

条形 DH 半导体激光器高频调制光输出的 频率锁定、准周期、分岔和混沌

赵 一 广

北京大学物理系,北京,100871

1989 年 10 月 25 日收到; 1990 年 6 月 4 日收到修改稿

本文从解光场方程和载流子浓度以及光子密度速率方程的自洽解出发, 研究条形 DH 半导体激光器高频调制下光输出的频率锁定、准周期、分岔和混沌现象. 结果表明, 不稳定的条形半导体激光器可能出现混沌的光输出; 其通向混沌的途径是准周期到混沌. 所得结果与实验符合得很好, 并澄清了当前理论中的混乱之处.

PACC: 4255P; 4260; 0545

一、引 言

近年来, 激光器中的混沌现象引起了广泛的注意. 其中, 研究得最早并较为深入的是环形腔双稳系统的自脉动不稳与混沌现象^[1-3]. 半导体激光器是光通讯的重要光源, 其在高频调制下的行为及混沌现象也为人们所重视.

Lee 和 Tang 等人在载流子和光场均匀分布假设的基础上, 由简单的单模速率方程出发, 用计算机模拟得到倍周期分岔到混沌^[4,5], 并且得到了周期性的光输出以及混沌区.

Chen 等人实验观察到具有自脉动的半导体激光器存在四分岔或六分岔, 而无自脉动的激光器只观察到二分岔^[6]. 他们把这归结为噪声的影响. Winful 等人同样在具有自脉动的半导体激光器的光输出中观察到由准周期到混沌的途径, 并且实验得到了频率锁定区^[7]. 此外, 在双稳半导体激光器等也得到了混沌现象^[8].

究竟半导体激光器在什么情况下会出现混沌现象? 通向混沌的途径到底属于哪种? 弄清这些问题不但具有重要的学术意义, 同时, 因为光通讯系统目前比较感兴趣的调制频率在 1GHz 左右, 正好在可能出现混沌的频率范围, 因而也具有重要的实际意义.

条形半导体激光器的结构、外加工作条件等对其光场和载流子分布有很大影响, 因而对自发发射因数和瞬态特性也有很大影响^[9,10], 故必然影响到高频调制下的行为. 因而, 由简单的载流子和光场均匀分布假设的理论, 对条形半导体激光器, 不但无法区别不同结构的特性, 而且所得结果也一定与实际情况有比较大的偏差.

本文对于条形半导体激光器, 从具体的波导结构出发, 用求光场方程和载流子浓度以及光子密度速率方程自洽解的方法, 计算得到光场、载流子分布以及光子密度随时间的变

化,并在此基础上研究条形半导体激光器高频调制下光输出的频率锁定、准周期、分岔和混沌现象。

二、理 论

选取条形 DH 半导体激光器的坐标为 y 方向平行于结平面, x 方向垂直于结平面, z 方向为光传播方向。由于有源层很薄,有源层内垂直于结面方向的载流子分布近似为均匀的,平行于结面方向的载流子分布是由某一时刻的注入、自发和受激复合以及扩散过程等共同决定的。由载流子数守恒得到载流子的速率方程为

$$\frac{\partial n(y, t)}{\partial t} = \frac{J(y, t)}{qd} - \frac{n(y, t)}{\tau_s} + D^* \frac{\partial^2 n(y, t)}{\partial y^2} - \nu g(n(y, t)) W \Gamma \sum_i |\bar{E}_i(y, t)|^2 S_i(t), \quad (1)$$

式中 D^* 为载流子的双极性扩散系数; q 为电子电荷, d 为有源层厚度; W 为条宽; Γ 为垂直于结平面的光功率限制因数; S_i 为第 i 横模的平均光子数; $\nu = c/n_2$, 其中 c 为真空中光速, n_2 为有源层材料折射率; $\tau_s = Bn(y, t) + 1/\tau_n$, 其中 B 和 τ_n 分别为自发辐射复合系数和自发非辐射复合寿命; $J(y, t)$ 为注入电流密度分布, 近似取为^[11,12]

$$J(y, t) = I(t)j_0(y)/L, \quad (2)$$

$$j_0(y) = K[(1 + F^+(y))(1 + F^-(y))]^{-\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

$$F^\pm(y) = \exp \left[\frac{W\pi}{2a} \left(1 \pm \frac{2y}{W} \right) \right], \quad (4)$$

