

第4篇 电子元器件

主 编	柳 井 久 義	(東 京 大 学)
执 笔 者	生 駒 俊 明	(東 京 大 学)
	石 原 宏	(東 京 工 業 大 学)
	稲 場 文 男	(東 北 大 学)
	小 田 嘉 一 郎	(東 京 芝 浦 電 氣)
	大 石 巖	(NHK技 術 研 究 所)
	岡 部 洋 一	(東 京 大 学)
	河 村 信 雄	(日 本 電 氣)
	酒 井 善 雄	(青 山 学 院 大 学)
	須 藤 常 太	(電 氣 通 信 研 究 所)
	多 田 邦 雄	(東 京 大 学)
	高 梨 裕 文	(富 士 通 研 究 所)
	垂 井 康 夫	(電 子 技 術 總 合 研 究 所)
	常 田 朝 秀	(東 京 芝 浦 電 氣)
	德 山 鏡	(日 立 製 作 所)
	長 谷 川 文 夫	(日 本 電 氣)
	藤 澤 和 男	(大 阪 大 学)
	船 川 繁	(三 菱 電 機)
	古 川 靜 二 郎	(東 京 工 業 大 学)

译 者	俞 时 权
校 者	俞 石 文 耿 文 学 (第16章)

目 录

第1章 半导体器件基础	4-1	7.3 雪崩光电二极管(APD)	4-30
1.1 晶体结构和能带结构	4-1	7.4 摄像器件	4-31
1.2 在热平衡状态下的载流子浓度	4-2	7.5 光调制器	4-31
1.3 漂移现象	4-2	7.6 光偏转器	4-32
1.4 晶格振动和热的性质	4-3	第8章 集成电路	4-33
1.5 光电效应	4-4	8.1 双极型集成电路	4-33
1.6 强电场效应	4-5	8.2 MOS 集成电路	4-35
1.7 半导体器件分析的基本方程式	4-5	8.3 混合集成电路	4-37
第2章 半导体二极管	4-6	第9章 半导体器件的材料和制造	
2.1 pn结, 肖特基接触二极管	4-6	技术	4-39
2.2 MOS二极管	4-8	9.1 半导体器件制造技术概要	4-39
第3章 双极型晶体管	4-9	9.2 硅的氧化膜生长	4-40
3.1 概述	4-9	9.3 杂质扩散技术	4-41
3.2 直流的基本工作	4-9	9.4 离子注入技术	4-42
3.3 小信号特性	4-11	9.5 光刻技术	4-43
3.4 大振幅工作	4-13	9.6 集成电路的制作工艺流程	4-43
3.5 晶体管的噪声	4-14	第10章 半导体器件的测试 (包括集成	
3.6 晶体管的种类和结构	4-14	电路)	4-44
第4章 场效应晶体管	4-16	10.1 额定值和标准	4-44
4.1 概述	4-16	10.2 二极管的测试法	4-44
4.2 MOS 型场效应晶体管	4-16	10.3 双极型晶体管的测试法	4-45
4.3 结型场效应晶体管	4-19	10.4 场效应晶体管的测试法	4-46
第5章 晶闸管	4-21	10.5 晶闸管的测试法	4-47
5.1 晶闸管的定义及其种类	4-21	10.6 集成电路的测试法	4-47
5.2 反向阻断三极晶闸管的工作原理	4-21	第11章 电子管基础	4-48
5.3 反向阻断三极晶闸管的特性额定值	4-22	11.1 电子发射及其有关现象	4-48
5.4 其它晶闸管	4-23	11.2 真空中的电子运动	4-50
5.5 晶闸管的结构	4-23	11.3 空间电荷效应	4-50
第6章 微波半导体器件	4-24	11.4 空间电荷波	4-51
6.1 概述	4-24	11.5 电子流和电路的相互作用	4-52
6.2 结型微波二极管	4-24	11.6 电子管的噪声	4-52
6.3 微波晶体管	4-25	第12章 一般电子管	4-53
6.4 渡越时间效应微波二极管	4-26	12.1 二极管	4-53
第7章 光电器件	4-28	12.2 三极管	4-54
7.1 发光二极管(LED)	4-28	12.3 多极管	4-55
7.2 半导体激光器	4-29	12.4 发射管	4-56

第13章 微波电子管	4-57	第16章 激光	4-72
13.1 真空管	4-57	16.1 激光器的基本特点	4-72
13.2 速调管	4-57	16.2 固体激光器	4-72
13.3 行波管	4-59	16.3 气体激光器	4-73
13.4 磁控管	4-61	16.4 液体激光器	4-73
13.5 其它微波管	4-62	16.5 半导体激光器	4-74
第14章 特殊电子管和放电管	4-63	16.6 波长可调谐激光器	4-74
14.1 布劳恩管(阴极射线管)	4-63	16.7 产生相干光的非线性光学器件	4-75
14.2 摄像管	4-65	第17章 其他电子装置及元器件	4-75
14.3 光电管和光电倍增管	4-67	17.1 概述	4-75
14.4 图像增强器	4-67	17.2 热电元件	4-75
14.5 信号发生管和飞点扫描器(FSS)	4-67	17.3 光电元件	4-76
14.6 放电管	4-67	17.4 电磁元件	4-77
第15章 电子管的设计、制造和测试	4-68	17.5 压力转换元件	4-78
15.1 电子管的设计	4-68	17.6 气体检测元件	4-78
15.2 制造与测试	4-70	参考文献	4-78

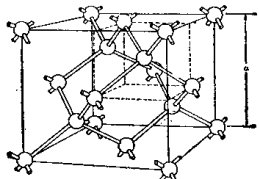
第1章 半导体器件基础

1.1 晶体结构和能带结构

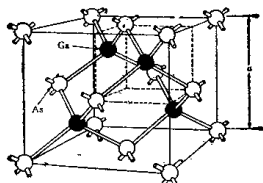
硅(Si)、锗(Ge)是金刚石型结构的单晶体, 砷化镓(GaAs)、磷化镓(GaP)是闪锌矿型结构的单晶体。图1表示金刚石型和闪锌矿型结构。在这样的单晶体中, 电子能量(E)和动量(k)之间具有一定的关系, 这由其材料所决定, 称此为能带结构。图2为硅、锗、砷化镓的能带结构⁽¹⁾。在图中 E_g 区域里不能存在电子, 称为禁带。在 E_g 上面存在参与传导的电子, 称为导带。在 E_g 下面有在电子处的空位, 即有在空穴, 称为价带。若注意到具有有效质量 m^* 的自由电子或空穴, 由此可以说明晶体中的导电。有效质量 m^* 表示为

$$m^* = \hbar^2 / (\partial^2 E / \partial k^2) \quad (1)$$

式中, $\hbar = h / 2\pi$, h 为普朗克常数。能带结构具有各向异性时, m^* 通常是张量。禁带、有效质量的

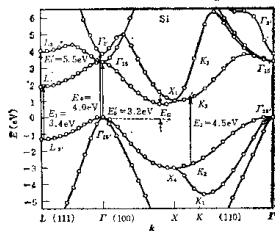


金刚石结构 (碳、锗、硅等)

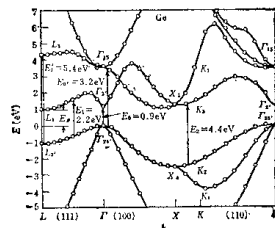


闪锌矿结构 (砷化镓、磷化镓、镓化铟等)

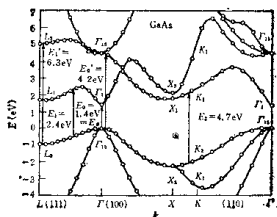
图1 硅、锗、砷化镓等的晶体结构



a) 硅的能带结构⁽¹⁾



b) 锗的能带结构



c) 砷化镓的能带结构⁽¹⁾

图2

数值见表1⁽²⁾。

表1 锗、硅、砷化镓的诸常数⁽²⁾

	禁带宽度 (eV)		有效质量 (m^*/m_0)		本征载流子浓度 n_i (cm^{-3})
	300K	0K	电 子	空 穴	(300K)
锗	0.66	0.74	$\begin{cases} m_{\text{e}}^* = 1.6 \\ m_{\text{h}}^* = 0.082 \end{cases}$	$\begin{cases} m_{\text{e}}^* = 0.4 \\ m_{\text{h}}^* = 0.3 \end{cases}$	2.1×10^3
硅	1.12	1.16	$\begin{cases} m_{\text{e}}^* = 0.97 \\ m_{\text{h}}^* = 0.19 \end{cases}$	$\begin{cases} m_{\text{e}}^* = 0.16 \\ m_{\text{h}}^* = 0.5 \end{cases}$	1.6×10^{10}
砷化镓	1.43	1.52	0.068	0.5	1.1×10^7

