但是慢扫描相关器测量一条曲线需用几十秒钟时间，而实时扫描相关器每秒可以扫描25次，这正是实时扫描相关器所具有的特点，在调整连续锁模激光器时是很有用的。

fs量级的光脉冲的光谱相当宽，所以必须仔细考虑自相关器系统中各种光学元件色散引起的脉冲加宽或压缩的效应带来的测量误差。自相关器系统的光学元件主要是指分束板、四面体、反射介质膜板、聚焦镜和倍频晶体等，其中倍频晶体的影响是主要的方面。在晶体中当基波和二次谐波之间群速度失配时，会使测量的相关函数波形发生畸变，脉冲宽度会随群速度失配而变化。群速度失配与晶体长度L有关，要测量比较窄的脉冲应采用足够薄的倍频晶体。为了避免在测量过程中相关器内光学元件的色散造成对被测脉冲宽度的歪曲，我们采用薄形镀铝半反镜作分束板，非线性晶体厚度0.2～0.3mm，聚焦镜也采用薄型的凸透镜或用镀铝膜的凹面镜来代替凸透镜。角反射器也应尽量小。我们研制的实时扫描相关器具有飞秒分辨率。

参 考 文 献

1 Maier M *et al*. *Phys. Rev. Lett.*, 1966; **17**: 1275

2 Sala Kenneth L *et al*. *IEEF J. Quant. Electr.*, 1980; **QE-16** (9): 990

3 Kalpaxis A *et al*. *Review of Scientific Instrument*, 1982; **53**(7): 960

4 Welford D, Johnson B C. *Opt. Commun.*, 1983; **45**(2): 101

（收稿日期：1986年12月4日）

LD/PIN光学双稳半导体激光器的临界慢变效应和临界指数

钟立晨　郭奕理

（清华大学无线电电子学系）

Critical slowing down and critical exponents in LD/PIN bistable optical semicondicror lasers

Zhong Lichen, Guo Yili

(Department of Radio Electronics, Qinghua University, Beijing)

Abstract: Critical slowing down for LD/PIN bistable optical semiconductors and the critical slowing down exponents γ for this system have been investigated experimentally. The experimental value $\gamma \sim 0.53$, is basically in agreement with the theoretically predicted value of 0.5.

一、引　言

当光学双稳系统靠近临界输入光强时，开关时间会趋向无穷大，这就是临界慢变效应，它不但在理论上有意义，在应用上也十分重要[1]。我们利用LD/PIN光学双稳半导体激光二极管研究了临界慢变效应，特别是临界慢变指数的性质。光学双稳系统的动力学方程是非线性的，其临界点就是方程的分岐点。临界慢变就是在临界点上出现的动态临界现象，表征系统接近临界点性质最好用临界指数来描述。G. Grynberg等研究色散光学双稳性的临界指数时指出[3]，在上跃迁临界点P_c附近开关时间τ_s按$(P_i-P_c)^{-\gamma}$变化，其中P_i是输入光强，γ理论值为0.5。LD/PIN光学双稳半导体激光二极管(BILD)的动力学方程虽然和色散性光学双稳系统在本质上是不同的，但实验和理论分析都证明

BILD 系统的临界指数也有类似性质。

二、动力学方程的绝热消除和临界指数

LD/PIN 光学双稳半导体激光器(BILD) 的工作原理和动力学方程及其定态分析已在[2]中给出。一般讲，激光二极管 LD 的载流子和光共振腔中光子的寿命分别为 $t_s\sim10^{-9}\,\mathrm{s}$, $t_p\sim10^{-12}\,\mathrm{s}$; 光电检测二极管 PIN 的载流子寿命 t_d 远远大于 t_s 和 t_p; 光电检测器 PIN 向 LD 反馈光电子的速率 f_1 取决于整个电路的 RC 时间常数，它可以调整得很小。因此实验上可以保证满足下述关系:

$$(1/t_d+f_1)\ll 1/\tau_s$$

这相当于电路中 PIN 尚处于瞬变过程，而光路中的 LD 早已达到定态。因此有关 LD 的动力学方程可以绝热消除，只须保留 PIN 的动力学方程，这样便得到了简化的方程(T 是归一化时间):

$$\tau_0\frac{dJ_d}{dT}=\alpha(J_d,P_i) \tag{1}$$

$$\left\{\begin{aligned}&\alpha(J_d,P_i)\equiv-J_d+f(P_0,P_i)\\&f(P_0,P_i)\equiv J_s(P_i+f_2P_0)/(1+P_i+f_2P_0)\end{aligned}\right.$$

$$P_0^2+P_0[J_{th}-(J_d+J_b)-\beta CN_0]-\beta C(J_d+J_b)=0 \tag{2}$$

其中所有物理量都是归一化的，N 和 N_0 分别是 LD 的电子数密度和常数，P_0 和 P_i 分别是 LD 的输出和输入光束的光子密度; J_b 是 LD 的直流偏置电流密度; $J_{th}=C(N_0+1)$ 是 LD 阈值电流密度; C 是常数; β 是向单模光场自发发射一个光子的几率; $\tau_0=t_s/t_d+f_{s1}t_s$。由定态稳定性分析[2]已经知道上跃迁临界开启光电流强度为 $J_0=J_{th}-J_b$, 对应的临界输入光强 $P_c\simeq J_0/(J_s-J_0)$。

