

激光引起半导体红外光电探测器 失效的一种新机制

姜宗福

(国防科技大学应用物理系, 长沙 410073)

提要 应用半导体光电探测器中的非线性输运理论, 给出了激光与探测器相互作用的一般公式。数值计算结果表明, 在一定强度的激光作用下, 系统出现混沌过程, 这与 Teitsworth 曾在实验上观测到的现象一致。指出由于混沌过程在功率谱上表现为噪声背景, 此时探测得到的是噪声输出, 而使探测器对目标的探测失效。

关键词 半导体红外探测器, 非线性过程, 破坏机制

1 引 言

半导体红外光电探测器中的混沌过程, 是 Teitsworth 等人首先在 p -Ge 红外光电探测器中观察到的^[1]。之后, 人们从两方面对半导体光电探测器中的复杂的非线性现象进行了更深入的研究^[2~5]。一方面, 人们从半导体光电探测器的微观理论出发, 从理论上研究探测器中复杂的非线性现象的发生机制, 找出发生混沌区的工作区间, 为实现最佳光电探测提供参考数据。另一方面, 利用现代的半导体设备, 设计高精度实验装置, 通过实验来验证混沌理论预言的非线性现象。前一方面的工作对于探测器的应用是非常重要的, 因为混沌在功率谱上表现为噪声背景, 这种噪声与各种已知的噪声源(如热噪声等)不同, 它的等效温度可达 $10^5 \sim 10^7$ 数量级。描述探测器性能最重要的参数之一, 就是探测灵敏度, 而探测灵敏度与噪声等效功率之间有密切的关系。因此在实际应用中, 应尽量避免探测器中混沌现象的出现。另一方面我们可以利用探测器中的非线性输运特性, 人为地制造外部条件使探测器中产生混沌, 从而使探测器对目标的探测失效, 而达到对它的破坏目的。

本文将以 p -Ge 探测器为例, 讨论由于 Ge 中载流子的产生复合过程的非线性性, 在一定强度的激光照射下, 器件中产生复杂的混沌现象, 从而引起探测器失效的一种新的破坏机制。先就 Ge 探测器中的光生载流子产生复合过程的基础原理作简单介绍, 然后给出计算结果和讨论。

2 *p*-Ge 红外探测器的动力学方程

我们选择 *p*-Ge 探测器作为研究对象,是因为人们已经在实验中观察到了该器件中的复杂混沌现象^[1,2]。在 *p*-Ge 光电探测器中,入射光在探测器的受光部位产生空穴形成载流子,载流子输运引起光电流增益,其作用于外电路产生输出信号,实现光电探测。设 a 和 d 分别代表受主浓度和施主浓度, p 为光照射下产生的空穴浓度。对 *p* 型 Ge,有 $a \gg d$ 成立。一般情况下热激发的空穴浓度比较小,因此热激发到导带上的电子浓度可忽略。在热平衡条件下,电离受主浓度 a_+ 和中性受主浓度 a_0 可近似为 $a_+ = d$ 和 $a_0 = a - d$ 。在红外辐射和外加偏置作用下,描述 *p*-Ge 红外探测器中的空穴浓度和内部电场的动力学方程为^[2]

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dt} &= \beta a_0 + p(ka_0 - \gamma a_+) \\ \frac{dE}{dt} &= \frac{1}{\epsilon}(J_{ext} - pev_d) \end{aligned} \quad (1)$$

上式中 βa_0 是空穴的热激活和红外辐射而致的产生率, β 是正比于光通量的产生系数; γa_+ 是空穴复合率, kpa_0 是空穴碰撞电离产生率。在电中性条件下有 $a_+ = d + p$ 和 $a_0 = a - d - p$ 成立。方程(1)中第二式表述的是安培定律,其中 $\epsilon(dE/dt)$ 表示位移电流, pev_d 表示传导电流, J_{ext} 表示总电流。实验和理论分析证实(1)式中的迁移率 v_d ,碰撞电离系数 k 和复合系数 γ 与电场 E 有如下关系^[6,7]

$$\begin{cases} v_d = v_s(2/\pi) \operatorname{tg}^{-1}[(\pi/2)\mu E/v_s] \\ k = k_0 \frac{1/2mv_d^2 B}{[1 + (1/2)mv_d^2/B]} \cdot \frac{1}{1 + \exp\{[B - (1/2)mv_d^2]/R_u T_k\}} \\ \gamma = \gamma_0 [(3/2)k_B T/u]^{3/2} \end{cases} \quad (2)$$

