

硅 P⁺N 结红外超线性响应的解释

何 民 才

(武汉大学物理系)

摘要——本文解释了硅 P⁺N 结红外超线性响应的起因和条件。

一、前 言

为了对光辐射量的绝对值进行更精确的测量,近来发展了硅光敏二极管自校准技术,使测量精度高达万分之几^[1]。为此,对二极管光电响应的线性提出了更高要求。精确测量发现,随着入射光通量密度的增加,二极管光电流在达到饱和之前,出现了一个如图 1 所示的超线性区^[2]。

李同保曾详细地测量了几只硅光敏二极管光电流的超线性^[3],得出三点结论:(1)短波长入射光不产生超线性响应,例如在溴钨灯为光源的光路上插入 GRB2 滤光片,使入射光波长小于 780 nm 后,无超线性现象发生;(2)P⁺N 结上加反向偏压会强烈地抑制超线性;(3)串联电阻较大的光敏二极管在较小的光电流下出现超线性。Schaefer 等人^[4]曾对超线性响应作过定性解释,但

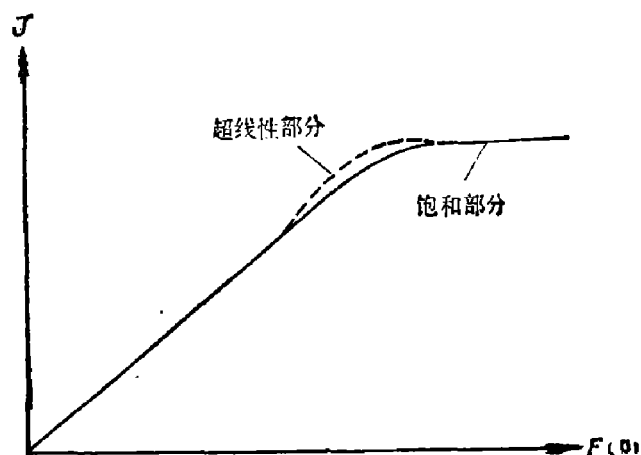


图 1 二极管光电流随光通量变化
 Fig. 1 Diode photocurrent as a function of luminous flux

有许多不妥之处,我们根据这一现象的产生特点,较深入地探讨了产生超线性响应的原因。

二、分析与计算

用扩散法制成的硅 P⁺N 结光敏二极管的结构如图 2 所示。当入射光垂直照射到光敏面上时,透射进 P⁺N 结的通量密度 $F(x)$ 随入射深度 x 呈指数衰减:

$$F(x) = F(0)(1 - \rho)e^{-\alpha x}, \quad (1)$$

式中 $F(0)$ 是入射到光敏面上的光通量密度, α 是吸收系数, ρ 是反射系数。一般地把光通量密度下降到入射光的 $1/e$ 时的位置定义为透射深度 x_{off} , 于是 $x_{off} = 1/\alpha$, 可见, α 越小透射越深。

本文 1985 年 12 月 5 日收到。修改稿 1986 年 3 月 29 日收到。

硅的吸收系数随入射光的波长变化很大, 波长不同的入射光透射深度相差悬殊。通常硅光敏二极管的 P⁺ 区加上势垒区的宽度约为数微米, 较短波长入射光的透射深度基本上

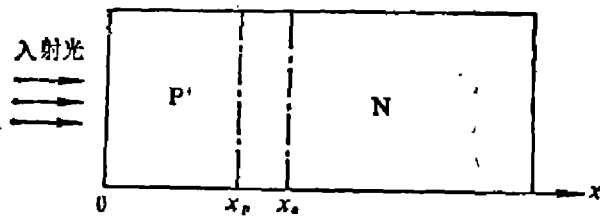


图2 硅 P⁺N 结光敏二极管结构示意图

Fig. 2 Schematic diagram of the structure of Si P⁺N junction photodiode

落在这两个区域, 只有红外入射光才能进入 N 区。P⁺ 区的杂质浓度一般大于 10^{16} cm^{-3} , 并且少数载流子寿命短, 通常光通量密度下光生电子的浓度比平衡空穴浓度小得多, 因而 P 区有较好的小信号近似, 光电响应可保持较好的线性。势垒区光激发的电子和空穴立即被结电场分开并分别扫向 N 区和 P⁺ 区, 所以有最好的线性

