

直流漂移, 尽量提高交流增益是有利的。除此之外, 环路滤波器、相干滤波器都能引起相位滞后, 所以系统中加入相移和相位校正网络, 以免将频率补偿加到不适当的方向上去, 产生环路振荡, 甚至造成失锁或根本就不能入锁。

伺服系统的控制元件是圆筒形的压电陶瓷 ($\phi 30$, 长 60, 壁厚 1), 其伸长量是 0.013 微米/伏, 对 1 米长的腔来说, 压(电陶瓷)控激光器的调谐率为 400 千赫/伏, 加在压电陶瓷上的伺服电压变化范围可以覆盖整个线宽而有余, 此外开环时可以手控, 使伺服电压在 0~1000 伏范围内变化, 使激光腔工作在增益曲线峰值。这时再闭锁, 并适当调整相位就很容易上锁。

用上述装置进行的稳频实验证明了能够稳定地实现锁频, 而且可以连续工作数小时而不跳锁。

把两台激光器调整在同一振转支线上, 并调整两台伺服环使其锁定在各自激光器的增益峰上, 进

行两台激光器拍频测量并和这两台激光器自由运行时的拍频测量结果进行了比较(见表)。

稳定激光器的频率稳定度

取样时间 (秒)	间隙时间 (秒)	取样次数	阿仑方差 σ	频率稳定度
1	0.6	101	8×10^4	2×10^{-9}
10	0.6	101	3.6×10^4	9×10^{-10}

伺服系统闭环稳定后约使激光频率的稳定度比自由运行时提高一个数量级, 但对低于 100 毫秒的短稳没有明显改善。

谨向对本工作给予很大帮助的王世尧、石培昇同志致谢。

(中国科学院上海光机所 卞淑恒 王长生

廖世强 赵家铭 李素梅 孙顺娣

1981年4月1日收稿)

轰击区的非辐射复合对作用区注入载流子空间分布的影响

Abstract: We have derived the carrier distribution expression containing the nonradiative recombination velocity in the proton bombarded region, and calculated the carrier distribution profiles of various cases. They show that the theory taking into account of the nonradiative recombination velocity in the proton bombarded region is in better agreement with the experiment.

一、引言

在质子轰击型 GaAs-AlGaAs DH 条形激光器中, 轰击区的非辐射复合速度 v_B 高达 $(7 \pm 1) \times 10^5$ 厘米/秒^[1]。这对深轰击(轰击前沿越过作用层)条形激光器作用区注入载流子的空间分布必将产生重要影响。然而, 过去的理论分析并未考虑此点。本文报导我们在考虑了这一因素后所得到的结果。

二、分析

深轰击条形激光器如图 1 所示。由于轰击前沿越过了作用层, 所以质子轰击所产生的高阻有效地限制了电流在越过作用层前的横向扩展, 而仅仅存在着载流子的外扩散。同时, 由于作用层厚度 d 远远小于作用区注入载流子的扩散长度 L , 所以可认为载流子在 y 方向的分布是均匀的。假设注入电流

均匀通过作用区, 并且分布对称, 那么在低于阈值时不考虑界面复合的速率方程为

$$\frac{dn_1}{dt} = D \frac{d^2 n_1}{dx^2} - \frac{n_1}{\tau} - \frac{v_B}{s} n_1 + \frac{J_0}{ed} \quad 0 \leq x \leq s \quad (1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = D' \frac{d^2 n_2}{dx^2} - \frac{n_2}{\tau'} \quad x \geq s \quad (2)$$

式中 $n_1(x)$ 和 $n_2(x)$ 为作用区和作用层轰击区的载流子分布; D 、 τ 和 D' 、 τ' 是作用区和作用层轰击区载流子的扩散系数和寿命; J_0 是注入电流密度; e 是电子电荷。在稳态条件下

$$\frac{dn}{dt} = 0,$$

且令作用区的载流子有效寿命

$$\tau_{eff} = \tau \left(1 + \frac{v_B \tau}{s} \right)^{-1},$$

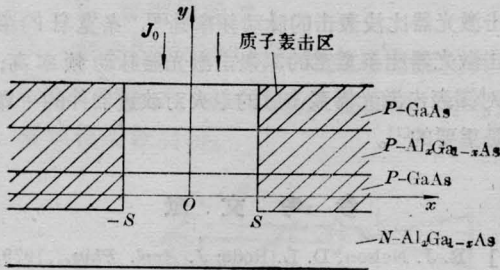


图1 深质子轰击条形激光器

产生率 $G = \frac{J_0}{e a D}$,

则方程(1)和(2)变为

$$\frac{d^2 n_1}{dx^2} - \frac{n_1}{L_{eff}^2} = -G \quad 0 \leq x \leq s \quad (3)$$

