

用于高分辨率光谱研究的窄线宽半导体激光器及其特性研究*

陈徐宗 姚继良 李义民 杨东海 王义遒

(北京大学电子学系, 北京 100871)

摘 要 报道了一种新型结构的弱反馈外腔半导体激光器, 利用此结构将原来的激光线宽压窄至 500 kHz 以下。这种激光器可用于高分辨率激光光谱、磁光阱囚禁原子和原子喷泉量子频标等方面。另外还从理论上研究了其线宽、电调率等物理参量间的关系, 得出了有用的关系式, 并通过实验对此作了验证。

关键词 高分辨光谱, 半导体激光器, 弱反馈。

1 引 言

在半导体激光器的诸多应用之中, 半导体激光的线宽是一个非常重要的指标。目前通用的半导体激光器的线宽一般在 15~ 50 MHz 左右。虽然它对于一般应用(如激光光纤通讯、激光印刷、激光医疗等)已满足要求, 但对于基础研究(如高分辨激光光谱、激光冷却和囚禁原子、新型量子频标等)它们仍不能满足要求。为了让半导体激光在上述基础研究中发挥作用, 就必须设法将其线宽窄化。半导体激光线宽的压窄方法主要有二种: 电反馈法和光反馈法。由于光反馈法具有结构简单的特点, 目前已普遍为大家所采用。

本文的工作首先是利用弱光反馈的方法将中心波长为 850 nm 的 SDL-5400 型半导体器的线宽从 15 MHz 压窄至 500 kHz 以下。其次从理论上导出了激光线宽和电调率的关系和局部电调率和平均电调率的关系, 在实验上利用饱和吸收光谱技术对此加以验证。

2 半导体激光线宽产生的机理以及线宽压窄的理论分析

半导体激光器在工作时, 腔内同时存在着受激辐射和自发辐射两种过程。自发辐射产生的光子相位是随机分布的, 彼此不相干。由于这种相位的随机分布, 形成了激光场的本征线宽, 其表达式最早由 Schawlow-Townes^[1]给出:

$$\Delta\nu_0 = 2\pi h\nu\Delta u/P \quad (1)$$

式中 P 为该模式中的光功率, Δu 为有源腔的线宽, 它由下式决定:

* 国家自然科学基金资助的课题;

收稿日期: 1995 年 8 月 10 日; 收到修改稿日期: 1995 年 12 月 20 日

$$\Delta\nu = \frac{1}{2\pi\tau_c} = \frac{1}{2\pi(l/\alpha c)} \tag{2}$$

式中 l 为腔长, α 为光腔的损耗。从 (1)、(2) 式可以看出, 激光功率 P 越大, 腔长 l 越长, 激光的本征线宽越窄。由于半导体激光器的腔长比气体激光器的腔长要短得多, 因此它的本征线宽则大之于气体激光器的线宽。

AlGaAs 半导体激光器的辐射直接受激光介质的折射率 $n = n' + in''$ 的影响, 在半导体激光中, 自发辐射不但引起相位的起伏, 还能引起光场强度的起伏, 这种强度的变化引起载流子密度的变化, 从而导致介质折射率实部 n' 和虚部 n'' 的变化。其实部变化 $\Delta n'$ 表征了因载流子密度的变化导致介质增益的变化, 而虚部变 $\Delta n''$ 则表征了载流子密度的变化引起光场相位的变化, 令

$$\alpha = \Delta n' / \Delta n'' \tag{3}$$

半导体激光器的线宽则为^[2,3]

$$\Delta\nu = \Delta\nu_0(1 + a^2) \tag{4}$$

这表明了由于光强起伏导致线宽加宽了 $1 + a^2$ 倍。对于 SDL-5400 型激光器 $a \sim 5$, $\Delta\nu \sim 15$ MHz。

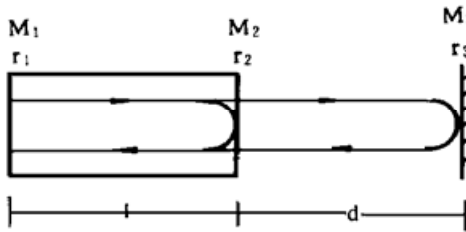


Fig. 1 Schematic diagram for diode laser with external optical feedback

为了使现有的半导体激光器的线宽能得到有效的压窄, 常用的方法是利用外腔光反馈, 如图 1 所示。从原理上讲, 外腔反馈可以从二个方面使线窄变窄。第一, 加外腔相当于增长腔长, 从 (2) 式可知, 这将使线宽变窄。第二, 引入反馈, 将增加受激辐射而抑制自发辐射, 从而使激光线宽变窄。

