

关于pn结正向大注入特性

王以铭

(无线电电子学系)

摘 要

通过计算多数载流子准费密能级的降落,得到比较严格的边界条件和 $I-V$ 特性。数值计算结果表明,当高阻区宽度 W_p 与有效扩散长度 L_H 的比值较小时 ($W_p/L_H \lesssim 3$), $I-V$ 特性大致符合 $\exp(qV_F/2kT)$ 的规律;而当 W_p/L_H 较大时, $I-V$ 特性与此完全偏离,找不出符合此规律的范围,甚至难以表达为 $\exp(qV_F/\lambda kT)$ 的形式。

On the I-V Characteristics for High-Level Injection of pn Junctions

Wang Yi-ming

(Department of Radio Sciences and Electronics)

Abstract

By computing the drop of the quasi-Fermi level of majority carriers, the author obtained a rigorous boundary condition and thus the I-V characteristics for a forward-bias pn junction under high-level injection. The computed numerical results show that when $W_p/L_H < 3$ (W_p is the width of the high-resistivity region, and L_H the effective diffusion length), the I-V characteristic follows the $\exp(qV_F/2kT)$ law, whereas $W_p/L_H \gtrsim 3$, the characteristic departs from this law, and even can not be expressed in the form of $\exp(qV_F/\lambda kT)$.

本文于1984年5月9日收到。

一、引言

pn结的正向注入电流——电压特性是一个没有完全解决的问题^[1,2]。多年来,在这方面一直开展了不少的理论研究工作^[3-6]。为了得到pn结的 $I-V$ 特性,需要求解连续性方程和泊松方程^[7,8]。在小注入条件下,合理的物理近似足以使方程组能够在一定的边界条件下简单地求解。由此得到小注入条件下的扩散电流 $J_F \propto \exp(qV_F/kT)$ 。理论与锗二极管的实验测量结果完全相符;对于硅二极管,在很低注入下以复合电流为主, $J_R \propto \exp(qV_F/2KT)$ 。但是,在 $I-V$ 曲线上仍能找到显示小注入扩散电流特性的一个范围^[7,8]。

大注入条件是指注入的少数载流子浓度已经可以与多数载流子相比较,在极限情况下超过多数载流子^[8,9]。与小注入相比,大注入条件将引起一些不同:1) 由于势垒区附近的两种载流子浓度可相比拟,连续性方程中应该用双极输运系数;2) 高阻区(我们讨论 n^+p 结,即P型区)内电场不再能够忽略,亦即除了考虑扩散外,还必须包括漂移;3) 简单的边界条件 $n_2(x_2)/n_{p0} = \exp(qV_F/KT)$ 不再成立,需要用严格的边界条件。其中第1点容易做到,第2点在大注入极限下也可以实现。但是,确定边界条件是一个困难的问题^[9-14]。常见的理论都是假定多数载流子电流为零,对于 n^+p 结,即假定在整个p型区 $J_p=0$,然后求外加正偏压 V_F 在势垒区和p型区的压降。由此得到大注入下的扩散电流 $J_F \propto \exp(qV_F/2KT)$ 。对于窄基区晶体管发射结以及复合可以忽略的情况,这个近似还是可以用的。但是,对于一般的pn结,这个近似显然有问题。功率器件往往在大注入条件下应用,对于硅功率器件,不能忽略多数载流子电流。实际上,从硅pn结正向特性的实验曲线来看(电流取对数坐标),在从斜率为 q/KT 的线性段到欧姆电阻段的过渡区中,很难找到斜率为 $q/2KT$ 的特性范围^[7]。

本文将不作忽略多数载流子电流的近似,从而可以得到比较严格的边界条件。我们引入多数载流子准费密能级 E_F^p 在p型区的降落 ΔE_F^p ,它反映了上述近似引起的误差。第二节中给出理论所需的一般公式。第三节中导出 ΔE_F^p 所满足的方程组,其中关键的参数是高阻区宽度 W_F 与有效扩散长度 L_H 之比。用计算机解出 ΔE_F^p 。结果表明,在 W_F/L_H 的一定范围内, $I-V$ 曲线符合 $(q/2KT)$ 特性,但是,超出这个范围,将完全偏离这种特性。结果和讨论在第四节给出。

二、一般公式

我们讨论不对称掺杂的突变结: n^+p 结。当增加正偏压 V_F 时,高阻p型区一侧出现大注入情况,而低阻n型区仍是小注入。于是只需要讨论p型区。

电子和空穴电流密度为

$$j_n(x) = q\mu_n n(x) + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} \quad (1)$$

$$j_p(x) = q\mu_p p \varepsilon(x) - qD_p \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2)$$