其中 T_k 和 u 满足如下关系

$$\begin{cases} (3/2)k_B T_k = (3/2)k_B T + \eta(1/2)m_s v_d^2 \\ u = (3/2)k_B T + (\eta + 1)(1/2)m_s v_d^2 \end{cases} \quad (3)$$

(2)和(3)式中各参数的意义和大小如表 1 所示。

Table 1 The physical parameters of a *p*-Ge infrared photoconductor

Acceptor concentration	$\alpha = 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$	Donor concentration	$d = 1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$
Hole effective mass	$m_s = 0.35m_0$	Dielectric constant	$\epsilon = 16$
Temperature	$T = 274.5 \text{ K}$	Generation coefficient	$\beta = 1 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1}$
Hole drift velocity	$\mu = 1 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$	Saturation velocity	$v_s = 1 \times 10^7 \text{ cm/s}$
Thermal carrier diffusion coefficient	$\eta = 1$	Capture coefficient	$\gamma_0 = 3 \times 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{s}$
Ionization coefficient	$\kappa_0 = 6 \times 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{s}$	Impurity ionization energy	$B = 10 \text{ meV}$

当有激光作用在探测器上时,激光的作用可等效为电磁波作用。为了计算方便,我们将激光的作用等效为如下形式的电场

$$E_{ext} = E_0 \cos(2\pi\nu t) \quad (4)$$

其中 ν 为激光的频率, E_0 为与光强对应的电场的振幅。在方程(1)第二式中的电场应包含作用在探测器受光面上的激光的等效外电场 E_{ext} ,将(4)式代入(1)式,并将 E_{ext} 从 E 中分离出来,(1)式可写为

$$\frac{dp}{dt} = \beta a_0 + p(ka_0 - \gamma a_0) \quad (5)$$

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{\epsilon} [J_{ext} + 2\pi\nu\epsilon E_0 \sin(2\pi\nu t) - p\nu a_0]$$

上式中 J_{ext} 是与偏置电压对应的电流密度, 它由实验值确定。 E_0 和 ν 由激光功率和波长确定, 对不同的激光入射功率, 根据玻印廷电磁场能流公式 $s = \sqrt{\epsilon/\mu} E^2$, 可估算出对应的 E_0 值, 通过 (5) 式改变 E_0 可计算出探测器输出波形, 从而给出不同激光功率对探测器的影响。

