

# 单腔双接触结构激光器双稳特性研究

王守武 王启明 林世鸣

(中国科学院半导体研究所)

1985年5月20日收到

本文从多纵模速率方程出发,在取定考虑有  $K$  选择的抛物带间吸收,增益系数的基础上,采用数值方法,对单腔双接触结构激光器的双稳特性的产生机理,以及影响它的两个最主要参数(即双稳区注入宽度和开关时间)的各种因素作了系统的分析。

稳态分析结果表明多纵模的工作状态将使双稳区注入宽度减少,而减少吸收区电注入或增大吸收区体积等可使双稳区注入宽度增大。瞬态分析结果表明,双稳开关过程可分为两个阶段,第一阶段谱宽大并伴有大幅度跳模;第二阶段占时较长,对双稳开关时间有较大影响,可通过加大增益区电注入来减少振荡衰减时间。

本工作为设计双稳器件,提高器件性能提供了基础。

## 一、引言

由于双稳器件在作为光开关、光脉冲整形、信号处理、光控记忆等方面有广泛的实用前景,因此许多作者对各种光学双稳器件作了探讨。双接触型激光器作为双稳器件的设计是 G. J. Lasher 于1964年首先提出来的<sup>[1]</sup>,由于这种双稳激光器制作简单、易控制,这个设想得到了注意。可是,在对该种激光器的早期实验研究工作中多只观察到自脉动现象,并因此而引起了对自脉动机理的探研<sup>[2,3]</sup>,只是最近几年才在实验中观察到双稳现象的存在<sup>[4,5]</sup>,其中一个重要措施是不给起饱和吸收作用的区域注入电流。这一事实已被我们的实验所证实<sup>[6,7]</sup>。

在理论上,有的作者曾对带有饱和光吸收的激光器的动力学过程作了一些分析研究<sup>[2,3]</sup>。但他们采用的吸收系数是针对高掺的有源区,而且只考虑单模的情况,另外不稳定区的确定不够明确,以及各种因素对双稳特性的影响亦未作充分的研究。本文则是针对现今普遍采用的低掺有源区的激光器,在采用考虑有  $K$  选择的抛物带间吸收、增益系数的基础上研究单腔双接触激光器的双稳现象的产生、特点及与各内外因素的关系。

## 二、基本方程和参数选择

本文所考虑的单腔双接触激光器的结构如图 1 所示,它们是在同一衬底上制作的两个条形激光器,它们在电学上是隔离的,但在光学上是沟通的。

为了简化分析,假设侧向载流子限制作用足够好,可以忽略侧向电流扩展效应;假设载流子在有源区内分区均匀分布,可以不考虑扩散作用;由于条宽足够窄,激光器工作于

稳定的基横模，并假设光场在整个腔内是均匀分布的。

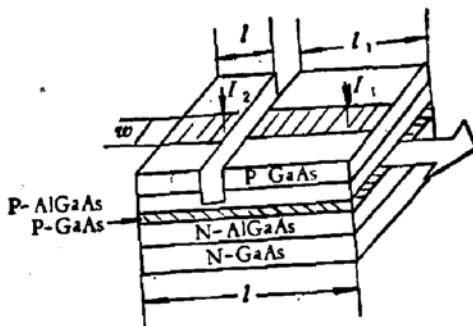


图1 单腔双接触激光器结构图

虽然在激射条件下双稳器件可以处于单纵模状态下工作，但在关闭状态以及开通、关断过程中，它总是处于多纵模状态下工作，因此本文将以多纵模速率方程作为分析双稳器件特性的出发点，它可写为如下的形式：

$$\frac{dN_1}{dt} = P_1 - BN_1^2 - \frac{c}{n_{\text{eff}}} \sum_{\mu} g_{\mu}(N_1) \cdot S_{\mu} \quad (1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = P_2 - BN_2^2 - \frac{c}{n_{\text{eff}}} \sum_{\mu} g_{\mu}(N_2) \cdot S_{\mu} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{dS_{\mu}}{dt} = & \left\{ \frac{c}{n_{\text{eff}}} [\gamma_1 g_{\mu}(N_1) + \gamma_2 g_{\mu}(N_2)] - \frac{1}{\tau_p} \right\} \cdot S_{\mu} \\ & + \beta_{\mu} B (\gamma_1 N_1^2 + \gamma_2 N_2^2) \end{aligned} \quad (3)$$