$$\frac{d^2 n_2}{dx^2} - \frac{n_2}{L'^2} = 0 \quad x \geq s \quad (4)$$

其中 $L_{eff}^2 = \tau_{eff} D$, L_{eff} 为作用区载流子的有效扩散长度。加上 s 处载流子和扩散电流连续的边界条件, 则得

$$n_1(x) = GL_{eff}^2 \left[1 - \frac{\text{ch} \frac{x}{L_{eff}}}{\text{ch} \frac{s}{L_{eff}} + \eta \text{sh} \frac{s}{L_{eff}}} \right] \quad 0 \leq x \leq s \quad (5)$$

$$n_2(x) = GL_{eff}^2 \frac{\eta \text{sh} \frac{s}{L_{eff}}}{\text{ch} \frac{s}{L_{eff}} + \eta \text{sh} \frac{s}{L_{eff}}} \cdot \exp\left(-\frac{x-s}{L'}\right) \quad x \geq s \quad (6)$$

式中 $\eta = DL'/D'L_{eff}$

三、计算结果与实验比较

1. 假如 $v_B = 0$, $\tau' = \tau$, $D' = D$ 。轰击前沿接近作用层可以近似为这种情况。这时(5)式和(6)式变为

$$n_1(x) = GL^2 \left[1 - \exp\left(\frac{-s}{L}\right) \text{ch} \frac{x}{L} \right] \quad 0 \leq x \leq s \quad (7)$$

$$n_2(x) = GL^2 \text{sh} \frac{s}{L} \cdot \exp\left(\frac{-s}{L}\right) \cdot \exp\left(-\frac{x-s}{L}\right) \quad x \geq s \quad (8)$$

这就是文献[3]得到的结果。我们用 Hakki^[2] 给的数据 ($L=6.2$ 微米, $S=6$ 微米) 进行计算, 得归一化浓度分布为图2中的实线所示。可见这种情况下, 作用层的载流子的空间分布相当宽。因为增益与载流子浓度成线性关系, 即 $g(x) = a n(x) - b$, a 、 b 为常数。所以增益的空间分布也是相当宽的。这与我们的实验观察基本一致。

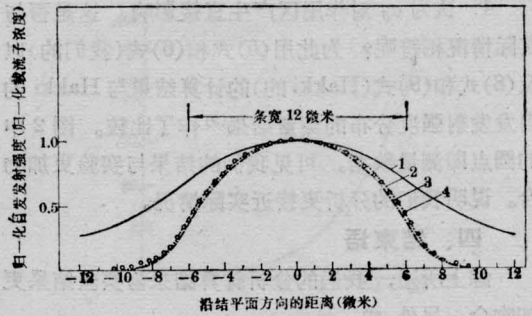


图2 质子轰击条形激光器自发发射强度分布

计算用参数值: $L=6.2$ 微米; $L'=1.1$ 微米; $\tau=3.1 \times 10^{-9}$ 秒; $v_B=7 \times 10^5$ 厘米/秒;

$$s=6 \text{ 微米}; \quad \frac{DL'}{D'L} = 0.25$$

1—浅轰击时的理论曲线; 2—我们的理论曲线; 3—Hakki的理论曲线; 4—Hakki的实验结果

2. $v_B = 0$, $D' \neq D$, $\tau' \neq \tau$ 。即不考虑轰击区非辐射复合速度对作用区载流子分布的直接影响, 而仅仅认为轰击的影响只是轰击区的载流子扩散系数和寿命与作用区不同。这就是 Hakki 考虑的情况。这时(5)式和(6)式变成

$$n_1(x) = GL^2 \left[1 - \frac{\text{ch} \frac{x}{L}}{\text{ch} \frac{s}{L} + \xi \text{sh} \frac{s}{L}} \right] \quad 0 \leq x \leq s \quad (9)$$

$$n_2(x) = GL^2 \frac{\xi \text{sh} \frac{s}{L}}{\text{ch} \frac{s}{L} + \xi \text{sh} \frac{s}{L}} \cdot \exp\left(-\frac{x-s}{L'}\right) \quad x \geq s \quad (10)$$

式中 $\xi = \frac{DL'}{D'L}$ 。仍用 Hakki 所给的数据 ($L=6.2$ 微米; $L'=1.1$ 微米; $\xi=0.25$, $s=6$ 微米) 进行计算, 得归一化载流子浓度分布如图中点划线所示。显然深轰击后作用层载流子的空间分布大大变窄。这与自发发射强度分布的测量结果基本一致的。