式中 L 为腔长; a 为上限制层厚度; K 为归一化常数, 由

$$2 \int_0^\infty j_0(y) dy = 1 \quad (5)$$

确定。激光器偏置在电流 I_0 , 且被频率为 f_{ext} 的正弦电流调制

$$I(t) = I_0 + I_m \sin(2\pi f_{ext} t). \quad (6)$$

定义调制系数

$$m = I_m/I_0, \quad (7)$$

增益系数

$$g(n(y, t)) = a'(n(y, t) - n_c), \quad (8)$$

a' , n_c 分别为受激复合截面和透明载流子浓度。

$|\bar{E}_i(y, t)|^2$ 为第 i 横模的归一化强度,

$$|\bar{E}_i(y, t)|^2 = \frac{|Y_i(y, t)|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} |Y_i(y, t)|^2 dy}. \quad (9)$$

光场分布 $Y_i(y, t)$ 可由一维化亥姆霍兹方程^[9]

$$\frac{d^2 Y_i(y, t)}{dy^2} + [k_0^2 \tilde{n}_{eff}^2(y, t) - \beta_{xi}^2(t)] Y_i(y, t) = 0 \quad (10)$$

求出。 $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ 为激励模式的真空波长, β_{xi} 为第 i 模的传播常数, $\tilde{n}_{eff}(y, t)$ 为一

维化等效复折射率分布,

$$\tilde{n}_{eff}^2(y, t) = 2\tilde{n}_2\tilde{n}_{2v}(y, t)\Gamma + \tilde{\beta}_{xi}^2(y, t)/k_0^2, \quad (11)$$

$$\tilde{n}_{2v}(y, t) = \Delta\bar{n} + i\left(\frac{g(y, t) - \alpha}{2k_0}\right) \quad (12)$$

$$\Delta\bar{n} = -\frac{q^2\lambda^2}{8\pi^2\tilde{n}_2\epsilon_0c^2}\left(\frac{\bar{n}}{m_n} + \frac{\bar{p}}{m_p}\right), \quad (13)$$

α 为有源层的体损耗系数; ϵ_0 为真空电容率; \bar{n} , \bar{p} , m_n 和 m_p 分别为电子和空穴的平均浓度和有效质量. x 方向的传播常数 $\tilde{\beta}_{xi}(y, t)$ 和限制因数 Γ 由近似公式求出^[9].

腔内平均光子数速率方程为

$$\frac{dS_i(t)}{dt} = \left(\nu G_i(t) - \frac{1}{\tau_p}\right) S_i(t) + \gamma \frac{\bar{n}_i(t)}{\tau_s}, \quad (14)$$

式中

$$G_i(t) = 2I_m(\tilde{\beta}_{xi}(t)), \quad (15)$$

$$\bar{n}_i(t) = \frac{1}{W} \int_{-\infty}^{\infty} n(y, t) dy, \quad (16)$$

$$\frac{1}{\tau_p} = \nu \left(\alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right), \quad (17)$$

$$\begin{aligned} S_i(t) &= \frac{1}{W L d} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_0^L S(x, y, z, t) dz \\ &= \frac{\lambda^2 P_i(t) \text{Re}(\tilde{\beta}_{xi})}{2\pi h c^2 W d}, \end{aligned} \quad (18)$$

式中 R 为端镜面反射率; $P_i(t)$ 为第 i 模的输出功率; h 为普朗克常数; 自发发射因数 γ 为^[9]

$$\gamma = \frac{\lambda^4 k'}{4\pi^2 \tilde{n}_2 \bar{N}_e \bar{N}_m V_{eff} \Delta\lambda}, \quad (19)$$

式中 k' 为象散因数; \bar{N}_e , \bar{N}_m 分别为有源层群折射率和模式折射率; V_{eff} 为有源层的等效体积; $\Delta\lambda$ 为自发发射谱宽.