式中

$$\gamma_1 + \gamma_2 = (L_1/L) + (L_2/L) - 1. \quad (4)$$

方程中  $N_1$ 、 $N_2$  分别为增益区和吸收区电子密度， $S_{\mu}$  是  $\mu$  模光子数密度， $\mu$  为纵模标号数（规定激光器稳定激射时的中心模为  $\mu = 0$ ，短波长向为正整数，长波长向为负整数）， $P_1$ 、 $P_2$  分别为二区的激发率 ( $P_1 = \frac{J_1}{\gamma_1 q d}$ ,  $P_2 = \frac{J_2}{\gamma_2 q d}$ )， $J_1$ 、 $J_2$  为二区注入电流密度， $B$  为有效复合系数， $c$  为光在真空中的速度， $n_{\text{eff}}$  为有源区等效折射率， $g_{\mu}(N)$  是每单位长度  $\mu$  模的光增益(或光吸收)系数， $\tau_p$  是腔内光子寿命， $L$  是腔长， $\beta_{\mu}$  为耦合到第  $\mu$  阶纵模中的自发辐射系数，下面假设各模的  $\beta_{\mu}$  都一样。

为了计算激光器的特性，采用一个适当的依赖于载流子密度的增益吸收谱模型是十分重要的，由于双稳器件所涉及的电流注入范围较大，因此这个模型要有较好的精确性和较大的适用范围，另一方面这个模型又不应太复杂，因为在具体计算中，随着条件的变化，它将被重复运算许多次。

对于轻掺杂的有源区，我们采用本征模型近似，在有  $K$  选择的光跃迁条件下，对抛物带模型，带到带直接跃迁增益——吸收系数为<sup>[8,9]</sup>

$$g(h\nu) = \frac{n}{c} \cdot \frac{B_b \cdot f_v(h\nu)}{\phi(h\nu)} [f_c(E) - f_v(E - h\nu)]. \quad (5)$$

式中  $n$  为有源区折射率， $c$  为光在真空中的速度， $h$  为普朗克常数， $\nu$  为光频率。参

量  $B_b$  为垂直跃迁吸收系数,  $f_v(h\nu)$  为引用能态密度,  $\phi(h\nu)$  为光子态密度,  $f(E)$  为费米分布函数, 这些参量的表式如下:

$$B_b = \frac{16\pi^2 n q^2 E_g^2}{3 m_c^2 h^2 c^3} \cdot \left( \frac{E_g + \Delta}{E_g + \frac{2}{3} \Delta} \right). \quad (6)$$

式中  $q$  为电子电荷,  $E_g$  为禁带宽度,  $\Delta$  为自旋轨道分裂能。

$$f_v(h\nu) = \frac{2\pi(2m_v)^{3/2}}{h^3} \sqrt{h\nu - E_g}. \quad (7)$$

式中  $m_v$  为引用有效质量, 定义为  $m_v = \frac{m_c m_v}{m_c + m_v}$ ,  $m_c$  为导带电子有效质量,  $m_v$  为价带空穴有效质量。

$$\phi(h\nu) = 8\pi \left( \frac{n}{ch} \right)^3 (h\nu). \quad (8)$$

$$f_c(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - F_c}{kT}\right)} \quad (9)$$

$$f_v(E - h\nu) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - h\nu - F_v}{kT}\right)}. \quad (10)$$

式中参数  $E = \frac{m_v}{m_v + m_c} (h\nu - E_g)$ ,  $F_c$  和  $F_v$  为由带边向带内算起的准费米能级。

抛物带的准费米能级通过费米积分与载流子密度相联系, 即

$$N = 4\pi \left( \frac{2m_c k T}{h^2} \right)^{3/2} F_{y_1}(F_c/kT). \quad (11)$$

$$P = 4\pi \left( \frac{2m_v k T}{h^2} \right)^{3/2} \cdot F_{y_1}(F_v/kT). \quad (12)$$

表 1

参 数	符 号	数 值
有源层厚度	$d$	$0.2\mu\text{m}$
条宽	$W$	$12\mu\text{m}$
腔长	$L$	$300\mu\text{m}$
有效复合系数	$B$	$1.33 \times 10^{-10}\text{cm}^3/\text{s}$
有源区等效折射率	$n_{\text{eff}}$	4.47
腔内光电子寿命	$\tau_p$	$3.73\text{ns}$
自发发射因子	$\beta$	$10^{-3}$
有源区折射率	$n$	3.36
禁带宽度 (300°K 时)	$E_g$	$1.424\text{eV}$
自旋轨道分裂能	$\Delta$	$0.33\text{eV}$
导带电子有效质量	$m_c$	$0.072 m_0$
价带空穴有效质量	$m_v$	$0.5m_0$
纵横间距	$\delta\lambda$	$2.8\text{\AA}$

对于近本征的情况，取

$$N = P. \quad (13)$$

上面式中， $k$  为波尔兹曼常数， $T$  为温度。

方程(1)—(13)提供了解决单腔双接触型激光器问题的完整的模型，表 1 给出了数值计算所用的参数值。

其中纵横间距  $\delta z$  由光腔驻波条件  $\mu\lambda = 2nL$  所求得：

$$\delta z = \frac{\lambda^2}{2nL \left( 1 - \frac{\Delta}{n} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \right)},$$