价带顶和导带底，在硅、锗处于动量(k)空间的不同位置，在砷化镓则处于两个 $k=0$ 的位置。前者叫做间接(跃迁)半导体，后者叫做直接(跃迁)半导体。直接半导体的电子和空穴的复合几率大，容易引起发光跃迁。

1.2 在热平衡状态下的载流子浓度

完全不含杂质的半导体，电子浓度(n)和空穴浓度(p)一般相等，其浓度($n_i \equiv n = p$)取决于有效质量、禁带宽度和温度，这叫做本征半导体。实际上是残留杂质或人为地掺入杂质，以增大电导率。若在硅、锗里掺入硼(B)、镓(Ga)等Ⅲ族元素，则空穴浓度增大、电子浓度减小。反之，若掺入磷(P)、砷(As)等Ⅴ族元素，则电子浓度增大、空穴浓度减小。前一类杂质称为受主，后一类杂质称为施主。空穴浓度比电子浓度大的半导体，称为p型半导体；相反的称为n型半导体。在砷化镓、砷化镓一类的Ⅲ-Ⅴ族化合物半导体中若用锌(Zn)那样的Ⅱ族元素置换镓原子，则成为受主；若用硫(S)、碲(Te)那样的Ⅵ族元素置换砷原子，则成为施主。硅、锗类的Ⅳ族元素既能变成施主，也能变成受主，称为两性杂质。

一般在杂质浓度不太大的非简并化半导体里，电子浓度 n 为⁽³⁾

$$n = N_c \exp\{-(E_c - E_F)/kT\} \quad (2)$$

E_c 是导带底能量， E_F 是费米能级， k 是玻尔兹曼常数， T 是绝对温度， N_c 是导带有效能级密度；

$$N_c = 2 \{ (2\pi m_{\text{e}}^* kT)/h^2 \}^{3/2} M_c \quad (3)$$

m_{e}^* 是电子的能级密度有效质量， M_c 是导带底附

近的电子数。同样，空穴浓度也可表示为：

$$p = N_v \exp\{-(E_F - E_v)/kT\} \quad (4)$$

$$N_v = 2 \{ (2\pi m_{\text{h}}^* kT)/h^2 \}^{3/2} M_v \quad (5)$$

E_v 是价带顶能量， m_{h}^* 是空穴的能级密度有效质量， M_v 通常是1。若确定了施主或受主浓度及其电离能和温度，则费米能级 E_F 取决于电中性条件。硅中 E_F 值见图3⁽⁴⁾。Ⅳ族半导体中的Ⅲ族或Ⅴ族元素电离能较小，常温下都电离，因此可以认为电子或空穴浓度等于施主或受主浓度。

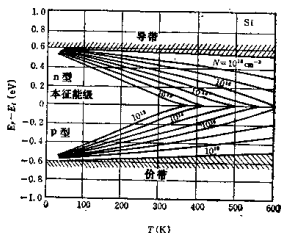


图3 硅的费米能级

在本征半导体里为：

$$E_F = \frac{E_c + E_v}{2} + \frac{3kT}{4} \ln\left(\frac{m_{\text{h}}^*}{m_{\text{e}}^*}\right) \quad (6)$$

$$n_i = \sqrt{N_c \cdot N_v} e^{-E_g/2kT} \quad (7)$$

硅、锗、砷化镓的 n_i 值见表1。

1.3 漂移现象

1.3.1 弱电场的迁移率和扩散常数 在弱电场的情况下，漂移速度 v_d 与电场强度 E 成正比，比例系数称为迁移率 μ 。迁移率由载流子的散射结构所决定。以硅、锗类共价键为主的Ⅳ族半导体，迁移率由声子的散射决定；掺杂了砷化镓类离子键的极性半导体，迁移率由极性光学声子的散射决定。此外，杂质浓度变大时，电离杂质的散射也起影响。由声子散射所决定的迁移率 μ_0 为⁽⁴⁾

$$\mu_0 = \frac{\sqrt{8\pi q h^4 C_{11}}}{3 E_d m^{*5/2} (kT)^{3/2}} \quad (8)$$

式中， C_{11} 为纵向弹性系数， E_d 为弹性势能。

另外，极性光学声子散射所决定的迁移率不能用简单形式写出⁽⁵⁾。电离杂质散射决定的迁移率 μ_i 为⁽⁴⁾

$$\mu_i = \frac{64\sqrt{\pi} e^2 (2kT)^{3/2}}{N_i q^2 m^{*1/2}} \left\{ \ln \left[1 + \left(\frac{12\pi e^2 kT}{q^2 N_i^{1/2}} \right)^2 \right] \right\}^{-1} \quad (9)$$

式中 N_i 是电离杂质浓度。

当有两种以上的这种散射时, 迁移率近似为

$$\mu = \left[\sum_i \mu_i^{-1} \right]^{-1} \quad (10)$$

$\mu_i (i = 1, 2, \dots)$ 分别是由声子散射、光学声子散射和电离杂质散射所决定的迁移率。 $T = 300\text{K}$ 时, 迁移率作为杂质浓度的函数表示如图 4⁽²⁾。

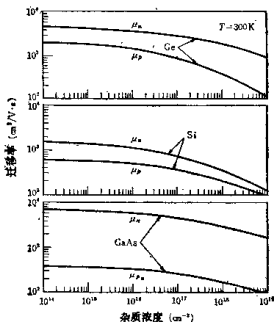


图4 硅、锗、砷化镓中的迁移率

此外, 作为载流子的散射还有空间电荷散射、非极性光学声子散射、压电散射、晶格缺陷所决定的散射和由表面所决定的散射等。

载流子扩散系数 D 和迁移率 μ 之间存在着爱因斯坦关系式:

$$D = (kT/q) \mu \quad (11)$$

1.3.2 电导率和电阻率 半导体的电导率 σ 、电阻率 ρ , 其关系式为

$$\sigma = 1/\rho = q(\mu_n n + \mu_p p) \quad (12)$$

式中 q : 电子电荷; μ_n, μ_p : 分别为电子和空穴的迁移率; n, p : 分别为电子和空穴浓度。

以电阻率作为杂质浓度的函数关系示于图 5⁽²⁾。

1.3.3 复合过程和寿命 半导体中的微量迁移金属或点缺陷所形成的杂质深能级, 成为俘获中

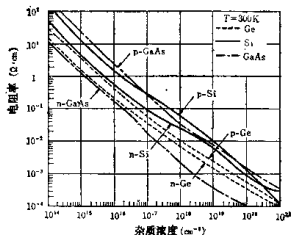


图5 电阻率和杂质浓度的关系

心或所谓产生-复合中心。由单一能级决定的产生-复合比例 U 为⁽⁷⁾

$$U = \frac{S_p S_n v_{th} (np - n_i^2) N_t}{S_n (n + n_i) + S_p (p + p_i)} \quad (13)$$

式中 N_t : 复合中心浓度; S_n, S_p 分别为电子和空穴的俘获截面; v_{th} : 载流子的热速度。

设 E_t 为复合中心的能量, 则 n_1 和 p_1 分别为

$$\left. \begin{aligned} n_1 &\equiv n_i \exp \left\{ -\frac{(E_t - E_i)}{kT} \right\} \\ p_1 &\equiv n_i \exp \left\{ -\frac{(E_i - E_t)}{kT} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

$U > 0$ 表示复合; $U < 0$ 表示产生。

在低注入水平, 当注入少数载流子时, 寿命 τ 表示为

$$\tau = \frac{1}{S v_{th} N_t} \quad (15)$$

用这种方式注入的少数载流子的减少率为

$$U = \frac{p - p_0}{\tau_p} \quad \text{或} \quad U = \frac{n - n_0}{\tau_n} \quad (16)$$

式中 p_0, n_0 是热平衡状态下的少数载流子浓度。

1.4 晶格振动和热的性质

1.4.1 晶格振动 晶体点阵由于热能产生热振动。热振动经傅里叶转换后, 可看作被展开的各项调和振动单元的集合 (各项振动单元的振动为调和级数), 称此为声子。形成晶格的原子质量有两种以上时, 或者晶胞有两个以上晶格点时, 则有声子和光学声子两个分支, 相应地分解为纵式和两个横式。图 6 表示了声子的分离关系⁽²⁾。光学声子当 $q = 0$ 的能量称为拉曼声子能量。

