第 24 卷　第 5 期
2000 年 10 月
激　光　技　术
LASER TECHNOLOGY
Vol. 24, No. 5
October, 2000

调谐外腔半导体激光器输出双稳环的确定*

陈建国　李　焱　李大义　陆　洋
(四川大学光电系, 成都, 610064)

摘要: 在考察了外腔半导体激光器(ECLD)的振荡频率 ν 与激光二极管(LD)中载流子密度 N (或增益 g)、介质的折射率 n 以及 LD 第 m 个模式的共振频率 ν_m 间的关系之后, 利用微扰法对 LD 的 N–ν 曲线上被前人错判为不稳定的两个关键区段重新进行了分析, 结果表明这两个区段是稳定区段, 据此, 可以确定在对 ECLD 进行调频的过程中其增益介质的 N–ν 曲线上出现的双稳环。

关键词: 双稳　外腔半导体激光器　微扰法

Determination of hysteresis loops for tunable external cavity semiconductor lasers

Chen Jianguo, Li Yan, Li Dayi, Lu Yang
(Department of Optoelectronics, Sichuan University, Chengdu, 610064)

Abstract: Investigations have been made to determine relations between the oscillation frequency ν of the ECLD and threshold carrier density N (or gain coefficient g), refractive index n as well as mode frequency ν_m of the diode. Afterwards, the perturbation method has been adopted to check the stability of the state represented by the points on the N–ν curve. The results indicate that two segments of vital importance for the formation of the loop, which were formerly misjudged as representing non-stable states, represent stable state. Therefore, the hysteresis loop on the N–ν curve can be accomplished.

Key words: bistability　external cavity semiconductor lasers　perturbation method

引　　言

外腔半导体激光器为研究光与物质相互作用提供了一个优良的系统。近年来, 人们对强反馈情况下调谐 ECLD 的双、多稳特性进行了不少的研究[1~4]。实验观察和数值模拟证实: 由于 LD 的增益(或载流子密度) 与折射率之间存在着相互依赖关系, 在一定的情况下, 调谐 ECLD的 P–ν(输出功率-振荡频率) 和 P–I (功率-电流) 曲线上会出现双稳环; 影响双稳环特性的关键因子包括联系增益与折射率的谱线增宽因子 α, 外腔反馈 R_1 和 LD 后端面(即靠近外腔的那个端面) 的反射率 R。

关于状态稳定性的问题, 人们也进行了一些探讨。Zorabedian[2] 曾对 N–ν 曲线上诸点所代表的状态的稳定性进行了研究, 其结论是: 在强反馈情况下, N–ν 曲线上斜率小的那段代表的状态是稳定的, 大的那段是不稳定的。可惜作者没有意识到, 其理论把 N–ν 曲线上两个具有三解的区段中的关键部分误判为不稳定, 这给构成双稳环带来了困难。Yan 等人[4] 用扰动的办法对稳定性进行了分析, 其结论与 Zorabedian 的有相同之处, 也有不同之处。另外, 他们也没有注意到所选择的参量使得 ECLD 在大部分频率区段处于失控状态, 即激光器在事实上

* 国家自然科学基金资助。

是处于 LD 单管振荡的状态,这就使人们不得不对作者的某些结论表示怀疑。在本文中,我们首先研究了 ECLD 的振荡频率与 LD 的模式频率之间的关系,在此基础上进一步确立了各扰动量之间的关系,之后用扰动法证明了 N–ν 曲线上被错判的区段中有两个关键的小段在事实上仍是稳定区段,据此,我们可以确定 N–ν 曲线上的双稳环。

1　ECLD 的振荡频率与 LD 的模式频率

为了简化讨论,假设外腔长度可自动微调[5]或光栅反馈的有限线宽使得 ECLD 可在反射峰值附近自动选择一个满足位相条件的频率振荡[3],于是我们可以集中讨论介质的载流子(或增益)影响。如果外腔长度远远大于 LD 的长度 L,那么可以近似认为 ECLD 的振荡频率连续可调。当 ECLD 被调在频率 ν 处振荡时,所需的阈值增益 $G(\nu)$ 应该满足[5]:

$$G(\nu) = \{[R(1-R_1)^2\cos^2\eta + (R_1-R)(1-RR_1)]^{1/2} - r(1-R_1)\cos\eta\}/[r_2(R_1-R)] \tag{1}$$