为^[4]:

为了简单起见, 可将外腔光反馈半导体激光器的结构简化成图 1 所示的三腔结构。对于弱光反馈, 则激光线宽

$$\Delta\nu = (1 + a^2) \Delta\nu_0 / [1 + X \cos(\mathcal{Q} + \mathcal{Q}_R)]^2 \tag{5}$$

$$X = K \tau (1 + a^2)^{1/2}, \quad \mathcal{Q} = \omega \tau, \quad \tau = 2d/c, \quad \mathcal{Q}_R = \text{tg}^{-1} \alpha \tag{6}$$

式中 \mathcal{Q} 为由于反馈光场引起的相移, ω 为激光频率, τ 为光在外腔中往返时间, 它表征由于外腔引起的净损耗和反馈光引起的腔内介质折射率变化的耦合效应, 正是这种耦合效应导致了线宽的变化, 由它决定了线宽变化的大小。其中 K 是外腔损耗引起的光衰减速率:

$$K = (1 - r_2^2) r_3 / r_2 \tau,$$

$$\tau = 2l/c$$

式中 r_2, r_3 是图 1 所示腔镜 M_3 的反射率, M_3 它距激光管出光结面的距离为 d , τ 是光子在腔内的寿命。

在 (5) 式中, $(1 + a^2) \Delta\nu_0$ 为无反馈时激光的线宽, $\mathcal{Q} = 2\pi(2d/\lambda)$ 为反馈光在腔往返一次所引起的相位滞后。当 d 变化 $\lambda/2$ 时, 激光线宽将产生周期性的变化。为了讨论线宽压窄状态和各参量的关系, 定义线宽压窄系数为:

$$D = \frac{\Delta\nu_0}{\Delta\nu} = [1 + X \cos(\mathcal{Q} + \mathcal{Q}_R)]^2 \tag{8}$$

以下为三种不同条件下的 D 值:

$$D = \begin{cases} 1 & X = 0 & \text{无反馈} \\ (1 + K\tau)^2 & \mathcal{Q} = 2\pi m & \text{外腔长为纵模的整倍数} \\ (1 + X)^2 & \mathcal{Q} + \mathcal{Q}_R = 2m\pi & \text{相位匹配} \end{cases} \quad (9)$$

由于 $a > 1$, $X = K\tau(1 + a^2) > K\tau$, 这说明在满足相位匹配条件时, 线宽将得到最大的压缩。

如激光管的腔纵模频率为 Ω , 则外腔反馈激光的频率 ω 为^[4]:

$$\omega = \Omega - K(1 + a^2)^{1/2} \sin(\omega\tau + \mathcal{Q}_R) \quad (10)$$

由(10)式可知, 由于反馈光的作用, 当腔长 d 改变时, 激光频率呈周期性变化。其变化周期为 $d = \lambda/2$ 。这是由于反馈光和腔内激光相互干涉的结果。

以下进一步讨论温调率、电调率和线宽压窄系数的关系。由于半导体激光的频率 ν_L 和工作温度 T 和工作电流 J 有关, 因此, ω 和 Ω 为 T 或 J 的函数, 为了表述激光频率随温度的变化大小, 定义温调率为:

$$F^T = d\nu_L/dT \quad (11)$$

对于一般激光管, $F^T \sim 60 \text{ G/K}$ 。

另外, 当改变激光器的工作电流 J 时, 由于电流流过激光介质产生的热效应也会改变激光频率, 将这种激光频率随工作电流的变化率称为电调率:

$$F^J = d\nu_L/dJ \quad (12)$$

对(10)式求导则可得反馈半导体激光的电调率或温调率:

$$F^J = \frac{F_0^J}{1 + X \cos(\omega\tau + \mathcal{Q}_R)}, \quad F^T = \frac{F_0^T}{1 + X \cos(\omega\tau + \mathcal{Q}_R)} \quad (13)$$

