

双异质结半导体激光器在阶跃和 正弦电流调制下的行为

王守武 王仲明

(中国科学院半导体研究所)

1985年1月8日收到

用数值计算方法求出了光子密度、载流子浓度的速率方程和场方程的自洽解。给出了:

1. 当谐振腔中的光子密度, 光和载流子的相互作用足够强时, 在阶跃电流下可以产生自脉动。
2. 在正弦调制下, 调制频率高时光输出发生畸变, 而且在调制过程中光强度分布发生变化, 并由此引起不同空间位置的光输出出现相位差。

一、引言

在条型激光器中, 由于受激发射的作用, 存在着载流子和光的相互作用。这种相互作用影响了光和载流子的分布, 折射率分布及其它特性。许多作者都考虑了这个原因并试图求出载流子浓度和光强分布的自洽解以及光输出随电流的变化^[1-7]。我们的分析考虑了上述工作的若干结果, 采用了相似的求解思路^[3-7]。场方程的求解类似^[3], 折射率的实数部分随载流子的变化假定是线性的^[2,4,7], 在[4]和[7]中分别引入了有源区折射率的侧向线性变化以及由于温升引起实数折射率的非对称变化。但在我们的分析中没有假设这类不均匀和非对称的存在。也不考虑多纵模及结的特性等问题。

我们考虑到在激光器的谐振腔中存在着谐振这一因素, 采用了一个修正后的光子密度速率方程^[6]。同时考虑到在谐振腔中可能同时存在多个侧向传播模式以及随着电流增加可能发生的模式竞争。我们的分析包括了七个侧向模(虽然在大部分情形只需考虑前三个模, 但在参数取值范围变化较大的情形引入多个侧向模还是必要的)。我们采用比较精确的数值计算方法, 针对本征情形, (即不考虑非均匀, 非对称存在的情况)研究了双异质结激光器的张弛振荡, 本征自脉动和正弦调制行为。

二、理论分析

坐标选取如下: x 方向平行于结平面, y 方向垂直于结平面, z 方向为光传播方向。

1. 载流子速率方程

当载流子浓度仅随 x 坐标变化, 而且有源层厚度均匀时载流子浓度的速率方程为:

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2} + \frac{J(x, t)}{ed} - \frac{n(x, t)}{\tau_s} - \frac{C}{\eta_0} s \cdot g(x, t) \sum_{i=0}^k N_i(t) \frac{|\phi_i(x, t)|^2}{\int |\phi_i(x, t)|^2 dx} \quad (1)$$

在此 D ——扩散系数; e ——电子电荷; d ——有源层厚度; τ_s ——载流子的自发辐射寿命; s ——条形电极的有效宽度; C ——真空中的光速; η_0 ——没有注入时有源层的实数折射率; $g(x, t)$ ——介质增益分布; $N_i(t)$ ——第 i 个侧向模在腔内的平均光子密度; $|\phi_i(x, t)|^2$ ——第 i 个侧向模的光强度分布; $J(x, t)$ ——注入有源层的电流密度分布。

2. 腔内各种模的场强分布

电场的 x 分量近似满足标量方程

$$[\nabla^2 + K_0^2 \epsilon(x, y)] E_x = 0.$$

我们假设上式中介电常数 $\epsilon(x, y)$ 可以分成两部分, $\epsilon(x, y) = \epsilon_0(x, y) + \Delta\epsilon(x, y)$, 其中 $\epsilon_0(x, y)$ 是有源层和限制层材料不同而引起的介电常数 y 方向的变化, 而 $\Delta\epsilon(x, y)$ 是注入载流子分布引起的介电常数的变更。(这里考虑了有源层的厚度 d 可以随 x 变化。)

假设场方程的解可以近似地写成:

$$E_x(x, y, z) = \phi(x, y) \psi(x) e^{-i\beta_z z}.$$

其中 $\phi(x, y)$ 满足方程 $\frac{d^2 \phi(x, y)}{dy^2} + [K_0^2 \epsilon_0(x, y) - n_{eff}^2(x)] \phi(x, y) = 0$, 则 $\psi(x)$ 满足的场方程可以近似地表示为:

$$\frac{d^2 \psi(x)}{dx^2} + [-jK_0 \eta_0 \alpha_l + 2\eta_0 \frac{\partial \eta}{\partial n} n(x) \Gamma(x) \cdot K_0^2 + j\eta_0 K_0 g(x) \Gamma(x) + K_0^2 n_{eff}^2(x) - \beta_z^2] \psi(x) = 0. \quad (2)$$

其中 $K_0 = 2\pi/\lambda_0$; λ_0 ——真空中的波长; $\psi(x)$ —— x 方向的光电场分布; $\Gamma(x)$ ——功率限制因子, $\Gamma(x) = \int_0^{d(x)} |\phi(x, y)|^2 dy / \int_{-\infty}^{\infty} |\phi(x, y)|^2 dy$; $n_{eff}(x)$ ——导行波的有效折射率, 它可以从 $\phi(x, y)$ 满足的方程与 $\phi(x, y)$ 同时求出。当有源层厚度均匀时 Γ 和 n_{eff} 为常数; β_z —— z 方向的传播常数, α_l ——有源区的散射和自由载流子吸收损失。

(2) 式括号中的第一项代表有源层的散射和自由载流子的吸收损失引起的虚数折射率变化。第二项表示注入引起的实数折射率变化。第三项表示注入引起的虚数折射率变化。

(2) 式是关于 $\psi(x)$ 的本征值方程。求解它可以得到一系列的本征值和相应的本征函数。每一个本征值相应一个光的传播模式, 由它可以求出传播常数 β_{zi} , 每一个本征函数即为相应模的光电场分布。传播常数虚数部分的 2 倍 ($2\text{Im}(\beta_{zi})$) 为这个模在传播中的增强系数 $G_i = 2\text{Im}(\beta_{zi})$ 。本征函数的平方为这个模的功率强度分布。

