

# 光导开关工作模式与偏置电压的关系\*

龚仁喜<sup>1,2</sup> 张义门<sup>1</sup> 石顺祥<sup>1</sup> 张同意<sup>1</sup> 张玉明<sup>1</sup>

(1 西安电子科技大学微电子研究所, 西安 710071)

(2 广西大学电气工程学院, 南宁 530004)

**摘要:** 通过建立半绝缘 GaAs 光导开关 (PCSS's) 的瞬态二维模型, 获得了不同偏置条件下器件内电场、电流密度等电参量的空间分布及器件中最大电场和输出电流随时间的变化关系。所获得的主要特性与实验观察到的现象和变化规律相符: 当偏置电压较低时, 器件工作于线性模式; 当偏置电压达到某一数值后, 通过器件的电流呈现出非线性的传导特性。并阐述了器件的工作模式与偏置电压的关系, 解释了不同偏置电压下呈现不同工作模式的主要原因及物理本质。

**关键词:** 光导开关 (PCSS's); 工作模式; 非线性特性; 偏置电压; 关系

**PACC:** 7220H      **EEACC:** 4250

中图分类号: TN 29

文献标识码: A

文章编号: 0253-4177(2001)09-1165-06

## 1 引言

由于半导体光导开关(PCSS's)具有极其优良的光学和电学特性, 近年来, 受到人们广泛的关注<sup>[1-3]</sup>。实验表明, 在入射光能(必须大于某一特定值)和光导材料特性参数等条件一定的情况下, 用 GaAs 或 InP 材料制备的光导开关在不同的工作电压下可以呈现出两种截然不同的工作模式, 即线性工作模式和非线性工作模式。当偏置电压(偏置电场)低于某一值(阈值)时, 器件工作于线性模式, 其传导过程主要由光生载流子决定。当工作电压高于这个阈值时, 则其传导过程呈现出非线性特性<sup>[4]</sup>, 即非线性模式。这时器件的导通不是主要依赖于光生载流子, 而是取决于一个类似“雪崩”的载流子倍增过程; 若外电路能提供足够的能量, 即使光脉冲熄灭, 开关仍然能维持导通; 开关的导通与光触发之间存在明显的延迟, 且偏压越高, 延迟时间越短, 器件“雪崩”过程越快。对非故意掺杂的半绝缘 GaAs 光导开关的大量实验表明, 这个偏置电场阈值约为几十 kV/cm (典型值为 40kV/cm<sup>[4,5]</sup>), 它比本征 GaAs 材料的雪崩电离临界电场值(约 350—

400kV/cm)低近一个数量级。线性模式的工作机理是很容易理解的, 但非线性模式的机理尚不清楚。迄今为止, 尚未见到从理论上研究偏置电压与这种器件工作模式的关系的报道。然而, 研究这种关系, 对于揭示偏置电压(电场)阈值的物理本质, 搞清非线性工作模式的工作机制是极其重要的。为此, 在固定入射光子通量为  $1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , 器件中所含的 EL<sub>2</sub> 深能级缺陷为  $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  的特定条件下, 研究了两种工作模式(重点是非线性模式)与偏置电压的关系, 考察了不同工作电压下, 通过器件的电流随时间的变化关系。结果发现当所加的偏置电压使器件内的平均初始电场达到约 20kV/cm 时, 器件呈现出非线性特性; 当低于这个值时, 工作于线性模式, 与有关文献报道的基本相符。

## 2 器件模型

所建立的模型是基于漂移-扩散理论的瞬态二维模型。显然, 光的作用是首先要考虑的因素之一, 反映光的作用用光的产生率  $G_{\text{opt}}$  表示; 其次非线性特性只在偏置电场高于某一阈值后才能观察到, 可见这种非线性特性是一种高场效应, 因此, 应考虑碰

\* 国家自然科学基金资助项目(批准号: 69781002)。

2000-11-10 收到, 2001-02-27 定稿

©2001 中国电子学会

撞电离的作用,其作用用碰撞电离产生率  $G_{\text{imp}}$  表示;迄今为止,只在 GaAs 和 InP 等 III-V 族直接带隙化合物半导体光导开关中观察到了这种非线性特性,表明它可能与材料的能带结构和某种输运特性有关,因此,我们考虑电子漂移速度的负微分迁移率效应和辐射复合的影响;另外,已经证明,非故意掺杂 GaAs 材料含有一种称之为 EL<sub>2</sub> 的固有深能级缺陷,通常充当电子陷阱的作用<sup>[6]</sup>,在模型中考虑了它的影响.此外,还考虑了位移电流、SRH 复合等,由此得到的描述光导开关动态响应的模型方程可表示为:

## 2.1 载流子连续性方程

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_{\text{opt}} + G_{\text{imp}} - (r_n + R_{\text{opt}} + R_{\text{srh}}) + \frac{1}{q} \nabla \cdot J_n \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_{\text{opt}} + G_{\text{imp}} - (r_p + R_{\text{opt}} + R_{\text{srh}}) - \frac{1}{q} \nabla \cdot J_p \quad (2)$$

## 2.2 电流密度方程

$$J_n = q\mu_n n E + qD_n \nabla n, D_n = \frac{kT}{q} \mu_n \quad (3)$$

$$J_p = q\mu_p p E - qD_p \nabla p, D_p = \frac{kT}{q} \mu_p \quad (4)$$

$$J_T = J_n + J_p + \epsilon \frac{\partial E}{\partial t}, E = -\nabla \psi \quad (5)$$

## 2.3 泊松方程

$$\nabla^2 \psi = -\frac{q}{\epsilon} (p - n + N_T^+) \quad (6)$$

## 2.4 陷阱动力学方程

$$\frac{\partial N_T^+}{\partial t} = r_p - r_n \quad (7)$$

## 2.5 外电路约束方程

$$V_{sw} = V_s - J_T A R_t, A = W_c L_c \quad (8)$$

上述各方程所用到的符号的意义如下: $J_T$  为总电流密度; $n, p, J_n, J_p$  分别为电子和空穴浓度、电流密度; $G_{\text{opt}}, G_{\text{imp}}$  分别为光产生率和碰撞电离产生率; $D_n, D_p, \mu_n, \mu_p$  分别为电子和空穴的扩散系数和迁移率; $R_{\text{opt}}, R_{\text{srh}}$  分别为辐射复合和 SRH 复合率; $r_n$  和  $r_p$  分别为 EL<sub>2</sub> 深能级陷阱对电子和空穴的俘获率; $E$

为电场强度; $\psi$  为电位; $N_T^+$  为已电离的 EL<sub>2</sub> 施主浓度,它们都是空间坐标  $x, y$  和时间  $t$  的函数; $q, k, T, \epsilon$  分别为电子电量、玻尔兹曼常数、绝对温度和介电常数.在选择迁移率  $\mu_n, \mu_p$  模型时,考虑了电子漂移速度的负微分迁移率效应,采用了文献[6]的迁移率公式:

$$\mu_n = \frac{\mu_{n0} + \frac{v_{sn}}{E} (\frac{E}{E_{cr}})^4}{1 + (\frac{E}{E_{cr}})^4}, \mu_p = \frac{\mu_{p0}}{1 + \frac{\mu_{p0} E}{v_{sp}}} \quad (9)$$

其中  $\mu_{n0}, \mu_{p0}$  分别为电子和空穴的低场迁移率, $\mu_{n0} = 8500 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s}), \mu_{p0} = 400 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ ;  $v_{sn}, v_{sp}$  分别为电子和空穴的饱和速度, $v_{sn} = 6.5 \times 10^6 \text{ cm/s}, v_{sp} = 7.7 \times 10^6 \text{ cm/s}$ ;  $E_{cr}$  为耿氏阈值电场, $E_{cr} = 4000 \text{ V/cm}$ .

本文所采用的器件结构为: 器件长度  $L = 150 \mu\text{m}$ , 宽度  $W = 1 \text{ mm}$ , 厚度  $D = 15 \mu\text{m}$ ; 电极制作在器件上表面的左右两侧,与体材料形成欧姆接触,长度  $L_c = 15 \mu\text{m}$ , 宽度  $W_c = W = 1 \text{ mm}$ , 开关缝隙长度  $L_s = 120 \mu\text{m}$ . 并设光脉冲均匀地照射在开关缝隙上,其波长  $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$ , 脉宽  $T_w = 40 \text{ ps}$ , 脉冲作用的起始时间  $T_0 = 1 \text{ ns}$ .

## 3 模拟结果

上述模型是一个多变量高度非线性的偏微分方程组.由于器件工作在高电压、大电流下,因此变量之间的相互耦合很强,同时每个变量都是位置坐标  $x$  和  $y$  及时间  $t$  的函数,器件的尺寸也比较大.因此方程经离散后将是一个十分庞大的系统,对计算机资源有比较高的要求,同时方程的收敛性和收敛速度都是一个严峻的问题.鉴于此,我们使用了 SUN 工作站,并借助二维器件模拟器 MEDICI 进行了求解.获得了器件在不同时刻的电场、电流密度等分布和器件内最大电场和输出电流随时间的变化关系.