可见纵横间距  $\delta z$  与波长有关，但因为激光器激射光的谱宽很窄，因此近似认为激射光谱中  $\delta z$  是常数。

### 三、双稳激光器的稳态特性

多模稳态方程由置速率方程 (1)、(2)、(3) 等式左边的电子密度和光子数密度对时间的微分为 0 而得，考虑了 30 个纵模的计算结果如图 2 所示，实线表示总光强输出，此图清楚地显示出器件的双稳工作状态：当激发率由 0 开始增加，输出光即由 0 沿 DA 到开通点 A，光激射后跃升到 B 点，并在高光强下稳定工作。当激发率由 B 点减少时，光强并不在 B 点跃减，而是维持激射，沿 BC 到 C 点，在 C 点才跃降到 D 点，从而形成了双稳特性所特有的环 ABCD。图中虚线 A'B'C'D' 是其  $S_0$  分量，B'C' 与 BC 重合，说明在激射工作阶段双稳激光器是单模工作的；D'A' 与 DA 不重合，则表明在关态激光器是多模工作的。图中点划线 A''B''C''D'' 是解零阶模单模速率方程所得的解，由图可见，多模解所得的双稳区注入宽度 DA 比单模解所得的 D''A'' 要小得多，这是模之间相互作用的结果。因此实际对双稳注入宽度的观测值远比从单模方程出发所得的估计值为小。

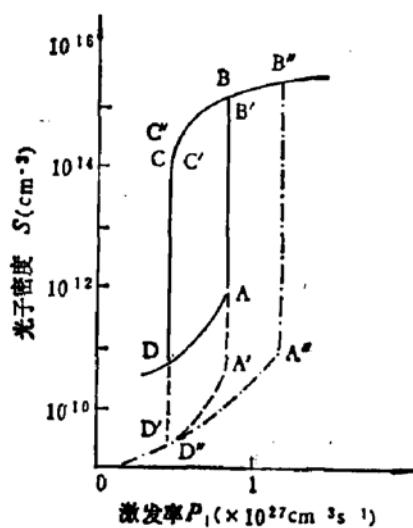


图 2 考虑多模的双稳态特性图

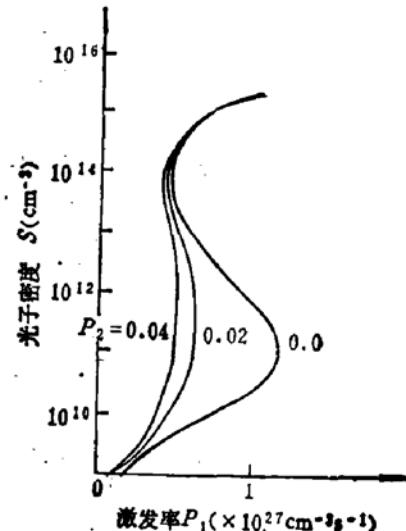


图 3 不同  $P_2$  值的稳态方程解

双稳区注入宽度  $\Delta P_1$  无疑是双稳器件的第一个重要参数，只有宽度足够大的器件才

能可靠地工作。图3表示了吸收区激发率 $P_2$ 对双稳区注入宽度 $\Delta P_1$ 的影响，图中三曲线分别是对应取 $P_2 = 0, 0.02, 0.04$ 的 $S-P_1$ 的稳态解。由图可见在 $S \approx 10^{11}-10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 范围内 $S-P_1$ 曲线存在一个负斜率区，它反映在这个区域中激光器有一个很强的正反馈工作机制，在这个区域里激光器的工作是不稳定的，它或者上升到激射的稳定工作状态，或者下降到关断的稳定工作状态。同时很明显，对于不同的 $P_2$ 值 $\Delta P_1$ 差别显著，当 $P_2$ 趋于零时 $\Delta P_1$ 有很大的增加，这个计算结果可以解释为什么在实验上仅当 $P_2$ 取为零时才观察到双稳现象。

计算结果还表明，吸收区的大小，温度的高低，以及 $\beta, B, n_{\text{eff}}, \tau_p$ 等参数对双稳区注入宽度有明显的影响：吸收区越大，温度越高，自发发射因子越小，有效复合系数越大，有效折射率越大，光子寿命越短则双稳区注入宽度 $\Delta P_1$ 也越大。