当腔内注入载流子分布随时间变化时, $n(x, t)$ 和激光波长的介质增益分布 $g(x, t)$ 都是 x 和 t 的函数。假定它们之间有如下关系:

$$g(x, t) = \alpha n(x, t) - \beta. \quad (3)$$

α, β 为常数。同时 $\phi_i(x, t)$ 和 $G_i(t)$ 也都成了 t 的函数。

3. 光子密度速率方程

考虑到光在腔内谐振, 而且腔长 L 很短, 引入一个修正后的光子密度速率方程^[6]:

$$\frac{dN_i(t)}{dt} = \frac{C}{\eta_0} G_{Ni}(t) N_i(t) + \frac{G_{Ni}(t) L}{e^{G_{Ni}(t) L} - 1} \sqrt{\left(\frac{N_i(t) \cdot C}{L \eta_0} \right) \left(\nu \frac{\bar{n}(t)}{\tau_i} \right)}. \quad (4)$$

$G_{Ni}(t) = G_i(t) - \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$; $\bar{n}(t)$ ——平均载流子浓度; L ——谐振腔腔长; R ——端面反射系数; ν ——自发发射因子, 假定为常数。

4. 腔内总的光分布

适当选择有源区的厚度可以保证在谐振腔中沿 y 方向仅有零级横模。在 x 方向的模则由场方程(2)决定。通常解(2)式可以得到若干个解, 但只有 G_i 大于 0 的解才能在传播中得到增强, G_i 小于 0 的解是衰减的。所以在腔中传播的光波应该是 G_i 为正的传播模的叠加。

每一个传播模的光子密度 N_i 要随时间变化, 它必须满足光子密度速率方程(4), 同时这个传播模的光强分布 $|\phi_i(x)|^2$ 也在变化。为了计算方便, 我们可以定义一个总的光强分布, 它是许多模的光强分布的线性叠加:

$$|\phi(x)|^2 = A \sum_{i=0}^k C_i \frac{|\phi_i(x)|^2}{\int |\phi_i(x)|^2 dx}. \quad (5)$$

其中 $A = 1 / \sum_{i=0}^k C_i$ 为归一化因子, 而(5)式右边分母这一项是因为考虑到 $|\phi_i(x)|^2$ 没有归一化而加进去的。(5)式的系数 C_i 应该正比于光子密度 N_i , 即 $C_i / C_j = N_i / N_j$ 或 $C_i = \frac{1}{A} \frac{N_i}{N}$, 其中 $N = \sum_{i=0}^k N_i$ 为腔内总光子密度。将上式代入(5)式, 可以将(1)式中的求和一项改为:

$$\sum_{i=0}^k N_i \frac{|\phi_i(x)|^2}{\int |\phi_i(x)|^2 dx} = N |\phi(x)|^2 \quad (6)$$

5. 电流分布

对条型激光器以往的工作较多地是采用了一个相当近似的结果^[7]:

$$J(x) = J_c \quad \left(|x| \leq \frac{s}{2} \right)$$

$$J(x) = \frac{J_c}{l_0 \left(1 + \frac{x^2}{l_0^2} \right)} \quad \left(|x| > \frac{s}{2} \right)$$

这种电流分布适用于条型电极较宽, P-型无源层较薄和质子轰击条型激光器的情形。以下称为第一种电流分布。近年更细致地分析得出了电流密度分布是近似高斯函数分布的^[10]:

$$J(x) = J_0 e^{-\alpha^2 x^2}$$

这种分布适用于条型电极较窄, P-边较厚而且电阻率较小情形。以下称为第二种电流分布。为了比较不同电流分布的影响, 我们对两种电流分布都进行了计算。但在这两种电流密度下都没有考虑结电压饱和以及它对注入载流子的影响和光对结特性的影响。因此假定电流分布的形状不随电流注入和有源层内的光强度变化。

三、计算方法和所用的参数

用有限差分方法求解(1)和(2)式。空间步长 $\Delta x = 0.5 \mu\text{m}$ (当条宽 $s \leq 6 \mu\text{m}$ 时); $\Delta x = 1 \mu\text{m}$ (当条宽 $s > 6 \mu\text{m}$ 时)。时间步长 $\Delta T = 0.005 \tau_r$ 。为了检验 ΔT 对计算结果的影响对某些例子取 $\Delta T = 0.0025 \tau_r$ 进行了重复的计算, 计算结果与 ΔT 无关, 说明了在所考虑的情况下取 $\Delta T = 0.005 \tau_r$ 是足够精确的。(1)式很容易用差分方法化成一组线性方程组求解。(2)式用差分代替微分后使用了[11]给出的求复矩阵全部本征值和部分本征函数的方法求解。计算的方框图如图1所示。

初始的 $n(x, t_0)$, $N(t_0)$ 和 $|\phi(x, t_0)|^2$ 可以从(1)–(5)式的稳态解得到。方法是将(1)和(4)式的左边等于0, 并假定阈值时最大模的模式增益

$$G_j = 0.85 \cdot \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \quad [12]$$

然后求(1)–(5)式的自洽解得到不同模的强度比, G_i 和 N_i 的关系由(4)式决定。

计算中使用的典型参数如下:

对 $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 双异质结激光器, 限制层 $x = 0.3$, 有源层 $x = 0$; 当 $d = 0.3$ 时 $\eta_0 = 3.590$, $n_{eff} = 3.499$; $\tau_r = 3 \times 10^{-9} \text{s}$; $D = 30 \text{cm}^2/\text{s}$; $L_s = 3 \mu\text{m}$; $\alpha_i = 10 \text{cm}^{-1}$; $R = 0.35$; $L = 200 \mu\text{m}$; $s = 12 \mu\text{m}$; $\frac{\partial \eta}{\partial n} = -4 \times 10^{-21} \text{cm}^3$; $\nu =$

5×10^{-5} ; 为了比较不同的 α 和 β 的作用。

对 α 和 β 的三种取值进行了计算: 1. $\alpha_1 = 1.08 \times 10^{-16} \text{cm}^2$, $\beta_1 = 146 \text{cm}^{-1[13]}$; 2. $\alpha_2 = 1.5 \times 10^{-16} \text{cm}^2$, $\beta_2 = 150 \text{cm}^{-1[14]}$; 3. $\alpha_3 = 1.54 \times 10^{-16} \text{cm}^2$, $\beta_3 = 105 \text{cm}^{-1[15]}$; 电流

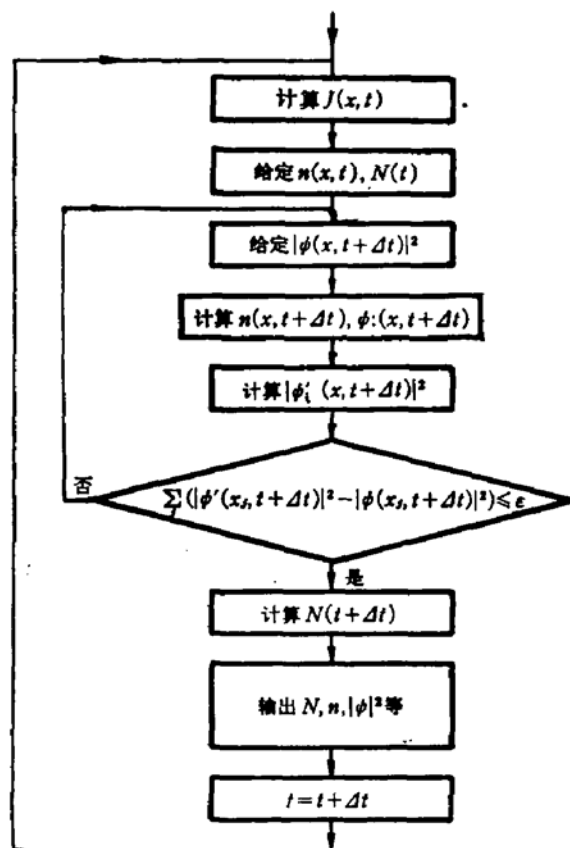


图1 计算(1)–(5)式自洽解的计算框图

分布的半宽等于 s 。

四、张弛振荡

采用上述参数,并使 L_s 在 $(1 \sim 6 \mu\text{m})$, $\frac{\partial \eta}{\partial n}$ 在 $(-2 \times 10^{-21} \text{cm}^3 \sim -8 \times 10^{-21} \text{cm}^3)$ 的范围内变化;当加一个有一定上升时间的阶跃电流,而且电流从 I_{th} 变到 $3I_{\text{th}}$ 时,我们都得到了衰减的张弛振荡。

在张弛振荡过程中,平均光子密度,增益分布和光强分布等开始都随时间振荡,但在大约 2 倍载流子的寿命以后趋于一个不随时间变化的稳定值。其特征与文献报道过的情形大致相同。

张弛振荡的典型情况如图 2。假定 I_0 为直流偏置, I 为阶跃电流的峰值。

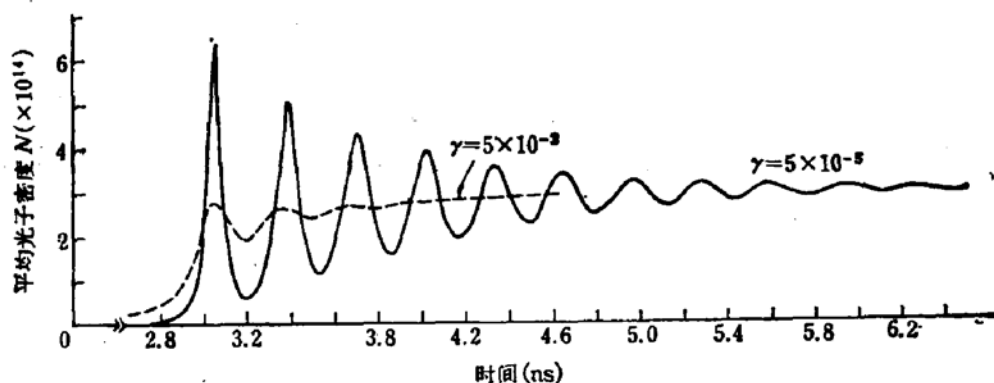


图 2 典型的张弛振荡曲线

计算表明:

当 $I_0 = 0$, $I = 1.5I_{\text{th}}$ 时,光输出有一个差不多等于载流子寿命的时间延迟。 $(\sim 2.8 \text{ns})$

当 $I_0 = 1.1I_{\text{th}}$, $I > 1.1I_{\text{th}}$ 时光输出没有时间延迟,但有一个大约为 0.2ns 的响应时间。如果电流上升时间小于 0.2ns ,光输出可以响应;否则光输出出现滞后。光输出的上升时间与自发发射因子无关。

对相同的 $I_0 = I_{\text{th}}$, I 不相同振荡频率随 I 增加。当电流从 $I = 1.1I_{\text{th}}$ 变到 $I = 2I_{\text{th}}$ 时,其频率从大约 1GHz 变到 4GHz 。振荡幅度也随 I 增加。但对相同的自发发射因子,不同的 I ,张弛振荡衰减的时间常数相同。