这里, n 、 p 、 μ_n 、 μ_p 、 D_n 、 D_p 分别是两种载流子的浓度、迁移率和扩散系数, $\varepsilon(x)$ 是电场强度。各个量都是指 p 型区中的量。

在式 (1) 和 (2) 之间消去 $\varepsilon(x)$, 并利用准电中性条件, 可得

$$j_n(x) = \frac{\mu_n n}{\mu_p p} j_p(x) + qD_n \frac{\partial n}{\partial x} \left(1 + \frac{n}{p}\right) \quad (3)$$

对于大注入 n^+p 结, 与注入 p 型区的电子电流相比, 注入 n^+ 型区的空穴电流和势垒区复合电流可以忽略。于是稳态情况下的电流密度为

$$j_p = j_n(0) = 2qD_n \frac{\partial n}{\partial x} \Big|_{x=0} \quad (4)$$

坐标的取法如图 1。这里已经用到了大注入极限条件, 即在势垒区两侧, 两种载流子浓度近似相等。为了得到 $\partial n/\partial x$, 需要求解连续性方程:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial j_n}{\partial x} - U \quad (5)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \frac{\partial j_p}{\partial x} - U \quad (6)$$

其中, U 是载流子净复合率。假定迁移率 μ_n 、 μ_p 与位置无关, 并利用电流连续性条件, 经过一些运算, 最后在稳态情况下得到

$$D_a \frac{d^2 n}{dx^2} - U = 0 \quad (7)$$

其中

$$D_a \approx \frac{2D_p D_n}{D_p + D_n} \quad (8)$$

根据 Shockley—Read—Hall 关于间接复合的理论, 在大注入条件下,

$$U = \frac{n}{\tau_p + \tau_n} \quad (9)$$

τ_p 和 τ_n 分别是小注入下作为少数载流子的空穴和电子的寿命。由此解出

$$n(x) = n_0 + \Delta n(0) \exp\left(-\frac{x}{L_H}\right) \quad (10)$$

n_0 是电子的平衡浓度, $\Delta n(0)$ 是在 $x=0$ 处注入的电子浓度, L_H 是有效扩散长度:

$$L_H = \sqrt{D_a(\tau_p + \tau_n)} \quad (11)$$

三、边界条件

现在的问题是确定边界条件。由于在 n^+ 型区是小注入, 可以认为 n^+ 型区内电子准费密能级 E_F^* 是水平的。一般假定准费密能级在势垒区为常数, 欧姆接触处载流子浓度为其平衡

值。如果假定空穴准费密能级 E_F^p 在 p 型区也是水平的, 如图 1 所示, 即假定 $j_p(x)=0$, 便可以得到边界 $x=0$ 处有

$$n(0) \cdot p(0) = n_i^2 \exp \left[\frac{E_F^n(0) - E_F^p(0)}{KT} \right] = n_i^2 \exp \left(\frac{qV_F}{KT} \right) \quad (12)$$

$$n(0) = n_i \exp \left(\frac{qV_F}{2KT} \right) \quad (13)$$

于是电流密度

$$j_F = -2q \frac{D_n n_i}{L_H} \exp \left(\frac{qV_F}{2KT} \right) \quad (14)$$

在一般情况下, E_F^p 在 p 型区不是水平的, 而是自边界 ($x=0$) 到接触处 ($x=W_p$) 逐渐向下倾斜, 如图 2 所示。设 E_F^p 在 p 型区的降落为

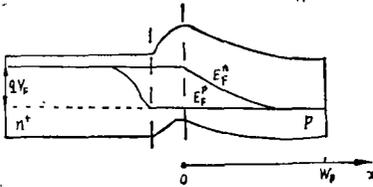


图 1

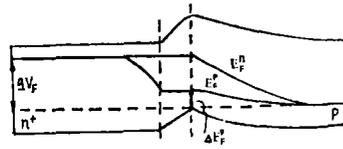


图 2

$$\Delta E_F^p = E_F^p(0) - E_F^p(W_p) \quad (15)$$

于是在边界处应该有

$$n(0) \cdot p(0) = n_i^2 \exp \left[\frac{qV_F - \Delta E_F^p}{KT} \right] \quad (16)$$

$$n(0) = n_i \exp \left[\frac{qV_F - \Delta E_F^p}{2KT} \right] \quad (17)$$

电流密度

$$j_F = -2q \frac{D_n n_i}{L_H} \exp \left[\frac{qV_F - \Delta E_F^p}{2KT} \right] \quad (18)$$