### 3.1 不同偏置电压下光导开关输出电流随时间的变化关系

图 1 示出了偏置电压从 200V 到 960V(相应的暗态平均电场约为 17kV/cm 到 80kV/cm)时计算得到的输出电流波形.图 2 给出了开关缝隙长为 1mm,在光强为  $E_s = 10.5 \mu\text{J}$ , 偏置电压为  $V_s = 2400 \text{ V}$  和  $3200 \text{ V}$ (相应的暗态平均电场分别为

24kV/cm 和 32kV/cm) 作用下的实验电流波形。可以看出两者波形相符较好。同时还可以看出, 当偏置电压低于 200V 时, 光导开关的输出只能看到一个脉冲, 因此开关工作于线性模式。当偏置电压大于 240V(相应的暗态平均电场大约为 20kV/cm) 时, 器件在输出一个脉冲后, 经过一定时间的延迟, 电流迅速增大到某一个值, 随后, 基本稳定在这个值上, 表明光导开关进入了非线性工作模式。延迟时间的长短和“稳定值”的大小都与偏置电压的大小有关。偏置电压越高, 延迟时间就越短, 最终的稳定值也越大。可见在这种工作条件下, 器件出现非线性特性的偏置电场阈值约在 17—20kV/cm 之间。

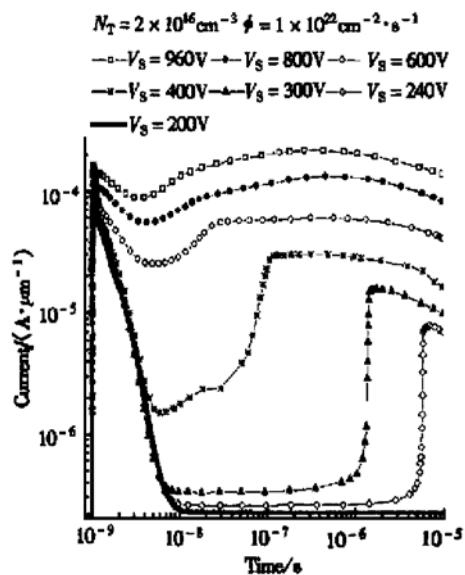


图 1 不同偏置电压下计算得到的输出电流随时间的变化关系

FIG. 1 Output Current vs Time Under Different Bias Voltages

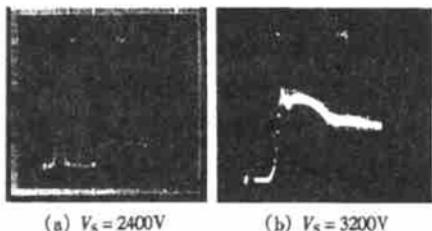


图 2 实验输出电流波形图 (a)  $V_s = 2400 \text{ V}$ ; (b)  $V_s = 3200 \text{ V}$

FIG. 2 Measured Output Current Waveforms  
(a)  $V_s = 2400 \text{ V}$ ; (b)  $V_s = 3200 \text{ V}$

### 3.2 不同偏置电压下光导开关中最大电场随时间的变化关系

图 3 示出了不同偏置电压下器件内最大的电场(出现在阳极附近)随时间的变化关系。可以看出, 在光脉冲熄灭后, 它随时间是在不断增大的。当偏置电压大于 240V(大于阈值)时, 其强度可达 500kV/cm 以上, 但当偏置电压为 200V(小于阈值)时, 其强度只有约 230kV/cm。同时还可以看到, 它也有一个与图 1 中的电流迅速上升相对应的迅速增长过程。