如果自发发射因子较大,则张弛振荡衰减较快。

五、本征自脉动

如果能使腔中载流子浓度和光的相互作用增强,例如增加腔中的平均光子浓度,它可以通过减小端面损失 $\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$ (例如增大 L) 来实现。于是我们就可以得到本征自脉动。

图 3 是在第一种电流分布下, $L = 1000\mu\text{m}$, $S = 12\mu\text{m}$, $R = 0.35$, $\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} = 10.5\text{cm}^{-1}$, $\alpha = 1.5 \times 10^{-16}\text{cm}^{-4}$, $\beta = 150\text{cm}^{-1}$; 用差分方法求解(1)式的时间步长 $\Delta T = 0.005\tau_r = 15\text{ps}$; 初始电流 $I_0 = 1.1I_{\text{th}}$, 阶跃电流峰值 $I = 2I_{\text{th}}$, 上升时间为 150ps 情况下的自脉动曲线。(下面如不作特别说明则阶跃电流均取上述的值)图 3 显示了产生自脉动时平均光子密度, 平均载流子浓度, 前二个模的功率增强系数以及一级和二级模对基模的强度比随时间的变化。图 4 是相应图 3 上①②③④⑤时刻的增益分布和光强分布。

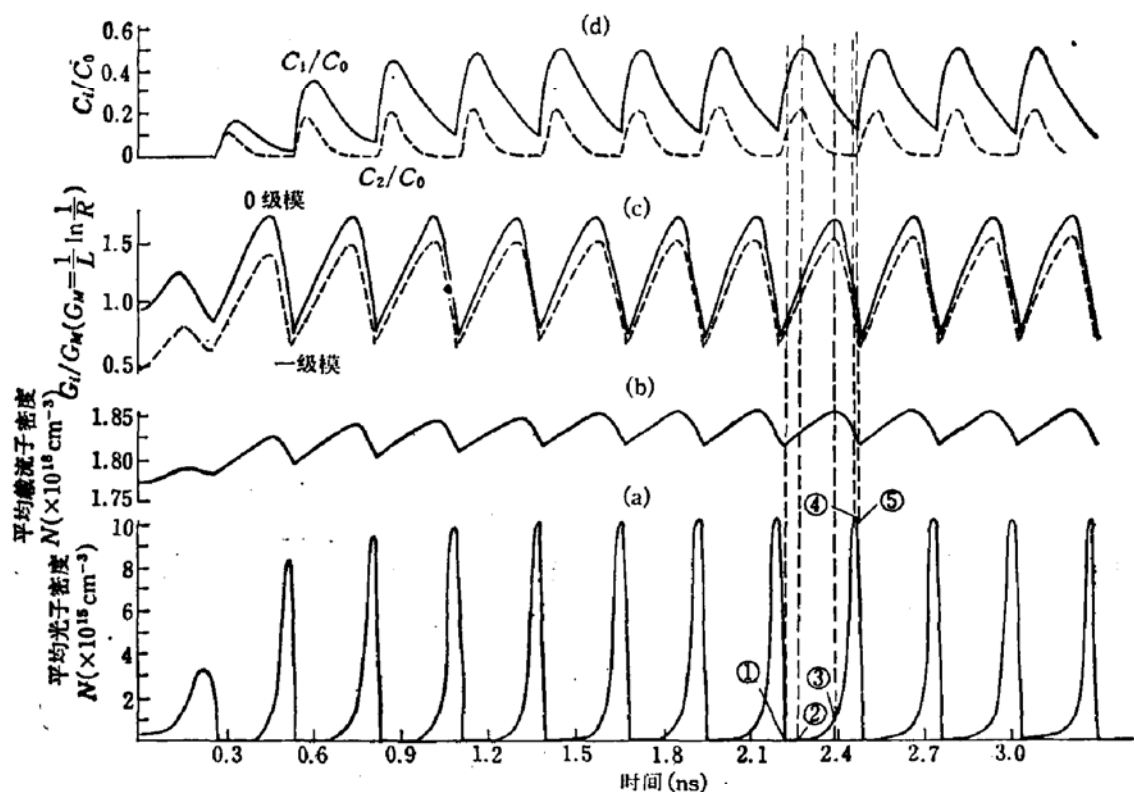


图 3 自脉动下, a) 平均光子密度 N , b) 平均载流子浓度 $\bar{n}$, c) 前两个模的增强系数 G_0, G_1 与端面损失 $G_M = \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$ 之比; d) 以及一次和二次模的强度与基模强度之比, C_1/C_0 和 C_2/C_0 。

为了说明这种自脉动的过程我们可以把图 3 和图 4 联系起来讨论。在①时刻, 平均载流子浓度 $\bar{n}$ 最小, 光子密度最小, 但由于注入, 随着时间的推移, 载流子和增益分布增加, 各个模的增强系数 G_i 和光子密度也增加, 此时高次模比例增加, 光强度分布半宽增大。达到②时高次模的比例最大。通过②后 $\bar{n}$ 和增益分布继续增大, G_i 和光子密度也进一步增大, 但高次模的比例减小, 光强分布开始变窄。达到③时 $G_i, \bar{n}$ 和增益分布达到最大值。③以后, 光子密度增加非常快, 但 $G_i, \bar{n}$ 和增益分布迅速减小。达到④时光子密度开始减小。以后光子密度迅速减小; $G_i, \bar{n}$ 和增益分布继续减小, 通过⑤回到①。因此一个自脉动周期可以分成两个主要的过程。从①→③虽然光子密度增加, 但其绝对值比较小, 因此主要是载流子浓度和增益增加即载流子的积累过程。从③→⑤, 虽然有注入, 但光子密度很大, 高强度的光受激发射使载流子浓度和增益减小, 这是使载流子消耗的过

