

双区共腔双稳激光器超短光脉冲 输出特性分析

赵建和 吴荣汉

(中国科学院半导体研究所,北京)

1988年10月17日收到

本文采用速率方程讨论了双区共腔双稳激光器获得超短光脉冲的方法及特点。结果表明,采用一般的电脉冲触发,利用双稳激光器的Q开关长延时特性,能够获得质量较高的超短光脉冲。

主题词 半导体激光器,光双稳,超短光脉冲

一、引言

采用半导体激光器,利用其Q调制特性、增益开关特性及锁模特性等^[1-3],可以获得超短光脉冲。由于半导体激光器具有体积小、功耗低、易高频调制以及工艺制备简单,操作方便等特点,在高速光通讯、光信息处理、高速光电子学等应用领域具有广阔的前景。由于光双稳激光器强Q开关效应的作用,其瞬态特性较普通激光器复杂。腔内可饱和吸收体的存在,使腔内损耗增加,加长了增益区内载流子的存贮过程,使激光器的延时时间大为加长,张弛振荡频率明显减小,衰减常数增大。采用Q开关效应获取超短脉冲,一般是在激光器上,注入矩形脉冲电流,截取张弛振荡的第一振荡峰。因此,为了获得质量较好的超短光脉冲,有必要对所设计的器件结构参数,外加电条件进行分析。

本文采用速率方程讨论了双区共腔双稳激光器(CCTS)获得超短光脉冲的方法及特点。结果表明:采用一般的电脉冲触发,利用双稳激光器的Q开关长延时特性,能够获得质量较高的超短光脉冲。它既避免了外腔的复杂性;又克服了无外腔增益开关的脉冲幅度和脉冲宽度质量差以及脉冲难以控制的不足。

二、速率方程及稳态解

所用双区共腔双稳激光器结构如图1中右下角图所示。

采用关于增益区载流子浓度,可饱和吸收区载流子浓度以及腔内光子密度相互耦合的非线性速率方程组可以定量分析一些主要参数对光脉冲输出特性的影响。本文着重讨论腔内电子与光子相互作用的瞬态过程,可以假定载流子浓度分别在各区均匀分布,光子密度在腔内处处均匀,在只研究光子密度的幅度及脉冲宽度时,可以假定只有一个模式振

荡，此外，忽略复合中心的作用，并作单分子复合近似，以简化计算。由于器件常处在高增益和高吸收工作状态，两个区的增益（或吸收）函数都采用线性近似，其斜率比为 k 。

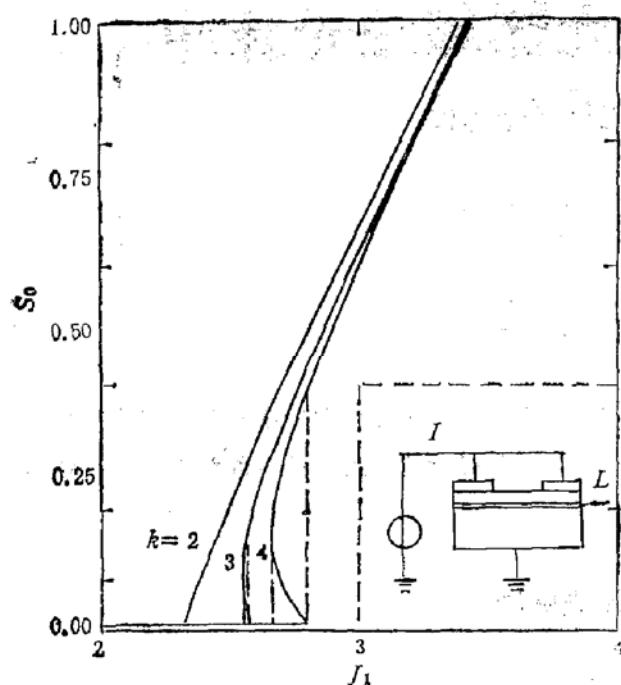


图 1 不同 K 值下的稳态 S_0-J_1 曲线

由以上近似建立的速率方程组为：

$$\frac{dn_1(t)}{dt} = \frac{j_1}{qd} - \frac{n_1}{\tau} - v_s a_1 (n_1 - n') s(t) \quad (1a)$$

$$\frac{dn_2(t)}{dt} = \frac{j_2}{qd} - \frac{n_2}{\tau} - v_s K a_1 (n_2 - n') s(t) \quad (1b)$$

$$\begin{aligned} \frac{ds(t)}{dt} = & \left[r_1 v_s a_1 (n_1 - n') + r_2 v_s K a_1 (n_2 - n') - \frac{1}{\tau_p} \right] s(t) + \gamma \left(r_1 \frac{n_1}{\tau} \right. \\ & \left. + r_2 \frac{n_2}{\tau} \right) \end{aligned} \quad (1c)$$

