

# 利用原子的塞曼光谱对半导体激光器进行稳频

江开军, 王 谨, 李 可, 何 明, 涂鲜花, 詹明生

中国科学院武汉物理与数学研究所, 波谱与原子分子国家重点实验室, 湖北 武汉 430071

**摘 要** 中性原子的超精细能级在磁场中产生塞曼分裂, 另外, 左旋和右旋圆偏振光激发下原子的跃迁选择定则不同, 因此, 原子在超精细塞曼能级间的吸收谱峰相对无磁场条件下的吸收谱峰有一定的移动。利用这一点, 验证了一种简单、灵活的方法对半导体激光器进行稳频, 使激光器的线宽稳到小于 1 MHz。通过对实验结果的分析, 发现由左旋和右旋圆偏振光激发引起的原子吸收谱峰移动之和与饱和吸收峰半高宽相等时, 稳频效果最好。

**主题词** 超精细能级结构; 色散线型; 激光器的线宽; 塞曼分裂

**中图分类号:** O562 **文献标识码:** A **文章编号:** 1000-0593(2004)06-0659-04

## 引 言

自从磁光阱 (MOT) 在 1985 年实现<sup>[1-3]</sup>, 特别是 1995 年 BEC 的实现<sup>[4,5]</sup>以来, 冷原子的研究受到越来越多的关注。中性原子的激光冷却与囚禁要求对激光器频率进行稳定并对频移量进行严格的控制。特别是在 BEC 的实验中中对激光器频率稳定度要求更高, 对频率稳定点设定要求更加灵活。因此, 如何找到一种简单可靠的稳频移频方法是冷原子物理实验的关键所在。

二极管激光器是冷原子实验中常用的激光器。但配有电流, 温度控制的光栅外腔反馈式二极管激光器 (如 DL100) 的有效线宽为 10 MHz 量级。Wieman 等<sup>[6]</sup>用饱和吸收法对光栅外腔反馈式二极管激光器进行稳频和移频, 但误差信号只选在饱和吸收峰的一侧, 容易造成正反馈。国内北京大学<sup>[7]</sup>、上海光机所<sup>[8]</sup>和武汉物理与数学所<sup>[9]</sup>都采用饱和吸收和 AOM 相结合的方法对半导体激光器进行稳频, 并分别在 Cs, Na, Rb 的冷原子研究中获得了应用。但饱和吸收方法稳频的局限性较大, 且只能稳定在一些谱峰频率点上<sup>[7-9]</sup>。我们在常温 Rb 气室外加上磁场, 利用右旋圆偏振光 (  $\sigma^+$  ) 和左旋圆偏振光 (  $\sigma^-$  ) 激发原子的跃迁选择定则的不同, 得到两路信号的差分信号来对激光器进行稳频。这种方法稳频效果明显, 且可以通过改变磁场来改变稳频点位置。

## 1 实验装置和实验原理

如图 1 所示, 二极管激光器 (DL100) 输出的光束经过分

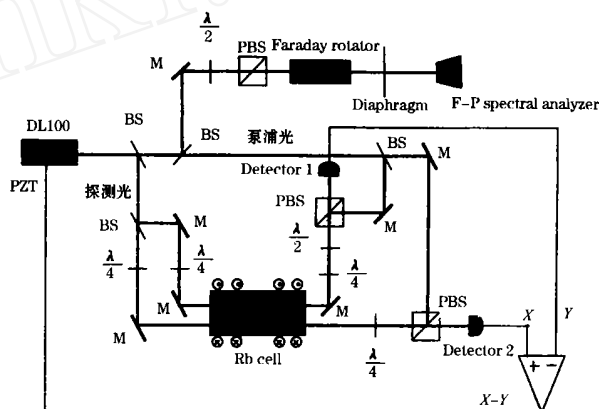


Fig. 1 Experiment setup

DL100, OPTICA diode laser; BS, Beam splitter; PBS, Polarization beam splitter;  $\lambda/2$ ,  $\lambda/4$ , Wave plate; M, All-reflection mirror; F-P, Fabry-Perot frequency spectrum analyzer