响应。N 区的情形有所不同。为了尽可能提高光敏二极管的量子效率 (特别是自校准用光敏二极管), 衬底材料电阻率常常选得很高, 不仅多数载流子平衡浓度急剧下降, 少数载流子寿命也随之提高。例如电阻率大于 $400 \Omega \cdot \text{cm}$ 的 N 型硅单晶, 其电子的平衡浓度小于 10^{13} cm^{-3} , 空穴寿命可能长达数十微秒。一束通量密度不十分大的入射光也会使空穴浓度不再远小于电子平衡浓度, 引起小信号近似失效而产生非线性效应。

在长波长入射光下, P⁺N 结收集的光电流密度由三部分组成, 即: 势垒区从 P⁺ 区收集的光生电流密度 J_N 、从 N 区收集的光生空穴形成的光电流密度 J_P 和势垒区中光生电子空穴对形成的光电流密度 J_j 。总光电流密度应为

$$J = J_N + J_P + J_j \quad (2)$$

设与光通量密度呈线性关系的光电流密度为

$$J^0 = J_N^0 + J_j^0 + J_P^0 = \eta q F(0)(1 - \rho), \quad (3)$$

式中 η 是线性响应的内量子效率, q 是正值电子电荷。这时非线性特性可用参量

$$A = \frac{J}{J^0} = \frac{J_N + J_j + J_P}{J_N^0 + J_j^0 + J_P^0} \quad (4)$$

来表示。根据前面的讨论, 有 $J_N + J_j = J_N^0 + J_j^0$, 所以有:

$$A = 1 + \frac{J_P - J_P^0}{J^0} \quad (5)$$

若 $J_P - J_P^0 > 0$, 即是超线性响应。

为了求出光电流密度 J_P , 需要解 N 区空穴的连续性方程。由于小信号近似失效, 该方程是非线性的, 没有解析解。若用数字法求解又难以表明其物理意义。我们用简化模型计算 J_P^0 和 J_P , 假定势垒区收集边界 x_n 外侧一个扩散长度内的全部光生空穴构成光电流^[5], 则有:

$$J_P^0 = qF(0)(1 - \rho) \int_{x_n}^{x_n + L_p^0} a e^{-ax} dx = qF(0)(1 - \rho) e^{-ax_n} (1 - e^{-aL_p^0}), \quad (6)$$

$$J_P = qF(0)(1 - \rho) e^{-ax_n} (1 - e^{-aL_p}), \quad (7)$$

式中 L_p^0 是小光通量密度时的扩散长度。由于光生空穴浓度能够调制它的寿命^[6], 因此 L_p 是随光通量变化的扩散长度。令 $L_p = L_p^0 + \Delta L_p$, ΔL_p 是比 L_p^0 小的量, 把式(3)、(6)、(7)代入式(5), 按 $a\Delta L_p$ 展开。红外波段的 a 较小, $a\Delta L_p < 1$, 于是有:

$$A \approx 1 + \frac{1}{\eta} e^{-a(x_n + L_p^0)} \cdot a\Delta L_p, \quad (8)$$

代入附录中计算出的 ΔL_p , 式(8)即变成

$$A \doteq 1 + \frac{1}{\eta} e^{-\alpha x_n} (\alpha L_p^0 e^{-\alpha L_p}) \frac{g \tau_n^0}{2n_0} \quad (9)$$

式(9)中 g 是光产生率; n_0 是 N 区电子的平衡浓度, 等于掺杂浓度; $\tau_n^0 = 1/N_c \alpha_n$ 是复合中心俘获电子的极限时间。

三、讨 论

根据式(9)可说明产生超线性响应的原因和条件:

(1) 式(9)右边第二项是正值, 因此光电响应是超线性的。

(2) P⁺N 结上加反向偏压时 x_n 变大, 超线性受到抑制。

(3) 当 αL_p^0 接近于 1 时, $\alpha L_p^0 e^{-\alpha L_p}$ 因子最大, 根据粗略估计, 在红外波段能较好地满足这一条件。

(4) 二极管串联电阻大, 意味着材料的电阻率高, 即电子平衡浓度 n_0 小, 于是在较小的光电流密度下就出现超线性响应。

(5) 光产生率 g 与入射光通量密度成正比, 因此只有光通量密度高到一定值后才出现超线性现象。

(6) τ_n^0 代表了补充复合中心电子的难易程度。 τ_n^0 值大意味着复合中心电子大量地被空穴复合而得不到及时补充, 空穴复合的速率自然变慢, 亦即空穴寿命变长, 造成超线性现象发生。