式中， n_1 、 n_2 、 s 分别为增益区载流子浓度，吸收区载流子浓度及腔内光子密度， j_1 是增益区注入电流密度， v_s 是群速度， n' 是零增益截距电子浓度， r_1 、 r_2 分别为增益区和吸收区长度与总腔长的比值 ($r_1 + r_2 = 1$)， τ 、 τ_p 分别为非平衡载流子自发辐射复合寿命、腔内光子寿命， γ 为自发辐射因子。

将方程组(1)按下列形式归一化：

$$N_1 = \frac{n_1}{n'} \quad N_2 = \frac{n_2}{n'} \quad T = \frac{t}{\tau} \quad S = \frac{s}{\tau_p} / \frac{n'}{\tau}$$

并且， $J_1 = \frac{j_1}{j_0}$ ，而 $j_0 = qdn'/\tau$ 为零增益截距电流密度， $\alpha = (v_s a_1 n') / \left(\frac{1}{\tau_p} \right)$ 为均匀注入条件下粒子数趋近实现反转时所需克服的损耗与整个腔损耗之比。

得到归一化方程组为：

$$dN_1/dT = J_1 - N_1 - \alpha(N_1 - 1)S \quad (2a)$$

$$dN_2/dT = J_2 - N_2 - K\alpha(N_2 - 1)S \quad (2b)$$

$$dS/dT = \frac{\tau}{\tau_p} \{ [\alpha r_1 (N_1 - 1) + K \alpha r_2 (N_2 - 1) - 1] S + \gamma (r_1 N_1 + r_2 N_2) \} \quad (2c)$$

方程中的各参数值归纳在表 1 中。

在激光器稳态工作状态下，方程组(2)式的左边皆为零。因此由式(2b)得：

$$N_{20} = K\alpha S_0 / (1 + K\alpha S_0) \quad (3)$$

代入式(2c)得：

表 1 速率方程近似数学模型中的各参数值

| d | $a^2 \mu\text{m}$ |
|-------------------------------|--|
| w | $12 \mu\text{m}$ |
| L | $300 \mu\text{m}$ |
| r | 10^{-3} |
| v_g | $= \frac{c}{n_s} = 67 \times 10^{10} \text{ cm/s}$ |
| a_1 | $2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ |
| n' | $1.11 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ |
| τ | 10^{-9} s |
| τ_p | 10^{-12} s |
| α | ~ 1.5 |
| $r_1 + r_2 = 1 \quad J_1 = 0$ | |

$$\begin{aligned}
 N_{10} &= \frac{\{S_0[1 + \alpha r_1 - K \alpha r_2(N_{20} - 1)] + \gamma r_2 N_{20}\}}{r_1(\alpha S_0 + \gamma)} \\
 &= \frac{S_0[(1 + \alpha r_1)(1 + K \alpha S_0) + K \alpha r_2] - \gamma r_2 K \alpha S_0}{r_1(\alpha S_0 + \gamma)(1 + K \alpha S_0)} \quad (4)
 \end{aligned}$$

再由式(2a)得：

$$J_1 = N_{10} + \alpha(N_{10} - 1)S_0 \quad (5)$$

由于函数 $J_1 = J_1(S_0)$ 是单值函数, 根据(3)–(5)式即可获得稳态 S_0 - J_1 曲线。

图 1 是不同 K 取值下得到的稳态 S_0 - J_1 特性曲线, 随 K 值增大, 双稳跨度增大; $K = 2$, 相当于腔内只附加了一个损耗项, 并未引起光输出跳变, 可以与损耗较大的均匀注入激光器等价; $K = 3$, 双稳跨度很小, 类似于光开关管; $K = 4$, 双稳跨度较大, 与光双稳管对应。在下节中, 我们通过对这近似的三种激光器输出特性比较来讨论利用 CCTS 结构产生超短脉冲的优越性。