束片 (BS) 分成一束较弱 (约为 1 mW) 的探测光和一束较强的泵浦光 (约为 10 mW)。探测光经过一个 BS 分成两路强度相同的光, 再分别经过两个  $\lambda/4$  波片, 转化为圆偏振光, 分别为右旋圆偏振光 (  $\sigma^+$  ) 和左旋圆偏振光 (  $\sigma^-$  )。泵浦光经过一个 BS 形成强度相同的两束光。这两束光与两束探测光重叠并相向穿过同一 Rb 气室。两束探测光经过 Rb 气室后分别通过  $\lambda/4$  波片转化为线偏振光 (  $\sigma$  ), 其信号分别由两个光电探测器 (Detector 1, Detector 2) 接收。这两路信号 ( X / Y ) 经过一个差分放大器得到的差分信号 ( X - Y ) 反馈到激光器压电陶瓷 (PZT) 上的扫描电压上, 通过负反馈实现激光器的稳

收稿日期: 2003-04-06, 修订日期: 2003-09-16

基金项目: 国家自然科学基金 (10104018, 10074072) 资助项目

作者简介: 江开军, 1975 年生, 中国科学院武汉物理与数学研究所博士研究生

频。用频谱分析仪 (FP) 可以对激光器的线宽进行监测。由于频谱分析仪的镜面反射的光会反馈到激光器里面而影响激光器的频率稳定, 所以用偏振分束镜 (PBS) 和法拉第旋光器 (Faraday rotator) 组成一个光隔离器, 减少反射光对激光器的影响。Rb 气室周围两端绕有一对 20 (排)  $\times$  30 (匝) 的亥姆赫兹线圈, 两个线圈之间的距离为线圈的平均半径 (45 mm), 这样可在线圈径向产生均匀分布的磁场。

图 2 是  $^{87}\text{Rb}$  原子从基态 ( $5^2S_{1/2}$ ) 的超精细能级  $F = 2$  跃迁到第一激发态 ( $5^2P_{3/2}$ ) 的超精细能级  $F = 3$  的相关能级图。原子在磁场下能级产生分裂与移动, 能级简并消除。