由准费密能级的定义可以得到

$$\Delta E_F^p = \int_{W_p}^0 \frac{j_p(x)}{\mu_p p(x)} dx \quad (19)$$

由式 (1) 和 (2) 可得

$$j_p(x) = \eta j_F - qD_a \frac{dn}{dx} \quad (20)$$

其中

$$\eta = \frac{p\mu_p}{n\mu_n + p\mu_p} \quad (21)$$

将式 (20) 代入 (19), 经过一些运算, 最后得到

$$\begin{aligned} \Delta E_F^p = & -\frac{j_F L_H}{\mu_p p_0} \left\{ \frac{W_p}{L_H} - \log \frac{(\mu_n + \mu_p) \Delta n(0)}{[(\mu_n + \mu_p) \Delta n(0) \exp(-W_p/L_H) + \mu_p p_0]} \right\} \\ & -KT \left\{ \log \frac{\Delta n(0)}{p_0 + \Delta n(0) \exp(-W_p/L_H)} + \right. \\ & \left. + \frac{D_n - D_p}{D_n + D_p} \log \frac{(D_p + D_n) \Delta n(0)}{[D_p p_0 + (D_n + D_p) \Delta n(0) \exp(-W_p/L_H)]} \right\} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots(22)$$

上式中, j_F 和 $\Delta n(0)$ 含 ΔE_F^p 。因此, 式 (22) 需要和式 (17) 和 (18) 联立求解, 解出 ΔE_F^p 与正偏压 V_F 的关系, 并进而求得大注入下的电流—电压特性 $j_F(V_F)$ 。

四、结 果

下面给出用计算机进行数值计算的结果。图 3 (a)、(b) 是多数载流子准费密能级的降落 ΔE_F^p 与外加正偏压 V_F 的关系, 杂质浓度分别取 $N_A = 10^{14} \text{cm}^{-3}$ 和 10^{15}cm^{-3} , 温度都取室温 $T = 300\text{K}$, 迁移率取硅的数值作为例子。这里起关键作用的参数是高阻 P 型区宽度 W_p 与有效扩散长度 L_H 之比。这是容易理解的, 因为忽略 J_p 的近似的有效程度与 W_p 有关。

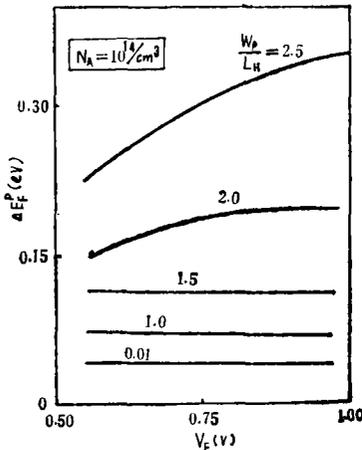


图3(a)

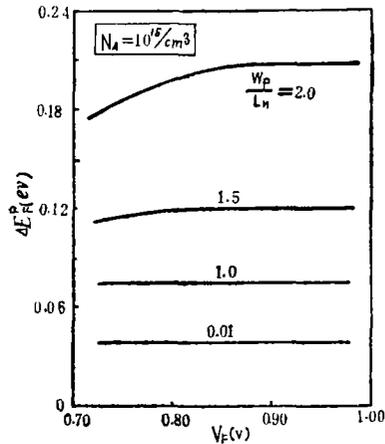


图3(b)

我们更关心的是电流—电压特性。图 4 和图 5 实际上是 $\log j_F - V_F$ 关系曲线, 杂质浓度 N_A 仍分别取 10^{14}cm^{-3} 和 10^{15}cm^{-3} , 并以 W_p/L_H 为参数。

由这些数值计算结果可以得出如下结论:

1) 多数载流子准费密能级的降落 ΔE_F^p 与 qV_F 相比, 一般是不能忽略的, 即使 W_p 比较小, 也不能忽略。

2) 对于大注入 $I - V$ 特性, 关键参数是 W_p 与 L_H 之比。当高阻区不很宽, 具体地说, 当 W_p/L_H 小于 3 时, 尽管 ΔE_F^p 与 V_F 相比不能忽略, 但是特性仍符合规律:

$$j_F \propto \exp(qV_F/2KT)$$

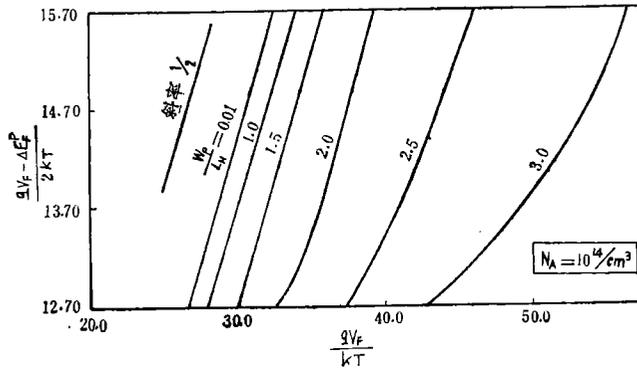


图4(a)