我们用一电脉冲导通 CCTS 器件, 主要研究吸收强度、电注入幅度、脉宽、脉冲上升及下降沿, 对获得单一的超短光脉冲的作用。

三、动态特性

1) 吸收强度对光脉冲输出的影响

依据图 1 的三条曲线, 我们分别假定 J_1 为 2.8、3.0、3.2, 计算阶跃电流注入下的瞬态光输出, 制成表 2。表中, $J_{1,h}$ 代表归一化的阈值电流密度, t_d 是光电延迟时间, S_0 , S_1 分别是主次脉冲峰值, W_0 是主脉冲宽度, $\Delta T = t_1 - t_0$ 为主次脉冲峰间距。由表 2 可知, 在相同的 K 值下, 随着注入电流幅度的增加, 三种激光器都具有相同的变化规律, 说明器件即使存在可饱和吸收体, 其瞬态振荡曲线随注入电流幅度变化的主要规律与均匀注入激光器没有差别。但是, 随着吸收强度 K 的改变, 即使考虑到激射阈值的变化因子, 我们仍能得到这样的结论, 即随着吸收强度的加大, 首脉冲峰值成倍地增长, 其脉宽成倍地变窄。次脉冲的输出变化规律不太明显, 一般而言, 当吸收较强时, 如果主次峰间距较

表 2 吸收强度、电脉冲幅度和宽度对光脉冲输出的影响

| K | J_1 | J_{1th} | $t_d(\text{ns})$ | S_0 | $W_0(\text{ps})$ | S_1 | S_0/S_1 | $\Delta T = (t_1 - t_0)(\text{ps})$ |
|-----|-------|-----------|------------------|-------|------------------|-------|-----------|-------------------------------------|
| 2 | 2.8 | 2.33 | 1.92 | 5.0 | 31 | 3.1 | 1.61 | 356 |
| | 3.0 | | 1.61 | 7.5 | 32 | 4.6 | 1.63 | 307 |
| | 3.2 | | 1.40 | 9.9 | 28 | 6.1 | 1.62 | 275 |
| 3 | 2.8 | 2.58 | 2.73 | 24.2 | 18 | 5.5 | 4.40 | 861 |
| | 3.0 | | 2.10 | 31.5 | 16 | 6.5 | 4.85 | 607 |
| | 3.2 | | 1.76 | 37.7 | 15 | 7.9 | 4.77 | 486 |
| 4 | 2.8 | 2.8 | ∞ | 0 | — | — | — | — |
| | 3.0 | | 3.06 | 97.1 | 8 | 49.0 | 1.98 | 1,413 |
| | 3.2 | | 2.30 | 107.7 | 7 | 33.1 | 3.25 | 912 |

 $J_2 = 0 \quad r = 10^{-3}$ $r_1 = 0.8 \quad r_2 = 0.2$

大 ($K = 4, J_1 = 3.0$)，由于饱和吸收区恢复时吸收变化较大，Q开关效应仍较明显，因此，次脉冲峰较高，主次脉冲比下降，而通过增加注入电流幅度减小吸收区恢复程度，则主次峰比迅速增加。但当吸收不太强时，一味地增加注入幅度不一定能提高主次峰比(如 $K \approx 3$ 时)，因为此时 Q 开关效应针对次脉冲而言较弱，而次脉冲随注入幅度增加的速度在较高注入范围内并不比主脉冲慢，综合的结果表明存在一个缓解次脉冲振荡，具有较大主次峰比的注入幅度最佳范围，该范围位于阈值附近。

2) 电脉冲幅度和宽度对光脉冲输出的影响

利用激光器的光电延迟特性截取瞬态振荡的第一个脉冲是均匀注入激光器获得超短光脉冲最简便的方法，该方法也适用于双稳激光器。但是分析表明，用 CCTS 激光器可靠地获得单一脉冲所要求的电注入幅度范围和宽度范围要比均匀注入激光器大得多，如表 2 所示。双稳器件对应的首脉冲峰值及脉宽都要比非双稳器件理想，即使在低幅度注入的长延迟下，也是如此。