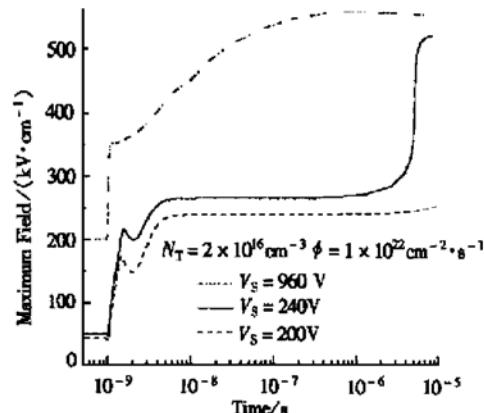


图 3 不同偏置电压下光导开关中的最大电场随时间的变化关系

FIG. 3 Maximum Electric Fields vs Time Under Different Bias Voltages

### 3.3 不同偏置电压下光导开关中的电场在不同时刻分布的比较

图 4 和图 5 分别示出了给开关施加不同偏置电

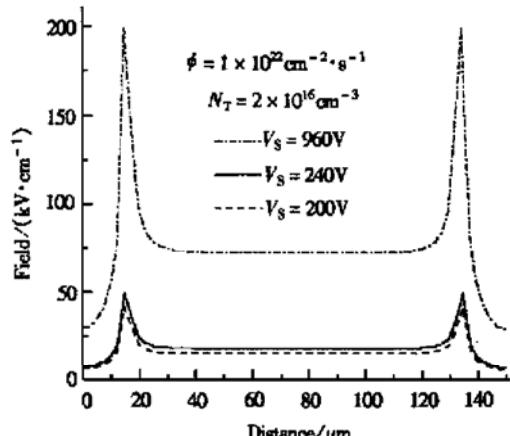


图 4 光照前不同偏置电压下的  $x$  方向电场分布

FIG. 4 Electric Field Profiles in  $x$ -Direction Under Different Bias Voltages Before Illumination

压时, 光照前及光照  $10\mu s$  后  $x$  方向的电场分布情况。可以看出, 没加光以前, 除两电极附近电场的分布不均匀外, 其它各处相对来说都比较均匀, 而且也比较对称。但光照后的情况却大不相同, 开关中的电场分布变得很不均匀, 明显可以看出光照  $10\mu s$  后阳极附近的电场比光照前增大了好几倍, 而阴极处的电场反而比无光照时小。当偏置电压大于  $240V$  时, 阳极附近的电场的最大值达  $500kV/cm$  以上, 而当偏置电压为  $200V$  时, 阳极附近的最大电场只有约  $230kV/cm$ 。

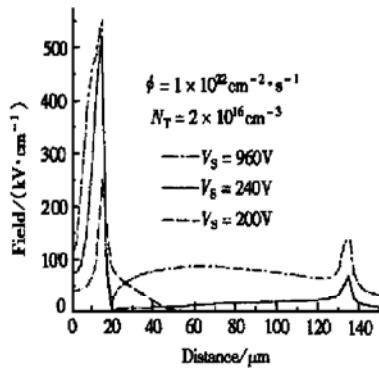


图 5 光照  $10\mu s$  后不同偏置电压下  $x$  方向的电场分布

FIG. 5 Electric Field Profiles in  $x$ -Direction Under Different Bias Voltages After Illumination for  $10\mu s$

### 3.4 光触发 $10 s$ 后不同偏置电压下光导开关总电流密度分布的比较

图 6 示出了不同偏置电压下 GaAs 光导开关总电流密度在光照  $10\mu s$  后的分布情况。可以看出, 当

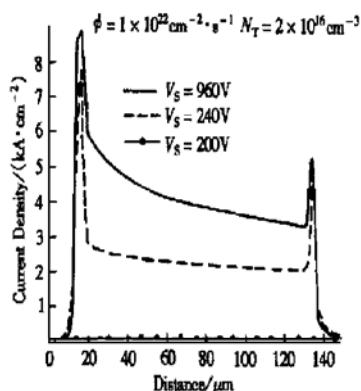


图 6 光照  $10\mu s$  后不同偏置电压下  $x$  方向的总电流密度分布

FIG. 6 Total Current Density Profiles in  $x$ -Direction Under Different Bias Voltages After Illumination  $10\mu s$

偏置电压为  $200V$  时, 总电流密度几乎为 0; 但当偏置电压大于  $240V$  时, 总电流密度达几  $kA/cm^2$ , 并且, 偏置电压越大, 电流密度也越大。