现在我们利用 G. Grynberg 的理论来分析系统在临界点附近的性质[3]。这个临界点属于边沿非稳定点，上跃迁临界点为 P_c，还有一个下跃迁临界点 P'_c。在临界点上的跃迁表现为状态 $P_0(P_i)$ 的不连续性[4]:

$$(\partial P_i/\partial P_0)_c=0 \quad 或 \quad (\partial P_0/\partial P_i)_c=\infty \tag{3}$$

此外，不稳定性还表现为

$$(\partial\alpha(J_d,P_i)/\partial J_d)_c=0 \tag{4}$$

(4)式利用关系式 $\alpha(J_d,P_i)=-J_d+f(P_0,P_i)$ 还可改写为

$$(\partial f(P_0,P_i)/\partial J_d)_c=1 \tag{5}$$

因为临界点是系统处于定态时由动力学方程给出的一个解，所以有

$$\alpha(J_0,P_i)=0 \quad 或 \quad J_0=f(P_0(P_c),P_c) \tag{6}$$

在物理量和偏导数符号上的下标 c 表示数值都取在临界点上; 取偏导时，其它变量保持不变。BILD 系统的参数共有两个，即 P_i 和 f_2，假设满足 $f_2>J_s/A^2$, 便可保证系统处于双稳区[2]。现在把 $\alpha(J_d,P_i)$ 在临界点上展开成台劳级数，只取最低阶不为零的项。我们有

$$\begin{aligned}J_d(J_d,P_i)=&\alpha(J_0,P_i)+\left(\frac{\partial\alpha}{\partial J_d}\right)_c(J_d-J_0)\\&+\left(\frac{\partial\alpha}{\partial P_i}\right)_c(P_i-P_c)\\&+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2\alpha}{\partial J_d^2}\right)_c(J_d-J_0)^2+\cdots\end{aligned} \tag{7}$$

利用(4)和(6)式，上式可简化为

$$\begin{aligned}\alpha(J_d,P_i)=&\left(\frac{\partial f}{\partial P_i}\right)_c(P_i-P_c)\\&+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 f}{\partial J_d^2}\right)_c(J_d-J_0)^2\end{aligned} \tag{8}$$

把上式代入(1)式，积分后便得到 BILD 经过临界点时状态产生跃迁所需时间 τ_c:

$$\tau_c=\frac{\tau_0}{\sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{\partial f}{\partial P_i}\right)_c\left(\frac{\partial^2 f}{\partial J_d^2}\right)(P_i-P_c)}}\times\operatorname{arctg}\frac{(J_d-J_0)}{\sqrt{2\left(\frac{\partial f}{\partial P_i}\right)_c(P_i-P_c)\Big/\left(\frac{\partial^2 f}{\partial J_d^2}\right)}}\Bigg|_{J_-}^{J_+}$$

其中 $J_-<J_0<J_+$。当 $P_i\to P_c$ 时，上式中第二个因子 ϕ 的反正切趋向 π, (8)式在临界点附近可写成

$$\tau_c\propto\tau_0(P_i-P_c)^{-\gamma} \tag{9}$$

其中 $\gamma=1/2$ 是 BILD 理论临界指数。

三、实验装置和测试

图 1 是实验光电路结构，和[2]中的基本相似。PG 是脉冲信号发生器，由它产生阶跃脉冲方波驱动发光二极管 LED。输出阶跃光脉冲前沿上升时间 $\sim30\,\mathrm{ns}$，它比系统的特征时间常数 $\tau_0\sim1\,\mu\mathrm{s}$ 小得很多。阶跃输入光脉冲在 $t<0$ 时有 $P_i(t)=0$，在 $T_c\geqslant t\geqslant0$ 时，$P_i(t)=P_i$, T_c 是持续时间。BILD 的输出光路流经光电检测器 D 后，把光信号 P_0 变成电信号加到示波器 CH_2 信道，取自 LED 匹配电路的阶跃输入脉冲电信号加到 CH_1 信道。图 2(a) 的上边是阶跃输入脉冲的示波图形。当 $P_i\to P_c$ 时，我们得到有临界慢变现象的输出响应，见图 2(a) 下边。它的开关时间 τ_s 虽然可以分为时间很长的延时 τ_d 和时间很短的上升时间 τ_r 两部份。当 $P_i\gg P_c$ 时的示波图形为图 2(b)，这时延时 τ_d 几乎为零，开关时间 τ_s 几乎由很小的上升时间 τ_r 决定。在图 2 的两种极端情况下，可以看到 τ_r 随 P_i 变化很小，基本上有 τ_r

