

注入光敏三极管的基本特性和分析

何民才 黄启俊 陈炳若 龙理
刘畅生 戴锋 池桂梅
(武汉大学物理系 武汉 430072)

摘要 本文介绍了注入光敏器件的物理基础、注入光敏三极管的基本结构和特性。通过与普通光敏三极管的比较,可以看出注入光敏器件的特征所在。最后,用我们提出的理论对注入光敏三极管的特性进行了合理的解释。

EEACC: 4250,7230C

1 引言

自从我们提出间接耦合光电探测概念^[1]以来,已研制出多种具有特色的硅光敏器件^[2,3]。通过严格的实验研究,显示出间接耦合光电器件可以大大提高信噪比^[4]。本文将着重叙述注入光敏器件的物理基础,并通过注入光敏三极管与普通光敏三极管的比较,得出注入光敏器件的基本特征。最后,用我们提出的注入光敏器件理论,很好地解释了注入光敏三极管的输出特性。

2 注入光敏器件的物理基础

PN结光伏效应的基本公式是^[5]:

$$I_1 = I_{sc} - I_0(e^{qV/kT} - 1) \quad (1)$$

I_1 是 PN 结输出的光电信号电流, I_{sc} 为光生电流(也称短路电流), I_0 是 PN 结的反向饱和电流, V 为跨接在 PN 结上的电压(外加或光生电压), q 、 k 和 T 有如通常含义。

令 $I_1 = 0$, 即受光 PN 结开路, 于是有:

$$I_{sc} - I_0(e^{qV_{oc}/kT} - 1) = I_{sc} - I_i = 0 \quad (2)$$

V_{oc} 代表开路电压, I_i 表示流过结的注入电流, 它与光生电流大小相等方向相反。

我们知道, 光生电流 I_{sc} 和注入电流 I_i 皆由流过结势垒边界的两种少数载流子电流组成, 而每种少数载流子电流又是其电流密度对整个结面的积分, 所以 I_{sc} 和 I_i 分别写成:

$$I_{sc} = \int_A (J_{sch} + J_{sc}) ds$$

和

$$I_i = \int_A (J_{ih} + J_{ie}) ds$$

J_{sch} 和 J_{sc} 分别代表流过势垒边界的光生空穴和电子的电流密度。 J_{ih} 和 J_{ie} 则分别是注入空穴和电子的电流密度。流过结的电流密度一般都垂直于它流过的面元,所以上述两式中没有使用矢量符号。 A 为受光 PN 结的面积。

从数学上可知,同一区间内的两个积分相等,并不意味着同一坐标的两个被积函数也相等。即是说,(2)式成立,并不意味着流过同一面元的光生电流密度与注入电流密度大小相等。恰恰相反,由于光生电流密度与注入电流密度是由两个不同的物理规律支配,流过同一面元的两个电流密度通常是彼此不相等的。事实上,注入电流密度是由熟知的 PN 结伏安特性公式决定的:

$$J_i = J_{ih} + J_{ie} = J_0(e^{qV/kT} - 1) \quad (3)$$

J_0 为 PN 结的反向饱和电流密度。

至于光生电流密度,即使用一维简化模型计算的结果也是非常复杂的^[6]:

$$J_{sc} = J_{sch} + J_{sc} = \frac{qaL_p F(0)}{a^2 L_p^2 - 1} f_1(L_p, a, \omega_n) + \frac{qaL_n F(0)}{a^2 L_n^2 - 1} f_2(S, L_n, a, \omega_p) \quad (4)$$

上式中 $F(0)$ 是射进 PN 结表面的光通量密度, a 为吸收系数, L_p 和 L_n 分别是电子在 P 区和空穴在 N 区的扩散长度, ω_p 和 ω_n 分别代表结到表面和背面的距离。 S 为表面复合速率, f_1 和 f_2 是两个复杂的函数。

从(3)、(4)两式可以明显看出,流过同一结面元的 J_{sc} 和 J_i 通常不可能彼此相等。举一个例子可以看出两个电流密度可以有很大的差别:用一细的光束照射在大面积的 PN 结上,那么光电流仅发生在光斑及其附近,因此那里有较大的光生电流密度。但结面的光生电压几乎处处相等,因此注入电流密度将是比较小而均匀的。