对于一定波导尺寸的半导体激光器, 由(1)式稳态条件 $\frac{\partial n(y, t)}{\partial t} = 0$ 和(10)式用文献[9]求自洽解的方法, 求出稳态情况下的光场、载流子分布以及自发发射因数. 然后用四阶龙格-库塔法解速率方程(1)和(14), 得到空间各点载流子以及腔内平均光子数随时间的变化. 载流子分布的变化必然影响光场分布, 每过两个时间步长由(10)式求解一次该时刻的光场分布, 即可得到全部解. 由于零阶横模要比其他横模强得多, 为了简化计算, 这里只计及零阶横模.

三、计算结果

计算中取 $a = 1\mu\text{m}$, 时间步长 $\Delta T = 0.002\tau_s$, $\tau_s = 2.5 \times 10^{-9}\text{s}$, 其他参数同文献[9]. 分别对两种不同波导尺寸和材料参数的半导体激光器进行了计算.

1. 选取 $d = 0.15\mu\text{m}$, $L = 300\mu\text{m}$, $W = 20\mu\text{m}$, 扩散长度 $L_n = \sqrt{D^* \tau_s} = 5\mu\text{m}$.

2. 选取 $d = 0.1 \mu\text{m}$, $L = 300 \mu\text{m}$, $W = 4 \mu\text{m}$, $L_n = 2.68 \mu\text{m}$.

对于两种不同的半导体激光器(以后对于第一种简称宽条,第二种简称窄条.)分别计算其阈值电流 I_{th} (方法同文献[9]). 并取偏置电流为 $1.2I_{th}$. 在阶跃电流 ΔI 作用下,宽条光输出为自脉动,如图 1(a) 所示. 窄条为张弛振荡,如图 1(b) 所示.

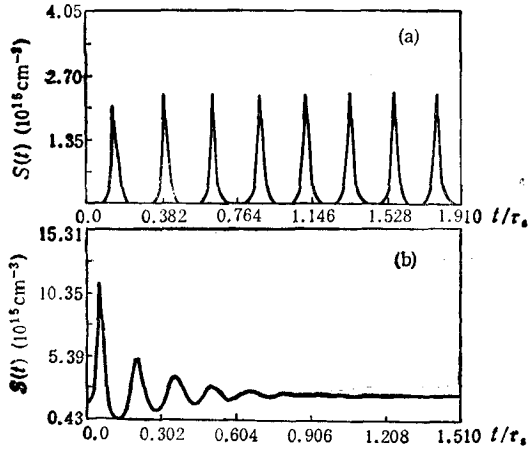


图 1 两种不同半导体激光器的瞬态行为
(a) 宽条 $\Delta I = 0.3I_{th}$; (b) 窄条 $\Delta I = 0.2I_{th}$

对于宽条半导体激光器,找出在很小的阶跃电流 $\Delta I = 0.001$ 作用下的自脉动频率 f_0 . 然后选取不同的调制信号频率 f_{ext} . 当 f_0/f_{ext} 分别为 $(\sqrt{5}-1/2)$ 和 $\sqrt{2}-1$, 即所谓金平均 σ_G 和银平均 σ_S 时,在不同的调制深度下,得到光脉冲输出. 然后用快速傅氏变换对输出光脉冲进行傅氏分析得到功率谱,如图 2 和图 3 所示. 图中当调制系数 $m = 0.04$ 时,

输出光脉冲为准周期. 功率谱有几个频峰,分别为 f_0 , f_{ext} 以及它们的线性组合和二次谐波等. 而当调制系数比较大时,图 2(b), (d) 为金平均 σ_G , $m = 0.5$; 图 3(b), (d) 为银平均 σ_S , $m = 0.6$ 时,输出光脉冲皆为混沌状态,相应的功率谱为很宽的噪声带.