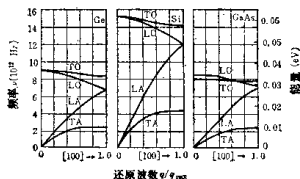


图6 声学波谱

1.4.2 热导率 热传导由声子和电子传输热能所决定, 因此半导体的热导率由于杂质浓度等不同而变化。锗、硅、砷化镓的热导率实际测定值见图7⁽²⁾。

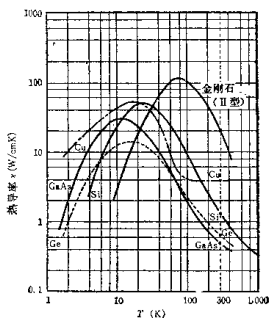


图7 热导率

1.4.3 热电效应 对半导体施加以电场时, 存在温度梯度, 此时的电流密度为

$$j = \sigma \left(\frac{1}{q} \frac{\partial E_p}{\partial x} - \rho \frac{\partial T}{\partial x} \right) \quad (17)$$

式中 ρ 是微分热能。在载流子散射的松弛时间 τ 与电场 E^{-1} 成正比时, 热能 ρ 为⁽²⁾

$$\rho = -\frac{\hbar}{q} \left\{ \left[\frac{5}{2} - s - 1n \left(\frac{N_v}{n} \right) \right] n \mu_n - \left[\frac{5}{2} - s - 1n \left(\frac{N_v}{p} \right) \right] p \mu_p \right\} \times (n \mu_n + p \mu_p)^{-1} \quad (18)$$

从而 n 型半导体 ρ 为负, p 型半导体 ρ 为正。这样,

就可利用 p 型和 n 型半导体中热电动势符号的不同, 来判断传导的形式。

1.5 光电效应

若用光照射半导体, 半导体可在某种波长范围内吸收光, 产生出各种电现象, 总称为光电效应。有时过剩的电子和空穴复合还可发出光来。

1.5.1 光吸收 从价带激发电子到导带所作的吸收叫基础吸收。根据能带结构和量子力学的选择原则, 吸收系数 α 对波长的依赖性并不相同。

(a) 容许直接跃迁 当跃迁前后电子动量相等, 而且动量守恒的跃迁适于量子力学的情况下⁽³⁾, 有

$$\alpha(h\nu) = A(h\nu - E_g)^{1/2} \quad (19)$$

$$A = \pi q^2 f (2m_e^*)^{3/2} (3\pi c \hbar^2 \cdot m_e^* \cdot e_0)^{-1} \quad (20)$$

(b) 禁止直接跃迁 $k=0$ 时是不容许跃迁的⁽³⁾,

$$\alpha \sim B \cdot (h\nu - E_g)^{3/2} (h\nu)^{-1} \quad (21)$$

$$B = (2A m_e^* / m_h^*) \quad (22)$$

(c) 容许间接跃迁 随着光学声子的吸收或放出的跃迁⁽³⁾

$$\alpha = \frac{C}{E_g} \left\{ \frac{(h\nu - E_g - E_p)^2}{1 - \exp(-E_p/kT)} + \frac{(h\nu - E_g + E_p)^2}{\exp(E_p/kT) - 1} \right\} \quad (23)$$

$$= \frac{C}{E_g} \frac{(h\nu - E_g + E_p)^2}{\{\exp(E_p/kT) - 1\}} \quad (23')$$

$$(E_g - E_p < h\nu \leq E_g + E_p) \quad (23'')$$

$$(h\nu < E_g - E_p)$$

但是 C 对于 $h\nu$ 是缓变系数⁽³⁾。

式中 f : 振子强度, 近似于 1; m_e^* : 还原质量 [$\equiv (m_e^* m_h^*) / (m_e^* + m_h^*)$]; n : 折射率; c : 光速; e_0 : 真空介电常数; m_e^* , m_h^* : 电子、空穴的有效质量; E_p : 声子能量。

除上述的光吸收外, 还有由于晶体缺陷、杂质原子和自由电子的存在而产生的光吸收。

1.5.2 光电导、光电动势和发光 半导体吸收光时, 若产生电子-空穴对, 则导电率增加, 这种现象称为光电导效应。在同样的半导体片上, 某一部分被光照射后产生电动势, 这种现象称为登巴效

应。另外,当pn结被光照后产生电动势,这种现象称为光电效应。这种效应可以用来作为太阳能电池和光检波器。反之,当注入过剩的少数载流子而复合时,也可观测到发光。

1.6 强电场效应

1.6.1 漂移速度的饱和 在强电场下,迁移率减小,漂移速度饱和。图8表示了这一特性⁽²⁾。砷化镓表现了负微分迁移率。在k空间,电子从迁移率较大的导带(000)往迁移率较小的导带(100)跃迁的现象称为耿氏效应⁽¹⁾⁽⁹⁾或电子跃迁效应。

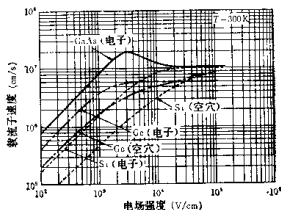


图8 强电场漂移速度

1.6.2 齐纳效应和雪崩倍增 在强电场下价带电子因隧道效应向导带跃迁而产生电子-空穴对,这种现象称为齐纳效应。

若载流子具有很大的能量,则引起碰撞电离而产生电子-空穴对,这种现象称为雪崩倍增。电离率 α_i 的数值如图9所示。倍增因子 M 为

$$1 - \frac{1}{M} = \int_0^W \alpha_i dx \quad (24)$$

当 $M = 1$ 时,发生雪崩击穿。

1.7 半导体器件分析的基本方程式

1.7.1 电流密度方程式

$$J_n = q \mu_n n E + q D_n \nabla n \quad (25)$$

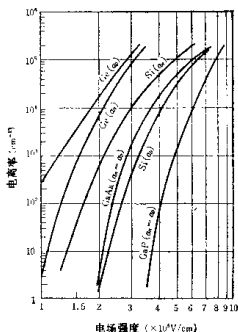


图9 电离率

$$J_p = q \mu_p p E - q D_p \nabla p \quad (26)$$

$$J = J_p + J_n \quad (27)$$

式中 J_n 、 J_p 分别为电子和空穴的电流密度;
 μ_n 、 μ_p 分别为电子和空穴的迁移率; D_n 、 D_p 分别为电子和空穴的扩散系数; E : 电场强度; J : 全传导电流密度

1.7.2 连续的方程式 积分表示(空穴的情况)为

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int_R p dv = \frac{1}{q} \int_R J_p \cdot n ds + \int \left(\frac{p - p_0}{\tau_p} - g \right) dv \quad (28)$$

式中 R : 区域; n : R 表面的单位法线矢量;
 ds : 表面积单元; dv : 体积单元; g : 产生的载流子

微分表示为:

$$\frac{1}{q} \nabla J_p + \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{p - p_0}{\tau_p} - g = 0 \quad (29)$$

1.7.3 泊松方程 (参见第11章)

第2章 半导体二极管

2.1 pn结, 肖特基接触二极管

2.1.1 流过结的电流

(a) pn结 设在pn结跃迁区域中没有载流子的复合, 而注入到各区域的少数载流子在到达电极前回复而消灭, 则扩散电流密度 J 为⁽¹⁾

$$J = q \left[\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad (30)$$

$$\equiv J_s \left[\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

式中 L : 载流子的扩散距离; D : 扩散系数; J_s : 饱和电流密度; 下角 p, n : 分别表示空穴和电子所对应的值; p_n 是 n 型区域中的空穴浓度, n_p 是 p 型区域中的电子浓度。

实际的二极管: (i) 还要加上跃迁区域及其周边部的产生复合电流; (ii) 在正向高注入水平时, 注入的少数载流子电荷不会完全中和, 在跃迁区域外也产生电场; (iii) 由于注入少数载流子的增加而降低了注入效率; (iv) 电流大的区域里串联部分的电压下降显著等等, 因此电流特性偏离式(30)⁽¹⁾⁽²⁾⁽³⁾。