#### 四、双稳机理分析

为研究速率方程的不稳定性问题，设 $N_1 = N_{10} + \Delta N_1, N_2 = N_{20} + \Delta N_2, S = S_0 + \Delta S, g(N_1) = g(N_{10}) + g'(N_{10}) \cdot \Delta N_1$ 和 $g(N_2) = g(N_{20}) + g'(N_{20}) \cdot \Delta N_2$ 代入速率方程（式中 $N_{10}, N_{20}, S_0$ 为稳态解），并略去二次项得：

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\Delta N_1}{dt} = -v_1 \cdot \Delta N_1 + v_2 \cdot \Delta S, \\ \frac{d\Delta N_2}{dt} = -v_3 \cdot \Delta N_2 - v_4 \cdot \Delta S. \end{array} \right. \quad (14)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\Delta S}{dt} = v_5 \cdot \Delta N_1 + v_6 \Delta N_2 + v_7 \cdot \Delta S. \end{array} \right. \quad (15)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\Delta S}{dt} = v_5 \cdot \Delta N_1 + v_6 \Delta N_2 + v_7 \cdot \Delta S. \end{array} \right. \quad (16)$$

式中各系数为

$$v_1 = 2BN_{10} + \frac{c}{n_{\text{eff}}} \cdot g'(N_{10}) \cdot S_0,$$

$$v_2 = \frac{c}{n_{\text{eff}}} \cdot g(N_{10}),$$

$$v_3 = 2BN_{20} + \frac{c}{n_{\text{eff}}} \cdot g'(N_{20}) \cdot S_0,$$

$$v_4 = \frac{c}{n_{\text{eff}}} \cdot g(N_{20})$$

$$v_5 = \frac{c}{n_{\text{eff}}} \cdot \gamma_1 g'(N_{10}) \cdot S_0 + 2\beta B \gamma_1 N_{10},$$

$$v_6 = \frac{c}{n_{\text{eff}}} \cdot \gamma_2 g'(N_{20}) \cdot S_0 + 2\beta B \gamma_2 N_{20},$$

$$v_7 = \frac{c}{n_{\text{eff}}} [\gamma_1 g(N_{10}) + \gamma_2 g(N_{20})] - \frac{1}{\tau_p}.$$

(14)–(16)方程组的不稳定判定方程为

$$W = \nu_1 \cdot \nu_4 \cdot \nu_6 + \nu_2 \cdot \nu_3 \cdot \nu_5 - \nu_1 \cdot \nu_3 \cdot \nu_7 < 0. \quad (17)$$

为讨论(17)式的物理意义, 我们从稳态方程组出发:

$$\begin{cases} 0 = P_1 - BN_{10}^2 - \frac{c}{n_{\text{eff}}} g(N_{10}) \cdot S_0, \\ 0 = P_2 - BN_{20}^2 - \frac{c}{n_{\text{eff}}} g(N_{20}) \cdot S_0, \\ 0 = \left\{ \frac{c}{n_{\text{eff}}} [\gamma_1 g(N_{10}) + \gamma_2 g(N_{20})] - \frac{1}{\tau_p} \right\} \cdot S_0 - \beta B (\gamma_1 N_{10}^2 + \gamma_2 N_{20}^2). \end{cases}$$

在  $P_2$  取值不变的情况下, 将上方程组各项对  $P_1$  作微商, 经过整理并应用  $\nu_1 \cdots \nu_7$  各表式则得:

$$0 = 1 - \nu_1 \frac{dN_{10}}{dP_1} - \nu_2 \frac{dS_0}{dP_1}, \quad (18)$$

$$0 = -\nu_3 \frac{dN_{20}}{dP_1} - \nu_4 \frac{dS_0}{dP_1}, \quad (19)$$

$$0 = \nu_5 \frac{dN_{10}}{dP_1} + \nu_6 \frac{dN_{20}}{dP_1} + \nu_7 \frac{dS_0}{dP_1}. \quad (20)$$

由(18)~(20)式可以求得:

$$\frac{dS_0}{dP_1} = \nu_5 \cdot \nu_3 / (\nu_1 \cdot \nu_4 \cdot \nu_6 + \nu_2 \cdot \nu_3 \cdot \nu_5 - \nu_1 \cdot \nu_3 \cdot \nu_7) = \frac{\nu_5 \cdot \nu_3}{W}. \quad (21)$$

式中的  $\frac{dS_0}{dP_1}$  是稳态光功率曲线的斜率, 它表示微分量子效率。

根据  $\nu_3$  和  $\nu_5$  的表式明显可见它们恒为正值, 所以  $\frac{dS_0}{dP_1}$  与  $W$  同号, 当  $W < 0$  时稳态光功率曲线的斜率将出现负值。图4表示的是在按参数表取定各参数值的稳态功率曲线和不稳定支图(虚线表示)。很明显, 当光功率曲线进入不稳定支后, 其斜率由正变负, 即随着  $S$  的增加  $P_1$  反而减小, 直到  $S$  相当大时光功率曲线才穿出不稳定支, 其斜率又由负回复为正, 但这时相应的  $P_1^+$  要比进入不稳定区的  $P_1^*$  值为小。因而在  $P_1^* - P_1^+$  的区域内稳态方程将有三个解, 其中两个是稳定解, 一个是不稳定解, 这就导致了双稳现象的出现。