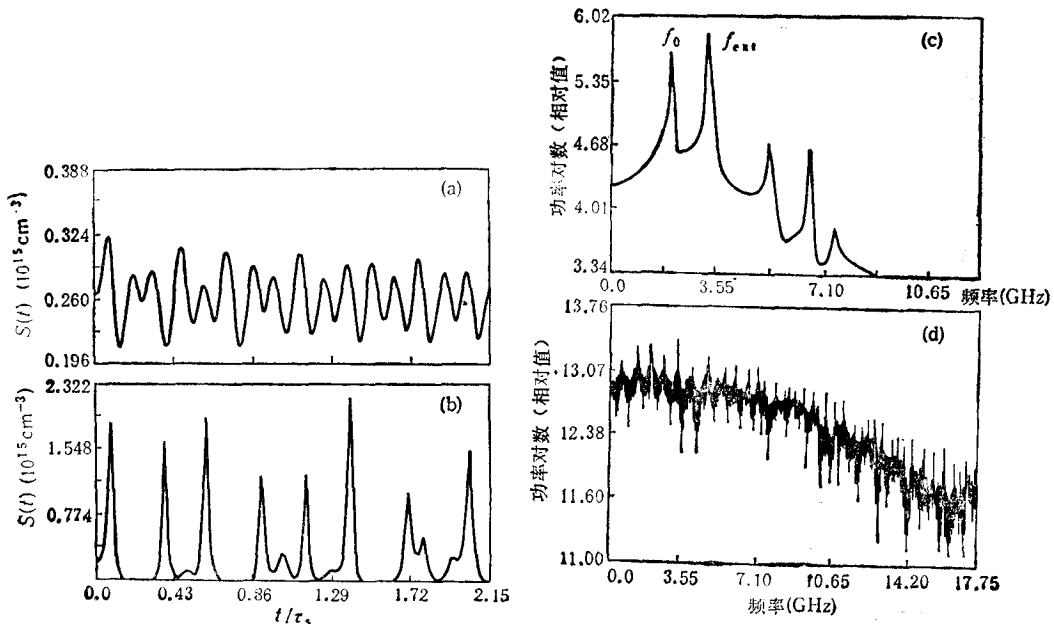


图 2 金平均 σ_G , (a) $m = 0.04$, (b) $m = 0.5$ 输出光脉冲;
(c) $m = 0.04$, (d) $m = 0.5$ 功率谱