其中 F_0^J 和 F_0^T 为无反馈时半导体器的电调率和温调率。比较(13)式和(8)式可得:

$$\frac{F^J}{F_0^J} = \frac{F^T}{F_0^T} = 1/\sqrt{D} \quad (14)$$

这意味着当线宽被压窄 $(1 + X)^2$ 倍时, 这时的电调率和温调率则为原来的 $1/(1 + X)$ 。

由于 F^J, F^T 是 ω 的函数, 当 I 或 T 的变化范围较大时, 由(13)式可得

$$\langle F^J \rangle_J = \langle F_0^J \rangle_J, \quad \langle F^T \rangle_T = \langle F_0^T \rangle_T \quad (15)$$

这说明在某一频率 ω 的小范围内, 电调率和温调率的有较大的变化, 而大的频率范围内, 平均电调率及温调率和无反馈时一样, 这在以下的实验中被加以证实。

3 弱反馈外腔半导体激光器的结构及调节方法

利用外腔反馈压窄线宽的方法很多, 如平面镜反馈^[5], 标准具反馈^[6]、光栅反馈^[7,8]、光纤反馈^[9]等, 本文采用平面镜反馈。和以往平面镜外腔结构不同, 它采用 45° 平面镜外腔结构。图 2 是弱反馈外腔半导体激光器的俯视图。激光器主要由四部分组成: ①激光管和热沉②准直透镜③光反馈平面镜调节架④激光器外腔架。其中激光管是美国 SDL 公司产品,

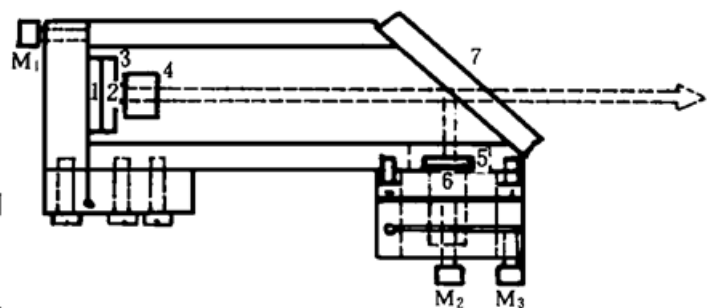


Fig. 2 Top view of the diode laser setup with weak external optical feedback: 1—thermoelectric cooler(TEC), 2—heat sink, 3—laser diode, 4—collimation lens, 5—mirror, 6—PZT, 7—glass

单纵模运行,线宽为 15 MHz。为了使激光工作时保持恒温,激光管装在一个热沉上,热沉的温度由紧贴其表面的半导体制冷硅(TED)控制。热沉的温度由一装在热沉内部的热敏电阻来测量。弱光反馈系统是由一 45°放置的平板光学玻璃和垂直放置平面镜组成。由于平板光学玻璃的反射率为 4%,因此反馈光强为总光强的 1.6×10^{-3} 。平面反射镜装在一压电陶瓷上,改变压电陶瓷两端的电压,则激光器的腔长就改变。

在外腔反馈激光器的安装过程中,激光束的准直和反馈光的准直调节是极为重要的。由于半导体激光器发出的光是一个发散光束,必须用透镜加以准直,使其变为平行光。螺丝 M_1 可以用来微调透镜和激光的距离,使激光束的光斑大小从 5 cm 至 2 m 的地方保持不变。仔细调节 M_2 和 M_3 可以将反馈光束穿过透镜,返回激光管,以上只是粗调,为了保证使激光的线宽得到充分的压窄,可以利用饱和吸收光谱对其反馈结果进行测量。

另外,外腔反馈激光器的腔长稳定性十分重要。腔长变化,既可以影响激光的频率,也可以影响线宽。为了提高腔长的稳定性,本文对腔体进行了控温(精度在 10 mK 量级)^[10]。保证了腔长的变化在 1.9×10^{-8} 内,对应的中心频率变化在 1.9 MHz 之内。

4 弱反馈外腔半导体激光器的特性测量

为了知道弱反馈外腔半导体激光器的线宽的压窄程度,就必须对其进行测量。测量线宽的方法很多,常用的有自差拍和差拍测量两种方法。与其它方法不同,本文采用饱和吸收光谱的方法对线宽进行测量。根据弱反馈压窄线宽理论,激光的电调率和压窄系数的关系为

$$D = \left[\frac{F^J}{F_0^J} \right]^2 = \frac{\Delta\nu_0}{\Delta\nu} \quad (16)$$