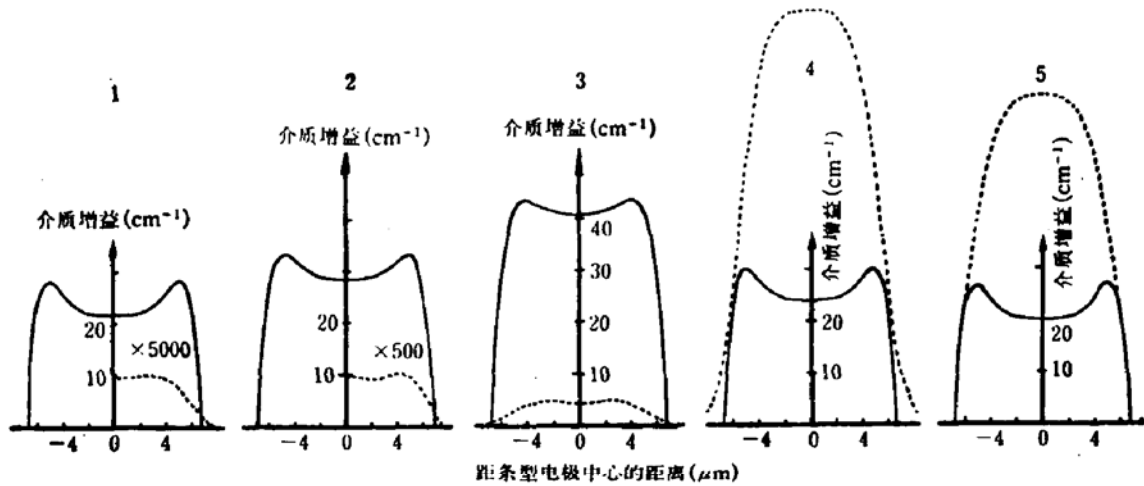


图4 相应图3中①,②,③,④,⑤各时刻的增益分布——实线,和强度分布——虚线。图中没有画光强的坐标,但光强是按比例画的。①,②两处的光强分别放大了5000倍和500倍

程。如果在这个过程中,从①到③积累的载流子被全部消耗掉则过程又回到①。所以可以说如果从①到③过程中可以积累足够的载流子,而且在③到⑤的过程中光子密度又高到不仅可以使积累的载流子全部消耗掉而且还来不及补充,则就可以得到一个持续的自脉动。

下面通过计算的例子进一步讨论一下影响这种自脉动的因素及其特征。

1. 光子密度的作用

根据上面的分析可以看到自脉动产生的关键是在③到⑤的过程中光子密度是否大到能够将积累的载流子全部耗尽。为了得到高的光子密度,如前所述可以减小端面损失 $\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$ 来实现。减小 $\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$ 前面用了增加 L 的方法,但也可以用加大 R 的方法。取 L 分别等于 $500\mu\text{m}$, $200\mu\text{m}$ 和 $40\mu\text{m}$, 当 $R = 0.35$ 时 $\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$ 分别为 20.1cm^{-1} , 52.5cm^{-1} 和 262.5cm^{-1} 。对这些情况如第四节所述我们在很大的电流和其它参数变化范围内得到的是张弛振荡。但如果对 $L_1 = 200\mu\text{m}$ 和 $L_2 = 40\mu\text{m}$ 取 $R_1 = 0.811$ 和 $R_2 = 0.959$, 即使 $\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} = 10.5\text{cm}^{-1}$ 时,我们都得到了类似图3和图4的自脉动。

2. 载流子注入的作用

至于载流子的注入和积累对自脉动的影响就不象光子密度的影响那么直观。一般来说增益与载流子浓度成线性关系 $g = \alpha n - \beta$ 。对不同的 α 和 β , 为了得到相同的增益, 所需的载流子浓度即注入电流是不一样的。如果 α 大 β 小, 则产生相同的 g 所需的 n 较小。反之 α 小 β 大, 则所需的 n 较大。因此不同的 α 和 β 将会影响振荡过程中载流子的补充, 积累和消耗。因此也将对自脉动发生影响。为此我们取 $L = 1000\mu\text{m}$, $R = 0.35$, $\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} = 10.5\text{cm}^{-1}$, 对(1) $\alpha_1 = 1.08 \times 10^{-14}\text{cm}^3$, $\beta_1 = 146\text{cm}^{-1}$; (2) $\alpha_2 = 1.5 \times 10^{-14}\text{cm}^3$,

$g_2 = 150\text{cm}^{-1}$; (3) $\alpha_3 = 1.54 \times 10^{-16}\text{cm}^3$, $\beta_3 = 105\text{cm}^{-1}$. 进行了计算. 结果表明: 在第一和第二种情形下出现自脉动, 而在第三种情形下出现张弛振荡.

3. 频率特性

由于上述本征自脉动是由光和载流子的相互作用产生的, 因此自脉动的频率应该与这两个因素有关.