3) 电脉冲两沿对光脉冲输出的影响

众所周知，实际的电脉冲不可能是理想的矩形脉冲，总会有一些程度的上升沿和下降沿。对两沿的要求越高，则建立超短脉冲光源的系统越复杂。从实际应用的角度出发，我们在理论上具体分析比较了两沿对光脉冲输出的影响。

研究表明，电脉冲上升沿的影响一般在于它加大了光激励延迟，因而存在抑制第一个光脉冲幅度的可能性，我们用梯形波形的两边模拟实际电脉冲的两沿，上升时间分别取 3ns、6ns、9ns 进行计算，将计算结果整理成表 3。可以看出，如果光激励时刻位于上升沿之后，则第一个光脉冲峰值不受影响，由于光电延迟时间随注入幅度的提高而缩短，在高幅度注入下，光激励时刻容易进入上升时间之内，因为它对应的电流幅度低于原电脉冲幅度，因而第一个脉冲振荡峰值较低，如表 3 所示，在同样的电流幅度下，光双稳特性越强，上升沿的影响越小，当 $K = 4$ 时，即使上升时间 $T_r = 9\text{ ns}$ ，光脉冲仍然保持幅度不变，只是延迟时间增加了 6.81ns。所以，采用 CCTS 结构，大大降低了对上升沿的要求。 $K = 2, 3$ 时不同的电脉冲前沿对主脉冲的抑制，如图 2 所示。

为了获得单一光脉冲，电脉冲的下降沿当然越陡越好。在均匀注入激光器中，由于阈

表3 电脉冲上升沿对光脉冲输出的影响

| $K = 2 \quad J_{\text{th}} = 2.33 \quad (J_2 = 0 \quad r_1 = 0.8 \quad r_2 = 0.2 \quad \gamma = 10^{-3})$ | | | | | | | | | | | | |
|---|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| T_{on} (ns) | 0 | 0 | 0 | 3 | 3 | 3 | 6 | 6 | 6 | 9 | 9 | 9 |
| J_1 | 2.8 | 3.0 | 3.2 | 2.8 | 3.0 | 3.2 | 2.8 | 3.0 | 3.2 | 2.8 | 3.0 | 3.2 |
| t_d (ns) | 1.92 | 1.61 | 1.40 | 3.77 | 3.46 | 3.25 | 6.12 | 5.78 | 5.49 | 8.65 | 8.14 | 7.70 |
| S_0 | 5.0 | 7.5 | 9.9 | 5.0 | 7.5 | 9.9 | 5.0 | 6.1 | 6.5 | 3.6 | 3.9 | 4.2 |
| S_1 | 3.1 | 4.6 | 6.1 | 3.1 | 4.6 | 6.1 | 3.1 | 4.3 | 4.9 | 2.8 | 3.1 | 3.3 |
| S_0/S_1 | 1.61 | 1.63 | 1.62 | 1.61 | 1.63 | 1.62 | 1.61 | 1.42 | 1.33 | 1.28 | 1.26 | 1.27 |
| ΔT (ns) | .356 | .307 | .275 | .356 | .307 | .275 | .356 | .297 | .288 | .350 | .341 | .334 |

| $K = 3 \quad J_{\text{th}} = 2.58$ | | | | | | | | | | | | |
|------------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| T_{on} (ns) | 0 | 0 | 0 | 3 | 3 | 3 | 6 | 6 | 6 | 9 | 9 | 9 |
| J_1 | 2.8 | 3.0 | 3.2 | 2.8 | 3.0 | 3.2 | 2.8 | 3.0 | 3.2 | 2.8 | 3.0 | 3.2 |
| t_d (ns) | 2.73 | 2.10 | 1.76 | 4.58 | 3.95 | 3.61 | 6.93 | 6.31 | 5.96 | 9.53 | 8.89 | 8.40 |
| S_0 | 24.2 | 31.5 | 37.7 | 24.2 | 31.5 | 37.7 | 24.2 | 31.5 | 36.7 | 24.2 | 30.1 | 30.8 |
| S_0/S_1 | 4.40 | 4.85 | 4.77 | 4.40 | 4.85 | 4.77 | 4.40 | 4.85 | 4.70 | 4.40 | 4.70 | 3.80 |
| S_1 | 5.5 | 6.5 | 7.9 | 5.5 | 6.5 | 7.9 | 5.5 | 6.5 | 7.8 | 5.5 | 6.4 | 8.1 |
| ΔT (ns) | .861 | .607 | .486 | .861 | .607 | .486 | .861 | .607 | .482 | .861 | .600 | .526 |

