

文章编号: 1001-4322(2002)04-0481-04

混沌激光对本征光导型探测器的混沌干扰机制

曾雄文¹, 陆启生², 马丽芹², 赵伊君²

(1. 中国科学院 半导体研究所, 北京 100083; 2. 国防科学技术大学 理学院, 湖南 长沙 410073)

摘 要: 在唯象理论和二能级模型下, 根据级联非线性系统原理, 通过求解载流子输运动力学方程的 Lyapunov 指数, 对混沌激光辐照下非本征光电导的混沌干扰机制进行了研究。结果表明: 混沌激光能导致非本征光电导本身的混沌现象。

关键词: 非本征光电导; 激光; 混沌; 级联非线性系统; Lyapunov 指数

中图分类号: TN 249

文献标识码: A

自从 S. W. Teitsworth 等人^[1-4]通过调制非本征光电导的偏置电流出现混沌以来, 半导体光电探测器中的混沌现象引起了人们极大的兴趣, 且被认为是引起半导体红外光电探测器失效的一种新机制^[5]。因为一旦光电探测器出现混沌, 一方面是其输出相当于噪声(等效温度可达 $10^5 \sim 10^7$ 数量级^[5]), 无法得到可靠和确定的输出结果; 另一方面由于混沌具有初值敏感性, 某一时刻受到的任何微扰会导致若干时刻后运动状态的根本改变, 而任何实际的物理系统总是处于微扰和涨落的环境中, 这就意味着出现混沌时光电探测器的输出结果是完全不可信的。

尽管调制偏置电流能使非本征光电导出现混沌, 但真正算得上激光干扰光电探测器的新机制的是仅依靠激光而不依靠探测器自身参量变化出现的混沌。那么调整激光参数是否能使非本征光电导出现混沌?

激光与光电探测器是一个典型的级联非线性系统。所谓的级联非线性系统^[6,7]就是这么二个非线性系统, 其中一个系统作用于另一个系统而另一个系统却不作用于该系统, 施加作用的子系统为驱动系统, 被作用的子系统为响应系统。结合 Lyapunov 指数的定义^[8], 可以证明: 复合系统的 Lyapunov 指数集是驱动系统和响应系统 Lyapunov 指数集的并集。为回答前面的问题, 本文的工作就是分析在不同参数的驱动系统的(激光)的作用下响应系统(非本征光电导)的动力学性态。

1 非本征光电导的动力学方程

非本征光电导内(p型)载流子输运过程如图 1 所示, 假设施主杂质浓度为 d , 受主杂质浓度为 a , 且 $a \gg d$ 。由于杂质的相互补偿, 施主杂质将会全部电离, 其电子贡献给受主杂质。因而在热平衡时, 中性受主杂质浓度为 $a_0 = a - d$, 非本征的光激发发生在价带和受主杂质能级之间, 由于杂质能级的电离能非常小, 为了保持较小的暗电流和较高的探测度、灵敏度, 探测器往往冷却在 4.2K (液 He 温区), 在该温度下由热激发产生的电子和空穴浓度完全可以忽略不计。

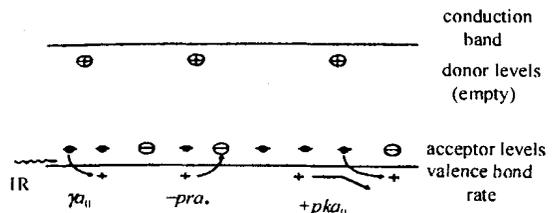


Fig 1 Schematic illustration of transport process in an extrinsic photoconductor

图 1 非本征光电导内载流子输运过程

在非本征光电导中, 支配载流子浓度变化的主要有光激发、碰撞电离和复合三个因素。在分析各种因素的内在机制并求得相应的函数关系的基础上可得到速率方程

$$\frac{dp}{dt} = \gamma a_0 + p(k a_0 - r a \cdot) \quad (1)$$

式中: γ 是正比于光通量的产生系数; k 为碰撞电离系数; r 为复合系数; $a \cdot$ 为电离受主浓度。其中

$$\begin{cases} a_0 = a - d - p \\ a \cdot = d + p \end{cases} \quad (2)$$

收稿日期: 2002-02-11; 修订日期: 2002-03-20

基金项目: 国家 863 激光技术领域资助课题(863-410-5)