3 计算结果和讨论

我们首先采用线性稳定性理论分析了当 $E_0 = 0$ 时, (5) 式的定态解的稳定性情况。通过计算表明其定态解是稳定的, 这个结果与实验结果^[2]一致。

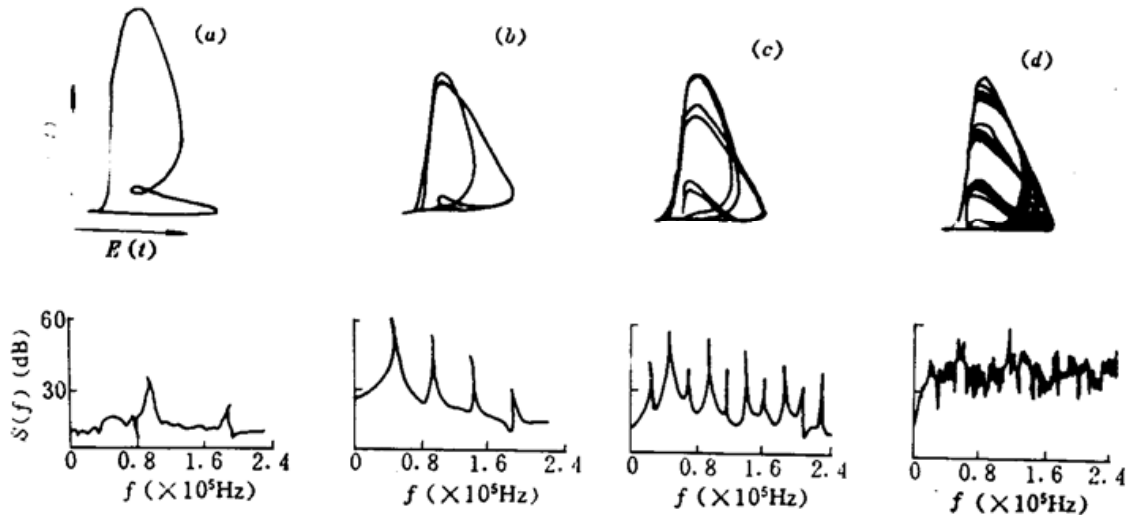


Fig. 1 The first row is the phase diagram of $p(t)$ vs $E(t)$, and the second row is the corresponding power spectra $S(f)$ for 4 different amplitudes E_0

(a) 0.03; (b) 0.07; (c) 0.09; (d) 0.12 V/cm

当电场强度 E_0 从 0 增加时, 对应于激光功率从 0 开始增加, 对方程 (5) 的动态解进行了数值计算。计算结果表明, 当 E_0 的取值在 $0 \sim 0.05$ V/cm 区间 (对应激光功率为 $0 \sim 44.5$ W/cm²) 时, 系统是周期为 T_0 的振荡输出; 当 E_0 增大, 其值在 $0.055 \sim 0.08$ V/cm 区间 (对应激光功率为 $49.0 \sim 71.2$ W/cm²) 时, 系统出现二倍周期输出, 当 E_0 继续增大; 相继出现四倍, $\dots, 2 \cdot T_0, \dots$ 等等倍周期分叉, 直至出现混沌, 如图 1 所示。图 1 中的上一排是 $p(t)$ 与 $E(t)$ 的相图, 下一排是对应的功率谱图, 这里只给出了一倍、二倍、四倍周期分叉和混沌输出结果。这些结果与 Teitsworth 等在实验中观察到的现象一致, 如图 2 所示^[1]。当 E_0 的取值在 $0.11 \sim 0.4$ V/cm 区间 (对应激光功率为 $97.9 \sim 356.0$ W/cm²) 时, 计算结果表现出复杂的非线性现象, 其中包括周期窗口结构, 阵发性混沌和混沌区岛屿等等。

由图 1(d) 可看出, 混沌过程在功率谱上表现为噪声背景, 这种噪声有别于热产生的噪声。热噪声是由于随机过程产生的。混沌过程产生的噪声是由于系统的本身的非线性引起的。从 (5) 式可知, 它是完全确定的微分方程组, 它并不包含有随机项。由于 p -Ge 中空穴的产生复合过程随电场是非线性变化的, 当在一定功率激光作用下, 系统会出现混沌输出, 如图 1(d) 所

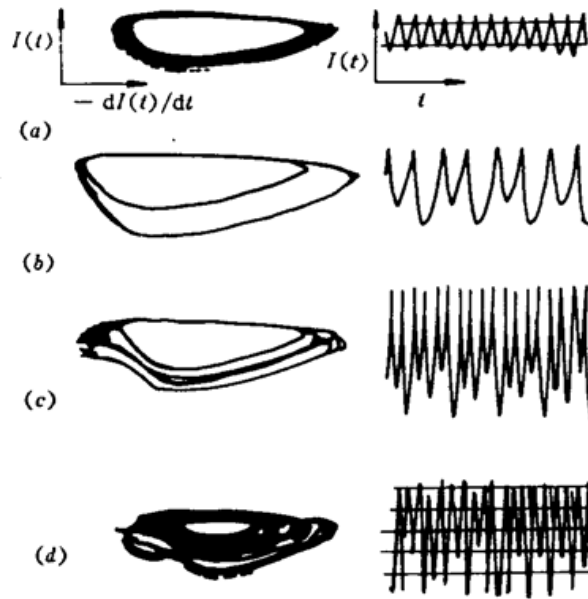


Fig. 2 Oscillatory current $I(t)$ and phase diagram $I(t)$ vs $dI(t)/dt$ for a Ge sample with increasing the applied voltage V from (a) to (d)
(a) 1 nA, 2 ms; (b) 5 nA, 2 ms; (c) 5 nA, 5 ms; (d) 10 nA, 5 ms (after Ref. [7])