## 4 结果分析

可以看出, 上面的计算结果和实验观察到的主要现象是基本吻合的。就器件的工作状态而言, 存在确定的偏置电压阈值, 当外加偏置电压小于该阈值时, 器件工作在线性模式, 而当其大于这个阈值时, 则工作在非线性模式。我们知道, 当用一定波长的光照射半导体的时候, 将在极短的时间内, 在材料体内产生大量的电子空穴对, 使材料的电阻率骤然下降, 半导体由阻断态转化为传导态。但当光撤去后, 由于载流子的复合, 半导体又将很快恢复到原来的阻断状态, 其恢复的快慢主要取决于半导体材料的寿命。对于一般非故意掺杂的 GaAs 来说, 其寿命约在几百 ps 到十几 ns 之间。因此如果给半导体加以电场, 同时施加一个很窄的光脉冲, 就可以得到一个上升沿很陡宽度很窄的电脉冲。这正是光导开关线性工作模式的工作机理和主要用途之一。显然, 这个窄脉冲的获得是以没有新的载流子产生为前提的。假如有一种新的载流子产生源, 能够补偿甚至超过因复合而减少的载流子, 那么半导体将处于持续传导的状态, 也就得不到窄脉冲了。由此可见非线性特性的出现必定意味着出现了新的载流子产生和输运机制。其中引起这种机制的一个非常重要的因素就是偏置电压(偏置电场)的大小。原因分析如下: 如上所述, GaAs 材料中含有一种称之为  $EL_2$  的缺陷, 它主要充当电子陷阱的作用, 且其浓度很高(一般为  $1 \times 10^{16}$ — $2 \times 10^{16} cm^{-3}$ <sup>[7]</sup>)。同时电子在 GaAs 中的输运要受到具有负微分迁移率特性的特殊速度-电场关系的制约。当器件受到光照后, 产生的光生电子大部分为其所俘获, 另一小部分则通过其它复合机构与光生空穴复合而成对消失。这样就造成了两种过剩载流子衰减速率上的差异, 而这种差异又会反过来影响电场、电位、电流密度等, 造成这些量空间分布的变化。电场分布的变化必定引起载流子漂移速度的变化。由 GaAs 的速度-电场关系可知, 当电场大于耿氏阈值场时, 电场强度越强的区域, 电子的漂移速度反而越低。由于器件的制造工艺决定了电极与半绝缘区连接处的初始电场比其它区域大(如图 4 所示), 因此在这些区域电子的运动速度相对来说要

慢一些,而空穴(没有负微分迁移率特性)的运动速度则要快一些。而阳极是电子的收集极,阴极的电子将朝阳极方向运动,这样就造成电子在阳极逐渐积累,在阴极则逐渐减少,引起阳极电场逐渐增强,阴极电场逐渐减弱,从而得到了如图5所示的电场分布和图3所示的最大电场的动态变化过程)。与此同时,随着电场的增强,陷落在EL<sub>2</sub>上的电子也逐渐被激发出来,并参与传导,当电场最终达到GaAs材料的雪崩临界电场时,这些电子获得足够大的能量,与晶格原子发生强烈的碰撞,导致大量的晶格原子电离,引起载流子雪崩倍增,电流迅速增大。因此,理论计算和实验观察到的电流上升过程实际上是一个局部载流子雪崩碰撞电离过程。而延迟时间则决定于电场达到雪崩阈值电场的快慢。但雪崩电场  $E_{av} = E_{ini} + \Delta E$  (其中  $E_{ini}$  为初始偏置电场,  $\Delta E$  为到达雪崩前电场的改变量)。 $\Delta E$  取决于电子净积累过程进行的快慢(因为载流子在积累的同时也在不断地复合),显然  $\Delta E$  也是  $E_{ini}$  的函数。 $E_{ini}$  越大,  $\Delta E$  改变越快,到达雪崩的时间就越短,即延迟时间越短。如果外加偏置电压很低,电子的净积累过程将很慢,到达雪崩的时间就很长,因此延迟时间也很长。当外加偏置电压低到一定程度(如使得偏置电场低于耿氏阈值电场时),电子的漂移速度脱离速度-电场关系的负微分迁移率区,这时就不能产生电子的积累,电场分布也基本保持不变,所以不可能产生新的载流子,器件只能工作在线性模式。因此,要使光导开关工作于非线性工作模式,外加的偏置电场必须大于一定的“阈值”(如图1所示)。可见,器件非线性工作模式所需的偏置电压(偏置电场)阈值实质上是能引起器件局部雪崩电离所外加的最小偏置电压(电场)值。当器件雪崩后,整个系统要消耗大量的能量,要维持开关的传导,所消耗掉的能量必须由这个偏置电源来补充。由此可见,偏置电压源在非线性工作模式中的作用是为雪崩建立起一定大小的初始电场和提供维持开关传导所需的能量。另外,图1(理论计算)和图2(实验)都表明,在其它条件不变的情况下,偏置电压越高,传导电流越大,输出功率越大。因此,要提高开关的功率容量,应首先考虑提高开关的工作电压。然而工作电压的提高受到开关耐压状况、表面飞弧和击穿等的限制,带来开关的寿命等问题。要解决这些问题,必须从器件的设计、结构和制造工艺及保护等方面精心考虑。