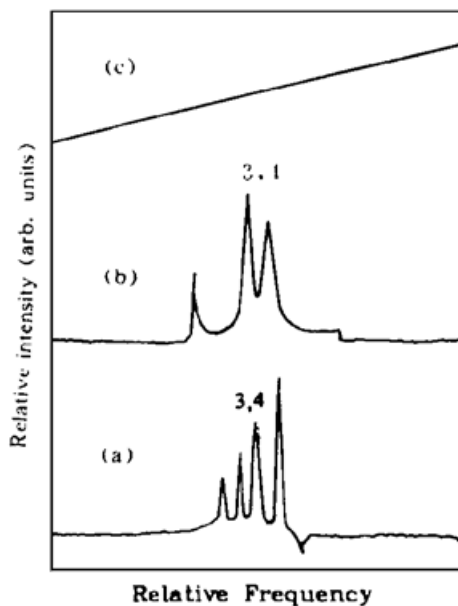


Fig. 3 Saturated absorption curves of Cs D₂ line, which show the relation between linewidth and the tuning rate vs. current (a) without optical feedback (b) with optical feedback (c) ramp signal

因此,通过测量电调率,可以知道线宽压窄系数。图 3 中(a)是无反馈条件下铯原子 D₂ 线 $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4, 5$ 跃迁的饱和吸收光谱^[11],其中第 3, 4 峰间距为 25 MHz,谱线的综合加宽为 5 MHz,在没有反馈的条件下,激光线宽为 15 MHz,因此 3, 4 双峰很难分开。图 3 中(c)是对应的锯齿波扫描电压,它对应的电调率为 1.3 GHz/mA。加上光反馈后,激光的电调率就明显下降。图 3 中(b)是锯齿扫描电压相同的情况下,因弱反馈激光线宽压窄过后的铯原子饱和吸收光谱。由于加上反馈后改变扫描电压(即改变激光器的电流),激光器能对上跃迁的增益频段变窄,出现了如图 3(b)的“窗口”光谱(此时对应于相位匹配情况),图 3 中(b)的双峰对应图 3(a)的 3, 4 峰。相对图 3(a)的双峰,图 3(b)的双峰距离明显变宽,这说明电调率下降。另外,双峰凹陷变深,这说明激光线宽变窄,使原来难以分辨的谱线变成容易分辨。测量图 3 中(b)、(a)中双峰距离, $D_b: D_a = 6: 1$,也即: $F_0^J/F^J = 6: 1$,因此 $D = 36$,这说明经光反馈后,激光的线宽 $\Delta\nu_L = 420$ kHz。另外,对谱线进行理论计算,图 3 中(b)的线型和同样线宽条件下理论计算的线型十分一致。由于在加光反馈的情况下,很难通过扫电流使激光频率完全在 500 MHz 左右范围

不跳模。为了得到完整的饱和吸收谱线,就必须进行外腔扫描,利用高压锯齿波发生器改变固定在外腔镜上的压电陶瓷的长度,由改变腔长来改变激光的输出频率。图 4 中(b)为扫腔得到铯原子 D₂ 线的饱和吸收谱。图 4 中(a)对应是扫电流的“窗口”吸收谱。

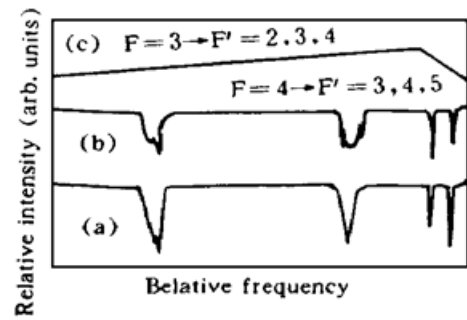
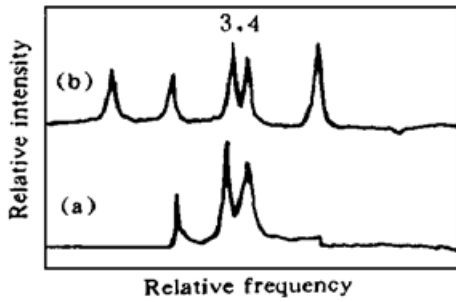