式中,r_2 为 LD 前端面的反射系数,本文中小写字母 r 表示大写字母 R 的平方根,它们分别表示端面反射系数和反射率,η 为光线在 LD 中传播一周的相移,即

$$\eta = 4\pi n(N)L\nu/c \tag{2}$$

上式中,c 为真空中的光速,折射率 $n(N)$ 与载流子密度的关系取为:

$$n(N) = n_F[1-h(N-N_F)] \tag{3}$$

式中,N_F 为某个参考载流子数密度,此时介质的折射率为 n_F,h 是一个正比于谱线增宽因子 α 的常数。

假设 ECLD 在 LD 增益峰附近振荡,即介质增益对频率的微弱依赖关系可以忽略,那么要使 ECLD 在某个频率 ν 振荡所需的阈值载流子密度为

$$N = N_0 + [\gamma L + \ln G(\nu)]/(\alpha\Gamma L) \tag{4}$$

式中,N_0 为透明载流子密度,γ 为损耗系数,α 是微分增益,Γ 为限制因子。研究表明,当 ECLD被调在 LD 模式共振频率(比方说第 m 个模频)处振荡时,N 取极小值 N_M,在 LD 模式反共振频率振荡时,N 取极大值 N_X。由(1)式和(4)式可得:

$$N_M = N_0 + \{\ln[(1+rr_1)/r_2/(r_1+r)]/L + \gamma\}/(\alpha\Gamma) \tag{5a}$$

$$N_X = N_0 + \{\ln[(1-rr_1)/r_2/(r_1-r)]/L + \gamma\}/(\alpha\Gamma) \tag{5b}$$

在上述论断中,要注意的是:模频 ν_m 是与载流子密度的选择有关的。因而,在 N 取 N_M 时,LD 第 m 个模式的模频(记作 ν_{Mm})满足

$$\nu_{Mm} = mc/[4\pi n(N_M)L] \tag{6}$$

在本文中,模频下标的第一个字母(上式中为 M)与确定该模频的载流子密度的下标相同。据此,当 N 取 N_X 时,LD 的共振频率 ν_{Xm} 与 ν_{Mm} 是不同的。把 N_X 代入(3)式中可以求得对应的折射率,然后用 $n(N_X)$ 代替(6)式中的 $n(N_M)$ 就可求得 ν_{Xm}。综上所述,可以认为一旦 ECLD 的振荡频率确定以后,LD 中的载流子密度、折射率以及第 m 个模频也就随着确定了。从物理的角度可以认为,ECLD振荡频率 ν 的变化使 LD 的模频改变,于是(1)式中的 η 亦随之而变。这种考虑从数值计算角度看也是方便的,也正因为如此,目前见到的有关文献基本上都是用模频作参考值来进行计算的。

为了方便研究,在本文中我们选定

$$N_F = (N_M + N_X)/2 \tag{7}$$

对应的第 m 个模频 ν_{Fm} 亦可由(6)式定出。在较多的文献中[2~4],LD 单管振荡阈值 N_T 被用来确定折射率和模频。于是,在对测量结果进行解释的时候有一个参考点的转换问题,利用(3)式和(6)式是不难解决的。把(7)式代入(1)式后可得

$$K\cos\eta = \sinh[\alpha\Gamma L(N-N_F)] \tag{8}$$

式中,

$$K = r(1-R_1)/[(1-RR_1)(R_1-R)]^{1/2} \tag{9}$$

在图 1 中, 我们画出了 ECLD 在不同频率振荡时 LD 中载流子密度变化的曲线。为了使该图具有一定的普适性, 纵座标表示参量 Z, 它与载流子密度的关系是

$$Z = 2(N - N_F)/(N_X - N_M) \tag{10}$$

作图时使用的参数包括: $R_1 = 0.1$, $R_2 = 0.3$, $\Gamma = 0.3$, $n = 4.16$, $\alpha = 2.5\times 10^{-16}\mathrm{cm}^2$, $\gamma = 30\mathrm{cm}^{-1}$, $N_0 = 1\times 10^{18}\mathrm{cm}^{-3}$, $c = 2.99\times 10^{10}\mathrm{cm/s}$, $L = 0.02\mathrm{cm}$, $\alpha = 5$, $\nu_{Fm} = 2.3\times 10^{14}\mathrm{Hz}$(对应波长 1300nm) , 利用上面参数可算得 $\Delta\nu = 1.8\times 10^{11}\mathrm{Hz}$。