图 5 是 $L_1 = 40\mu\text{m}$, $I_0 = 1.1 I_{th}$, I_1 从 $1.3 I_{th}$ 到 $2.4 I_{th}$ 及 $L_2 = 1000\mu\text{m}$, I_2 从 $1.6 I_{th}$ 到 $2.4 I_{th}$ 时自脉动的频率与注入电流的关系. 在两种情形都取 α_2 和 β_2 值, 并使

$\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$ 相同. 从图上看到当腔长较短

时 ($40\mu\text{m}$), 自脉动的频率较高. 这是与光子密度速率方程预言的结果一致. 从 (4) 式, 因为腔长较短 dN/dt 较大, 光子密度随时间变化比较快, 频率因而较高. 从图上还看到随着电流增加, 开始自脉动频率也增加, 但随后基本不变. 这是因为电流增加, 载流子的注入速度增加, 因而振荡过程中增益恢复比较快, 所以随着电流增加, 频率也增加. 但电流进一步加大, 光强度也增大, 对载流子的消耗也加快, 因而可以使振荡频率基本保持不变. 另外对不同的 α 和 β 值, 它们影响振荡过程中载流子的补充, 因此相应的自脉动频率也应该有所不同. 计算结果表明对 $L = 1000\mu\text{m}$, $R = 0.35$, 当 $I = 2I_{th}$ 时, 对 α_1 和 β_1 , 自脉动的周期为 300ps , 而对 α_2 和 β_2 , 自脉动的周期为 270ps .

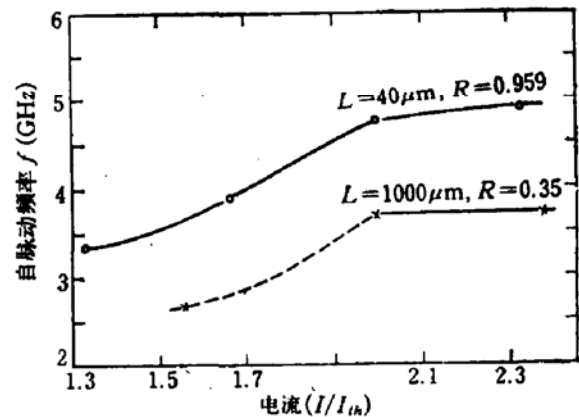


图 5 两种腔长 $L_1 = 40\mu\text{m}$, $L_2 = 1000\mu\text{m}$, 但端面损失相同的自脉动频率与电流的关系. 虚线表示张弛振荡频率

4. 其它特性

在阈值和阈值附近, 光子密度比较低, 因此在电流接近阈值时不会出现自脉动. 这就是上述的自脉动只有在电流增大到一定电流之后才会产生. 产生自脉动的电流和阈电流之差主要由腔长 L , 端面反射系数 R 和 α, β 值确定. 一般来说, L 和 $\frac{1}{L} \ln \frac{1}{R}$ 比较小; α 较小, β 较大; 产生自脉动的电流与阈电流之差也比较小, 即容易产生自脉动. 而其它的参数如载流子扩散长度 L_s , $\frac{\partial \eta}{\partial n}$ 等的影响则并不重要.

最后计算了当 $L = 1000\mu\text{m}$, $R = 0.35$, $\alpha = \alpha_2$, $\beta = \beta_2$ 及 $S = 12\mu\text{m}$ 和 $S = 6\mu\text{m}$ 情形下两种电流分布下的振荡. 我们都得到了类似图 3 和图 4 的自脉动. 我们还注意到当电流密度分布从 1 变到 2, 随着条形电极宽度的减小, 高次模的比例减小, 同时载流子浓度分布上的“烧孔”也变小. 在 $S = 6\mu\text{m}$, 第二种电流分布的情况下, 载流子浓度分布上没有“烧孔”, 而且高次模完全可以忽略. 这时自脉动仍无例外地出现. 这说明了侧向模的竞争, 载流子的“烧孔”和自聚焦效应不是引起这类自脉动的原因.

因此可以说上述的自脉动是半导体激光器腔内光和载流子相互作用的直接结果。只要这种相互作用满足一定条件,自脉动就会产生。对几种电流分布和不同条宽的情形我们都得到了这类自脉动,因此它可能是半导体激光器在某些条件下的一般特性。

六、正弦电流调制下的行为

当(1)式中的电流密度以正弦方式变化时,即 $I = \Delta I \sin(2\pi ft) + I_0$, 我们得到激光器在正弦调制下的动态行为。这个行为主要表现在以下两个方面。

1. 调制电流对光输出的影响

在所有的情形下,从 $t = 0$ 开始都有附加的振荡。这振荡的频率与阶跃电流下张弛振荡的频率相同,振荡的幅度和持续时间与自发发射因子有关。但我们只着重讨论稳定调制的情形。图 6 和图 7 是在不同电流分布,不同电流调制幅度和调制频率下平均光子密度对电流的响应。图 6 对应第一种电流分布,图 7 对应第二种电流分布。图中的虚线代表正弦调制电流波形,为了比较方便,将电流和光子密度的峰值画得相同。从图 6 看到调制频率不同(6(a)和6(b)),调制幅度不同(6(a)和6(c)),光的响应是不同的。调制电流变化快(频率高 6(b),幅度大 6(c))光的波形产生畸变。从图 6(b)和 7(b)看到调制电流的空间分布不同也会产生不同的光响应(相同调制频率和幅度,6(b)光输出有畸变,7(b)则没有)。此外光强相对电流都有延迟(记为 t_d ,在图中的标尺上,这个时间延迟画