上述分析表明,开路 PN 结的光生电流和注入电流是两个实实在在的物理电流。虽然它们彼此大小相等、方向相反,然而是可以把它们区分并用某些方法加以分离的,这就为抽取注入电流奠定了物理基础。

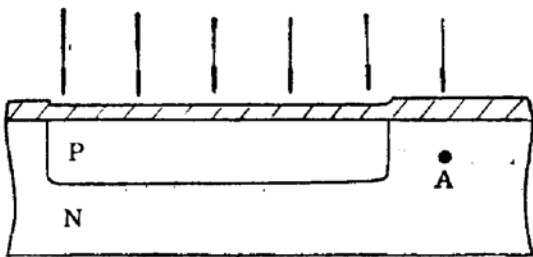


图 1 光照下的开路 PN 结载流子^[7]:

我们以图 1 的结构来探讨一下抽取注入电流的物理过程。PN 结在受到光照产生光生载流子的同时引起势垒高度的降低,这相当于在 PN 结上加正向偏压 V_{oc} 。在 V_{oc} 的作用下,N 区电子和 P 区空穴各自向对方注入成为非平衡少数载流子。因此,结附近一个扩散长度内的任一点同时存在光生和注入两种非平衡少数

$$\Delta p = \Delta p_i + \Delta p_j \quad (5a)$$

$$\Delta n = \Delta n_i + \Delta n_j \quad (5b)$$

其中 Δp_i 和 Δn_i 分别是光在 N 区和 P 区激发出的非平衡少数载流子浓度, Δp_j 和

Δn_i 则是 PN 结在光生电压作用下分别注入到 N 区和 P 区的非平衡少数载流子浓度。这些浓度都是坐标的函数，分别由光激发和电注入两个独立的物理因素及有关输运性质所决定。因此同一坐标的 Δp_i 与 Δp_i 以及 Δn_i 和 Δn_i 的数值可以完全不同。

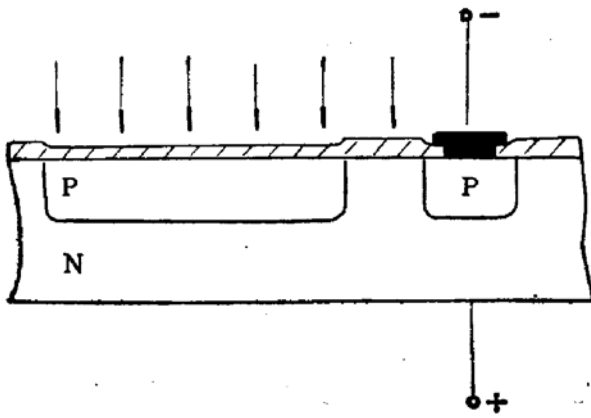


图 2 抽取受光 PN 结非平衡少数载流子的示意图

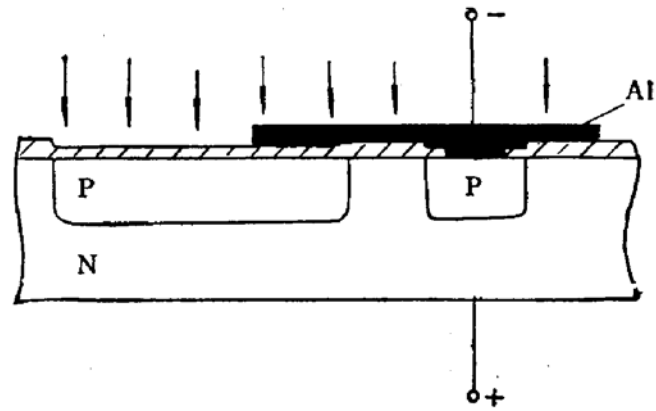


图 3 输出结的上方覆盖大而厚的铝层时抽取受光 PN 结注入电流的示意图

若图 1 中 A 点落在结外 N 区的一个扩散长度内，则此点的非平衡空穴浓度也能用 (5a) 式描述。

现在假如在 A 点作一个如图 2 所示的小 PN 结并加上反向偏压，于是小 PN 结（以下简称输出结）N 区势垒边沿上的空穴浓度将降为零。由于有浓度梯度的存在，在它附近的光生空穴、注入空穴和热平衡空穴将纷纷流向输出结而形成输出电流。这个电流中包括了光生电流、注入电流和输出结本身反向饱和电流。