由于稳态方程解的连续性, 要产生两个稳定解这第三个不稳定解是必须存在的, 即能够产生双稳现象的非线性方程必须有三个以上的实数解。而当增益区和吸收区电子复合寿命相等, 并且  $\varepsilon$  是  $N$  的线性函数时, 由于这时的稳态方程已退化为二次代数方程, 对同一  $P_1$  值  $S$  至多可能有两个实数解, 因而不可能产生双稳现象。因此, 腔内存在非线性饱和吸收或非线性自发复合是产生双稳现象的先决条件。

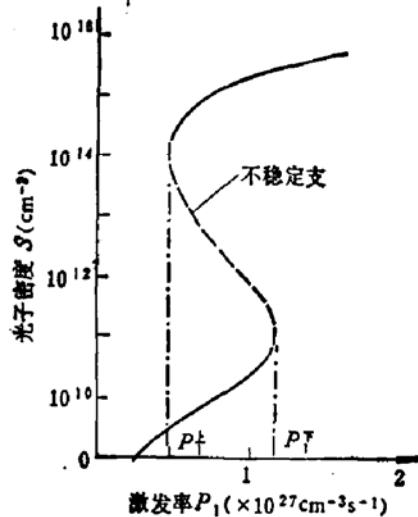


图4 双稳激光器的不稳支图

由于  $W$  值决定于各种参数, 因而当参数的取值不同, 不稳定支的位置及其与功率曲线的交点将随着变化, 因此双稳区注入宽度  $\Delta P_1$  也不同。一般说,  $\Delta P_1$  的数值可由数值计算求得, 但是由于  $B$ 、 $n_{\text{eff}}$ 、 $\tau_p$  的变化引起下转折点的  $N_2$  和上转折点的  $N_1$  变化极小, 可视为常数, 利用这一点可将稳定性条件方程与稳态方程联立得到  $P_1^F$ 、 $P_1^L$  及  $\Delta P_1$  关于  $B$ 、 $n_{\text{eff}}$ 、 $\tau_p$  的近似表示式为:

$$P_1^F = B \left( c_1 + c_2 \frac{n_{\text{eff}}}{\tau_p} \right)^2, \quad (22)$$

$$P_1^L = B \left[ c_3 + \left( c_4 \frac{n_{\text{eff}}}{\tau_p} - c_5 \right)^2 / \left( c_6 \frac{n_{\text{eff}}}{\tau_p} - c_7 \right) \right], \quad (23)$$

及

$$\Delta P = P_1^F - P_1^L = B \left[ \left( c_1 + c_2 \frac{n_{\text{eff}}}{\tau_p} \right)^2 - c_3 - \frac{\left( c_4 \frac{n_{\text{eff}}}{\tau_p} - c_5 \right)^2}{\left( c_6 \frac{n_{\text{eff}}}{\tau_p} - c_7 \right)} \right]. \quad (24)$$

式中的  $c_1$ — $c_7$  应视为其它参数的函数, 当其它参数取为参数表给定值时,  $c_1$ — $c_7$  值为:  $c_1 = 2.58$ ,  $c_2 = 0.335$ ,  $c_3 = 2.96$ ,  $c_4 = 3.8$ ,  $c_5 = 1.9$ ,  $c_6 = 15.58$ ,  $c_7 = 3.37$ 。为考察上述近似表式的精确程度我们将用上述式子计算的  $P_1^F$  和  $P_1^L$  (记为公式法) 与数值计算结果(记为数值法)作比较列表于下:

表 2  $P_1^F$  的数值计算值与近似公式计算值的比较

$n_{\text{eff}}$	3.47	3.72	3.97	4.22	4.47	4.72	4.97	5.22	5.47
$P_1^F (\times 10^{27} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1})$ (数值法)	1.12	1.14	1.16	1.17	1.18	1.22	1.23	1.24	1.25
$P_1^F (\times 10^{27} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1})$ (公式法)	1.11	1.13	1.15	1.16	1.18	1.20	1.22	1.24	1.25
$\tau_p (\times 10^{-12} \text{s})$	1.73	2.23	2.73	3.23	3.73	4.23	4.73	5.23	5.73
$P_1^F (\times 10^{27} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1})$ (数值法)	1.58	1.40	1.29	1.22	1.18	1.14	1.12	1.09	1.08
$P_1^F (\times 10^{27} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1})$ (公式法)	1.58	1.41	1.30	1.23	1.18	1.14	1.12	1.09	1.07
$B (\times 10^{-10} \text{cm}^3 \text{s}^{-1})$	0.33	0.58	0.83	1.08	1.33	1.58	1.83	2.08	2.33
$P_1^F (\times 10^{27} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1})$ (数值法)	0.30	0.51	0.75	0.97	1.18	1.41	1.64	1.86	2.09
$P_1^F (\times 10^{27} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1})$ (公式法)	0.29	0.52	0.74	0.96	1.18	1.40	1.62	1.85	2.07

