数开始逐渐上升, 到 3.42 GHz 时调制系数达到最大, 然后开始迅速下降。

Fig. 5 The modulation index of the ECDL as a function of the frequency of RF signal. The current of laser diode is 61 mA and power of RF signal is 0 dBm. Along with the RF frequency increased, the modulation index increases gradually from 2.6 GHz, then reaches the maximum at 3.42 GHz, and then decreases quickly.

当我们改变激光二极管的注入电流时, 在固

定射频功率为 0 dBm 和射频频率为 3.417 341 GHz 的条件下, 随着电流的增加, 调制系数 γ 逐渐增加, 当电流超过 54 mA 后, 随着电流的增加, 调制系数又逐渐减小(见图 6), 这与无光栅外腔反馈单频运转的激光二极管调制的结果相似^[13]。文献[13]认为这是由于电流 I_0 减小, 而射频功率不变, 所以 i_m/I_0 变小, 导致对激光二极管的调制深度 β 的增加引起的, 但对于电流继续减小调制系数却减小未给出解释。我们认为这是由激光二极管的弛豫振荡引起的。从(6)式可知, f_r 随着注入电流的增加而增加。在调制频率 f_m 不变的条件下, 激光二极管的注入电流较小时, 弛豫振荡频率 f_r 小于调制频率 f_m 。随着注入电流的增加, 弛豫振荡频率 f_r 接近调制频率 f_m , 所以调制系数增大。当电流达到一定值(我们实验中为 54 mA)的时候, 弛豫振荡频率 f_r 等于调制频率 f_m , 调制系数达到最大。当电流继续增加, 弛豫振荡频率 f_r 开始远离调制频率 f_m , 所以调制系数减小。

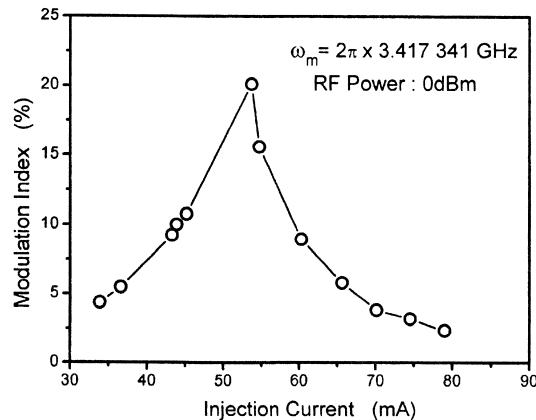


图 6 射频信号频率为 3.417 341 GHz, 射频功率为 0 dBm 时, 调制系数随注入电流的变化情况。

Fig. 6 The modulation index as a function of injection current when the RF signal has a frequency of 3.417 341 GHz, and a power of 0 dBm.

为了验证光栅外腔对激光器射频调制的影响, 并且避开激光二极管的弛豫振荡频率影响的频率区, 我们将激光器的光栅向外移动, 以拉长外腔长度, 使其自由光谱区在 1 GHz 附近。调节光栅的位置使其一级衍射的反馈有效后, 保持调

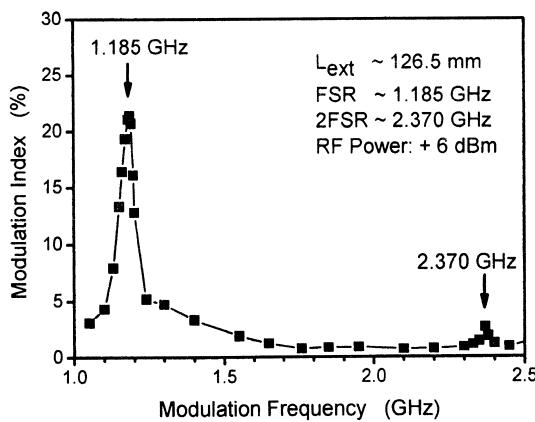


图 7 光栅外腔的腔长为 126.5 mm 时, ECDL 的调制系数随射频调制频率的变化情况。在 1.185 GHz 和 2.370 GHz 处,正好是光栅外腔的自由光谱区和两倍自由光谱区,出现了调制系数的极大值。

Fig. 7 The modulation index of ECDL as a function of the frequency of RF signal at the grating external cavity length of 126.5 mm. At 1.185 GHz and 2.370 GHz, just the FSR and twice FSR of the grating external cavity, the maximum modulation index occurs.

制信号功率不变,我们测量了调制系数 γ 随射频信号频率 f_m 的变化情况。实验中观察到调制系数确实在射频信号频率等于某些频率及这些频率的倍数附近调制系数突然增加。图 7 为光栅外腔的腔长为 126.5 mm,射频功率 +6 dBm,在 1~2.5 GHz 之间调制系数随射频调制频率的变化情况。当射频的频率等于自由光谱区(1.185 GHz)和自由光谱区的两倍(2.370 GHz)时,相对于附近频率调制系数均较大。特别是

1.185 GHz 处,调制系数达到了 21.4%,在 2.370 GHz 处调制系数较小,约 2.7%。我们分析是由于随着调制频率的增加,射频信号的传输损耗增大导致实际加到激光二极管上的射频功率大大减小引起的,不过相对于附近频率处来说,调制系数还是明显较大。其他调制频率下由于产生的边带与光栅外腔不共振而受到抑制,导致调制系数急剧减小。因此,若想得到较大的调制系数,使边带的功率较大,可通过仔细调节光栅外腔半导体激光器中光栅的位置,以使激光二极管在所需的特定射频频率调制下边带不受到抑制。