由于式(9)中有若干参数还不能测量, 因而不能与实验数据进行定量比较, 但它的合理性有助于制作超线性响应小的光敏二极管。

附 录

根据单能级复合的光电导理论^[6], 当光电过程达到稳定之后, 有

$$\left. \begin{aligned} g - \alpha_n(n_0 + \Delta n)(p_i^0 + \Delta p_i) + \alpha_n(n_i^0 - \Delta p_i)n_1 &= 0, \\ g - \alpha_p(p_0 + \Delta p)(n_i^0 - \Delta p_i) + \alpha_p(p_i^0 + \Delta p_i)p_1 &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1')$$

$$\Delta n = \Delta p + \Delta p_i \quad (2')$$

式中 α_n 和 α_p 分别代表复合中心对电子和空穴的俘获系数, n_i^0 和 p_i^0 分别是复合中心上电子和空穴的热平衡浓度, n_1 和 p_1 则是电子和空穴的特征浓度, Δn 、 Δp 和 Δp_i 分别代表在稳定光照下导带中增加的电子浓度、价带中增加的空穴浓度和复合中心上增加的空穴浓度。

设复合中心能级在禁带中间, 在 N 型半导体里, 可以假定复合中心密度 $N_c = n_i^0 + p_i^0 \doteq n_0$, $n_1 = p_1 = n_0$ 。因为 $n_0 p_i^0 = n_i^0 n_1$, $p_0 n_i^0 = p_i^0 p_1$, $n_0 \gg n_1$ 和 $p_1 \gg p_0$, 用式(2')中的 Δp 代入式(1'), 得:

$$\left. \begin{aligned} g - \alpha_n n_0 \Delta p_i - \alpha_n (p_i^0 + \Delta p) \Delta n &= 0, \\ g + \alpha_p (p_1 + n_i^0 - \Delta p_i) \Delta p_i - \alpha_p (n_i^0 - \Delta p_i) \Delta n &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (3')$$

随着光通量增加, Δp_i 由小变大, 必然出现 $\Delta p_i \ll n_i^0$ 的阶段, 因此可用这一条件简化上式。同时, 还可假定 $n_0 \gg n_i^0$ 及 $\alpha_n \doteq \alpha_p$, 这样, 消去式(3')中的 Δn , 便得到

$$\Delta p_i \doteq \frac{g}{\alpha_n n_0} \quad (4')$$

根据空穴寿命的定义^[7], 有

$$\tau_p = \frac{1}{\alpha_p (n_i^0 - \Delta p_i)} \doteq \tau_{p0} \left(1 + \frac{g \tau_n^0}{n_0} \right) \quad (5')$$

其中 $\tau_{p0} = \frac{1}{\alpha_p n_i^0}$ 是小信号近似成立时的空穴寿命。根据 $L_p = L_p^0 + \Delta L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$, 即可算出

$$\Delta L_p \doteq \frac{L_p^0 g \tau_n^0}{2n_0} \quad (6)$$

参 考 文 献

- [1] 李同保, 光学学报, 2(1982), 5:452.
- [2] Budde W. and Dodd C. X., *Proc. Tenth IMEKO Symposium on Photon Detectors*, Ed. J. Schanda, OMIKK-Technoinform, Budapest, 1982, p54.
- [3] Li Tongbao, *Proc. Tenth IMEKO Symposium on Photon Detectors*, Ed. J. Schanda, OMIKK-Technoinform, Budapest, 1982, p61.
- [4] Schaefer A. R. et al., *Appl. Opt.*, 22(1983), 8: 1232.
- [5] Pankove J. I., *Optical Processes in Semiconductors*, New Jersey, Prentice-Hall Inc., 1971, p303.
- [6] Marfaing Y., *Optical Properties of Solids*, Ed. M Balkanski, Amsterdam, New York, Oxford, North-Holland Publishing Co., 1980, p434, 433.
- [7] Rose A., *Concepts in Photoconductivity and Allied Problems*, New York, London, John Wiley & Sons, 1963, p14.

AN EXPLANATION OF THE SUPERLINEAR RESPONSE OF Si P+N JUNCTION IN INFRARED SPECTRAL REGION

He Mingai

(Department of Physics, Wuhan University)

ABSTRACT

The reasons and the condition under which the superlinear response of Si P+N junction takes place in infrared spectral region are explained.