实际硅二极管的电流-电压特性如图10所示。

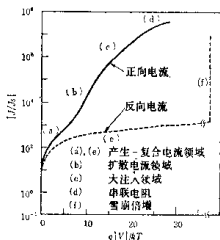


图10 硅二极管的电流-电压特性

(b) 肖特基接触 金属和半导体接触时, 设金属的功函数 φ_m 、半导体的功函数 φ_s 、电子亲和

势 χ , 则产生如图11那样的势垒高度 $\phi_{sn} = \varphi_m - \chi$ 和扩散电位 $V_b = \varphi_m - \varphi_s$ 的势垒, 因此产生整流特性。镜像力和隧道效应实际上使 ϕ_{sn} 减少, 而表面能级的存在对 ϕ_{sn} 也有很大影响。

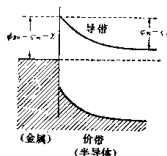


图11 金属-半导体接触的能带图

根据热电子发射⁽¹⁾⁽²⁾或扩散理论⁽¹⁾⁽³⁾可说明整流特性。一般的肖特基接触的整流特性大致由热电子发射理论得出⁽¹⁾⁽⁶⁾:

$$J = A^* T^2 \exp(-q\phi_{sn}/kT) \left[\exp(qV/kT) - 1 \right] \quad (31)$$

A^* 值取决于半导体能带结构和载流子的发射方向⁽¹⁾⁽⁷⁾。

2.1.2 pn结二极管的各种特性

(a) 结电容 每单位面积的势垒(过渡层)电容 C 取决于电离杂质的浓度分布, 如下述那样求得。

(1) 突变结

$$C \approx \left(\frac{q\epsilon_0\epsilon_r}{2V} \cdot \frac{N_A N_D}{N_A + N_D} \right)^{1/2} \quad (32)$$

其中, N_A, N_D 分别为 p 型和 n 型区域中的受主和施主浓度, V 为外加电压(以反向电压为正), ϵ_0 为真空介电常数, ϵ_r 为半导体的相对介电常数。

(2) 缓变结 设杂质浓度梯度为 a , 有:

$$C \approx [(e_0\epsilon_r)^2 qa / (12V)]^{1/3} \quad (33)$$

(3) 超突变结 杂质浓度分布为 $N(x) = N_0 \exp(-qx) + N_b$ 那样, $C \propto V^{-1/2} \sim V^{-1/3}$, 具有可变电容的特性。

① 式中的 $V^{-1/3}$, 原文误为 $V^{-2/3}$ 。——译者注

(b) 正向阻抗 正向情况下, 在上述的势垒电容上再并联注入少数载流子而形成的导纳。对 p^+n 结, 设 n 型区域中的空穴寿命为 τ_p , 当 $\omega\tau_p \ll 1$ 的低频时:

$$G_p + jS_p = G_{p0} \exp\left(\frac{qV_b}{kT}\right) \left[1 + j\omega \frac{\tau_p}{2} \right] \quad (31)$$

$$G_{p0} \equiv (q^2/kT) (D_p/L_p) p_n \quad (35)$$

式中 V_b 是直流偏压。公式(34)的电纳若用电容表示, 称为扩散电容。当 $\omega\tau_p \gg 1$ 时:

$$G_p = S_p = \sqrt{\tau_p/2} G_{p0} \exp(qV_b/kT) \sqrt{\omega} \quad (36)$$

结面积较小时, 由于基片中的电流扩散而产生扩散电阻 r_s , 另外若增大电流密度, 注入的少数载流子迁移时间变慢, 通过区域的电导率降低, 从而等效地产生感应性的阻抗⁽¹²⁾, 这些要串联到上述的结电容和导纳上。

(c) 瞬态响应 限制瞬态响应主要是由势垒层电容和注入少数载流子的贮存效应。在加上正向电流的电平上再加以反向脉冲而使电流被截止, 则流过二极管的电流波形如图12所示。截止前的正向电流为 I_F , 反向初始电流为 I_R , I_R 由电路的串联电阻和反置偏压决定, 从 I_F 和 I_R 求得 p^+n 结的空穴贮存时间 t_s 为

$$\exp(t_s/\tau_p)^{1/2} = I_F/(I_F + |I_R|) \quad (37)$$

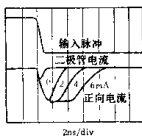


图12 pn 结二极管的开关特性

(d) 噪声 噪声分为热噪声、散粒噪声和閃变噪声。热噪声是由扩散电阻决定的, 表现为串联的噪声电压源:

$$\overline{e_n^2} = 4kT r_s \Delta f \quad (38)$$

式中 Δf : 频带宽度

散粒噪声表现为与结导纳并联的噪声电流源:

$$\begin{aligned} \overline{i_n^2} &= 4kT G_p \Delta f - 2IG_p \Delta f \\ &= 2G_p (I + 2I_s) \Delta f \end{aligned} \quad (39)$$

I 、 I_s 分别为正向和反向电流。

閃变噪声取决于表面状态, 表现为 $1/f$ 的关系。通过表面电位的变化, 产生正向电流的调制和

反向电流的起伏。

2.1.3 肖特基接触的特征 肖特基接触的 正向电流由多数载流子来传导, 这与 pn 结不同。因此, 其瞬态响应不受少数载流子贮存的限制, 高速性很好。另外, 肖特基接触的扩散电位一般比 pn 结小, 因此正向电流的上升电压较小。

2.1.4 结的击穿

(a) 雪崩倍增⁽¹³⁾ 它由结的势垒层宽度较宽而电场较弱时引起的。电场中被加速的载流子通过势垒区时, 借带电子得到能量而激发, 产生电子-空穴对, 过剩越多以致击穿。雪崩光电二极管就是利用了击穿前的这种现象而制成的, 是一种倍增功能的光电二极管。

(b) 齐纳击穿 当结的势垒宽度窄而电场强时, 电子因量子力学效应使穿过禁带的几率增大, 反向电流剧增。在室温下的突变结, 硅在 6V 以下, 锗在 20V 以下的反向电压便产生击穿, 这是一个击穿机理。齐纳二极管即利用此现象而制成的稳压二极管。

(c) 结的局部击穿 由于电场强度的增大而引起的击穿如上述。因此, 由结的曲率半径较小的部分、杂质的不均匀分布、重金属的析出以及晶格缺陷等等而引起的电场集中, 都是导致局部击穿的原因。

2.1.5 各种二极管的结构和特性

(a) 材料 所用的材料有锗、硅和砷化镓。硅与锗相比, 具有如下的特点: 反向漏电流小, 能制成高速器件, 可在高温下工作; 能制成高耐压器件, 工艺较成熟, 可以批量生产, 因此硅是最常用的材料。由于砷化镓的杂质电离能很小, 所以它可在温度极低的情况下使用, 并且因电子迁移率大, 能减小串联电阻, 它主要用于微波方面。

为了减小硅和砷化镓的串联电阻, 广泛采用了低阻衬底的外延层。

(b) 结构 过去最老式的是点接触型, 就是在 n 型硅片上装置经成形处理钨针或钼针, 或者在 p 型硅片上装置有处理成丝锥的钨针。这类管子曾用于一般检波和超高频 (UHF 带) 以上的混频管, 现正逐渐被肖特基接触型所取代。

合金结型有多种形式, 如把含有镍或镉的金线接触到锗表面, 通电后形成微小的合金结 (金结结

⊙ UHF 带系指 300~3000MHz。——译者注

型)。

通常是用硅外延片的扩散平面型,它广泛用于一般整流、开关、稳压、可变电容和光电转换等。台面型和斜面型的耐高压性较好。

肖特基型就是用真空蒸发或电极沉积方法把铂、钨、镍、钼等金属阻挡层粘附在硅、砷化镓的清洁表面上,其正向电压的上升特性好,主要用作超高频以上的变容二极管和可变电阻,近年来还用作低损耗的整流元件。

(c) 特性举例 典型特性的例子见表2。

表2 各种二极管的特性

型 号	结 构 主要用途	最大额定值	电 气 特 性		
		$V_F(V)$ $I_F(mA)$	$V_R(V)$ $I_{RMA}(mA)$	$t_{rr}(ns)$	
1N60	触点接触 一般整流	45	1.0 (>4mA)		
		50	75 (10V)		
1S73A	铂金键 高速开关	30	1.0 (100mA)		0.9nS
		120	55 (10V)		
1S954	Si epi. 平面型 高速开关	75	0.9 (100mA)		2
		200	0.015 (50V)		
1S2675	Si epi. 平面型 高频整流	500	1.1 (800mA)		200
		800	5 (500V)		
1S1807	Si epi. 肖特基 超高频用	5	0.35 (>1mA)		
		30	1 (2V)		
40SB035	Si epi. 肖特基 低电压功率用	30	0.8 (100A)		50
		40A	30mA (30V)		
1S2207	硅超变容 可变电容	25	$I_R = 1 \mu A (25V)$ $C = 17 pF (2V)$ $= 6.4 pF (10V)$		
RL6.2F	硅外纳 稳压	$P_C = 1W$	$V_Z \approx 6.2V, r_Z = 6 \Omega$ $I_R = 20 \mu A (3V)$		