作者简介: 曾雄文(1970-), 男, 1999 年于国防科大获博士学位, 现在中国科学院半导体研究所从事博士后研究。



根据文献[11], 碰撞电离系数 k 和复合系数 r 为

$$k = k_0 \frac{(\frac{1}{2} m v_d^2 / B)^{1/2}}{1 + \frac{1}{2} m v_d^2 / B} \frac{1}{1 + \exp[(B - \frac{1}{2} m v_d^2) / k_B T_h]} \quad (3)$$

$$r = r_0 (\frac{3}{2} k_B T / U)^{3/2} \quad (4)$$

$$v_d = v_s (\frac{2}{\pi}) \arctan(\frac{\pi U E}{2 v_s}) \quad (5)$$

式中: r_0 和 k_0 是常数; B 是受主杂质的电离能; v_s 是载流子的饱和漂移速度; U 和 T_h 由如下关系给出

$$\begin{cases} \frac{3}{2} k_B T_h = \frac{3}{2} k_B T + \frac{1}{2} \eta m v_d^2 \\ U = \frac{3}{2} k_B T_h + \frac{1}{2} m v_d^2 \end{cases} \quad (6)$$

η 表示由于碰撞, 载流子的定向漂移能量转变成无规则热运动能量的比率。

由关系式(3)~(6)不妨看出, k, r 都是 v_d 的函数, 而 v_d 又是外加电场 E 的函数, 因而 k, r 均依赖于 E 。

在非本征光电导内部, 传导电流为 $p e v_d$, 位移电流为 $\epsilon_0 \epsilon dE/dt$, ϵ 为材料的介电常数。令探测器的偏置电流为 J_{ext} , 则由半导体材料的电中性近似可得到关于探测器内部电场 E 的方程

$$\epsilon_0 \frac{dE}{dt} = J_{ext} - p e v_d \quad (7)$$

(1)式和(7)式的联立, 即是描述非本征光电导基本物理过程的动力学方程。

2 激光作用下非本征光电导的动力学性态

根据混沌理论, 仅有二个变量的自治微分方程组是不可能出现混沌的。而当二个变量的自治微分方程组相应地变成非自治微分方程时, 却有出现混沌的可能。考察非本征光电导的动力学方程, 能调节的物理量只有二个, 即由光强确定的 \mathcal{Y} 和外加偏置电流 J_{ext} 。

若将 $E(t)$ 视为振子的位置, $p(t)$ 视为振子的动量, $k(E)$ 和 $v_d(E)$ 视为恢复力, 被调制的 \mathcal{Y} 或 J_{ext} 视为驱动力, 则激光作用下非本征光电导的动力学性态完全等效于一受迫阻尼非线性振子^[12,13]。对于调节光强时非本征光电导的动力学行为的研究, 由于非本征光电导动力学方程的复杂性, 不可能进行解析求解, 而只能依靠数值计算的方法。因而 S. W. Teitsworth 和 R. M. Weterwelt 等人的工作和有关的受迫阻尼非线性振子动力学理论是一个很好的借鉴。

以 p 型 Ge 探测器为例, 各有关物理量取如下典型值^[11]: $a = 1.0 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $d = 1.0 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, $m = 0.35 m_0$, $\epsilon = 16$, $T = 4 \text{ K}$, $\mathcal{Y} = 1.0 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$, $\mu = 1.0 \times 10^6 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $v_s = 1.0 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, $\eta = 1$, $r_0 = 3 \times 10^{-6} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $k_0 = 6 \times 10^{-6} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $B = 10 \text{ meV}$ 。

混沌激光既可由激光本身的非线性动力学机制产生^[14], 也可以让非混沌激光通过一个混沌的非线性调制系统来产生, 因为根据级联非线性系统原理, 若被调制的激光是非混沌的, 而调制系统是混沌的, 则作为复合系统输出信号的调制后的激光必是混沌的。因此, 可以有多种吸引子类型的混沌激光。下面仅以 Lorentz 类型的混沌激光为例进行讨论。在非本征光电导的动力学方程中, 混沌激光体现在 \mathcal{Y} 是混沌的。将 Lorentz 方程

$$\begin{cases} \frac{dx}{d\tau} = \sigma(y - x) \\ \frac{dy}{d\tau} = x(r - z) - y \\ \frac{dz}{d\tau} = xy - bz \end{cases} \quad (8)$$

(取 $\sigma = 16, b = 4, r = 45.92$) 与非本征光电导动力学方程(1)式、(7)式联立起来, 即为激光-光电探测器复合系统的动力学方程。由级联非线性系统原理, 非本征光电导的 Lyapunov 指数可以直接从其动力学方程求得, 也可通过求得复合系统的 Lyapunov 指数集作为全集, 然后通过取已知的混沌激光的 Lyapunov 指数集的补集来得到, 具体的求解都得依靠“由微分方程计算 Lyapunov 指数”的计算程序。