由表 2、3 可以清楚地看出 (22)—(24) 近似表式的精确性是比较高的。

由上面  $\Delta P_1$  关于  $B$ 、 $n_{\text{eff}}$ 、 $\tau_p$  的近似表式同样可以得出前面已提到的当  $B$  和  $n_{\text{eff}}$  增大或  $\tau_p$  减小时  $\Delta P_1$  将增大的结论。

## 五、双稳激光器的瞬态特性

虽然双稳激光器在稳态时可以做到单模工作, 但在激光器的开通和关断过程中则有

表 3  $P_i^{\pm}$ 上的数值计算值与近似公式计算值的比较

$n_{eff}$	3.47	3.72	3.97	4.22	4.47	4.72	4.97	5.22	5.47
$P_i^{\pm} (\times 10^{27} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1})$ (数值法)	0.427	0.434	0.441	0.448	0.455	0.462	0.470	0.477	0.485
$P_i^{\pm} (\times 10^{27} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1})$ (公式法)	0.426	0.433	0.440	0.447	0.455	0.462	0.470	0.478	0.486
$\tau_p (\times 10^{-12} \text{s})$	1.73	2.23	2.73	3.23	3.73	4.23	4.73	5.23	5.73
$P_i^{\pm} (\times 10^{27} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1})$ (数值法)	0.623	0.549	0.505	0.476	0.455	0.440	0.428	0.418	0.411
$P_i^{\pm} (\times 10^{27} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1})$ (公式法)	0.620	0.550	0.506	0.476	0.455	0.439	0.427	0.418	0.411
$B (\times 10^{-10} \text{cm}^3 \text{s}^{-1})$	0.33	0.58	0.83	1.08	1.33	1.58	1.83	2.08	2.33
$P_i^{\pm} (\times 10^{27} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1})$ (数值法)	0.113	0.199	0.284	0.370	0.455	0.541	0.626	0.712	0.798
$P_i^{\pm} (\times 10^{27} \text{cm}^{-3} \text{s}^{-1})$ (公式法)	0.113	0.198	0.284	0.369	0.455	0.541	0.626	0.712	0.797

跳模和模式竞争现象发生,因此应从解多模速率方程组(1)—(13)入手来研究双稳激光器的瞬态过程的特点。

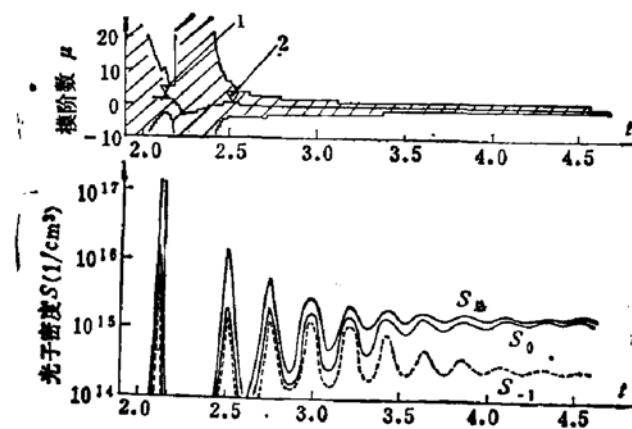


图 5 光子密度、中心模和谱宽的时变过程

鉴于双稳激光器工作于矩形触发脉冲之下,图 5 给出了双稳激光器在  $I_{th} = 0.97 I_{th}$ ,  $I_{th} = 1.2 I_{th}$  的阶跃电流下的总光强和若干重要分模光强, 谱中心和谱宽的时变过程(谱宽以  $S_{\mu} > 0.01 S_{\mu \text{center}}$  来定义)。这些结果是由解包括有 30 个纵模的多模速率方程组(1)—(13)而得到的,由图可见双稳激光器的开关过程具有下述特点:

