



半 导 体 器 件

李 致 浩

一、引 言

所有半导体器件就其用途来说有两类。一类是用于研究某些基本的物理参量。例如金属-绝缘体-半导体二极管,其主要用途是研究半导体表面的性质和钝化技术的性质及效果。又如热电子晶体管可用于研究热电子寿命和载流子通过薄膜时的输运性质。另一类则是应用于实际的电子线路。在生产实践和科学实验中这一类是主要的、大量的。我们可以把半导体器件按其作用性质归为如下四大类。

1. 双极型器件

这一类器件的主要特点是两种不同极性的载流子(电子和空穴)参与电荷的输运过程。器件中含有一个或多个 p-n 结。器件的一些特性主要由少数载流子的输运性质所决定,因此也可叫做少数载流子器件。象整流管、稳压管、变容二极管、开关二极管、隧道二极管、阶跃二极管、单结晶体管等,都属于双极型单结器件。象各种不同功率和频率范围的 pnp 或 npn 晶体管、pnpn 四层二极管、可控整流器等都属于双极型多结器件。

2. 单极型器件

这一类器件的主要特点是主要只有一种极性的载流子(电子或空穴)参与电荷的输运过程。这种载流子是多数载流子,因此这类器件也可叫做多数载流子器件。这类器件按其机构又分为两类:一类是所谓界面器件,例如由金属和半导体接触形成的器件(肖特基势垒二极管、点接触二极管)、绝缘栅场效应晶体管、薄膜晶体管等;另一类是所谓结型场效应晶体管。

3. 光电子器件

这一类器件与光辐射有关,利用了半导体材料的光电性质,其中包括将电能转换成光能的电致发光器件,例如磷砷化镓数码管、碳化硅发光二极管、砷化镓激光器等。其次还有将光能转变成电能的器件,即是利用半导体的光生电动势效应,最重要的光生电动势器件就是太阳能电池。另外还有用于光控制和光探测的器件,例如各种光电二极管、光电导体等。

4. 体效应器件

这一类器件是利用了在各种外部影响(如电、磁、热等)的作用下,半导体内部的性质。这类器件即不包含 p-n 结,也不包含除电极欧姆接触外的其他任何界面效应;例如热敏电阻、压敏电阻、霍尔器件、温差发电器件,还有近年来正在大力研究的作为微波源或微波放大使用的根氏器件等。

在实际应用中,双极型器件应用领域广,使用量大,因此下面我们主要讨论双极型器件的一些性质。

二、双极型单结器件

双极型器件最重要的核心就是 p-n 结,通过选择不同的物理参量、几何结构来制造有各种不同电参量的 p-n 结器件。因此我们应该了解 p-n 结的各种性质及其影响这些性质的因素。

1. 电流-电压特性

流过 p-n 结的电流与外加电压的关系不服从欧姆定律。当 p 区相对于 n 区加正电压时,流过 p-n 结的电流很大,其值随外加电压指数上升;而 p 区相对于 n 区加负电压时,流过 p-n 结的电流很小,并且几乎与外加电压无关。这种单向导电特性用来做整流器是很合适的。p-n 结的广泛用途之一,就是用来做各种不同功率容量的整流器(把 p-n 结放在保护性管壳里,并接上两个电极,就成为整流器了)。p-n 结的指数电流-电压特性,在理想条件下可用下式描述:

$$I = I_p + I_n = A(I_{sp} + I_{sn})(e^{\frac{q}{kT}V} - 1), \quad (1)$$

式中 I 为流过 p-n 结的电流(其中包括空穴电流 I_p 和电子电流 I_n), A 为 p-n 结面积, I_{sp} 和 I_{sn} 分别是空穴和电子的饱和电流, k 为玻耳兹曼常数, T 为绝对温度, q 为电子电荷量, V 为加在 p-n 结上的电压。在室温下, $\frac{kT}{q} \approx 0.026$ 伏。

当 p-n 结加上反向电压 V_R , 且 $V_R < -\frac{3kT}{q}$ 时, (1)式可简化为:

$$I_R \approx -A(I_{sp} + I_{sn}), \quad (2)$$

即反向电流 I_R 与外加电压无关。 I_R 的理论值是很小的,但实际上的 p-n 结的反向电流都大于理论值,这主要是工艺上的因素引起的。反向电流随温度的上升而指数增加,因此在制做上应力求减小反向电流。