## 5 结论

根据上面的分析,偏置电压对光导开关的动态响应过程有很大的影响。当给器件施加不同的偏置电压时,可使器件进入两种传导机制全然不同的工作模式中。在其它条件一定的情况下,就这两种模式而言存在着确定的偏置电压阈值。当所加偏压大于阈值时,可最终引发载流子雪崩倍增,从而呈现出非线性特性。其主要的作用机制是由大于偏压阈值建立起来的初始电场,可以显著地改变器件内部电场、电位、载流子、电流密度等分布,使器件中某些区域的电场动态增强到雪崩临界值以上。当偏置电压低于阈值时这些参量的分布变化并不十分显著,不会导致新载流子的产生,只能工作于线性模式。

## 参考文献

- [1] SHI Wei, LIANG Zhen-xian and Feng Jun, Monte Carlo Simulation of High-Gain GaAs Photoconductive Semiconductor Switches, Journal of Xi'an Jiaotong University, 1998, 32(4): 1—3[ 施卫, 梁振宪, 冯军, Monte Carlo 方法在高倍增 GaAs 光电导开关模拟中的应用, 西安交通大学学报, 1998, 32(4): 1—3].
- [2] SHI Wei and LIANG Zhen-xian, Optically Activated Charge Domain Phenomena in High-Gain Ultra Fast High Voltage GaAs Photoconductive Switches, Chinese Journal of Semiconductors, 1999, 20(1): 53—57[ 施卫, 梁振宪, 高倍增高压超快 GaAs 光电导开关中的光激发畴现象, 半导体学报, 1999, 20(1): 53—57].
- [3] W. R. Buchwald, A. Balekdjian and J. Conrad, Fabrication and Design Issues of Bulk Photoconductive Switches used for Ultra-Wideband, High-Power Microwave Generation, in Dig. Tech. Papers, Proc. of IEEE 22th Pulsed Power Conference, 1997, 970—974.
- [4] G. M. Louebriel, M. W. O'Malley and F. J. Zutavern, Toward Pulsed Power Uses for Photoconductive Semiconductor Switches, Proc. of 6th IEEE Pulsed Power Conf., Arlington, VA, 1987, 145—148.
- [5] M. D. Pocha, R. L. Druce, M. J. Wilson and W. W. Hofer, Avalanche Photoconductive Switching, in Dig. Tech. Papers, Proc. of 7th IEEE Pulsed Power Conf., Monterey, CA, 1989, 866—868.
- [6] Kazushige Horio, Kazuhiro Asada and Hisayoshi Yanai, Two-Dimensional Simulation of GaAs MESFET with Deep Acceptors in Semi-Insulating Substrate, Solid-State Electronics, 1991, 34(4): 335—343.
- [7] Mosshe Eizenberg and Harold J. Hovel, Space-Charge-Limited Current Measurements in Semi-Insulating GaAs, J. Appl. Phys., 1991, 69(4): 2256—2263.

## Dependence of Operational Modes of PCSSs on Bias Voltage<sup>\*</sup>

GONG Ren-xi<sup>1,2</sup>, ZHANG Yi-men<sup>1</sup>, SHI Shun-xiang<sup>1</sup>, ZHANG Tong-yi<sup>1</sup> and ZHANG Yu-ming<sup>1</sup>

(1 Microelectronics Institute, Xidian University, Xi'an 710071, China)

(2 Electrical Engineering School, Guangxi University, Nanning 530004, China)

**Abstract:** The spatial distribution of the electric field and current density in Photoconductive Semiconductor Switches (PCSSs) are obtained by using 2-D transient modeling, as well as the time dependence of the maximum field and the current through the devices. The main characteristics obtained agree with the experimental observations. The devices operate in linear mode when a low bias voltage is applied to the devices; while nonlinear characteristics will occur if the bias voltages is higher than the given value. The relation between the operational modes and the bias voltage is demonstrated in detail. The causes and the physics of the existence of different modes under the different bias voltage are also explained.

**Key words:** Photoconductive Semiconductor Switches (PCSSs); operational mode; nonlinear characteristics; bias voltage; dependence

PACC: 7220H      EEACC: 4250

Article ID: 0253-4177(2001)09-1165-06

\* Project Supporated by National Natural Science Foundation of China Under Grant No. 69781002.

Received 10 November 2000, revised manuscript received 27 February 2001

© 2001 The Chinese Institute of Electronics