| $K = 4 \quad J_{\text{th}} = 2.8$ | | | | | | | | | | | | |
|-----------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|------|
| T_{on} (ns) | 0 | 0 | 0 | 3 | 3 | 3 | 6 | 6 | 6 | 9 | 9 | 9 |
| J_1 | 3.0 | 3.2 | 3.0 | 3.0 | 3.2 | 3.0 | 3.0 | 3.2 | 3.0 | 3.0 | 3.2 | 3.2 |
| t_d (ns) | 3.06 | 2.30 | 4.91 | 4.15 | 7.27 | 6.50 | 9.87 | 9.10 | 9.87 | 9.87 | 9.10 | 9.10 |

值电流密度较低,为了获得高峰值、窄宽度的光脉冲,必须提高相对注入幅度 J/J_{th} ,而张弛振荡频率随 J/J_{th} 增大而增高,主次脉冲间距变小,往往不易获得单一光脉冲,而且

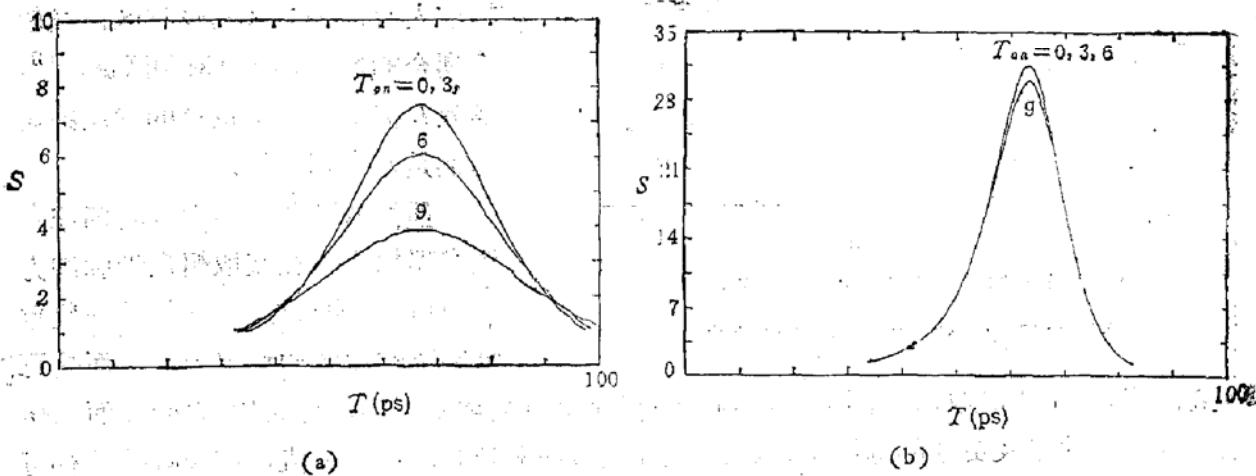


图2 不同的电脉冲上升时间对光脉冲峰值的抑制

(a) $K = 2$ (b) $K = 3$

主次峰值比很小,给实际应用带来许多不便。CCTS 激光器基本上不存在上述问题,因为它利用腔内强Q调制效应,因而主次光脉冲间距较大,获得单一光脉冲比较容易。我们分别取下降时间为 3ns, 6ns, 9ns, 为了保证第一个脉冲正常发射,计算时将电脉冲下降拐点取在主峰值过后 5ps 处,计算结果见表 4。在无双稳现象的情况下,仅当 $J/J_{\text{th}} = 1.29$