假如我们设计如图 3 所示的结构，即在输出结的上方覆盖一面积足够大而厚的铝层，使入射光不能穿透。这样，输出结附近的光生空穴浓度下降到零，输出结收集的只剩下注入空穴和热平衡空穴两种了。受光 PN 结有一部分面积受到光照，因而仍有一定的光生电流。根据 (2) 式，也应存在大小相等、方向相反的注入电流流过整个受光 PN 结结面，当然也有一部分注入到 N 区的空穴源源不断地扩散到输出结附近被抽取，形成有用的输出电流。这就是注入光敏器件抽取注入电流的物理过程。可以明显看出，抽取注入电流不仅仅没有破坏 (2) 式，恰恰利用了 (2) 式，之所以能源源不断地抽取到注入电流，是由于光照引起 PN 结势垒高度降低的结果。

为了从实验上证明可以抽取到注入电流，我们设计了如图 4 所示的版图。在面积为 $1000 \times 1800 \mu\text{m}^2$ 的受光 PN 结内，嵌一个面积仅 $300 \times 200 \mu\text{m}^2$ 的输出结，环绕输出结的耦合区的长度是 $15 \mu\text{m}$ （几何长度）。为了避免入射光产生的光生载流子被输出结直接收集，输出区上的铝电极做得特别大，除了覆盖全部输出区外，每边还向外延伸了 $200 \mu\text{m}$ ，即铝电极面积达到 $700 \times 600 \mu\text{m}^2$ （图 4(a)）。作为对照，在距受光 PN 结 $700 \mu\text{m}$ 远的地方，也作一个面积与输出区相等的 PN 结，并覆盖同样面积的铝输出电极（图 4(b)）。为了避免放大带来附加误差，实验中全部用 PN 结二极管，即输出区和对照管都是在 N 型硅片上只作一次硼扩散而形成的 PN 结。在 1000Lx 和 3 伏反向偏压下，分别测出输出结和对照管的光电流。16 只样管的平均结果分别为 $2.44 \mu\text{A}$ 和 $0.20 \mu\text{A}$ ，可见输出结的

光电流比对照管大了一个多数量级。对照管有侧向收集作用，能够收集到它周边相当远处的光生少数载流子，所以仍有 $0.20\mu\text{A}$ 的光电流。输出结被嵌在受光 PN 结之内，最外侧产生的光生少数载流子皆被受光 PN 结所截获。事实上，受光 PN 结短路后，输出结的光电流立即变为零。足以证明它本身没有侧向收集作用。因此，输出结输出的电流只能来自开路的受光 PN 结，即来自它的注入电流。受光 PN 结本身的平均光电流是 $9.12\mu\text{A}$ ，这批样管的平均耦合系数是 0.268。