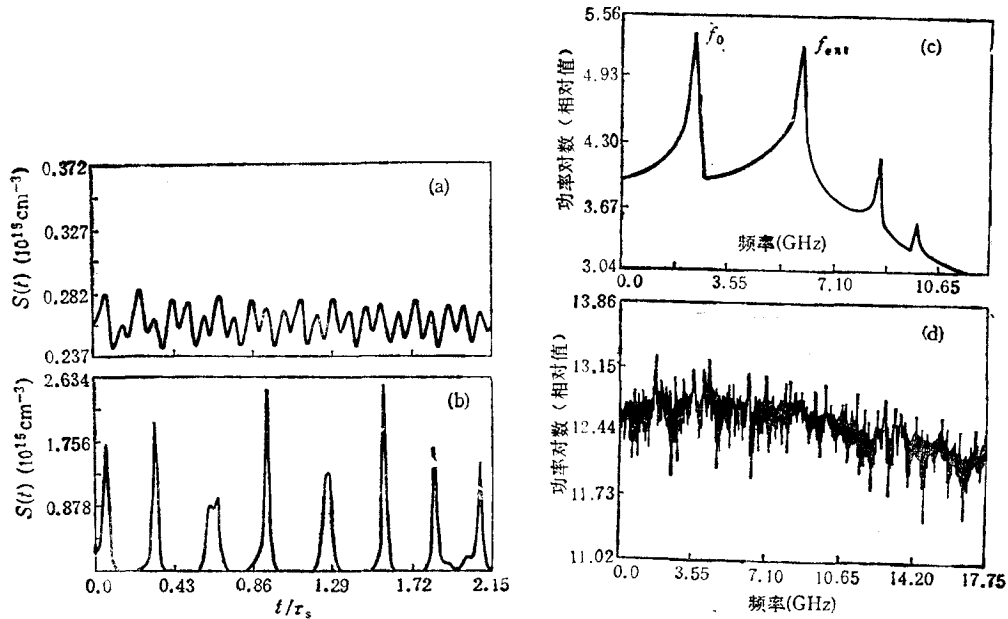


图3 银平均 σ_s , (a) $m = 0.04$, (b) $m = 0.6$ 输出光脉冲; (c) $m = 0.04$, (d) $m = 0.6$ 功率谱

图4所示为调制信号频率与自脉动频率相近 $f_0/f_{ext} = 0.98/1$ 时,不同调制深度下输出光脉冲和相应的腔内平均载流子浓度随时间的变化。当 $m = 0.3$ 时,输出光脉冲与调制信号同频率; $m = 0.5$ 时,输出光脉冲出现二分岔; $m = 0.9$ 时,出现四分岔。再增大调制信号幅度也没出现更高阶的分岔。

如选取调制信号频率是自脉动频率的三倍, $f_0/f_{ext} = 1/3$ 如图5所示,即使很小的调制系数 $m = 0.1$, 光输出就出现三分岔。增大调制信号幅度出现六分岔, 继续增大调制信号也没出现更高阶的分岔。

对于窄条半导体激光器, 选择张弛振荡频率与调制信号频率之比为金平均或银平均。当调制信号幅度比较小时, 输出为与调制信号同频率的周期光脉冲; 当调制信号幅度增大时, 出现二分岔。而选择张弛振荡频率与调制信号频率之比为1时, 无论 m 为多大, 均未出现

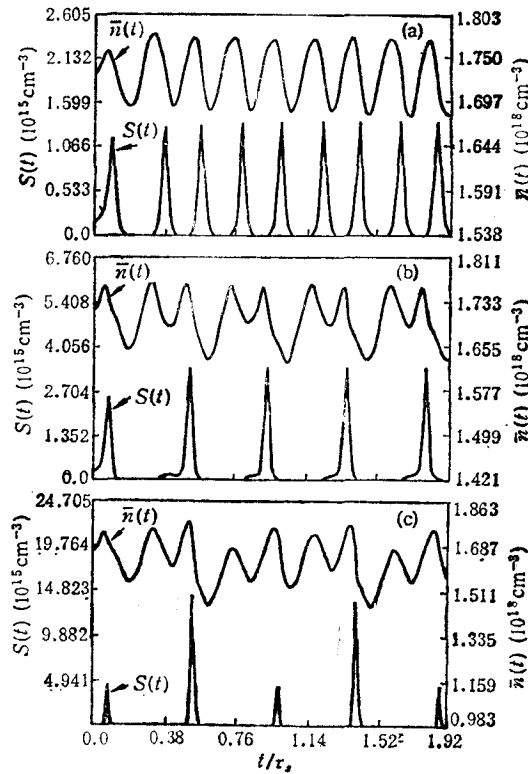


图4 $f_0/f_{ext} = 0.98/1$, 不同调制系数, 输出光脉冲和腔内平均载流子浓度随时间的变化 (a) $m = 0.3$; (b) $m = 0.5$; (c) $m = 0.9$