首先是中心模跳动范围大,在图 5 中由  $\tilde{R}_{+3}$  阶模跳到并稳定在 0 阶模;其次激射初始谱宽大,但它迅速地收缩,趋向单模工作;还有各模的振荡频率相同而且同步,这说明各模之间是相关的,这种相关是通过共同影响电子密度的振荡实现的。但是各模的衰减常数却大不相同,开始时  $S_{+3}$  是中心模,强度很大,但随即降为 0, 相继的中心模  $S_{+1}$  也减少为 0, 只有  $S_0$  逐渐上升并成为中心模。总的来说,双稳激光器的开关过程可分为两个阶段,第一阶段以中心模跳动,谱宽大,光强和电子密度剧烈变动为特征,第二阶段则以中心模不变,谱宽小,光强和电子密度变动平稳为特征。

在上二阶段中第二阶段占时较长是影响开关时间的主要因素,在这一阶段光强围绕

着稳定值作减幅振荡，并趋近稳定值，假设在它们衰减到某一时刻之后小讯号理论可以成立，于是有(14)–(16)方程组，再设  $\Delta N_1 = A_1 e^{\lambda t}$ ,  $\Delta N_2 = A_2 e^{\lambda t}$  和  $\Delta S = A_3 e^{\lambda t}$  代入上述方程组，可推导得方程

$$\omega_1 \lambda^3 + \omega_2 \lambda^2 + \omega_3 \lambda + \omega_4 = 0. \quad (25)$$

式中

$$\begin{aligned} \omega_1 &= 1.0, \quad \omega_2 = v_1 + v_3 - v_7, \\ \omega_3 &= v_1 \cdot v_3 - v_1 \cdot v_7 + v_2 \cdot v_5 + v_2 \cdot v_6 - v_3 \cdot v_7, \\ \omega_4 &= v_1 \cdot v_6 \cdot v_4 - v_1 \cdot v_3 \cdot v_7 + v_3 \cdot v_5 \cdot v_2, \end{aligned}$$

其中  $v_1$ – $v_7$  表式如前所示。

由方程(25)所得的  $\lambda$  的各复数解，其实部的倒数即为衰减时间常数  $\tau$  (当其值为正值时则为上升时间常数)，其虚部的倒数即为振荡周期  $T$ 。

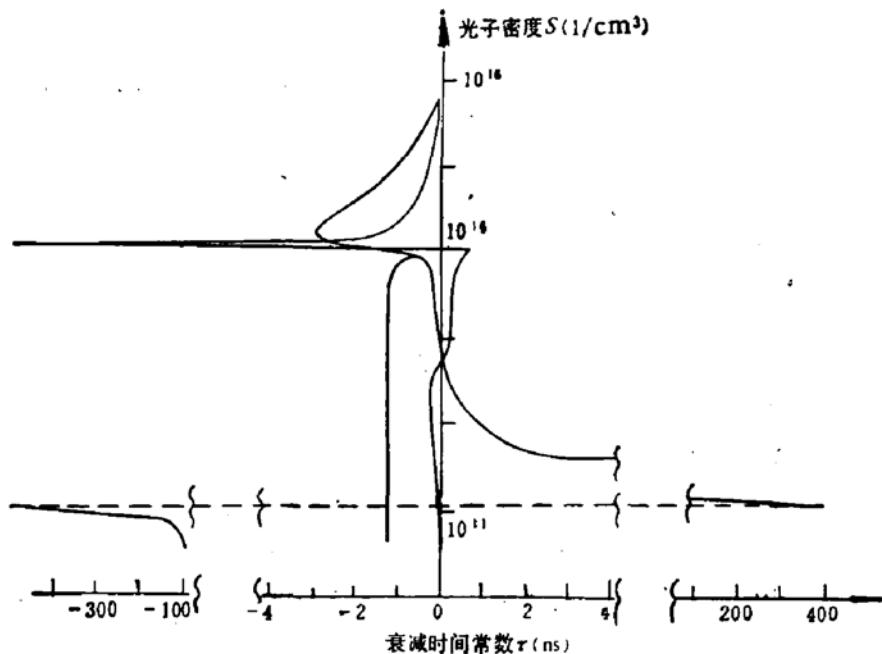


图 6  $\tau$ -S 曲线图

按参数表取定各参数值计算得  $\tau$ -S 曲线如图 6 所示，由图可见在  $S$  约低于  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  之下时，方程只有单调衰减解，而且衰减时间值较大，它表示双稳激光器在不激射条件下，稳定所需的时间较长。这是由于在不激射条件下吸收区电子的积累和损耗是通过自发发射光来实现的，由于自发复合过程很慢，因而对开通过程和关断过程有较大的影响，它使时延时间加长。

在  $S = 10^{11}$ – $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  这一光强段， $\tau$  出现正值，这表明方程的解不是衰减的，而是，上升的，这时双稳激光器不能稳定在此区工作，开通和关断的过程激光器要通过该区域但由于  $|\tau|$  数值比较小，因此穿越此区的时间较短。在  $S$  高于  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$  的光强段，方程有一个单调衰减解和两个振荡衰减解，在较低光强处单调衰减解  $|\tau|$  值较大，是决定开通时间的主要参数，在较高光强处振荡解则处于主导地位，它将决定双稳激光器的开通时间。