方程(8)中的各变量均是无量纲的,其中 x 表示电场, τ 表示时间。在与方程(1), (7) 耦合时, 须将它们转换成有量纲的物理量。于是, 令

$$Y = c_1 Y_0 x^2 \tag{9}$$

$$t = \frac{\tau}{c_2 \omega} \tag{10}$$

Y_0 即为前面给出 Y , c_1 为调节光强的系数, 其单位是 s^{-1} , c_2 为调节混沌激光平均周期的系数, ω 是非本征光电导振子系统的本征振荡频率。对于混沌的时间序列来说, 它既没有确定的幅度, 也没有确定的周期。因而, 在表征混沌激光的强度和平均振荡周期时, 对于确定的吸引子类型、确定的动力学方程来说 c_1, c_2 是唯一的。

表 1 不同的 c_1 所对应的最大 Lyapunov 指数

Table 1 Maximum Lyapunov exponents for various parameter c_1

| c_1 | the max. Lyapunov exponent | c_1 | the max. Lyapunov exponent |
|-------|----------------------------|-------|----------------------------|
| 0.001 | 1.19×10^{-2} | 1.0 | 1.75×10^{-2} |
| 0.01 | 7.26×10^{-2} | 5.0 | 1.28×10^{-3} |
| 0.05 | 0.188 | 100 | 1.68×10^{-3} |
| 0.1 | 0.463 | 1000 | 3.19×10^{-5} |
| 0.5 | 3.22×10^{-2} | 5000 | 6.24×10^{-7} |

通过计算, 对于 c_1 的不同取值, 所得非本征光电导的最大 Lyapunov 指数均大于 0 (部分结果示于表 1)。最大 Lyapunov 指数并不随 c_1 单调地增加或减小, 但就总的趋势来看, 随着 c_1 的增加最大 Lyapunov 指数趋于减小; 对于 c_2 的不同取值, 最大 Lyapunov 指数亦大于 0 (见表 2)。在 $c_2 = 2.0$ 左右最大 Lyapunov 指数出现一个峰值, 在 $c_2 < 2.0$ 时最大 Lyapunov 指数随 c_2 减小而减小, 在 $c_2 > 3.0$ 时最大 Lyapunov 指数随 c_2 增加而增加。

表 2 不同的 c_2 所对应的最大 Lyapunov 指数

Table 2 Maximum Lyapunov exponents for various parameter c_2

| c_2 | the max. Lyapunov exponent | c_2 | the max. Lyapunov exponent |
|-------|----------------------------|-------|----------------------------|
| 0.08 | 0.0372 | 3.0 | 0.351 |
| 0.1 | 0.0413 | 4.0 | 0.496 |
| 0.5 | 0.172 | 5.0 | 0.567 |
| 0.8 | 0.382 | 8.0 | 0.662 |
| 1.0 | 0.463 | 15 | 0.95 |
| 2.0 | 0.519 | 30 | 0.965 |

需要说明的是, 由于计算所需的 c_1, c_2 参数范围比较大, 且针对每一个参数的计算量也特别大, 因而计算所取的参数点的密度很有限, 未能作出曲线图, 只好以数据表列出部分结果。此外, 由于计算求解 Lyapunov 指数的收敛速度特别慢, 上两表各结果中均包含有一定的截断误差。

3 讨论与结论

截断误差对那些数值较大的结果不会带来质的影响, 但对于那些数值特别小的结果来说情况却不一样, 那些略大于 0 的结果的真实值未必大于 0。其实, 就实际问题而言, 最大 Lyapunov 指数是否绝对大于 0 并不是很重要的, 关键的, 人们往往关心的是 Lyapunov 指数的大小和所考虑的系统的时间标度。Lyapunov 指数是时间 t 的平均结果, 仅仅最大 Lyapunov 指数大于 0 只意味着系统的长期不可预测性。当然, 对于实际的物理系统来说, 这个长期不意味着绝对的无穷, 而只是相对一定的时间标度而言的。这个时间标度的参照点就是其最大 Lyapunov 指数的大小。大气系统就是一个很好的例子, Lorentz 发现了大气的动力学性态是混沌的, 其著名的“蝴蝶效应”很好地说明了长期天气预报是不可能的。但近期天气预报却是可行的, 并且随着技术的进步其准确性越来越高。在这里, 定义“长期”和“近期”的参照点就是大气系统的最大 Lyapunov 指数。假设当 $\lambda t > \alpha$ 时 (λ 为最大 Lyapunov 指数), 由初始微扰的 $e^{\lambda t}$ 倍增长造成的系统误差使系统“面目全非”, 不可接受, 则预报时间大于 α/λ 的天气预报是不可信的; 但若人们考虑的是时间远小于 α/λ 的情形, 则天气预报是可信的, 且时间越短, 准确度、可靠性越高。显然, 这种时间标度与系统的最大 Lyapunov 指数是成反比的。

同理, 对于激光与光电探测系统的作用来说, 其作用时间往往是一定的, 只有当系统的最大 Lyapunov 指数达到一定大小时光电探测系统才失效。假设初始微扰增长 α 倍时 (α 往往取决于系统的性能和参数) 光电探