示。在这种情况下探测器对目标的探测将失效。由此可见,尽管入射激光的功率不太大(低于达到对器件结构的破坏阈值),但由于一定强度的激光照射,可引起探测器出现混沌过程。从这个角度看,激光对探测器同样起到了破坏效果。

4 结 论

以上我们以 p -Ge 半导体红外探测器为例,对它的空穴载流子的产生复合过程作了简单的介绍,给出了描述空穴浓度和内部电场变化的动力学方程。在有激光照射的条件下,我们对动力学方程进行了数值计算。计算结果表明:在一定功率的激光作用下,系统出现复杂的混沌过程。由于混沌现象在其功率谱上显示出强的噪声背景〔如图 1(d) 所示〕,这时探测器对目标的探测将会失效,从而达到对探测器的破坏目的。从上面的计算结果可以看到,与出现混沌过程对应的激光功率并不太高,与引起探测器结构破坏所要求的功率相比,它要低得多。通过上述计算和讨论可知,激光对红外探测器的破坏,不仅存在高功率激光对其结构的破坏,而且还存在着一种较低功率激光对探测器的破坏机制,在这种机制中,激光与探测器相互作用,由于探测器中载流子产生复合过程的非线性特性,而产生混沌过程,致使探测器失效。对这种现象的研究,将有利于人们较全面地认识激光对红外光电探测器的破坏机制。

参 考 文 献

- 1 S. W. Teitsworth, R. M. Westervelt, E. E. Italler. Nonlinear oscillation and chaos in electrical breakdown in Ge. *Phys. Rev. Lett.*, 1983, 51: 825
- 2 E. G. Gwinm, R. M. Westervelt. Frequency locking, quasiperiodicity, and chaos in extrinsic Ge. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, 57: 1060
Scaling structure of attractors at the transition from quasitodicity to chaos in electronic transport in Ge. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 59: 157
- 3 L. L. Bonilla. Theory of solitary and spontaneous current instabilities in dc voltage biased extrinsic semiconductors.

Physica D., 1992, 55 : 182

- 4 Zongfu Jiang, Benkun Ma. Period doubling and chaos in the Gunn effect. *Phys. Rev.*, 1991, B44 : 11072
Quasiperiodicity and chaos in the Gunn effect. *Appl. Phys. A*, 1991, 52 : 10
- 5 Zongfu Jiang. Space-charge dipole domains dynamics theory of frequency locking , quasiperiodicity, and chaos in extrinsic Ge. *J. Appl. Phys.*, 1994, 76 : 4159
- 6 A. Rose. Concepts in Photoconductivity and Applied Problems. Krjejer, Melbourne, FL. 1978. 206
- 7 R. W. Westervelt, R. M. Teitsworth. Nonlinear transient response of extrinsic Ge far-infrared photoconductors. *J. Appl. Phys.*, 1985, 20 : 57,5457

A New Mechanism of Laser-induced Photoconductor Deactivation

Jiang Zhongfu

(*Department of Applied Physics, National University of Defence Technology, Changsha 410073*)

Abstract A simple model describing carriers dynamics in photoconductors via a nonlinear transport theory of semiconductor is proposed. Numerical calculation results are presented, exhibiting a chaotic behavior which approaches Teitsworth's experimental results. It is indicated that the chaotic broadband noise in the power spectra of the photoconductor output would make the photoconductor deactivated.

Key words infrared photoconductor, nonlinear phenomenon, deactivation mechanism