注: Si epi., 硅外延片; V_R : 反向电压; I_{RM} : 平均整流电流; V_F : 正向电压; I_{RM} : 反向电流; t_{rr} : 反向恢复时间; V_Z : 齐纳电压; r_Z : 工作电阻; C : 极间电容。

2.2 MOS 二 极 管

MOS (金属-氧化物-半导体) 二极管的结构如图13(a)所示,具有独特的电容-电压特性。其典型结构就是金属-二氧化硅-硅。

2.2.1 表面电荷理论 若半导体基片为n

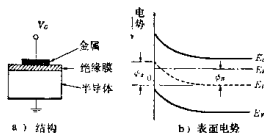


图13 MOS二极管

型,则表面能带图见图13(b)。每单位面积上的施主离子和载流子所形成的空间电荷 Q_{sc} 为^[20]:

$$Q_{sc} = \pm q n_i L \left[\lambda (e^{-Y_s} - 1) + \lambda^{-1} (e^{Y_s} - 1) + (\lambda - \lambda^{-1}) Y_s \right]^{1/2} \quad (40)$$

式中 $\lambda = p_n/n_i = n_i/n_n$, $Y_s = q\psi_s/kT \equiv \beta\psi_s$ (ψ_s : 表面电势), $L = [2\epsilon_0\epsilon_s/(qn_i\beta)]^{1/2}$ 。当 $Y_s > 0$ 时, 符号为(-); 当 $Y_s < 0$ 时, 符号为(+). 通过表面电势的变化, 可以形成电子贮存 ($\psi_s > 0$) - 耗尽-空穴贮存 ($\psi_s < -|\phi_0|$)。当 $\psi_s < -2|\phi_0|$ 时, 表面反转层中的空穴贮存尤为显著。

2.2.2 MOS系的电容

(a) 空间电荷层电容^[21] 空间电荷层电容 C_{sc} 由下式表示

$$C_{sc} = -\beta (dQ_{sc}/dY_s) \quad (41)$$

在低频时, 表面反转层中的空穴(少数载流子)对信号电压响应时, C_{sc} 为

$$C_{sc}^0 = \frac{e_s \epsilon_s L}{L} \times \frac{|\lambda(1 - e^{-Y_s}) - \lambda^{-1}(1 - e^{Y_s})|}{[\lambda(e^{-Y_s} - 1) + \lambda^{-1}(e^{Y_s} - 1) + (\lambda - \lambda^{-1})Y_s]^{1/2}} \quad (42)$$

在高频时, 反转层不能响应, 当 $Y_s > Y_L$ (但 $Y_L = \lambda^2 e^{-Y_L} = -Y_L - 1$) 时 C_{sc} 为:

$$C_{sc}^m = \frac{e_s \epsilon_s \lambda^{-1/2}}{L} \cdot \frac{|1 - e^{Y_s}|}{(e^{Y_s} - Y_s - 1)^{1/2}} \quad (43)$$

在 $Y_s \leq Y_L$ 的强反转层中

$$C_{sc}^m \approx \frac{e_s \epsilon_s \lambda^{-1/2}}{L} (-Y_L - 1)^{-1/2} \quad (44)$$

(b) 表面能级电容 硅-二氧化硅界面上存在表面能级, 设由表面电势的变化而产生的表面能级的变化为 Q_{ss} , 则产生电容为:

$$C_{ss} = \beta (dQ_{ss}/dY_s) \quad (45)$$

表面能级决定的载流子的俘获需要有限的时间常数, 因此 C_{ss} 也依赖于信号频率。

(c) 绝缘膜电容 设二氧化硅薄膜厚度和相对介电常数分别为 t_{ox} 、 ϵ_{ox} ，则绝缘膜电容 C_{ox} 以下式表示

$$C_{ox} = \epsilon_0 \epsilon_{ox} / t_{ox} \quad (46)$$

MOS 二极管的电容 C 为 C_{ie} 与 C_{it} 并联再加上 C_{ox} 的串联，由下式表示：

$$C = C_{ox} (C_{ie} + C_{it}) / (C_{ox} + C_{ie} + C_{it}) \quad (47)$$

2.2.3 电容-电压特性 设金属栅上外加电压为 V_G ，加在氧化膜上的电势差为 V_{ox} ，则有

$$\begin{aligned} V_G - V_{FB} &= \psi_i + V_{ox} = Y_i / \beta \\ &\sim (Q_{sc} + Q_{it}) / C_{ox} \end{aligned} \quad (48)$$

这里， V_{FB} 表示了一切要素：即金属栅和半导体基片的功函数差、氧化膜中的空间电荷和表面能级电荷等，即使在 $V_G = 0$ 也能使表面电势变化。使 $\psi_i = 0$ 也需给以必要的栅电压。 $V_{FB} = 0$ 、 $Q_{it} = 0$ 的理想 MOS 二极管，在频率足够低和足够高时，考虑到反转层中的少数载流子电荷和表面能级电荷的响应有无，从式 (42)~式 (48) 能求出电容-电压特性。图 14 所示的为 n 型基片的一个例子。

表面能级密度可根据实测的电容-电压特性与

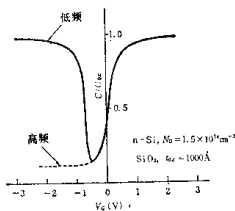


图14 MOS二极管的C-V特性

上述理想的电容-电压特性相比较^[22]，以及 MOS 二极管的导电对频率的依赖性^[23]而求出。

2.2.4 MOS 二极管的应用 MOS 二极管能够用作上述的可变电容。但是更重要是对表面反转层的传导作为 MOS 场效应晶体管工作原理的研究，以及对表面电荷的瞬间响应特性作为电荷结合元件的工作原理的研究。另外，MOS 特性的分析有效地用于评价硅-二氧化硅界面的电性能。

第3章 双极型晶体管

3.1 概述

所谓双极型晶体管是电子和空穴两种载流子都参与工作的各种晶体管的总称。下一章所叙述的场效应晶体管是一种载流子参与工作的，故称为单极型晶体管；而双极型晶体管则是与单极型相应而定名的。

双极型晶体管一般由发射区、基区和集电区三个部分组成。根据各区的导电类型可分为 pnp 型和 npn 型；按基区内是否存在电场又可分为两类：即基区内存在电场使载流子加速的载流子漂移型和基区内不存在电场的载流子扩散型；按用途还可分成小信号、功率或低频、高频管等类型。

3.2 直流的基本工作

下面以 pnp 载流子扩散型晶体管为例，在一级近似的基础上来加以说明。其前提条件是：一维的、

单位截面积并且不考虑下一节将提及的二维效应。

工作的基本情况是这样的，在正向偏置的发射区-基区的 pn 结里，当基区的热平衡浓度在空穴浓度 p_{n0} 以上时注入少数载流子（此时为空穴），另外在反向偏置的集电区-基区的 pn 结里，因少数载流子浓度保持在热平衡浓度以下，故基区产生少数载流子浓度梯度，少数载流子借扩散作用横穿基区到达集电结。如图 15 所示，基区中的空穴分布近似为直线。为了使基区的空穴大量到达集电区，必须使基区宽度 W 比基区中空穴扩散距离 L_p 充分的

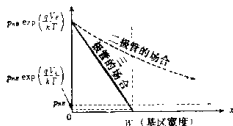


图15 注入空穴的分布

薄,而二极管要求满足的条件相反(图15中的虚线),故有不同的空穴分布。

在 $W \ll L_{ps}$ 的条件下,流过发射结的空穴电流密度 J_{ps} 为

$$J_{ps} = \frac{qD_p p_{ns}}{L_{ps}} \cdot \frac{1}{\sinh(W/L_{ps})} \times \left\{ \cosh\left(\frac{W}{L_{ps}}\right) \left[\exp\left(\frac{qV_E}{kT}\right) - 1 \right] - \left[\exp\left(\frac{qV_C}{kT}\right) - 1 \right] \right\} \quad (49)$$

式中 V_E 、 V_C 分别为发射极和集电极直流电压; D_p 、 D_n 分别为空穴和电子的扩散系数; p_n 、 n_p 分别为平衡态的n型和p型半导体的少数载流子浓度;下角字B、E、C:分别表示基区、发射区和集电区; k :玻尔茨曼常数; T :绝对温度; q :电子电荷。