双稳开关时间是双稳器件的又一重要参数，计算结果表明  $P_1$  和  $B$  对  $T$  和  $\tau$  有明显的

影响,如图7所示,  $T$  和  $\tau$  随  $P_1$  或  $B$  的增大而减小。其它因素对  $T$  和  $\tau$  影响较小, 总的说来,  $\gamma_1$  越大、温度越低,  $\beta$  值越大,  $\tau_p$  越大可使  $T$  和  $\tau$  略为减小。

同时考虑各参数对  $\Delta P_1$  和响应时间的影响, 可以说增大  $B$  对增大  $\Delta P_1$  和减小  $T$  和  $\tau$  二者都有好处, 减小  $P_2$  可增大  $\Delta P_1$  而对  $T$ 、 $\tau$  无影响, 此外大多数的因素对  $\Delta P_1$  和  $T$ 、 $\tau$  有相反的影响, 即对一方有利而对另一方不利, 当然不同的因素影响的程度也不同, 因此在改进器件特性时要作适当的考虑。

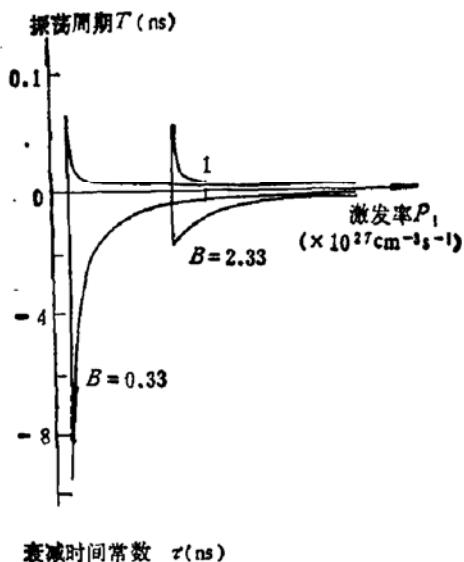


图7 不同  $B$  取值的  $T$ 、 $\tau$  图

## 六、结 论

单腔双接触型激光器由于腔内的非线性饱和吸收或非线性自发复合的存在而具有双稳特性。由于各种内外因素对不稳区的分布及其与稳态功率曲线的交点的位置有不同的影响, 因而也就对双稳器件有不同的作用。一般说, 多纵模的工作状态使双稳区注入宽度  $\Delta P_1$  减小, 而减小吸收区电注入或增大吸收区体积, 增大有效复合系数和有效折射率, 减小自发发射因子, 减小光子寿命以及提高温度, 增大隔离电阻等可使  $\Delta P_1$  增大。

双稳激光器的瞬态时变过程可以分为两个阶段, 第一阶段占时较短, 但是这时光子密度、增益区和吸收区电子密度有一大的跃变, 激发光的谱宽大并伴有跳模现象。第二阶段占时较长, 它对双稳开关时间有较大的影响, 加大增益区电注入  $P_1$  和增大有效复合系数  $B$  可以减少振荡衰减时间, 其它因素对减少  $\tau$  所起作用较小, 但大都与增大  $\Delta P_1$  的要求相抵触, 因此设计器件时要作适当的考虑。

## 参 考 文 献

- [1] G. J. Lasher, *Solid-State Electron.*, 7, 707 (1964).
- [2] N. G. Basov, *IEEE J.*, QE-4, 855 (1968).
- [3] T. P. Lee and H. R. R. Roldon, *IEEE J.*, QE-6, 339 (1970).

- [4] H. Kawauchi, IEE Proc., **129**, 141 (1982).
- [5] Ch. Harder, K. Y. Lau and A. Yariv, IEEE J., **QE-18**, 1351 (1982).
- [6] 王启明,通信学报, **6**,65(1985).
- [7] 王启明,朱龙德,曹其萍,物理学报, **34**,1102(1985).
- [8] F. Stern, J. Appl. Phys., **47**, 5382 (1976).
- [9] 王启明、杜宝勋、半导体通讯(内部刊物),第4期,第25页(1979).

## Investigation of Bistable Characteristics of a Semiconductor Laser With Single Cavity and Double Contacts

Wang Shouwu, Wang Qiming and Liu Shiming

(Institute of Semiconductors, Academia Sinica)

### Abstract

This paper reports on the bistable behaviour of a laser with a single cavity and double contacts calculated numerically on the basis of the consideration of interband absorption with  $K$  selection rule starting from the multimode rate equations. Systematic analysis of various factors which effect the two important parameters of the device (width of the bistable injection region and response time) is also reported.