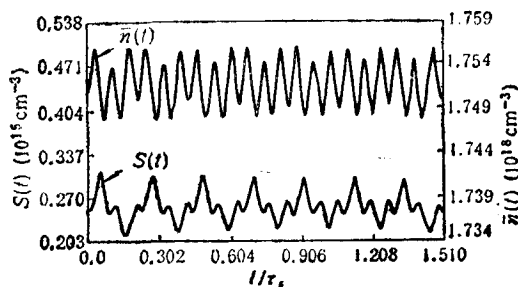


图5 $f_0/f_{\text{ext}} = 1/3$, $m = 0.1$, 输出光脉冲及腔内平均载流子浓度随时间的变化

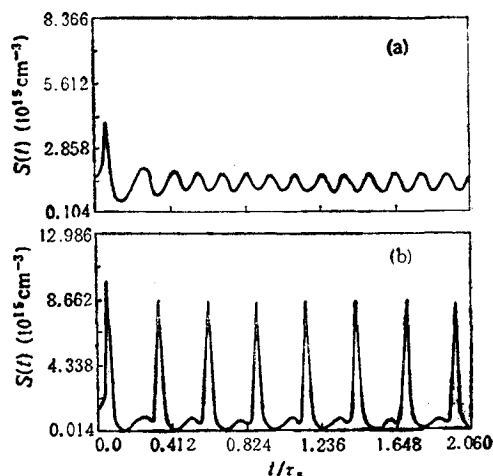


图6 具有张弛振荡的半导体激光器,在金平均 σ_G , (a) $m = 0.1$, (b) $m = 0.7$ 输出光脉冲

光输出的分岔现象,且一直与调制信号同频率。图6所示为张弛振荡频率与调制信号频率之比为金平均, $m = 0.1$ 和 $m = 0.7$ 时的输出光脉冲。

四、讨 论

1. 产生混沌现象的条件

以上的计算结果表明,不稳定的条形半导体激光器在一定的调制频率和调制深度的信号作用下,会出现混沌的光输出。这与以前的实验^[3]是一致的。

条形半导体激光器的本征自脉动(这里只讨论本征不稳定的情况)与波导结构、外加工作条件等有密切关系。对于宽条半导体激光器 $L_n \ll W$, 当注入一定电流时,载流子分布出现空间烧孔,光场收缩;而载流子的侧向扩散填平烧孔,光场扩展。如光场可以复原时,二者达到动态平衡,则出现本征的自脉动^[43]。如果外加的调制信号与这一本征的周期变化可以同步时,输出光脉冲频率锁到相近的调制信号的频率或其分谐波的频率,出现周期性的光脉冲输出,如图4和图5所示的情况。而当外加的调制信号与本征自脉动无法同步时,则出现准周期或混沌的光脉冲输出,如图2和图3所示的情况。

对于窄条半导体激光器,扩散长度 L_n 大于或近似等于条宽,不会出现载流子的空间烧孔,且因自发发射因数较大^[9],因而在阶跃电流作用下,光输出为张弛振荡,如图1(b)所示。这种激光器,即使当张弛振荡频率与调制信号频率之比为金平均时,如图6所示,光输出也只出现二分岔。这是因为,如图1(b)所示的张弛振荡,第一个光脉冲较大,随后的光脉冲都比较小,因而在高频信号调制下,其影响也较小。在金平均时,调制信号频率大约为张弛振荡频率的1.6倍。在第一个输入信号脉冲作用下,光输出脉冲张弛振荡的第一个峰达到极大值,消耗载流子较多,因而第二个输入信号脉冲作用期间,达不到前一个的增益;且因第一个输入脉冲引起的张弛振荡的第二个光脉冲影响比较小,所以在第三个输入脉冲作用下,腔内增益积累的足够大,输出光脉冲可以达到第一个的峰值。改变 m