3 结论

本文分析了对光栅外腔半导体激光器注入电流射频调制后输出激光的频谱特性。通过分别改变射频信号的功率、频率以及激光器的注入电流,观测了光栅外腔半导体激光器对注入电流直接射频频率调制的响应特性。在实验中验证了调制频率等于光栅外腔的自由光谱区时,光栅外腔半导体激光器的边带功率会增强。原则上我们可以通过调节光栅位置使其自由光谱区为 3.417 341 GHz,来增强 ECDL 在 3.4 GHz 处的边带幅度。目前我们正在设计加工合适的机械结构来调节光栅外腔腔长,达到射频功率较低(此时激光器运转较稳定),但边带幅度仍较大的目标,以便能满足后续实验的要求。

参考文献:

- [1] FENG P, WALKER T. Inexpensive Diode Laser Microwave Modulation for Atom Trapping [J]. *Am J Phys*, 1995, **63**(10): 905-908.
- [2] MYATT C J, NEWBURY N R, WIEMAN C E. Simplified Atom Trap by Using Direct Microwave Modulation of a Diode Laser [J]. *Opt Lett*, 1993, **18**(8): 649-651.
- [3] LEE H J, ADAMS C S, KASEVICH M, et al. Raman Cooling of Atoms in an Optical Dipole Trap [J]. *Phys Rev Lett*, 1996, **76**(15): 2658-2661.
- [4] BERGMANN K, THEUER H, SHORE B W. Coherent Population Transfer Among Quantum States of Atoms and Molecules [J]. *Rev Mod Phys*, 1998, **70**(3): 1003-1025.
- [5] YAVUZ D D, KULATUNGA P B, URBAN E, et al. Fast ground State Manipulation of Neutral Atoms in Microscopic Optical Traps [J]. *Phys Rev Lett*, 2006, **96**(6): 063001.

- [6] JONES M P A, BEUGNON J, GAETAN A, et al. Fast Quantum State Control of a Single Trapped Neutral Atom [J]. *Phys Rev A*, 2007, **75**(4): 040301.
- [7] SANTARELLI G, CLAIRON A, LEA S N, et al. Heterodyne Optical Phase-locking of Extended-cavity Semiconductor Lasers at 9 GHz [J]. *Opt Commun*, 1994, **104**(4-6): 339-344.
- [8] KITCHING J, ROBINSON H G, HOLLBERG L, et al. Optical-pumping Noise in Laser-pumped, All-optical Microwave Frequency References [J]. *J Opt Soc Am B*, 2001, **18**(11): 1676-1683.
- [9] HEMMER P R, SHAHRIAR M S, LAMELA-RIVERA H, et al. Semiconductor Laser Excitation of Ramsey Fringes by Using a Raman Transition in a Cesium Atomic Beam [J]. *J Opt Soc Am B*, 1993, **10**(8): 1326-1329.
- [10] BASHKANSKY M, BEADIE G, DUTTON Z, et al. Slow-light Dynamics of Large-bandwidth Pulses in Warm Rubidium Vapor [J]. *Phys Rev A*, 2005, **72**(3): 033819.
- [11] BOUYER P, GUSTAVSON T L, HARITOS K G, et al. Microwave Signal Generation with Optical Injection Locking [J]. *Opt Lett*, 1996, **21**(18): 1502-1504.
- [12] UNKS B E, PROITE N A, YAVUZ D D. Generation of High-power Laser Light with Gigahertz Splitting [J]. *Rev Sci Instrum*, 2007, **78**(8): 083108.
- [13] RINGOT J, LECOQ Y, GARREAU J C, 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**: 285-288.
- [14] SNADDEN M J, CLARKE R B M, RIIS E. Injection-locking Technique for Heterodyne Optical Phase Locking of a Diode Laser [J]. *Opt Lett*, 1997, **22**(12): 892-894.
- [15] MELENTIEV P N, SUBBOTIN M V, BALYKIN V I. Simple and Effective Modulation of Diode Lasers [J]. *Laser Phys*, 2001, **11**(8): 891-896.
- [16] MACADAM K B, STEINBACH A, WIEMAN C. A Narrow-band Tunable Diode Laser System with Grating Feedback, and a Saturated Absorption Spectrometer for Cs and Rb [J]. *Am J Phys*, 1992, **60**(12): 1098-1111.
- [17] 雅里夫·A. 光电子学导论 [M]. 李宗琦译. 北京: 科学出版社, 1983: 64-70.

Characteristics of the Grating External-Cavity Diode Laser under GHz Radio-Frequency Modulation

ZHAO Jiang-yan, YANG Bao-dong, HE Jun, ZHANG Tian-cai, WANG Jun-min

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

Abstract: The response characteristics of grating external-cavity diode laser (ECDL) to direct GHz radio-frequency (RF) modulation of the injection current of the diode laser are experimentally investigated, and the effect of the grating external cavity to the sideband signal of diode laser is analyzed. In experiment, the variation of the sidebands of ECDL under GHz RF modulation is measured along with the RF power, the length of grating external cavity and the magnitude of injection current. When the frequency of RF signal equals to the multiple of the free spectra range (FSR) of grating external cavity, the sideband signal of ECDL under RF modulation can be enhanced. This point is also clearly confirmed in the experiment.

Key words: grating external-cavity diode laser; radio-frequency modulation; free spectra range; modulation index; injection current