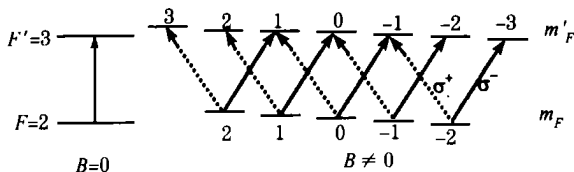


Fig. 2 Atomic energy level scheme

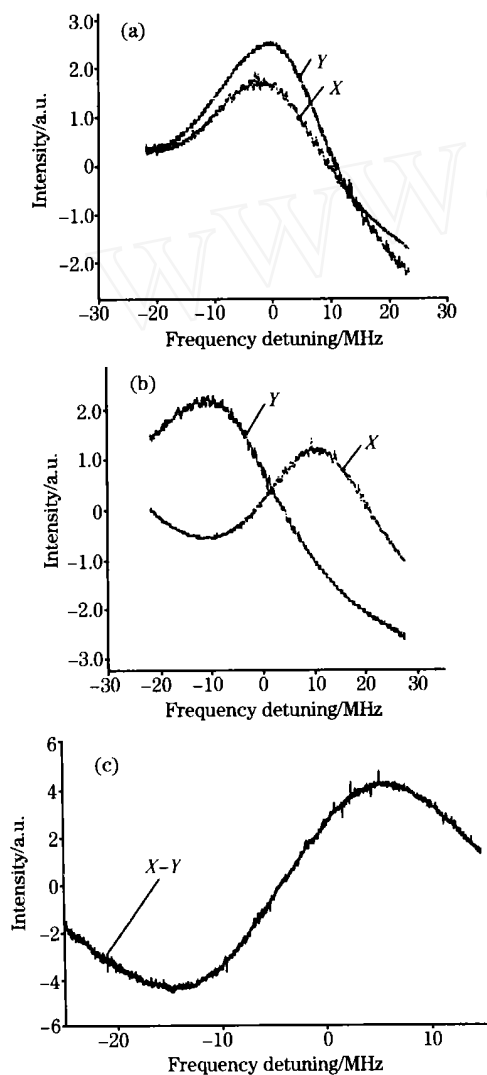


Fig. 3 Atomic absorption spectrum variation with magnetic field

(a),  $X/Y$ ,  $B = 0$ ; (b)  $X/Y$ ,  $B \neq 0$ ; (c),  $X-Y$ ,  $B \neq 0$

图 3 是相应的两路吸收峰 ( $X$  代表  $\sigma^+$  光的信号,  $Y$  代表  $\sigma^-$  光的信号) 随磁场的变化。

如图 3, 当  $B = 0$  时, 超精细结构能级  $F = 3$  和  $F = 2$  都是简并的, 两路吸收峰 ( $X/Y$ ) 的频率位置是一致的 [图 3 (a)]。当  $B \neq 0$  时, 能级  $F = 3$  分裂为  $m_F = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$  七个能级, 能级  $F = 2$  分裂为  $m_F = 0, \pm 1, \pm 2$  (图 2)。由于在  $\sigma^+$  光和  $\sigma^-$  光激发下的原子跃迁选择定则分别为  $m_F = +1$  和  $m_F = -1$ , 所以两路信号的吸收峰相对  $B = 0$  时的吸收峰频率有一个频移量 [图 3 (b)],  $X$  路信号与  $Y$  路信号相减得到的差分信号 ( $X - Y$ ) [图 3 (c)] 是关于  $F = 2 \rightarrow F = 3$  跃迁的色散信号。把它反馈到激光器的压电陶瓷 (PZT) 上的扫描电压上, 就可以把频率稳定在  $F = 2 \rightarrow F = 3$  的吸收峰上。

## 2 实验结果与计算讨论

如图 4 (a),  $^{87}\text{Rb}$  原子的饱和吸收峰分别为  $F = 2$  到  $F = 3$  的跃迁 ( $[2, 3]$ ),  $F = 2$  到  $F = 2$  和  $F = 3$  的交叉峰 ( $[2, 2-3]$ ),  $F = 2$  到  $F = 1$  和  $F = 3$  的交叉峰 ( $[2, 1-3]$ ) 将零磁场条件下的饱和吸收谱线 ( $X/Y$ ) 可以作为稳频的参考, 把零磁场条件下的饱和吸收谱 ( $X/Y$ ) 与有磁场条件下差分信号 ( $X - Y$ ) 一起示于图上。零磁场条件下饱和吸收峰处在这个谱峰在磁场条件下的差分信号的频率中心。不同的饱和吸收峰的宽度和幅度不同, 其相应的差分信号的宽度和幅度也不同, 导致稳频效果在相同的磁场条件下也会不同 (从后面的实验结果也可以看出)。图 4 (b) 所示,  $^{85}\text{Rb}$  原子

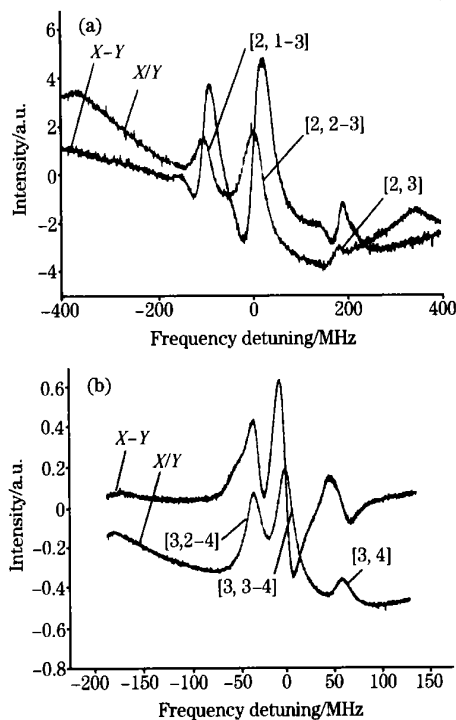


Fig. 4  $^{87}\text{Rb}$  and  $^{85}\text{Rb}$  saturation absorption spectrum and the differential signal under the corresponding magnetic field

(a),  $^{87}\text{Rb}$ ; (b),  $^{85}\text{Rb}$

的饱和吸收峰分别为  $F = 3$  到  $F = 4$  的跃迁 ( $[3, 4]$ )， $F = 3$  到  $F = 3$  和  $F = 4$  的交叉峰 ( $[3, 3-4]$ )， $F = 3$  到  $F = 2$  和  $F = 4$  的交叉峰 ( $[3, 2-4]$ )，其相应的差分信号如图所示。

对于相同能级间的跃迁，在不同磁场条件下，其差分信号的宽度和幅度不同 (如图 5)，所以其稳频的效果也不同。在实验中，对某一吸收峰，可以找到激光器稳频效果最好的磁场值。