从结开始到无限远的距离均存在电极的情况下,发射结的电子电流和集电结的电子电流分别与二极管相应的电子电流相等,即

$$J_{ns} = \frac{qD_n n_{ps}}{L_{ns}} \left[\exp\left(\frac{qV_E}{kT}\right) - 1 \right] \quad (50)$$

$$J_{nc} = -\frac{qD_p n_{pc}}{L_{nc}} \left[\exp\left(\frac{qV_C}{kT}\right) - 1 \right] \quad (51)$$

此外,与式(49)相同,集电结的空穴电流为:

$$J_{pc} = -\frac{qD_p n_{ps}}{L_{ns}} \frac{1}{\sinh(W/L_{ps})} \times \left\{ \left[\exp\left(\frac{qV_E}{kT}\right) - 1 \right] - \cosh\left(\frac{W}{L_{ps}}\right) \left[\exp\left(\frac{qV_C}{kT}\right) - 1 \right] \right\} \quad (52)$$

晶体管是三个端子,各端子电流是

$$\left. \begin{aligned} I_E &= J_{ns} + J_{ps} \\ I_C &= -(J_{nc} + J_{pc}) \\ I_B &= I_E - I_C \end{aligned} \right\} \quad (53)$$

所以有

$$I_E = I_{E1} \left[\exp\left(\frac{qV_E}{kT}\right) - 1 \right] - \alpha_E I_{C1} \left[\exp\left(\frac{qV_C}{kT}\right) - 1 \right] \quad (54)$$

$$I_C = -\alpha_E I_{E1} \left[\exp\left(\frac{qV_E}{kT}\right) - 1 \right] + I_{C1} \left[\exp\left(\frac{qV_C}{kT}\right) - 1 \right] \quad (55)$$

式(54)、(55)是用发射结和集电结电压来表示发射结和集电结电流的基本关系式。因此

$$I_{E1} = \frac{qD_n n_{ps}}{L_{ns}} + \frac{qD_p p_{ns}}{L_{ps}} \coth\left(\frac{W}{L_{ps}}\right) \quad (56)$$

$$I_{C1} = \frac{qD_p p_{ns}}{L_{ps}} \coth\left(\frac{W}{L_{ps}}\right) + \frac{qD_n n_{pc}}{L_{nc}} \quad (57)$$

$$\alpha_E = \frac{1}{I_{E1}} \frac{qD_p p_{ns}}{L_{ps}} \frac{1}{\sinh(W/L_{ps})} \quad (58)$$

$$\alpha_C = \frac{1}{I_{C1}} \frac{qD_p p_{ns}}{L_{ps}} \frac{1}{\sinh(W/L_{ps})} \quad (59)$$

令 γ_E 为发射结的空穴注入率,从式(49)、(50)得

$$\gamma_E = \frac{J_{ps}}{J_{ps} + J_{ns}} \approx \frac{1}{I_{E1}} \frac{qD_p p_{ns}}{L_{ps}} \coth\left(\frac{W}{L_{ps}}\right) \quad (60)$$

令 $\alpha_F = \gamma_E \beta_E$, 得

$$\beta_E = \operatorname{sech}\left(\frac{W}{L_{ps}}\right) \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{W}{L_{ps}}\right)^2 \quad (61)$$

为了使 $\alpha_E \approx 1$, 必须满足 $W \ll L_{ps}$ 的结构和 $p_{ns} \gg n_{ps}$ 的杂质配置等条件。

另一方面,由于基区中有杂质存在,故存在内部电场,基区中的杂质分布呈指数函数,此时从发射区一端的 $n_p(0)$ 向集电区一端的 $n_p(W)$ 单调减少,其电场 E 为

$$E = \frac{kT}{q} \frac{1}{W} \ln \left[\frac{N_D(0)}{N_D(W)} \right] = \text{一定} \quad (62)$$

与位置 x 无关。因此若用参数 η 来表示,则

$$\eta \equiv (\mu_p E / D_p) \cdot (W/2) \quad (63)$$

于是

$$J_{ps} = \frac{qD_p p_{ns}(0)}{W} \left\{ \left(\eta + \sqrt{\eta^2 + \left(\frac{W}{L_{ps}}\right)^2} \right) \times \coth \sqrt{\eta^2 + \left(\frac{W}{L_{ps}}\right)^2} \left(\exp\left(\frac{qV_E}{kT}\right) - 1 \right) - e^\eta \sqrt{\eta^2 + \left(\frac{W}{L_{ps}}\right)^2} \operatorname{cosech} \sqrt{\eta^2 + \left(\frac{W}{L_{ps}}\right)^2} \times \left(\exp\left(\frac{qV_C}{kT}\right) - 1 \right) \right\} \quad (64)$$

$$J_{pc} = -\frac{qD_p p_{ns}(0)}{W} \left\{ e^\eta \sqrt{\eta^2 + \left(\frac{W}{L_{ps}}\right)^2} \times \operatorname{cosech} \sqrt{\eta^2 + \left(\frac{W}{L_{ps}}\right)^2} + \left(\eta - \sqrt{\eta^2 + \left(\frac{W}{L_{ps}}\right)^2} \right) \times \coth \sqrt{\eta^2 + \left(\frac{W}{L_{ps}}\right)^2} \left(\exp\left(\frac{qV_C}{kT}\right) - 1 \right) \right\} \quad (65)$$

式中 $p_{ns}(0)$ 表示基区靠近发射区一端的空穴浓度。

3.3 小信号特性

3.3.1 小信号交流解 对于交流小信号的晶体管特性, 若设 I 、 V 为电流和电压的直流成分, i 、 v 为交流小信号成分 (幅值), 以基区靠近发射区的一端为例, 则空穴浓度变为

$$\begin{aligned} p_{ns} \exp(q(V_E + v_E)/kT) &= P(E) \\ &+ p(E) \approx p_{ns} \exp(qV_E/kT) \\ &+ P(E) (qv_E/kT) \end{aligned} \quad (66)$$

用交流小信号和直流成分的一次结合起来表示, 能够分别求解。对应于式 (49)、式 (52) 的交流解为

$$\begin{aligned} i_{pE} &= \frac{qD_p p_{ns}}{L_{ps}} \frac{q}{kT} \frac{s_p}{\sinh(Ws_p/L_{ps})} \\ &\times \left[\exp\left(\frac{qV_E}{kT}\right) v_E \cosh\left(\frac{Ws_p}{L_{ps}}\right) \right. \\ &\left. - \exp\left(\frac{qV_E}{kT}\right) v_C \right] \end{aligned} \quad (67)$$

$$\begin{aligned} i_{pC} &= \frac{qD_p p_{ns}}{L_{ps}} \frac{q}{kT} \frac{s_p}{\sinh(Ws_p/L_{ps})} \\ &\times \left[\exp\left(\frac{qV_E}{kT}\right) v_E \right. \\ &\left. - \exp\left(\frac{qV_C}{kT}\right) v_C \cosh\left(\frac{Ws_p}{L_{ps}}\right) \right] \end{aligned} \quad (68)$$

但是作为 $s_p = \sqrt{1 + j\omega\tau_{ps}}$, ω 是交流信号角频率, τ_{ps} 是基区的空穴寿命, 存在着 $L_{ps} = \sqrt{D_p\tau_{ps}}$ 的关系。同理可得

$$i_{nE} = \frac{qD_n n_{pe} s_n}{L_{ne}} \exp\left(\frac{qV_E}{kT}\right) \frac{q}{kT} v_E \quad (69)$$