当 p-n 结加上正向电压 V_F , 且 $V_F > \frac{3KT}{q}$ 时, 则(1)式可简化为:

$$I_F \approx A(I_{sp} + I_{sn}) e^{\frac{q}{kT} V_F}; \quad (3)$$

从(3)式可以看到,每当正向电压变化约 60 毫伏时,正向电流 I_F 约改变 10 倍。

为了得到不同功率容量的 p-n 结整流二极管,可以选择不同的结面积和不同的材料电阻率。

处于正向偏压的 p-n 结,当其电流一定时,其正向电压随温度的升高而降低,即其温度系数为负值。这是因为少数载流子浓度随温度增加的很快,而 $(I_{sp} + I_{sn})$ 是正比于少数载流子浓度的。p-n 结正向压降的温度特性很重要,尤其是使用在温度变化范围大的环境中的双极型器件,必须注意到这个特点。

饱和电流 $(I_{sp} + I_{sn})$ 既然与少数载流子浓度成正比,那么通过质量作用定律 $n_p = n_i^2$ 就与材料的本征载流子浓度 n_i 有关,就是说, $(I_{sp} + I_{sn}) \sim n_i^2$ 。本征载流子浓度 n_i 的大小是由材料的禁带宽度 E_g 所决定的,即 $(I_{sp} + I_{sn}) \sim e^{-E_g/KT}$ 。我们把 E_g 写成电势形式,即 $E_g = qV_g$, 并写到(3)式中去,有:

$$I_F \sim e^{\frac{q}{kT}(V_F - V_g)}. \quad (4)$$

这就说明,当正向电流 I_F 相同时,禁带宽度 E_g 不同(即 V_g 不同)的材料,其 p-n 结的正向压降不同。锗的禁带宽度约为 0.72 伏,硅的禁带宽度约为 1.1 伏,因此从(4)式可看出硅比锗 p-n 结的正向压降,在电流相同时至少应高出 $1.1 - 0.72 = 0.38$ 伏。由此可见,硅和锗 p-n 结的正向伏安特性不同主要是由于它们的禁带宽度不同引起的。从能带论观点这也是比较容易理解的。既然硅的禁带宽度较宽,在相同的温度下,电子由价带激发到导带就比较困难,本征载流子浓度就小,在掺杂情况下少数载流子浓度就小。前已叙述,正向电流是正比于少数载流子浓度的。

2. 耗尽层和耗尽层电容

从 p-n 结的 p 区到 n 区存在一个过渡区,过渡区里有一个内建电场,这个内建电场的建立,是由于冶金结附近的可动载流子靠扩散运动流走了,剩下的固定杂质离子电荷形成了一个偶电层。偶电层内的电场阻止出现净的扩散流,使过渡区内的扩散作用和漂移作用平衡。p-n 结两侧材料的电阻率越低,则内建电场越大。不同材料形成的 p-n 结,内建电场的大小也不同;例如在室温下,锗单边突变结的内