时,下降沿必须小于 3ns 才有可能满足光脉冲单一性的要求,如图 3(a)所示;而在开关管工作状态, $J/J_{th} = 1.16$ 时,即使下降时间超过 6ns,仍可以获得单一光脉冲,而且脉冲质量非常令人满意,见图 3(b);当 CCTS 激光器双稳特性较强, $J/J_{th} = 1.14$ 时,下降时间可以大于 9ns,见图 3(c)。这样的电脉冲较常见,光源系统因而变得简单实用。

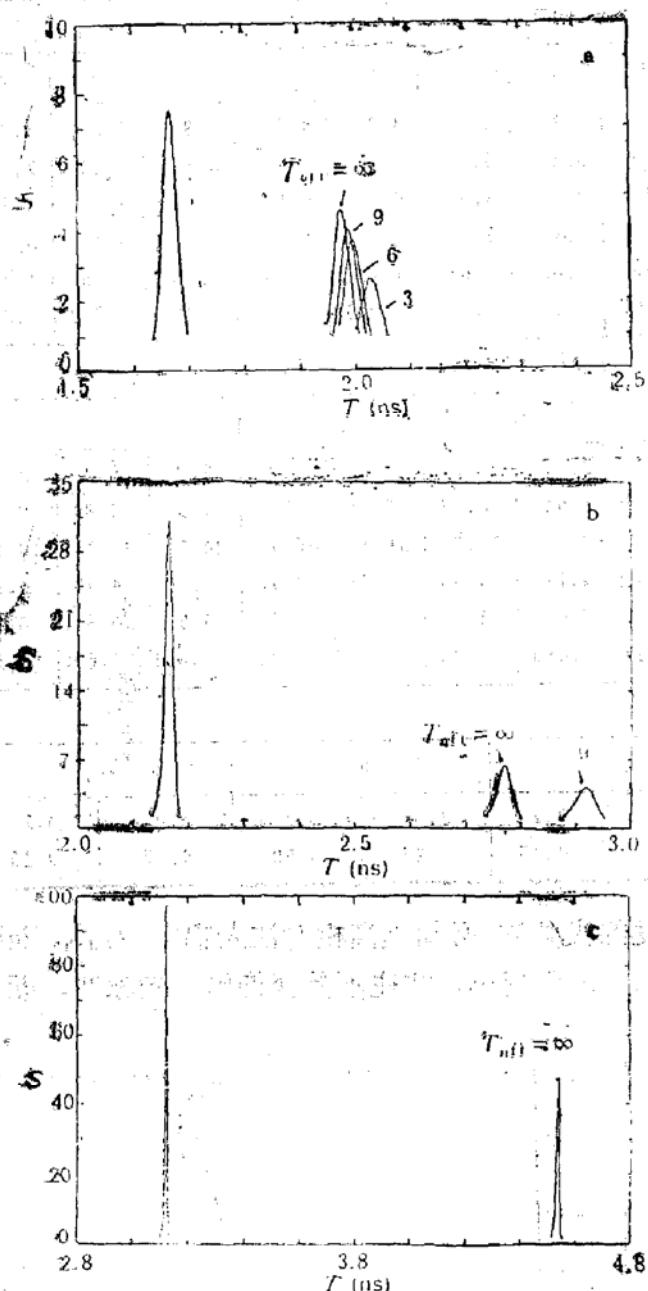


图 3 不同的下降时间对次脉冲的抑制作用

(a) $K = 2$, (b) $K = 3$, (c) $K = 4$

四、讨 论

采用单模速率方程,我们分析了利用有源区内含可饱和吸收体的双区共腔双稳激光器获取超短光脉冲的特点,分析表明,与一般激光器比较,它能获得质量更好的超短光脉冲,并且,对外加电脉冲条件的要求可以大为放宽。这已为我们的初步实验所证明,有关实验结果将另文发表,如果采用更为复杂的多模速率方程讨论这一问题,由于在电流注入时,增益区与吸收区自发辐射耦合的增加,将使双稳区减小^[4],等效 K 值降低,但定性的物理结论仍然是基本相同的。