3. $v_B \neq 0$, $D' \neq D$, $\tau' \neq \tau$ 。即不仅考虑轰击区载流子扩散系数和寿命与作用区不同, 而且还考虑到轰击区的非辐射复合速度 v_B 对作用区载流子分布产生直接影响。这就是我们的基本思想。分析结果就是(5)式和(6)式。用 $v_B=7 \times 10^5$ 厘米/秒, $L=6.2$ 微米, $L'=1.1$ 微米, $\xi=0.25$, $s=6$ 微米, $\tau=3.1 \times 10^{-9}$ 秒进行计算, 得归一化浓度分布如图2中虚线所示。可见考虑了 v_B 对作用区的影响后作用层的载流子分布稍稍变宽了。这是由于考虑 v_B 的影响后作用区载流子有效寿命减小的结果。

4. 认为 v_B 对作用区产生直接影响, 这是否与实际情况相符呢? 为此用(5)式和(6)式(我们的)以及(8)式和(9)式(Hakki的)的计算结果与 Hakki 的自发发射强度分布的测量结果^[2]作了比较。图 2 中的圆点即测量数据。可见我们的结果与实验更加吻合。说明我们的分析更接近实际情况。

四、结束语

综上所述, 我们的分析计算结果与实验结果更加吻合。另外, 由

$$\tau_{eff} = \tau \left(1 + \frac{v_B \tau}{s} \right)^{-1}$$

看出, 作用区的载流子有效寿命不仅随轰击区的非辐射复合速度 v_B 的增加而减小, 而且随条宽的减窄而减小。这是过去的理论分析中所没有的新结果。由此我们可以推断: ① 质子轰击所产生的破坏对条宽窄的激光器的性能影响较大^[4]; ② 同样条宽的深

轰击激光器比浅轰击的脉动频率高^[5], 条宽窄的深轰击激光器比条宽宽的深轰击激光器脉动频率高; ③ 对深轰击激光器轰击后的退火对改进器件的可靠性是重要的^[1]。

参 考 文 献

- [1] R. J. Nelson, D. L. Rode; *J. Appl. Phys.*, 1979, **50**, 5135.
- [2] B. W. Hakki; *J. Appl. Phys.* 1973, **44**, 5021.
- [3] H. C. Casey, Jr., M. B. Panish; "Heterostructure Laser", Part B, 1978, p246.
- [4] R. L. Hartman, R. W. Dixon; *J. Appl. Phys.*, 1980, **51**, 4041. J. C. Campbell *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1980, **51**. 4010.

(中国科学院上海光机所 吴克林

1981年2月16日收稿)

横向激励气压调谐波导 CO₂ 激光器

Abstract: A new principle for TE waveguide CO₂ laser tuning—tuning by pressure—is reported. It provides wide tuning range and easy operation.

Here, we describe in detail construction of the laser system and give experimental results. A tuning range of about 1120 MHz has been obtained and the average output is 17 mW.

一、气压调谐原理

气体激光器通常是靠控制加在压电元件上的电压, 使腔长产生微小变化而实现调谐的^[1,4]。这种方法对于低气压器件来说是比较方便易行的, 但它受到自由光谱范围的调谐上限的限制。

我们的器件能够在 30~760 托的宽广的气压范围内工作, 因而在恒定腔长的条件下, 可以利用气压的变化来实现调谐。

我们知道, 在较宽的气压变化范围内, 气体的折射率 n 是压力 P 的线性函数:

$$n = 1 + KP \quad (1)$$

其中 K 为与气体有关的常数。

对于 F-P 型振荡腔, 其振荡波长与腔长及其折射率有如下关系:

$$m\lambda = 2nL \cos \theta \quad (2)$$

通常, $m, L, \cos \theta$ 均为常数, 所以

$$d\lambda = \frac{2L \cos \theta}{m} dn = \frac{\lambda}{n} dn \quad (3)$$

对(1)式微分便得折射率随气压的变化率为:

$$dn = K dP \quad (4)$$

将(4)代入(3)得:

$$d\lambda = \frac{K\lambda dP}{n} \quad (5)$$

若用频率表示则为:

$$d\nu = \frac{K\nu}{n} dP \quad (6)$$

波导 CO₂ 激光器采用的是 CO₂、N₂、He 三种气体的混合, 所以(6)式中的常数 K 及 n 与混合气体组分及其分压比有关:

$$n = 1 + K_1 P_1 + K_2 P_2 + K_3 P_3 = 1 + KP \quad (7)$$

对于气体混合比为 CO₂:N₂:He=1:1:5 的情况, 计算可得:

$$K = 1.7 \times 10^{-7} / \text{托}$$

而混合气体的总折射率 $n = 1.00013$ (当总气压 $P = 760$ 托时)。

因此, 如果气压从零变化至一个大气压时, 对于 10.6 微米波长可以得到的波长变化值为