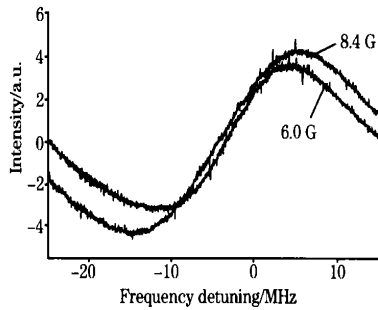


Fig. 5 The different differential signal  $^{85}\text{Rb}$  cross absorption peak  $[3, 3-4]$  when magnetic field is 8.4 and 6.0 G

在磁场中，原子能级发生塞曼效应， $h_0$  是零磁场条件下的光谱线的频率， $h_m$  是有磁场条件下的光谱线的频率， $m$  和  $m'$  是下能级和上能级的磁量子数， $g_0$  和  $g_m$  是下能级和上能级的朗德因子， $\mu_B$  是波尔兹曼常数， $B$  是外加的磁场， $h$  是普朗克常量

$$h_m - h_{m'} = (m g_m - m' g_0) \mu_B B$$

在  $\sigma^+$  光和  $\sigma^-$  光激发下，原子跃迁选择定则分别为  $m = +1$  和  $m = -1$

$$h_{+1} - h_0 = ((m+1) g_m - m g_0) \mu_B B$$

$$h_{-1} - h_0 = ((m-1) g_m - m g_0) \mu_B B$$

两路信号的频率移动之和为

$$\Delta h = h_{+1} - h_{-1} = \frac{2 g_m \mu_B B}{h} \quad (1)$$

根据实验中线圈的参数，磁场和电流的关系为

$$B = 120 \times 10^{-4} \times I \quad (2)$$

由 (1) 和 (2)

$$\Delta h = h_{+1} - h_{-1} = \frac{240 \times 10^{-4} g_m \mu_B I}{h} = 449 \times 10^6 I \quad (3)$$

在实验中，对于特定的吸收谱峰，在一确定的电流值点，稳频效果最好。把这些电流代入到 (3) 式中，可以得到这个磁场条件下两路吸收峰的频移之和。在我们的实验条件下，由于多普勒加宽，碰撞加宽以及自然加宽等原因引起的谱线宽度可以从饱和吸收谱上得到。对于  $^{85}\text{Rb}$  原子，吸收峰  $[3, 4]$ ， $[3, 3-4]$  和  $[3, 2-3]$  的半高宽分别为 12.47, 30.29 和 26.72 MHz，对于  $^{87}\text{Rb}$  原子，吸收峰  $[2, 3]$ ， $[2, 2-3]$  和  $[2, 1-2]$  的半高宽分别为 19.49, 35.63 和 26.72 MHz。这样就可以将最佳稳频的电流值及这个条件下的两路吸收峰的频移之和，激光器稳频后的线宽，吸收峰的半高宽制成一个表格 (如表 1)。

如表 1 所示，可以看出在  $\sigma^+$  光和  $\sigma^-$  光激发下原子在塞

Table 1. FWHM (Full Width at Half Maximum) of Rb atomic saturation absorption spectrum the current with the optimal frequency stabilization, the sum of frequency shift of absorption spectrum and the corresponding line width of the frequency stabilization

	$^{85}\text{Rb}$			$^{87}\text{Rb}$		
	$[3, 4]$	$[3, 3-4]$	$[3, 2-3]$	$[2, 3]$	$[2, 2-3]$	$[2, 1-2]$
电流/A	0.03	0.07	0.06	0.05	0.08	0.06
频移/MHz	13.47	31.43	26.94	22.45	35.92	26.94
谱峰半高宽/MHz	12.47	30.29	26.72	19.49	35.63	26.72
稳频后的线宽/MHz	1	<1	<1	1	<1	<1

曼能级间的吸收峰频率移动之和与饱和吸收谱线的半高宽相等时，其稳频效果最好。上表中，频移比相应吸收谱峰的半高宽稍微大一点，主要由于杂散磁场的影响。

另外，由于核外电子运动产生的磁场

$$B_J = B_l = \frac{1}{4} \frac{z^+ e}{m c^2} \frac{1}{r^3} P_l = 1081.3 \text{ G}$$

其中  $B_J$  是核外电子运动产生的总磁场， $B_l$  是核外电子绕核轨道运动产生的总磁场， $m$ ， $c$  是原子的质量和光速， $r$  是核外电子运动的半径， $P_l$  是核外电子轨道运动角动量， $z^+ e$  是有效电荷。