虽然双区两端器件与均匀注入激光器相比,在获取超短光脉冲方面,有较多的特点。在作为一般重复频率的短脉冲稳定光源方面是可行的。但是,由于吸收区是固定的,因此,要想获得更高重复频率,更大的、只受端面损伤限制的峰值功率及更窄的脉冲输出(行波腔极限)是困难的。提高 K 值,增长吸收区有可能提高 Q 开关作用,但这时, J_{th} 相应提高, J_1 增大时,首脉冲宽度不能进一步变窄,而是可能变宽,而且,首脉冲幅度与注入不呈单调上升,这是由于电注入幅度在瞬态具有载流子浓度积累速率的含义,在注入速率较大时,往往在载流子浓度还未达到更高值时,器件已开始激射,出现首脉冲填不上去的现象。此外,重复频率受吸收区累加的载流子的消失或降到低值的速率限制,因此,加大电流幅度也不利于频率的提高。为更进一步说明此点,我们给出 $K = 6$, $r_1/r_2 = 1$ 时的计算结果,如表 5 所示。因此,为解决这一问题,有

可行的。但是,由于吸收区是固定的,因此,要想获得更高重复频率,更大的、只受端面损伤限制的峰值功率及更窄的脉冲输出(行波腔极限)是困难的。提高 K 值,增长吸收区有可能提高 Q 开关作用,但这时, J_{th} 相应提高, J_1 增大时,首脉冲宽度不能进一步变窄,而是可能变宽,而且,首脉冲幅度与注入不呈单调上升,这是由于电注入幅度在瞬态具有载流子浓度积累速率的含义,在注入速率较大时,往往在载流子浓度还未达到更高值时,器件已开始激射,出现首脉冲填不上去的现象。此外,重复频率受吸收区累加的载流子的消失或降到低值的速率限制,因此,加大电流幅度也不利于频率的提高。为更进一步说明此点,我们给出 $K = 6$, $r_1/r_2 = 1$ 时的计算结果,如表 5 所示。因此,为解决这一问题,有

表4 电脉冲的下降时间对光脉冲输出单一性的影响

| J_1 | 2.8 | | | | 3.0 | | | | 3.2 | | | |
|-----------------------|------|------|------|----------|------|------|------|----------|------|------|------|----------|
| S_0 | 5.0 | | | | 7.5 | | | | 9.9 | | | |
| $T_{off}(\text{ns})$ | 3 | 6 | 9 | ∞ | 3 | 6 | 9 | ∞ | 3 | 6 | 9 | ∞ |
| S_1 | 0.7 | 2.1 | 2.5 | 3.1 | 2.6 | 3.7 | 4.1 | 4.6 | 4.3 | 5.3 | 5.6 | 6.1 |
| S_0/S_1 | 7.14 | 2.38 | 2.00 | 1.61 | 2.88 | 2.03 | 1.83 | 1.62 | 2.30 | 1.87 | 1.77 | 1.62 |
| $\Delta T(\text{ns})$ | .485 | .400 | .383 | .357 | .362 | .330 | .322 | .307 | .308 | .289 | .284 | .275 |

$K = 2 \quad J_{th} = 2.33$

表5 大电流注入幅度对光脉冲输出的影响

| J_1 | $t_d(\text{ns})$ | S_0 | $W_0(\text{ps})$ | $\Delta T(\text{ns})$ |
|-------|------------------|---------|------------------|-----------------------|
| 8.5 | 3.888 | 1159.75 | 1.5 | 1.22 |
| 10 | 1.863 | 1193.28 | 2.5 | 0.67 |
| 12 | 1.626 | 284.94 | 4 | 0.3 |

$J_2 = 0 \quad K = 6 \quad r_1 = r_2 = 0.5 \quad J_{th} = 7.5$

必要对三端工作的双稳激光器(即 $J_2 \neq 0$) 进行分析,这方面的工作将另文讨论。

本文工作曾得到王启明研究员和郭长志教授的热情支持和帮助,在此表示衷心的感谢。

Analysis of Ultra-Narrow Light Pulse Characteristics in a Semiconductor Laser with Common Cavity Two Sections Structure

ZHAO Jianhe and WU Ronghan

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica, Beijing)

Abstract

Based on the rate equations, the analysis of the transient behavior which leads to a method for obtaining ultra-narrow light pulse is given. It shows that owing to strong Q-switch and long delay effects in the device, a better quality ultra-narrow light pulse under electric current injection can easily be achieved in comparison with that in a normal DH laser.

KEY WORDS Semiconductor laser, Optical bistability, Ultrafast light pulse