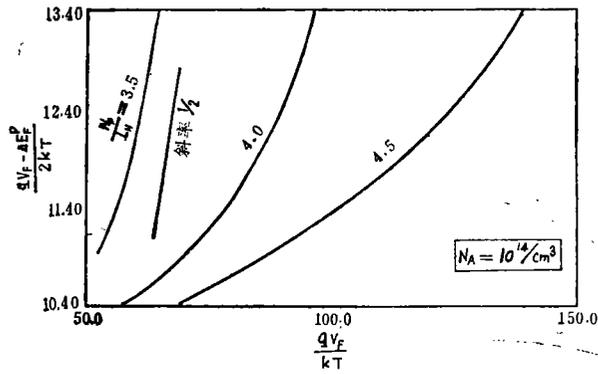


图4(b)

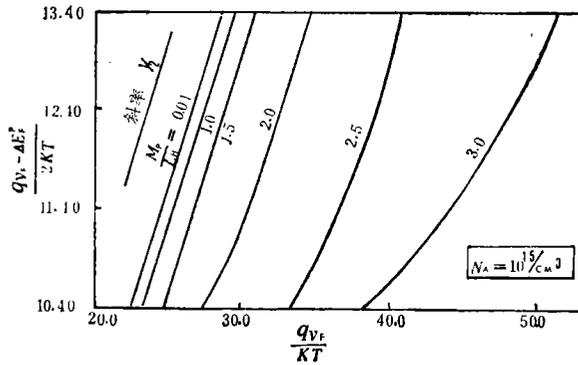


图5(a)

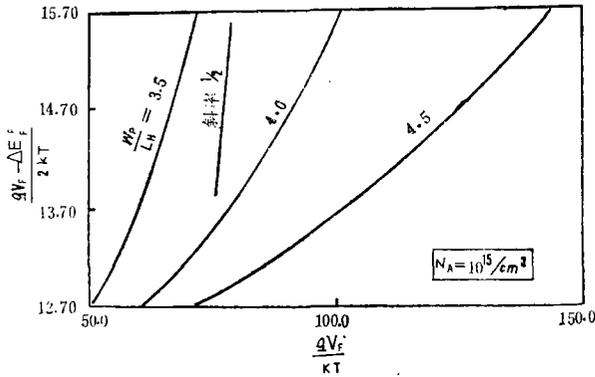


图5(b)

由此可见，在窄基区(W_p 小)或复合很小(L_H 大)的情况下，大注入 $I-V$ 特性大致满足 $q/2KT$ 的规律。这是与实验事实一致的。

3) 当 $W_p/L_H \gtrsim 3$ 时， $I-V$ 特性将偏离 $\exp(qV_F/2KT)$ 的形式，甚至也难以表达为 $\exp(qV_F/\lambda KT)$ 的形式。实际情况是，在这种条件下，从理论上讲，仍有可能出现 \exp

($qV_F/2KT$) 特性，但是必须加很高的正偏压。这时，大注入下的其它效应，如空间电荷控制电流等将会出现。

参 考 文 献

- [1] M. P. Shaw, Handbook on Semiconductors, Vol. 4, Ed. C. Hilsum, North-Holland Publishing Company, 1981, pp. 19—23.
- [2] A. G. Milnes, Semiconductor Devices and Integrated Electronics, 1980, pp. 8—24.
- [3] R. P. Nanavati, Semiconductor Devices, McGraw-Hill, 1975, pp. 467—474.
- [4] J. P. McKelvey, Solid State and Semiconductor Physics, Harper and Row, 1966, Chapter 14.
- [5] S. K. Ghandhi, Semiconductor Power Devices, John Wiley and Sons, 1977, pp. 94—99.
- [6] Von R. Paul, Halbleiterdioden, 1976, pp. 210—216.
- [7] A. S. Grove, Physics and Technology of Semiconductor Devices, Wiley, 1967. 中译本：半导体器件物理与工艺，齐建译，科学出版社，1976年。
- [8] S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, Wiley, 1969.
- [9] N. H. Fletcher, J. Electron, 2, 609(1957).
- [10] R. D. Middlebrook, Solid State Electron, 6, 555(1963).
- [11] T. Misawa, J. Phys. Soc. JPN 11, 728 (1956) .
- [12] K. M. Van Vliet, Solid State Electron, 9, 185 (1966) .
- [13] H. Guckel, D. C. Thomas, S. V. Iyengar, and A. Demirkol, Solid State Electron, 20, 647 (1977) .
- [14] R. M. Warner, Jr., K. Lee, J. Applied Phys, 53, 5304 (1982) .