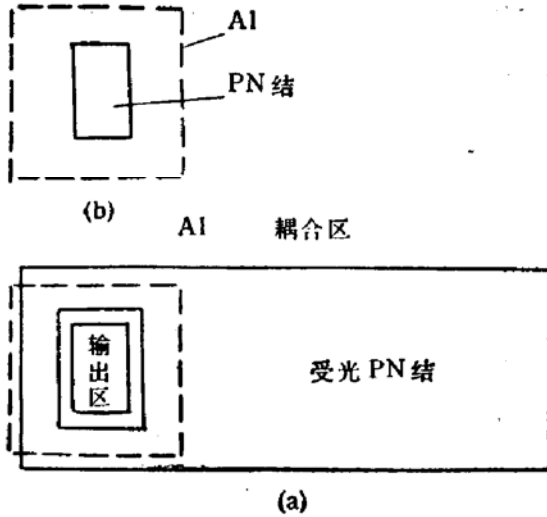


图 4 抽取注入电流的实验版图

(a) 注入光敏二极管 (b) 对照用的普通光敏二极管

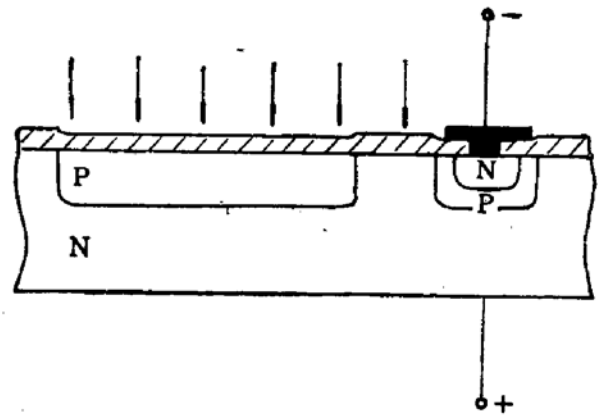


图 5 注入光敏三极管管芯剖面结构示意图

3 注入光敏三极管的基本结构及特性

注入光敏三极管的基本结构如图 5 所示。在 N 型 Si 片上先用硼扩散形成两个相邻的 P 区。然后在右边小面积 P 区上扩磷形成 N^+ 区，做成一个 NPN 三极管。由于它起放大作用并且输出光电信号电流，所以称之为输出三极管。左边大面积 PN 结进行光电转换，我们通常称为受光 PN 结。受光 PN 结与输出三极管之间的区域称为耦合区，一方面把两个区域彼此分开，另一方面又能将受光 PN 结由于势垒高度降低引起注入的少数载流子耦合到输出三极管而进行放大，最后以光电信号电流方式输出。因此这种器件可称为注入光敏器件^[6]。实际设计的注入光敏器件的输出三极管的面积很小，常被输出铝电极全部覆盖。为了尽可能提高耦合系数而扩大抽取面，输出三极管是被嵌在受光 PN 结内的。

若将输出三极管的发射极和集电极分别接在晶体管图示仪对应的接线柱上，在不同入射光功率下，便可以在荧光屏上观察到输出特性。图 6 (见图版 I) 便是在三束不同光功率的光照射下得到的输出特性曲线。它们的人射功率分别是 $1.45\mu\text{W}$ 、 $3.80\mu\text{W}$ 和 $6.30\mu\text{W}$ ，波长约 900nm 。这些不同的人射功率是用晶体管图示仪的阶梯电流激发近红外发光管所得。

为了对比，也拍摄了在同样入射功率下普通光敏三极管的输出特性，如图 7 所示 (见图版 I)。

上述两帧照片的纵坐标和横坐标分别是 $50\mu\text{A}/\text{格}$ 和 $2\text{V}/\text{格}$ 。比较两组曲线可以看出两种器件的根本区别。对于注入光敏三极管, 输出曲线明显地分成三段: 当输出三极管的集电极-发射极电压 V_{ce} 较低时, 输出特性是电流较小的饱和曲线; 在 V_{ce} 约为 10 伏时, 曲线簇明显上升; 直到 V_{ce} 大于 11 伏以后, 输出电流又回到饱和型。对于普通光敏三极管, 只要 V_{ce} 大于 1 伏, 输出电流立即进入饱和型, 直至击穿之前不会有多大变化。

4 注入光敏三极管的等效电路与特性的解释

根据图 5 所示的结构, P 区的杂质浓度比衬底高几个数量级, 因此(2)式中的注入电流主要由 P 区注入到 N 区的空穴电流组成, 它们垂直于结面流入 N 区。其中自然有一部分流进长度很短的耦合区。进入耦合区的空穴将以扩散形式继续向前运动, 除很少部分在耦合区被复合以外, 大部分将扩散到输出三极管集电结附近, 随后被扫进输出三极管进行放大, 最后以电流形式输出。