超精细能级移动为

$$E = \mu_J \cdot B + \mu_l \cdot B_J + \mu_l \cdot B$$

其中  $\mu_J$  代表核外电子的总磁矩， $\mu_l$  代表核磁矩， $B$  是外加磁场，且  $\mu_J = 1836 \mu_l$

$$\frac{B_J}{1836} = 0.6 \text{ G}$$

而实验中加的磁场 ( $B$ ) 远远大于 0.6 G，即

$$\mu_J \cdot B \gg \mu_l \cdot B, \mu_J \cdot B \gg \mu_l \cdot B_J,$$

所以前面的计算中忽略了核磁矩对能级移动的影响。

这种稳频方法的另外一个优点是，如果改变两路信号的磁场大小，使受  $\sigma^+$  光和  $\sigma^-$  光激发的原子所经受的磁场不同，就可以使误差信号的中心偏离零磁场条件下饱和吸收谱峰的位置，这样，就能够使激光器的频率稳定在共振吸收的红失谐或蓝失谐点。另外，这种方法与饱和吸收稳频法或 PID 稳频法相结合，可以更好的提高激光器的稳频效果。

### 3 结论

中性原子的超精细结构在磁场下会发生塞曼分裂， $\sigma^+$  光和  $\sigma^-$  光激发原子在塞曼分裂能级间的跃迁选择定则分别为  $m = +1$  和  $m = -1$ ，从而可以得到关于原子零磁场条件下共振吸收峰的差分信号。将此差分信号负反馈到激光器压电陶瓷 (PZT) 的扫描电压上就能对激光器进行稳频。我们分别对  $^{85}\text{Rb}$  原子和  $^{87}\text{Rb}$  原子的 6 个较大的吸收峰进行了稳频实验，得到的稳频效果都在 1 MHz 范围之内。在稳频效果最好时，计算出在  $\sigma^+$  光和  $\sigma^-$  光激发下，原子吸收谱峰的移动之和，发现当吸收谱峰的移动之和与饱和吸收谱峰半高宽相等时，稳频效果最好。

## 参 考 文 献

- [1] Phillips W, Metcalf H. Phys. Rev. Lett. , 1982, 48(9) : 596.
- [2] Chu S, Hollberg L, Bjorkholm J E et al. Phys. Rev. Lett. , 1985, 55(1) : 48.
- [3] Dalibard J, Salomon C, Aspect A et al. Atomic Physics 11. eds. Haroche S, Gay J C, Grynberg G, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong: World Scientific, 1989, 199.
- [4] Anderson M H, Ensher J R, Matthews M R et al. Science, 1995, 269(5221) : 198.
- [5] Davis K B, Mewes M O, Andrews M R et al. Phys. Rev. Lett. , 1995, 75(22) : 3969.
- [6] MacAdam K B, Steintach A, Wieman C. Am.J. Phys. , 1992, 60(12) : 1098.
- [7] Gan J H, Li Y M, Chen X Z et al. Chin Phys. Lett. , 1996, 13(11) : 821.
- [8] WANG Yuzhu, LIU Xun-ming, LIN Yue-ming et al(王育竹, 刘勋铭, 林岳明等). Chinese Journal of Laser(中国激光), 1996, 23(5) : 448.
- [9] WANG Jin, LIU Xiao-jun, ZHAN Ming-sheng et al(王 谨, 柳晓军, 詹明生等). Acta Optica Sinica(光学学报), 2000, 20(6) : 862.

## Frequency Stabilization of Diode Laser Using Zeeman Spectra

JIANG Kai-jun, WANG Jin, LI Ke, HE Ming, TU Xian-hua, ZHAN Ming-sheng

State Key Laboratory of Magnetic Resonance and Atomic and Molecular Physics, Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China

**Abstract** Zeeman split takes place for the hyperfine level structure of neutral atoms where magnetic field exists. In addition, being excited by right circularly polarized light and left circularly polarized light, atoms obey different transition rules. So, the absorption peak between the hyperfine Zeeman level shifts with respect to the absorption peak without magnetic field. Accordingly, the authors demonstrated a kind of simple and flexible method to stabilize the frequency of diode laser. The linewidth of diode laser was reduced to less than 1 MHz using this method. Through analyzing the experiment results, the authors found that when the sum of both shifts of the hyperfine level of atoms excited by right circularly polarized light and left circularly polarized light was equal to the FWHM (Full Width at Half Maximum) of the saturated absorption peak, the laser frequency was stabilized best.

**Keywords** Hyperfine level structure; Dispersion line shape; Linewidth of laser; Zeeman energy level split

(Received April 6, 2003; accepted Sep. 16, 2003)