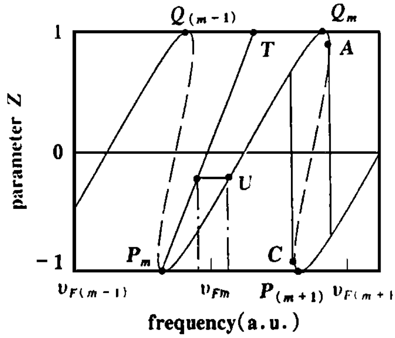

Fig. 1　The hysteresis loop on $Z-\nu$ curve of ECLD

从图中可以看到, 表示 N_M 和 N_X 的水平线分别与 Z-ν 曲线相切于 P_m 和 Q_m, 下标 m 表示这两点属于 LD 的第 m 个模。据此, 我们还可以在图中作出属于第($m-1$) 个模的 $Q_{(m-1)}$ 点, 属于第($m+1$) 模的 $P_{(m+1)}$ 点等。由于参量的选择, 表示单管阈值载流子密度 N_t 的水平线高于表示 N_X(即 $Z=1$) 的水平线, 因而不出现在图中。从前边的分析可知, P_m 点的座标是: $Z_{P_m} = -1$, $\nu_{P_m} = \nu_{Mm}$; Q_m 点的座标是: $Z_{Q_m} = 1$, $\nu_{Q_m} = \nu_{Xm} + \Delta\nu/2$。这里, $\Delta\nu$ 表示 LD 的模式间距, 可以近似当成常数。用 LD 的参数求得 $\Delta\nu$ 之后, 可以在表示 N_X 的水平线上定出一个 T 点, 它代表的频率是 ν_{Xm}。由(3) 式和(6) 式可以证明: 当 ECLD 的振荡频率从 ν_{P_m} 变化到 ν_{Q_m} 的过程中, LD 的第 m 个模式的频率将从 ν_{Mm} 开始沿直线 P_mT 变化到 T 点所代表的频率 ν_{Xm}; 如果载流子密度真能够从 Q_m 点逐渐变化到 $P_{(m+1)}$ 点的话, 那么, LD 的第 m 个模式频率就会从 ν_{Xm} 开始沿直线 TP_m 返回到 ν_{Mm}。

在图 1 中, 我们还示出了如何由 ECLD 的振荡频率(比方说 ν_{osc}) 确定载流子密度 N_{osc} 及 LD 的第 m 个模式频率 ν_{oscm}。在知道 ν_{osc} 后, 可以通过 ν_{osc} 作垂线, 由它与 Z-ν 曲线的交点 U 所代表的 Z 值定出对应的载流子密度 N_{osc}, 然后通过 U 点作水平线, 它与直线 P_mT 的交点所代表的频率就是 ECLD 在 ν_{osc} 振荡时 LD 的第 m 个模式的频率。

2　双稳环的跳变点

在 R 不大的情况下, ECLD 的阈值电流变化不大, 此时可近似认为输出功率的增加与载流子密度的减少成正比。因此, 我们研究 Z-ν 曲线上的双稳环就可以了。在文献[6] 中, 我们曾研究过载流子密度的跳变点, 即图 1 中的 A 点和 C 点。在这两点处有 $\mathrm{d}\nu/\mathrm{d}N$ 为 0, 由(1) 式可求得这两点处的载流子密度 $N_{A,C}$ 满足:

$$N_{A,C} = \ln[W \pm (W^2 - 1)^{1/2}]/(2\alpha\Gamma L) + N_F \tag{11}$$

式中,

$$W = 2(K^2 + 1)/(\alpha^2 + 1) - 1 \tag{12}$$

于是, 由(8) 式可以求出在 A, C 两点处, 参量 η 满足:

$$\sin^2\eta_{A,C} = R_1(1-R)^2/[R(1+\alpha^2)(1-R_1)^2] \tag{13}$$

文献[2], [4] 的研究表明, 在 Z-ν 曲线上从 P_m 到 Q_m 这段代表的是稳定的状态, 而从 Q_m 到 $P_{(m+1)}$ 这段代表的是不稳定的状态, 这表明 C 到 $P_{(m+1)}$ 和从 Q_m 到 A 这两小段的点代表的状态是不稳定的(参照图 1) 。从图 1 中可以看到, 在这两段中, 一个频率对应 3 个载流子密度, 因而如果其中两个状态不稳定, 很难想象跳变点出现在这两个区段。同时, 由于有 3 个解, 人们也很难想象 $P_{(m+1)}$ 和 Q_m 会是跳变点。看来, 有必要重新考虑上边提到的两个区段的稳