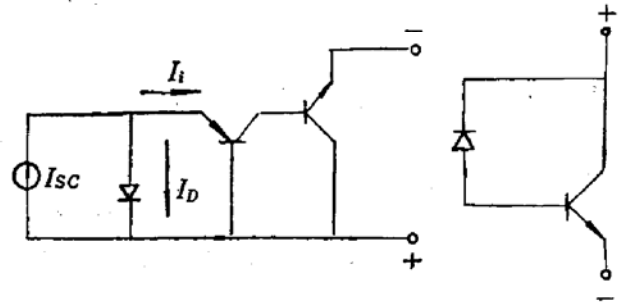


图 8: 等效电路 (a) 注入光敏三极管 (b) 普通光敏三极管

根据上述分析, (2)式中的注入电流可以分成两部分: 一部分继续保留开路受光 PN 结的特征, 即注入到 N 区的空穴和注入到 P 区的电子均就地复合, 以电流 I_a 表示; 另一部分是流进耦合区的空穴电流 I'_1 。进入耦合区的 I'_1 的输运过程, 可以看成一横向 PNP 晶体管共基极放大的情况。受光 PN 结的 P 区是它的发射区, 耦合区是基区, 输出三极管的基区则是它的集电区。因此, 可以作出图 5 管芯结构的等效电路如图 8 所示。为了对比, 同时也画出了普通光敏三极管的等效电路。两个器件的等效电路截然不同, 显示出两种器件的基本区别。

根据文献[1], 注入光敏三极管的输出电流可以写为:

$$I_c = S \cdot W_s = S_s \cdot \xi \cdot \beta \cdot W_s \tag{6}$$

S 是注入光敏三极管的光谱灵敏度, S_s 是受光 PN 结的光谱灵敏度, ξ 定义为耦合系数, β 为输出三极管的放大倍数, W_s 为单色光入射功率。通常情况下, S_s 和 β 可视为与 V_{ce} 无关的参数, 但 ξ 则有所不同。在文献[1]中, 为了突出其物理意义, 用简化的一维模型计算出的耦合系数为:

$$\xi = \frac{1}{1 + \frac{A \cdot W_b}{A' \cdot L_p}} \cdot \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W_b}{L_p} \right)^2 \right] \tag{7}$$

A 是受光 PN 结面积, A' 是对应与耦合区的那部分受光 PN 结面积, L_p 是耦合区空穴的扩散长度, W_b 是耦合区的有效长度。通常有 $W_b \ll L_p$, 所以(7)式可简化为:

$$\xi \approx \frac{1}{1 + \frac{A \cdot W_b}{A' \cdot L_p}} = \eta \tag{8}$$

η 定义为注入分配比。随着 V_{ce} 增加, 输出三极管集电结势垒区主要偏向衬底, 因此也向耦合区内延伸。衬底杂质浓度较低, 由于掺杂时的横向扩散作用, 耦合区的有效长度已经减到几个微米。 $V_{ce} \approx 10$ 伏时, 耦合区可以全部被耗尽, 即 $W_b \rightarrow 0$ 。从(8)式立即看出, $\xi \rightarrow 1$ 。所以, 注入光敏三极管的输出特性明显地分成三段: 第一段 V_{ce} 较小, $W_b > 0$, $\xi < 1$, 输出光电流较小; 第二段发生在 $V_{ce} = 10$ 伏左右 (对于不同器件, 这一段的 V_{ce} 值可能不同), $W_b \rightarrow 0$, $\xi \rightarrow 1$, 在一较小的 ΔV_{ce} 范围内, 输出电流 I_c 上升较快; 第三段出现在 $V_{ce} > 10$ 伏以后, $W_b = 0$, $\xi = 1$, 输出曲线进入一新的电流较大的饱和区。这时, 注入光敏三极管实际上已变成普通光敏三极管。可以明显看出, (8)式虽然是一维计算的结果, 但能定性上很好地解释注入光敏三极管的输出特性。

通过图 6 的输出特性曲线, 还可以大致测出注入光敏三极管的耦合系数, 即小 V_{ce} 下的输出电流与大 V_{ce} 下的输出电流之比。这样测量有一定误差, 因为输出三极管的放大系数 β 总要随着 V_{ce} 上升而变大一些, 因此在同一 V_{ce} 值下测得的耦合系数比用这种方法测得的值要大一些。输出特性曲线还告诉我们, 要充分发挥注入光敏三极管的优点, V_{ce} 值应取在耦合区有效长度消失之前, 即应用在输出电流较小的饱和曲线簇区的。