时,计算得到输出光脉冲的大峰与小峰的间隔会改变,从而保证自动调整使输出光脉冲呈现二分岔。

2. 通向混沌的途径

图 2 和图 3 清楚地表明,条形半导体激光器通向混沌的途径是准周期到混沌,这也是符合实验结果^[7]的,文献[4]和[5]由载流子和光场均匀分布的简单速率方程得到由倍周期分岔到混沌。这一结论对于条形半导体激光器显然是不适用的。即使对于 BH 和 CSP 半导体激光器迄今也没有实验支持。相反,实验结果表明,这两种半导体激光器高频调制下的光输出特性与窄条半导体激光器相似,且都未观察到混沌的光输出现象^[6]。这是否因为 BH 和 CSP 半导体激光器与窄条半导体激光器有相似的瞬态特性,不存在本征自脉动^[10,13],因而高频调制下的光输出行为也相近,这个问题有待于进一步研究。

为了避免由于前边电流分布的近似取法对所得结果产生影响,在计算中,曾将窄条半导体激光器的电流分布取高斯型,宽条半导体激光器的电流分布取平顶扩展型^[9],所得结果仍与上边相同。

五、结 论

综上所述,条形半导体激光器在高频调制下的光输出,是由其瞬态行为与调制信号共同决定的。不稳定的条形半导体激光器,在一定的调制信号作用下,可能出现混沌的光输出。当自脉动与调制信号可以达到同步时,输出为周期性的光脉冲,否则将为准周期或混沌状态。

条形半导体激光器的瞬态特性和载流子、光场的侧向分布以及光场束宽的变化有很大关系^[13,14]。从以上分析可见,对于和瞬态特性密切有关的条形半导体激光器高频调制下的频率锁定、准周期、分岔和混沌等现象也只有在考虑载流子和光场侧向分布的情况下,才能得到比较完满的解释。

作者感谢北京大学物理系夏蒙芬同志的有益讨论。

- [1] K. Ikeda, *Opt. Commun.*, **30**(1979), 257.
- [2] K. Ikeda, H. Daido *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 709.
- [3] V. Benza *et al.*, *Z. Physik*, **B35**(1979), 381.
- [4] C. H. Lee, T. H. Yoon and S. Y. Shin, *Appl. Phys. Lett.*, **46**(1985), 95.
- [5] M. Tang and S. Wang, *Appl. Phys. Lett.*, **48**(1986), 900.
- [6] Y. C. Chen, H. G. Winful and J. M. Liu, *Appl. Phys. Lett.*, **47**(1985), 208.
- [7] H. G. Winful, Y. C. Chen and J. M. Liu, *Appl. Phys. Lett.*, **48**(1986), 616.
- [8] H. Kawaguchi, *Appl. Phys. Lett.*, **45**(1984), 1264.
- [9] 赵一广,郭长志,半导体学报,**10**(1989),265.
- [10] 赵一广,中国激光,**18**(1990),待发表.
- [11] L. Hafskjaer and A. S. Sudbo, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-24**(1988), 625.
- [12] P. Meissner, E. Patzak and D. Yevick, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-20**(1984), 899.
- [13] C. Z. Guo and K. G. Wang, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-18**(1982), 1728.
- [14] J. Buus, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-19**(1983), 953.

**FREQUENCY LOCKING, QUASIPERIODICITY, SUBHARMONIC
BIFURCATIONS AND CHAOS IN HIGH FREQUENCY
MODULATED STRIPE GEOMETRY DH
SEMICONDUCTOR LASERS**

Zhao Yi-guang

Department of Physics, Peking University, Beijing, 100871

(Received 25 October 1989; revised manuscript received 4 June 1990)

ABSTRACT

The method of obtaining self-consistent solutions of the field equation and the rate equations of photon density and carrier concentration has been used to study frequency locking, quasiperiodicity, subharmonic bifurcations and chaos in high frequency modulated stripe geometry DH semiconductor lasers. The results show that the chaotic behavior arises in self-pulsing stripe geometry semiconductor lasers. The route to chaos is not period-double, but quasiperiodicity to chaos. All of the results agree with the experiments. Some obscure points in previous theory about chaos have been cleared up.

PACC: 4255P; 4260; 0545