但是 $s_n = \sqrt{1 + j\omega\tau_{ne}}$, $L_{ne} = \sqrt{D_n\tau_{ne}}$ 。集电结的电子电流, 除式 (51) 的扩散成分外, 还要考虑由于向集电区注入空穴产生的电场 E_c 所引起的电子电流成分, 有

$$i_{nc} = \frac{qD_n n_{pe} \mu_n m v E_c}{j\omega M} \quad (70)$$

m 、 v 、 M 都是由构成晶体管的半导体材料所决定的常数, 有很复杂的表达式, 这里省略。 μ_n 是电子迁移率。

3.3.2 厄尔利 (Early) 效应 集电结上外加反向电压改变了势垒区厚度, 当基区的有效宽度 W 变化时, 则调制了注入基区的空穴电流。若将此导入

边界条件而修正式 (67)、式 (68), 则成为式 (71)、(72)

$$\begin{aligned} i'_{pE} &= i_{pE} - \frac{qD_p p_{ns} s_p}{(L_{ps})^2} \frac{\partial W}{\partial V_C} v_C \operatorname{cosech}\left(\frac{Ws_p}{L_{ps}}\right) \\ &\times \left[\left(\exp\left(\frac{qV_E}{kT}\right) - 1 \right) \operatorname{cosech}\left(\frac{W}{L_{ps}}\right) \right. \\ &\left. + \coth\left(\frac{W}{L_{ps}}\right) \right] \end{aligned} \quad (71)$$

$$\begin{aligned} i'_{pC} &= i_{pC} - \frac{qD_p p_{ns} s_p}{(L_{ps})^2} \frac{\partial W}{\partial V_C} v_C \coth\left(\frac{Ws_p}{L_{ps}}\right) \\ &\times \left[\left(\exp\left(\frac{qV_E}{kT}\right) - 1 \right) \operatorname{cosech}\left(\frac{W}{L_{ps}}\right) \right. \\ &\left. + \coth\left(\frac{W}{L_{ps}}\right) \right] \end{aligned} \quad (72)$$

3.3.3 电流放大系数及其频率特性 发射区输入交流小信号时, 空穴注入率 γ_e 从式 (67)、(69) 得出

$$\begin{aligned} \gamma_e &= \frac{i_{pE}}{i_{pE} + i_{nE}} \\ &= \left\{ 1 + \left(\frac{D_n s_n L_{ps} n_{pe}}{D_p s_p L_{ne} p_{ns}} \cdot \frac{1}{\coth(s_p W / L_{ps})} \right) \right\}^{-1} \end{aligned} \quad (73)$$

同样少数载流子的到达率 β_e 为:

$$\beta_e = i_{pC} / i_{pE} = \operatorname{sech}(s_p W / L_{ps}) \quad (74)$$

设交流电流放大系数为 α_{ec} , 则有

$$\alpha_{ec} = \alpha^* \beta_e \gamma_e \quad (75)$$

α^* 是输入集电结的交流空穴电流与集电极的交流全电流之比。如式 (70) 那样, 当考虑到由电场引起的漂移电流成分, 则 $\alpha^* > 1$, 但通常近似为 1。

如果考虑到 α_{ec} 的频率特性仅由 β_e 的频率特性决定, 则有

$$\begin{aligned} \alpha_{ec} &= \beta_e = \operatorname{sech}\left(\frac{Ws_p}{L_{ps}}\right) = \operatorname{sech}\left[\left(\frac{W}{L_{ps}}\right) \sqrt{1 + j\omega\tau_{ps}}\right] \\ &= \operatorname{sech}\left(\sqrt{2} \sqrt{\frac{1}{\tau_{ps}\omega\tau} + j\left(\frac{\omega}{\omega_\tau}\right)}\right) \end{aligned} \quad (76)$$

但是, $\omega_\tau = 1/\tau_\tau = 2D_p/W$, 即特性角频率 ω_τ 取决于基区的渡越时间 τ_τ 。若将式 (76) 展开, 近似为

$$\alpha_{ec} = \frac{\alpha_{ec0}}{1 + j\left(\frac{\omega}{\omega_\tau}\right)} \exp\left(-jm\left(\frac{\omega}{\omega_\tau}\right)\right) \quad (77)$$

则有

$$\begin{aligned} \alpha_{ec0} &= \{1 + (4/\pi^2) \cdot (W/L_{ps})^2\}^{-1} \\ \omega_\tau &= (1 + m)\omega_\tau, \quad m = 0.23 \end{aligned} \quad (78)$$

即截止频率 $f_a = \omega_a/2\pi$, a_{cr} 振幅为低频值的 $1/\sqrt{2}$, 相位角为 $(\pi/4 + 0.23)$ 弧度, 比无源网路有 0.23 弧度的过剩相位 (见图 16)。 ω_a 与 ω_r 的关系如式 (78), 并没有什么特殊的物理意义。

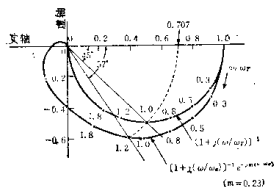


图16 电流放大系数的频率特性

基区-集电区之间的电流放大系数 a_{cb} 为

$$a_{cb} = a_{cr} (1 - a_{cr})^{-1} \\ = \frac{a_{cr0}}{1 + ja_{cr0}(\omega/\omega_r)} \cdot \exp\left[-j0.154\left(\frac{\omega}{\omega_r}\right)\right] \quad (79)$$

a_{cb0} 为低频时的 a_{cb} 值。当 $|a_{cb}| = 1$ 时, 频率大效是 ω_r , 将 $f_r = \omega_r/2\pi$ 称为晶体管的特征频率, f_r 作为高频特性的基本标志。

当基区存在电场时, 假设 a_{cr} 由 β_r 决定, 则

$$a_{cr0} = \left\{ 1 + \frac{1}{\omega_r \tau_{ps}} \left[\frac{2\eta + e^{-2\eta} - 1}{2\eta^2} \right] \right\}^{-1} \\ = \left\{ 1 + \frac{1}{\omega_r \tau_{ps}} \right\}^{-1} \quad (80)$$

但是,

$$\omega_{rd} = \frac{1}{\tau_{rd}} = \omega_r \left\{ \frac{2\eta^2}{2\eta + e^{-2\eta} - 1} \right\} \quad (81)$$

对于式 (77)、(78), 若给 ω_a 下的定义与在均匀基区的定义相同, 则 m 与 η 的关系如图 17 所示。

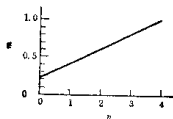


图17 m 和 η 的关系

3.3.4 导纳参数 若把晶体管看作有源四端网路, 则输入和输出的交流电压和电流之间存在参

数关系。对发射极接地电路, 可用参数 y 及 h 表示。

$$y_{11} = \frac{qD_p s_p p_{ns}}{L_{ps}} \frac{q}{kT} \exp\left(\frac{qV_E}{kT}\right) \coth\left(\frac{W s_p}{L_{ps}}\right) \\ + \frac{qD_n s_n n_{ps}}{L_{nc}} \frac{q}{kT} \\ y_{12} = -\frac{qI_p s_p p_{ns}}{(L_{ps})^2} \frac{\partial W}{\partial V_C} \operatorname{cosech}\left(\frac{W s_p}{L_{ps}}\right) \\ \times \left[\left(\exp\left(\frac{qV_E}{kT}\right) - 1 \right) \operatorname{cosech}\left(\frac{W}{L_{ps}}\right) \right. \\ \left. + \coth\left(\frac{W}{L_{ps}}\right) \right] \quad (82)$$

$$y_{21} = -\frac{qD_p s_p p_{ns}}{L_{ps}} \frac{q}{kT} \exp\left(\frac{qV_E}{kT}\right) \\ \times \operatorname{cosech}\left(\frac{W s_p}{L_{ps}}\right) \\ y_{22} = \frac{qD_p s_p p_{ns}}{(L_{ps})^2} \frac{\partial W}{\partial V_C} \coth\left(\frac{W s_p}{L_{ps}}\right) \\ \times \left[\left(\exp\left(\frac{qV_E}{kT}\right) - 1 \right) \right. \\ \left. \times \operatorname{cosech}\left(\frac{W}{L_{ps}}\right) + \coth\left(\frac{W}{L_{ps}}\right) \right]$$

还有

$$h_{11} = (y_{11})^{-1}, \quad h_{12} = -(y_{12}/y_{11}) \\ h_{21} = (y_{21}/y_{11}), \quad h_{22} = (y_{11}y_{22} - y_{12}y_{21})/y_{11} \quad (83)$$

而且

$$\begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix} = (y) \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} v_1 \\ v_2 \end{pmatrix} = (h) \begin{pmatrix} i_1 \\ i_2 \end{pmatrix} \quad (84)$$

h_{11} 是输出端短路时的输入阻抗, h_{12} 是输入端开路时的电压反馈系数, h_{21} 是输出端短路时电流放大系数, h_{22} 是输入端开路时的输出导纳。这种形式容易满足测试条件, 因此用得较多。若限定频率范围, 则都能近似为简单形式。

3.3.5 等效电路 式 (82) 的参数并没有包含由晶体管结构所决定的寄生效应。实际上还有结电容、漏电流、电极部分的体电阻、引线、外壳的寄生电容和阻抗等。在放大区 (本征晶体三极管) 再加上这些因素, 等效电路如图 18 所示。在低频领域, 根据实际情况可近似为图 19 所示。除此之外, 还有若干例子⁽²⁶⁾。