我们做过对比实验。在 $1400 \times 1000 \mu\text{m}^2$ 大面积受光 PN 结的 P 型区内做一个发射结形成普通光敏三极管; 与此同时, 在同一受光 PN 结的内侧嵌入一个基区面积为 $300 \times 200 \mu\text{m}^2$ 的输出三极管形成注入光敏三极管, 耦合区的几何长度是 $15 \mu\text{m}$ 。 $V_{ce} = 3.0$ 伏时, 分别测出上述两管的暗电流和在 2.0Lx 光强下的光电流, 16 只样管的平均结果表明, 注入光敏三极管的光电流只比普通光敏三极管下降了百分之四十八 ($46.4 \mu\text{A}/88.6 \mu\text{A}$), 而暗电流则下降了近两个数量级, 其中有几只样管暗电流下降的幅度更大。表 1 列出了这些管子的光电流、暗电流及相应的光-暗电流比。由于注入光敏二极管的暗电流太小难以准确测量, 因此采用三极管进行对比实验。

表 1 注入光敏三极管和普通光敏三极管对比实验典型值

编 号	注入光敏三极管			普通光敏三极管		
	光电流 I_l	暗电流 I_d	I_l/I_d	光电流 I_l	暗电流 I_d	I_l/I_d
1	$46 \mu\text{A}$	18pA	2.6×10^6	$85 \mu\text{A}$	1.3nA	6.5×10^4
4	$52 \mu\text{A}$	30pA	1.7×10^6	$82 \mu\text{A}$	1.7nA	4.8×10^4
10	$56 \mu\text{A}$	20pA	2.8×10^6	$78 \mu\text{A}$	2.1nA	3.7×10^4
16	$44 \mu\text{A}$	6pA	7.3×10^6	$74 \mu\text{A}$	5.0nA	1.4×10^4

可见注入光敏三极管输出的光电流虽有所减小, 但它的暗电流却降低了很多, 使光敏器件的信噪比得以大幅度提高, 因此注入光敏三极管是一种较好的探测微弱光的光电器件。

5 结束语

本文较详尽地讨论了注入光敏器件的物理基础。通过对注入电流抽取过程的分析,

了解到注入光敏器件是如何利用受光 PN 结的注入电流的。比较注入光敏三极管与普通光敏三极管的输出特性、等效电路参数等,也可以看出注入光敏器件的特点之所在。用一维模型计算的理论结果,很好地解释了注入光敏三极管的输出特性曲线,并指出了正确运用这类器件的条件。

参 考 文 献

- [1] 何民才,陈炳若,黄启俊,刘国友,中国科学, A 辑,1990,431.
- [2] 何民才,黄启俊,陈炳若,半导体学报,1988,9: 540. CHINESE PHYSICS, 1989, 9: 876.
- [3] He Mincai, Long Li, Cao Ruoxin, Chen Changsheng, Chen Bingruo, Huang Qijun and Cai Benlan, SENSORS AND ACTUATORS, 1992, 34: 10.
- [4] 何民才,黄启俊,陈炳若,红外研究,1988,7: 145.
- [5] J. I. Pankove, Optical Processes in Semiconductors, Prentice-Hall, Inc., 1971, 304.
- [6] 齐培智等,光敏感器件及其应用,北京: 科学出版社,1987,75.
- [7] J. R. Hauser and P. M. Dunbar, IEEE Trans. Electron Devices, 1977, ED 24: 305.
- [8] 何民才,注入光敏器件,第四届全国化合物半导体和微波光电器件学术年会论文集,福建泉州: 1986.

Fundamental Characteristics and Analysis of Injecting Phototransistor

He Mincai, Huang Qijun, Chen Bingruo, Long Li, Chen Changsheng,
Dai Feng and Chi Guimei

(Department of Physics, Wuhan University, Wuhan 430072)

Abstract The physical fundamentals of the injecting photosensitive device, the basic configuration and characteristics of the injecting phototransistor have been introduced. Through comparing the injecting phototransistor with the conventional one, it can be seen that the former has especial features. Finally, the characteristic curves of the injecting phototransistor can be reasonably explained by the theory presented by the authors.

EEACC: 4250, 7230C