定性。下边我们就用扰动法[4]来分析这两个关键区段的稳定性问题。

假设某种扰动使得 LD 内的载流子密度变化了 δN_1,它将使折射率变化 δn_1, 从而使 LD 的模式频率移动 $\delta\nu_{m1}$(或者等价的说, 参量 η 变化了 $\delta\eta_1$) , 相应地 ECLD 振荡所需的增益改变了 δG_1。为了满足 δG_1 就需要载流子密度调整到另一个水平, 即变化量调整到 δN_2。如此循环下去, 载流子密度的增量将构成一个序列: $\delta N_1, \delta N_2, \delta N_3, \dots\dots$。如果$|\delta N_j/\delta N_{(j-1)}| < 1$ (此处 j 为正整数) , 那么扰动就会逐渐消失, 对应的点应该是个稳定点[4]。

利用(3) 式可以求出 δN_1 引起的 δn_1, 由(2) 式定出相应的 $\delta\eta_1$, 通过(1) 式找到对应的 δG_1 之后, 最终我们可用(4) 式得到 δN_2。经过运算后, 我们得到:

$$\delta N_2/\delta N_1 = -\alpha r(1-R_1)\sin\eta/[R(1-R_1)^2\cos^2\eta + (R_1-R)(1-RR_1)]^{1/2} \quad (14)$$

若要上式左端的绝对值小于 1, η 就应满足

$$\sin^2\eta < R_1(1-R)^2/[R(1+\alpha^2)(1-R_1)^2] \quad (15)$$

与(13) 式相比, 可以看出 A, C 两点正好是不稳定区段的起始点。换句话说就是: 在 Z-ν 曲线上, 从 C 到 $P_{(m+1)}$ 以及从 Q_m 到 A 这两个区段的点所代表的状态是稳定的。于是, 我们可以说: A 点是载流子密度的下跳点(即功率上跳点) , C 点是载流子密度的上跳点(即功率下跳点) 。

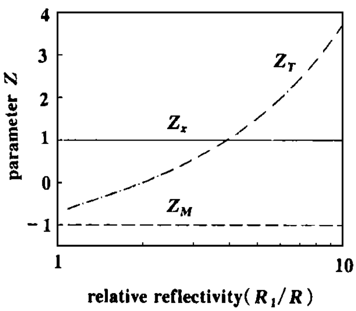

Fig. 2　Variation of parameter Z with relative reflectivity R_1/R

在图 1 之后, 我们曾说过, 由于参量的选择, 表示单管阈值(即 $Z = Z_T$) 的水平线不会出现在图中。在有些实验条件下, 比方说在 R_1 比 R 大不了多少时(文献[4] 就属于这种情况) , Z_T 就会落入图中。在 R 和 R^2 不变的情况下, N_T 不变。随着 R_1 向 R 靠近, N_X 迅速增加(当 R_1 等于 R 时 N_X 等于无穷大) , 而 N_M 的下降有限, 于是造成了 Z_T 相对位置下降。当代表 Z_T 的水平线落入图中之后, 在该水平线与 Z-ν 曲线之间必然存在着交点。Z-ν 曲线在该水平线之上的部分表示 ECLD 的阈值高于 LD 的单管阈值, 因而当光栅反射频率被调在相应区段时, 外腔失控, 激光器事实上是单管在振荡。Yan 等人[4] 在水平线上面的区段找到一些稳定区是没有道理的。在图 2 中, 我们画出了在 $R = 0.01$ 时, Z_X(实线) , Z_T(点划线) 和 Z_M(虚线) 随 R_1/R 变化的曲线。计算中使用的其它参数与图 1 相同。从图中可以看到, 随 R_1 向 R 靠近, 表示 Z_T 的水平线逐渐向 Z_M 靠近, 外腔能控制的频率范围随之减小。此外, 利用 N_M 和单管阈值的表达式可以证明, 前者恒小于后者, 因而 Z_M 始终低于代表单管阈值的水平线。

参　考　文　献

1　Kakiuchida H, Ohtsubo J. IEEE J Q E, 1994; 30 (9) : 2087
2　Zorabedian P. IEEE J Q E, 1994; 30 (7) : 1542
3　Binder J, Cormack G D, Somani A. IEEE J Q E, 1990; 26 (7) : 1191
4　Yan C, Wang X, McInerney J G. IEEE J Q E, 1996; 32 (5) : 813
5　Zhou X H, Chen J G, Lu Y C. Appl Opt, 1997; 36 (8) : 4138
6　Li Y, Chen J G, Li D Y *et al*. IEEE J Q E, 1999; 35(10) : 1521

*　　　*　　　*

作者简介: 陈建国, 男, 1945 年出生。教授, 博士生导师。主要从事半导体激光器及光通信等方面的研究。

收稿日期: 1999-08-31