3.3.6 其它效应 实际测定晶体管的 f_r 等参数时, 是存在着寄生成分的。在图 19 所示的等效

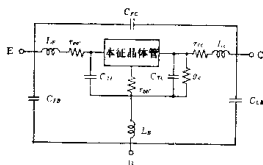


图18 包含寄生因素的等效电路

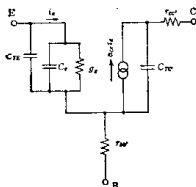


图19 简化等效电路

电路中, i_E 并不包含流过结电容 C_{JE} 的电流, 所以流过结电容的电流对电流放大系数不起作用。 $g_m = (q/kT) I_E$, 在发射极偏置电流较小时, 往往用时间常数 C_{JE}/g_m 决定截止(截止发射极)频率。

基区电阻 $r_{bb'}$, 根据晶体管结构可分为基区外阻和基区内阻。基区外阻由基极到放大区域的体效应电阻决定, 基区内阻分布于沿发射结正对的基区里。沿基区内阻的电势分布影响发射区发射出来的少数载流子, 使电流仅集中于发射区正对基区的周围。在基区输入电路中, 基区电阻和 C_{JE} 形成高频截止滤波器, 因此限制了高频特性, 尤其在高频时

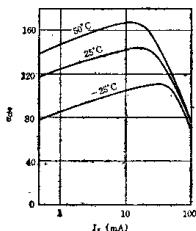


图20 电流放大系数与发射极电流的关系

集中于上述发射区周围的电流特别大。

其次, 基区内阻与基区宽度 W 成正比, 集电区电压引起势垒宽度的变化和集电区电流引起势垒宽度的变化都会影响基区电阻⁽²⁸⁾。

根据发射极直流电流的大小, 电流放大系数的变化如图 20 所示。可以这样来说明, 用三维结构来研究晶体管, 要加上 β_E 中因表面复合而消失的项, 再注意到因大注入而导致 r_c 的降低⁽²⁷⁾。

3.4 大振幅工作

3.4.1 大信号解析 作为解析法, 有着眼于基区电荷的电荷控制法⁽²⁸⁾, 还有用小信号参数再使大信号工作各点等方法⁽²⁹⁾。伊白尔斯(Ebers)、莫尔(Moll)⁽²⁸⁾认为只要考虑空穴电流, 则可用式(85)表示

$$I_E = \frac{1}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left\{ I_{E0} \left[\exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] + \alpha_I I_{C0} \left[\exp\left(\frac{qV_{CE}}{kT}\right) - 1 \right] \right\} \quad (85)$$

$$I_C = \frac{1}{1 - \alpha_N \alpha_I} \left\{ I_{E0} \alpha_N \left[\exp\left(\frac{qV_{BE}}{kT}\right) - 1 \right] - I_{C0} \left[\exp\left(\frac{qV_{CE}}{kT}\right) - 1 \right] \right\}$$

I_{E0} 、 I_{C0} 分别是当集电极和发射极电流为零

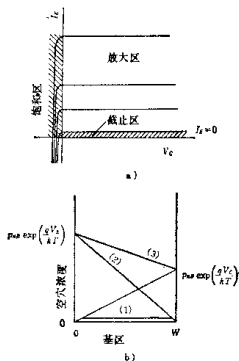


图21 晶体管的工作区和空穴在基区内的分布

时的发射结和集电结的饱和电流, a_n 、 a_i 分别是正向电流和反向电流的放大系数, 具有 $a_i I_{C0} = a_n I_{E0}$ 的关系。pnp 晶体管分为三个区: $V_E < 0$ 、 $V_C < 0$ 为截止区(1); $V_E > 0$ 、 $V_C < 0$ 为放大区(2); $V_E > 0$ 、 $V_C > 0$ 为饱和区(3); 见图 21(a)。在不同工作区, 基区中空穴分布见图 21(b)所示。综合考虑正向特性和反向特性, 就可分别在各区域里求出其等效电路。

饱和状态时因外部电阻限制了集电极电流, 在集电极端的空穴浓度不为零。

3.4.2 瞬态响应 在输入发射极上加以充分大的正电流脉冲时, 集电极电流的波形如图 22。在稍微的延迟时间 t_d 后, 经过上升时间 t_r , 晶体管通过放大区而进入饱和区。当输入脉冲结束后, 集电极电流在 t_s 时间(贮存时间)内维持同样的大小, 之后经 t_f 的下降时间再回到截止区。各个时间均由集电极电流幅度的 10% 和 90% 的位置所决定。在从截止区到放大区的过渡中, 假设能用上述分析的小信号参数来简化式(77), 则

$$I_c(t)/I_E(t) = -a_o/(1+j(\omega/\omega_T)) \quad (86)$$

$$t_r = \frac{1}{\omega_T} \ln \left[\frac{I_{E1}}{I_{E1} a_o + 0.9 I_{C1}} \right] \quad (87)$$

I_{E1} 为输入脉冲电流, I_{C1} 为最终时的集电极电流。当 I_{C1} 不取决于外部电阻时, 式(87)则成为 $t_r = 2.3/\omega_T$ 。

t_s 是基区中空穴分布回到放大状态的时间, 也是通过反接的发射区的电流成分(或从集电区出来的注入电流成分)逐渐消失的时间。它用反接的电流放大系数 a_i 和 ω_T 可近似地由下式表示

$$t_s \approx \frac{\omega_{TN} + \omega_{TI}}{\omega_{TN} \omega_{TI} (1 - a_n a_i)} \ln \left(\frac{-a_n I_{E1}}{I_{C1}} \right) \quad (88)$$

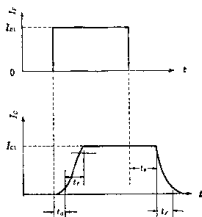


图22 晶体管的瞬态响应

下降时间 t_f 与式(87)同样, 成为 $t_f = 2.3/\omega_T$ 。此外, 延迟时间 t_d 一般是由通过外部电阻给发射结电容充电的时间所决定。

3.5 晶体管的噪声

晶体管的噪声除了閃变噪声外, 还包括热噪声和散粒噪声。閃变噪声是由于发射区表面和晶体主体的缺陷所引起的复合电流的变动, 以及主要是由于集电结的漏电流的变动而产生的。在低频区, 閃变噪声随着频率的降低而以 3 分贝/8 音度 (3dB/oct) 的速度在上升 (1/f 特性)。由于 LTP⁽³⁰⁾ (低温钝化) 和 PCT⁽³¹⁾ (发射极杂质扩散改进) 等表面处理和主体处理技术的研制, 使閃变噪声正在大大降低。

中频区的噪声主要是基区电阻产生的热噪声以及由各结的饱和电流和发射极电流所产生的散粒噪声。噪声系数大约在 1 分贝以下。高频区的噪声再次以 6 分贝/8 音度的速度上升, 这是因为发射极电流分流到基极和集电极而产生的分配噪声, 它是 a_{ce} 的函数, 引起分配噪声增大的频率 f_N 为

$$f_N = f_a \sqrt{1 - k a_{ce}}, \quad k = 1 - 2r_e/(r_b + R_g) \quad (89)$$

噪声系数 F 为

$$F = 1 + \frac{r_{bb'}}{R_g} + \frac{r_e}{2R_g} + \frac{(1 - a_{ce}) \{1 + (1 - a_{ce})^{-1} (f/f_N)^2\}}{2a_{ce} r_e R_g} \times (R_g + r_{bb'} + r_e)^2 \quad (90)$$

R_g 为信号源电阻, r_e 为 T 型等效电路的发射区电阻。

此外, 在低频区, 由于发射区的晶体缺陷等原因, 也会引起基发性噪声 (俗称“爆米花”噪声)。

3.6 晶体管的种类和结构

晶体管产品现在大都为硅材料制成, 而锗材料只不过是合金结型的老品种。在结的结构方面, 采用外延生长和杂质扩散以及离子注入等方法。通常, 用于小信号的晶体管是在低阻基片上外延生长集电区层, 再用双重扩散制成基区和发射区, 这种工艺形式称为平面接触型。另外, 大功率晶体管是在高阻基片上, 先从背面扩散集电区, 再从正面扩散制成基区和发射区。这种工艺称为三重扩散型。还有在低阻基片上外延生长, 制成高阻集电区和基