Fig. 4 Saturated absorption curves of Cs D₂ line for the diode laser with external optical feedback, (a) current scanning, a “window” appears in the spectra (b) the external cavity scanning

Fig. 5 Saturated absorption curves of Cs D₂ line in case of large range of current scanning (a) without optical feedback (b) with optical feedback (c) ramp signal

另外, (15) 式表明, 当较大范围改变激光工作电流时, 其电调率几乎不变。图 5 中(a)为没有光反馈时, 大电流扫描的铯原子 D₂ 线光谱, 左边的峰为 $F = 3 \rightarrow F' = 2, 3, 4$ 跃迁多普勒饱和吸收峰, 右边为 $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4, 5$ 跃迁的饱和吸收峰, 双峰间距为 9.193 G。电流的改变量为 7 mA。图 5 中(b)为扫描电流相同条件下有光反馈时的饱和吸收谱。可以看出二个多普勒距离一致, 而每一个多普勒峰内的饱和吸收小峰的距离却增大, 这和第二节中(13)式和(15)式的结论一致。即大频率范围内电调率不变, 小频率范围内电调率有较大的改变。图 5 中(b)还清楚地显示了“窗口”的出现。

结 论 本文提出了一种新型的外腔弱反馈半导体激光器结构。该激光器可用于激光冷却和囚禁原子, 原子喷泉量子频标和高分辨激光光谱研究。其技术可以推广至相干通信等应用领域。

另外, 理论和实验研究表明: 1) 外腔弱反馈半导体激光器的线宽压窄率和电调率成平方反比的关系; 2) 局部电调率随频率或腔长变化; 3) 平均电调率不变。此结论可以用于激光控制技术。

参 考 文 献

- [1] A. L. Schawlow, C. H. Townes. Infraed and optical masers. *Phys. Rev.*, 1958, **112**(6): 1940~1949
- [2] C. H. Henry. Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, **QE-18**(2): 259~264
- [3] C. H. Henry. Theory of the phase noise and power spectrum of a single mode injection laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1982, **QE-18**(2): 259~264
- [4] G. P. Agrawal. Line narrowing in a single-mode injection laser diode to external optical feedback. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1984, **QE-20**(5): 468~471
- [5] N. Chinone, K. Aiki, R. Ito. Stabilization of semiconductor laser outputs by a mirror close to a laser facet. *Appl. Phys. Lett.*, 1978, **33**(12): 990~992
- [6] H. Hemmati. Single longitudinal mode operation of semiconductor laser arrays with etalon feedback. *Appl. Phys. Lett.*, 1987, **51**(4): 224~225
- [7] R. Ludeke, E. P. Harris. Tunable GaAs laser in an external dispersive cavity. *Appl. Phys. Lett.*,

1972, **20**(12): 499~ 500

- [8] K. B. Macadam, A. Steinbach, C. Wieman. A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb. *Am. J. Phys.*, 1992, **60**(12): 1098 ~ 1111
- [9] L. Fiqueroa, K. Y. Lau, H. W. Yen. Studies of (GaAl)As injection lasers operating with an optical fiber resonator. *J. Appl. Phys.*, 1980, **51**(11): 3062~ 3071
- [10] D. H. Yang, Y. Q. Wang. A simple method to stably lock a laser frequency to an atomic transition line for a long period. *Opt. Comm.*, 1990, **80**(1): 23~ 25
- [11] D. H. Yang, Y. Q. Wang. Study of the saturation absorption of cesium. *Opt. Comm.*, 1990, **74**(1) : 54~ 58

A Narrow Linewidth Diode Laser for High Resolution Spectroscopy and Its Properties

Chen Xuzong Yao Jiliang Li Yimin Yang Donghai Wang Yiqiu

(*Department of Radio-Electronics, Peking University, Beijing 100871*)

(Received 10 August 1995; revised 20 December 1995)

Abstract A narrow band diode laser with novel structure of external cavity is reported in this paper. With weak optical feedback, the laser linewidth was narrowed to below 500 kHz. This diode laser can be used for the study of high resolution spectroscopy, magnetic-optical trap and atomic fountain frequency standards etc. In addition, we studied theoretically and experimentally the relation between linewidth and current tuning rate in detail. The obtained formula was proved by means of saturated spectroscopy.

Key words high resolution spectroscopy, diode laser, weak optical feedback.