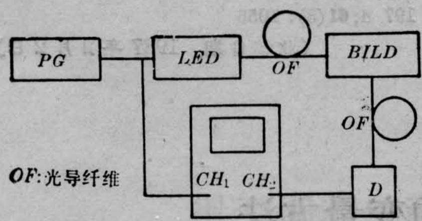

图1　BILD 实验光电路基本结构

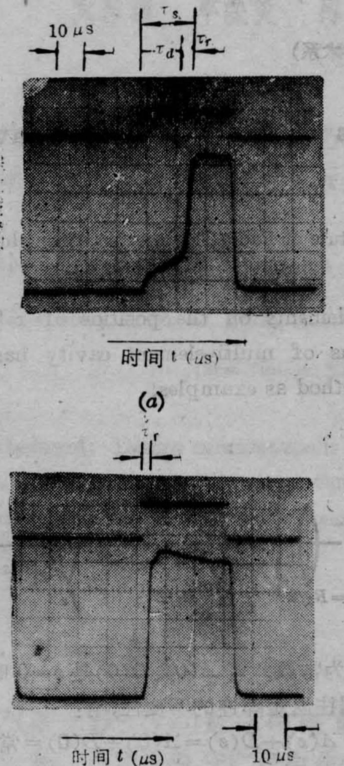

图2　BILD 对阶跃输入光脉冲的瞬变响

上曲线——阶跃输入光强 $P_i(P_i>P_c)$

下曲线——有很大延时 τ_d 的输出光强(a 图);

没有延时 τ_d 的输出光强(b 图)

$\sim\tau_0\sim3\,\mu s$, 在中间情况下也有同样结论，但是对应的延时 τ_d 变化极大。这种慢变现象利用方程式(1)和(2)容易得到定性解释。图3给出了 BILD 对不同输入光强响应的开关时间 τ_s 的实验曲线。由图中看到，当 $P_i(>P_c)\to P_c$ 时，τ_s 变得很大。图中虚线表示 P_i 靠近 P_c 时，BILD 系统的输出变得很不稳定，这时 P_0 随机地处于高态或低态，已无法测量。

如果把(9)式改写成 $\tau_s=B[(P_i-P_c)/P_c]^{-1/2}$，两边取对数，得 $\ln\tau_s=\ln B-\frac{1}{2}\ln\left(\frac{P_i-P_c}{P_c}\right)$，在对数坐标纸上，这是一条斜率为 $-1/2$ 的直线。为了

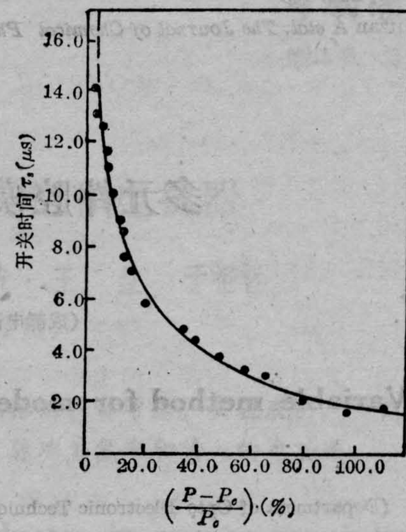

图3　开关时间 τ_s 作为输入阶跃光强 P_i 的函数关系

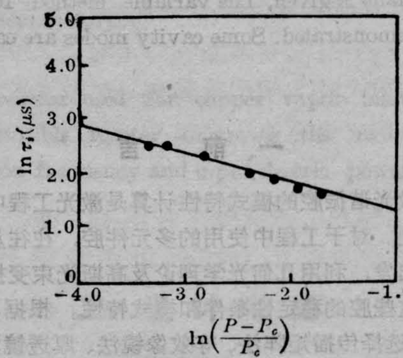

图4　$\ln\tau_s$ 作为 $\ln\left(\frac{P_i-P_c}{P_c}\right)$ 的实验函数关系

和实验做比较，我们把图3中的实验值取对数，然后在图4中画出来，这是一条直线，斜率为 -0.53，也就是说实验临界慢变指数为 $\gamma=0.53$，接近理论值。一般这条直线的斜率在0.5～0.6左右。这是因为(8)式中的反正切因子会随 $\left(\frac{P_i-P_c}{P_c}\right)$ 值有一小的改变。我们实验值只取 $\left(\frac{P_i-P_c}{P_c}\right)<40\%$ 的结果。

参考文献

1　Bonfacio R, Lugiato L. *Opt. Commun.*, 1976; **19**: 172; *Phys. Rev.*, 1978; **A18**: 112; Garmire E *et al. Appl. Phys. Lett.*, 1979; **34**: 374

2　钟立晨 *et ol.* 中国激光，待发表

3　Grynberg G, Cribier S. *J. Physique-Letteres*, 1983; **44**: L-449-453; Grynberg G *et al. Appl. Phys.*,