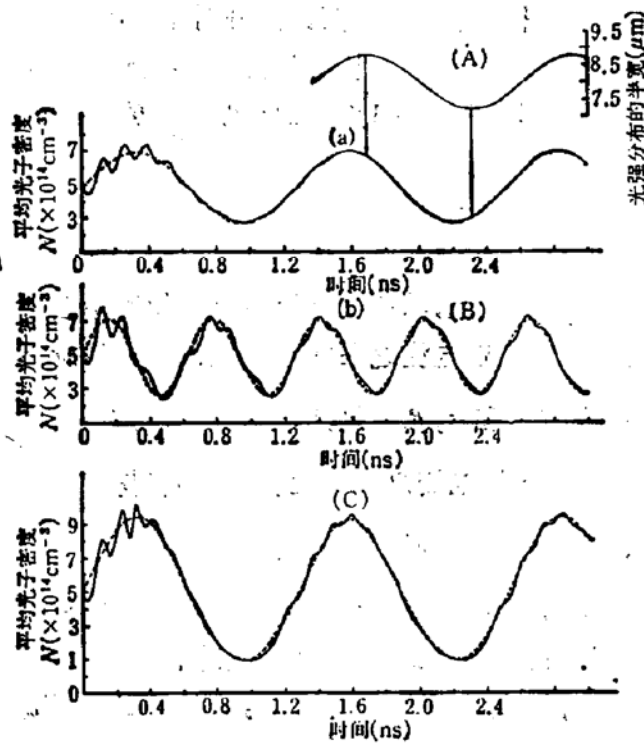


图 6 对电流分布 1, 在不同调制电流下的光响应曲线和光强度半宽变化。
 $\nu = 5 \times 10^{-3}$, (a) $f = 400\text{MHz}$, $\Delta I^{(1)} = 0.23I_b^{(1)}$; (b) $f = 800\text{MHz}$, $\Delta I^{(1)} = 0.23I_b^{(1)}$; (c) $f = 400\text{MHz}$, $\Delta I^{(1)} = 0.46I_b^{(1)}$; (A) 对应着 (a) 的光强度分布的半宽。虚线是调制电流波形。

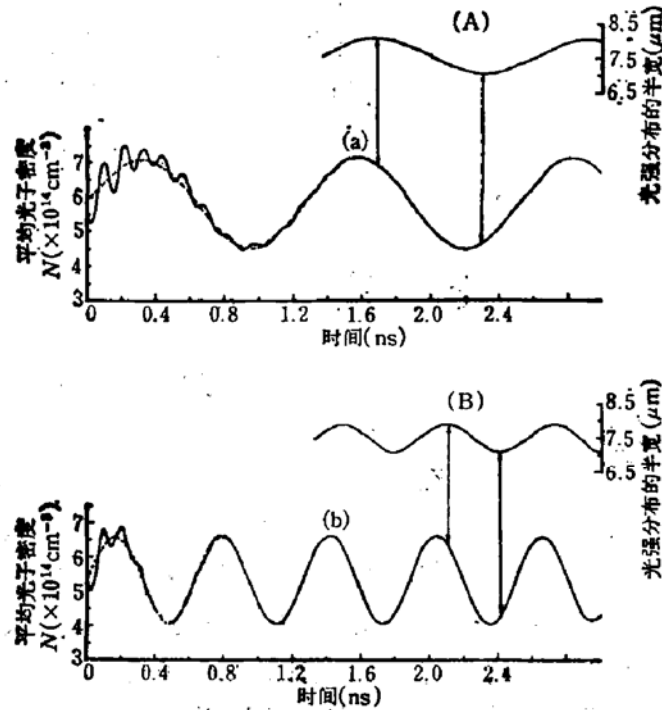


图7 对电流分布2, 在不同调制电流下的光响应曲线和光强度半宽变化
a) $\nu = 5 \times 10^{-3}$, $f = 400\text{MHz}$, $\Delta I^{(1)} = 0.24I_0^{(1)}$; b) $\nu = 5 \times 10^{-4}$, $f = 800\text{MHz}$, $\Delta I^{(2)} = 0.24I_0^{(2)}$; (A) 相应于 (a) 的光强分布半宽变化; (B) 相应于 (b) 的光强分布半宽变化, 虚线是调制电流波形。

不出来)。频率高延迟时间短 ($f = 800\text{MHz}$, $t_d = 20\text{ps}$)。频率低, 延迟时间长。 ($f = 400\text{MHz}$, $t_d = 40\text{ps}$)。

2. 光输出的相位

图6(A), 7(A) 和 7(B) 是光强度分布的半宽随电流的变化。相应电流分布1的半宽变化 (6(A)) 比相应电流分布2的半宽变化大 (7(A) 和 7(B))。半宽以与电流相同的频率振荡, 但半宽变化的极值与调制电流的极值不相重合。而且在总的光强峰值附近, 半宽是增加的。光强度半宽的这种变化反映了在调制过程中不同空间位置的光的相对强度是变化着的。这将导致在不同空间位置光输出会出现相位差。求出各个空间位置光强随时间的变化就可以得到在各个空间位置光强度达到极值 (例如极大值) 的时间差 (用 Δt 表示) 和相应的相位差 (以角度表示)

$$\Delta\phi = 360 \cdot f \cdot \Delta t,$$

f 为电流调制频率)

图8是相应图6(a) 图7(a) 和图7(b) 三种情形下各空间位置光强度极大值的 Δt 和 $\Delta\phi$ 。令条形中心处的 Δt 和 $\Delta\phi$ 为零。从图

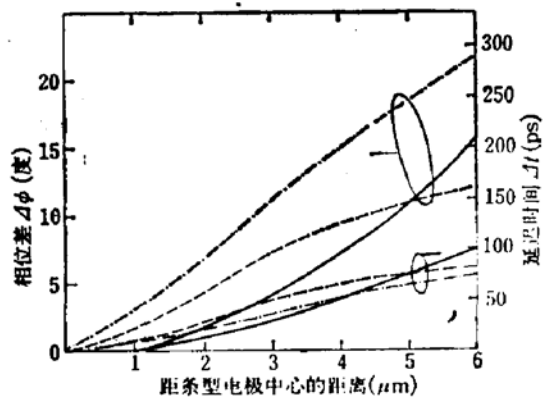


图8 相应图6(a) 图7(a) 和图7(b) 三种情形的 Δt 和 $\Delta\phi$ 。-----代表图6(a) ——代表图7(a) ·····代表图7(b)