测系统不能正常工作, 激光对它的作用时间为 t_0 , 则只有当 $\lambda t_0 > \ln \alpha$ 时光电探测系统才失效。由此可见: 激光使光电探测系统出现混沌并不见得就能使它真正失效, 只有当其最大 Lyapunov 指数达到一定的大小, 光电探测系统才失效, 且这个大小的尺度取决于作用时间和系统的性能。

因此, 本文可以得出结论: 混沌激光能使非本征光电导出现混沌现象, 但是这并不意味着它的失效。只有当混沌(最大 Lyapunov 指数)达到一定程度, 非本征光电导的探测结果才失去可靠性和可信度。

参考文献:

- [1] Teitsworth S W. The physics of space charge instabilities and temporal chaos in extrinsic photoconductors[J]. *Applied Physics A*, 1989, **A48**: 127—136
- [2] Teitsworth S W, Westervelt R M, Itallier E E. Nonlinear oscillation and chaos in electrical breakdown in Ge[J]. *Physical Review Letters*, 1983, **51**(9): 825—828
- [3] Teitsworth S W, Westervelt R M. Subharmonic and chaotic response of periodically driven extrinsic Ge photoconductors[J]. *Physical Review Letters*, 1986, **56**(9): 516—519
- [4] Huebener R P, Peinke J, Parisi J. Experimental progress in the nonlinear behavior of semiconductors[J]. *Applied Physics*, **A48**: 1989, 107—110
- [5] 姜宗福. 激光引起半导体红外光电探测器失效的一种新机制[J]. 中国激光, 1996, **A23**(3): 229—233 (Jiang Z F. A new mechanism of semiconductor infrared photoelectric detector disabled arose by laser. *Journal of Chinese Laser*, 1996, **A23**(3): 229—233)
- [6] 方锦清. 激光及其高阶级联系统中的超混沌同步与控制[J]. 强激光与粒子束, 1996, **8**(1): 138—146 (Fang J Q. Synchronization and controlling hyperchaos in laser and its cascading dynamical systems. *High power laser and particle beams* 1996, **8**(1): 138—146)
- [7] Pecora L M, Carroll L. Driving systems with chaotic signals[J]. *Physical Review A*, 1991, **44**(4): 2374—2383
- [8] 曾雄文. 半导体光电探测器的混沌干扰机制研究[D]. 长沙: 国防科技大学研究生院, 1999, 7—8, 15—17. (Zeng X W. The chaos disturbance mechanism research of semiconductor photoelectric detector. Changsha: National University of Defense Technology, 1999, 7—8, 15—17)
- [9] Parker T S, Chua L O. Practical Numerical Algorithms for Chaotic Systems[M]. Springer-Verlag World and Publishing Corp, 1991. 72—84
- [10] Wolf A, Swift J B, Swinney H L, et al. Determining Lyapunov exponents from a time series[J]. *Physica D*, 1985, **16**: 285—317
- [11] Westervelt R M, Teitsworth S W. Nonlinear transient response of extrinsic Ge far-infrared photoconductors. *Journal of Applied Physics*, 1985, **57**(12): 5457—5469
- [12] 倪皖荪, 魏荣爵. 含二次非线性项受迫振动系统中的分岔混沌现象[J]. 物理学报, 1985, **34**(4): 503—511. (Ni W S, Wei R J. Bifurcation and chaos in forced vibration systems containing a square nonlinear term. *Acta physica sinica*, 1985, **34**(4): 503—511)
- [13] 张锁春. 现代振荡反应的数学理论和数值方法[M]. 郑州: 河南科学技术出版社, 1991. 301—315. (Zhang S C. Modern mathematical base and numerical method of oscillation reaction. Zhengzhou: Henan Science and Technology Press, 1991. 301—315)
- [14] Weiss C O, Vilaseca R, Dynamics of Lasers[M]. New York (U. S. A.): VCH Publisher Inc, 1991. 81—103

Chaos disturbance mechanism s research of extrinsic photoconductors under chaotic laser irradiation

ZENG Xiongwen¹, LU Qi-sheng², MA Li-qin², ZHAO Yi-jun²

(1. Institute of Semiconductors the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China;

2. Institute of Science, National University of Defence and Technology, Changsha 410073, China)

Abstract Based on the phenomenological theory of semiconductors and two-level model, according to the principle of cascading nonlinear system and analysis on the Lyapunov exponents of its dynamics equations, the chaos disturbance mechanism s of extrinsic photoconductors under chaotic laser irradiation are studied. The numerical results show that chaotic laser can generate chaos in the extrinsic photoconductors.

Key words extrinsic photoconductor; laser; chaos; cascading nonlinear system; Lyapunov exponent