上看到对不同的电流分布相位差不完全相同。电流分布 2 在条的中心部分位相变化小, 在边缘部分和电流分布 1 相同。而且半宽变化小的并不一定对应着 Δt 小(对边缘部分)。因为决定 Δt 的不仅是半宽的变化幅度而且还决定于半宽在总的光强峰值附近的变化速率。如果在峰值附近半宽迅速变宽, 则 Δt 大, 反之则小。此外随着频率变化, Δt 也有些变化。但 f 减小, $\Delta \phi$ 也减小。

七、讨 论

1. 本文在解场方程时用求本征值和本征函数的方法同时得到了传播常数和光电场的空间分布。考虑了七个侧向模并和速率方程联立得到了载流子和光电场分布的自洽解。如果计算中空间步长和时间步长取得充分小, 得到的解是相当精确的。因此在电流分布及一些参数取值的近似程度下, 这个解可以给出描述光在谐振腔中传播特性的精确解及在不同调制电流下这些解随时间的变化。由于是用有限差分方法求解, 因此在存在侧向内建波导, 侧向非均匀等情形下也都可以用这个方法方便地求解。虽然本文没有对不同结构和不同参数的激光器行为进行讨论。但从计算的例子得到的结果看来, 这里描述的方法会对半导体激光器的设计和性能研究提供方便的手段。

2. 关于自脉动。自脉动是简单条型激光器中的一个重要问题。对此已经发表了大量的论文^[16-23]。这些论文大部分都把这一现象归结为在腔中存在饱和吸收体引起的, 另外也还有其它模型被用来解释自脉动。如陷阱, 接近镜面的吸收体, 涉及热效应的缺陷等等。此外考虑了温度和不对称性 Buss^[7] 得到了一种自脉动, 他认为载流子浓度和光分布的相互作用可以解释他的结果。郭长志^[23]等也得到了一种本征自脉动。他们认为这是由于光和载流子相互作用产生载流子的“烧孔”和光场收缩引起的。本工作没有引入不均匀, 不对称的因素, 仅只考虑了光和载流子的相互作用, 在比较精确的数值计算下也得到了本征自脉动。早在激光器发展的初期, 在固体和气体激光器中就已经发现在一定条件下总是存在光和工作物质相互作用产生的自脉动。我们这里得到的自脉动在原理上与其是极为相似的。

3. 在正弦调制下的动态行为似乎还未见过报道。高频调制下的光输出畸变, 光输出对电流的延迟以及强度分布在正弦调制下的变化引起近场不同位置光输出的相位差都是在应用中应该考虑的问题。特别是后者, 它也许是导致将激光器用作测距光源时在侧向引起测距误差的来源。有关这方面的工作我们还正在深入研究。

参 考 文 献

- [1] N. Chinone, *J. Appl. Phys.*, **48**, 3237 (1977).
- [2] G. H. B. Thompson, D. F. Lovelace and S. E. H. Turley, *Solid-State Electron Devices*, **2**, 12 (1978).
- [3] J. Buus, *Electron Lett.*, **14**, 127 (1978).
- [4] R. Lang, *IEEE J. Quantum. Electron.*, **QE-15**, 718 (1979).
- [5] P. M. Asbeck, D. A. Cammak, J. J. Daniele and V. Klebenoff, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-15**, 727 (1979).

- [6] J. Buss, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-15, 734 (1979).
- [7] J. Buss, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-19, 953 (1983).
- [8] 王守武, 王仲明, *半导体学报*, 6, 304(1985).
- [9] W. P. Dumke, *Solid-State Electron.*, 16 1279 (1973).
- [10] J. E. A. Whiteaway, *IEEE. Proce.*, 129 89 (1982).
- [11] B. T. Smith, *et. al.*, "Matrix Eigensystem Routines-EISpack Guide", Berlin. Heidelberg. New York, (1974).
- [12] 王仲明, *中国激光*, 10, 696(1983).
- [13] W. T. Tsang, *J. Appl. Phys.*, 48 1031 (1978).
- [14] W. Streifer, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-17, 736 (1981).
- [15] B. W. Hakki, *J. Appl. Phys.*, 44, 5021 (1973).
- [16] N. G. Basov, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-4, 855 (1968).
- [17] T. L. Paoli, *IEEE J. Quantum Electron* QE-13, 351 (1977).
- [18] G. Arnold and K. Petermann, *Opt. Quantum Electron.*, 10, 311 (1978).
- [19] J. P. Van der Ziel, J. L. Merz and T. L. Paoli, *J. Appl. Phys.*, 50, 4620 (1979).
- [20] B. W. Hakki, *J. Appl. Phys.*, 50, 5630 (1979).
- [21] K. D. Chik, J. C. Dymont and B. A. Richardson, *J. Appl. Phys.*, 51, 4029 (1980).
- [22] C. H. Henry, *J. Appl. Phys.*, 51, 3051 (1980).
- [23] 郭长志, 汪凯戈, *半导体学报*, 4, 161(1983).

Behaviour of Stripe DH Semiconductor Laser Under Step and Sine Current Modulation

Wang Shouwu and Wang Zhongming
(Institute of Semiconductors, Academia Sinica)

Abstract

Self-consistent solutions of the field equation and rate equations of photon density and carrier concentration are obtained by means of numerical calculation method. From the self-consistent solutions: 1. when the photon density and interaction of the light with the carrier in the cavity are strong enough, a certain kind of self-sustained pulse will occur under applying step current. 2 In the case of sine current modulation, the light output deformation will appear with high modulation frequency, and the light intensity distribution will change with the modulation current, thus causing the phase difference of the light output at different space positions.