建电势 V_{bi} (或叫接触电势差,或叫扩散电势)可在 0.4 ~ 0.6 伏范围,硅的可在 0.8 ~ 1.0 伏范围。偶电层内带正、负电的固定离子电荷叫做空间电荷。因此过渡区是由空间电荷形成的,叫空间电荷区。内建电场的方向是由 n 区指向 p 区的(见图 1)。对电子来说, p 边的电势能高于 n 边。电子从 n 区要达到 p 区,必须爬过一个电势能的“高坡”。我们叫它做势垒(势垒高度等于电子电荷与内建电势的乘积 qV_{bi})。这个势垒阻挡了电子向 p 区的扩散;同理,这个势垒也阻挡了空穴向 n 区的扩散,因此,空间电荷区又叫势垒区(也有叫“阻挡层”的)。势垒区内,载流子浓度比 n 区和 p 区中的多数载流子浓度低很多(由于扩散运动流走了),所以一般都把这个过渡区叫做耗尽层,意思是说,载流子都被“消耗尽”了。当 p-n 结加上反向电压(外加电压在耗尽层中产生的电场方向与内建电场方向一致),耗尽层内的电场增强,漂移作用超过了扩散作用,载流子将进一步被扫走,空间电荷被“暴露”出的更多,即耗尽层展宽。反向电压越大,展宽越多。p-n 结在正向偏压下恰相反,外加电压使耗尽层内的电场减弱,扩散作用超过漂移作用,从 p 区流向 n 区的空穴和相反方向流的电子,分别中和了一部分偶电层中的空间电荷,使耗尽层内的空间电荷减少,即耗尽层变窄。外加电压越大,耗尽层越窄。p-n 结两侧的半导体材料的电阻率不同时,在反向电压下,耗尽层要向其中电阻率较高的一侧扩展多些;这是因为高阻材料的杂质浓度低,相应的电离的杂质固定电荷的浓度就比低阻一侧的低。但在偶电层中两种极性的杂质固定电荷要平衡,所以高电阻率一侧,耗尽的区域就要宽一些。综上所述, p-n 结的耗尽层宽度与外加偏压有关,与材料电阻率有关。同时,不同的半导体材料由于禁带宽度不同,其耗尽层宽度也不同。我们举一个硅单边突变结的数

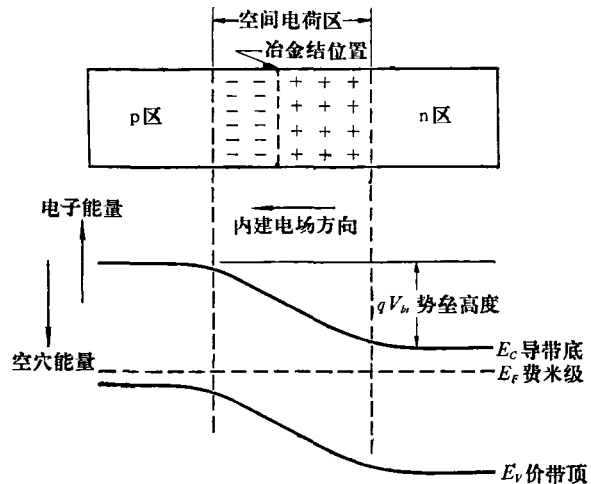


图 1 没有外加偏压时 p-n 结的耗尽层和能带图 (V_{bi} 为内建电势)

字例子,若高阻一边的电阻率为 $1\Omega\text{-cm}$,在室温下,不加电压时的耗尽层宽约 0.4 微米,正向偏压下约 0.15 微米,在 -10 伏反向偏压下约 1.5 微米;若高阻一边的电阻率为 $5\Omega\text{-cm}$,则上述三个量分别为: 1 微米 0.4 微米和 4 微米。一般说来硅 $p\text{-}n$ 结的耗尽层可在百分之几微米到几十微米范围。

从上面的分析可以看到,当外加电压改变方向或改变数值时,势垒区内的空间电荷数量就发生改变,这与平行板电容器的情形很相似。在平行板电容器中,平行板电容器中的充电电荷是随外加电压而改变的。设半导体的介电常数为 κ ,则耗尽层的电容可写成:

$$c = \frac{\kappa\epsilon_0}{d} \quad (5)$$

ϵ_0 是自由空间电容率,等于 8.85×10^{-14} 法拉/厘米, d 是耗尽层宽度。对于硅, $\kappa = 12$ 。对于锗, $\kappa = 16$ 。

将耗尽层宽度表达式 $d = \sqrt{\frac{2\kappa\epsilon_0(V_{bi} \pm V)}{qN_B}}$,代到(5)

式中就可以得到耗尽层电容的表达式。对于单边突变结的单位面积上的耗尽层电容为:

$$c = \sqrt{\frac{q\kappa\epsilon_0N_B}{2(V_{bi} \pm V)}} \quad (6)$$

式中 N_B 是高电阻率一侧的杂质浓度, V 是外加电压。当外加正向电压时,(6)式取“ $-$ ”号;外加反向电压时,(6)式取“ $+$ ”号。外加电压取绝对值。(6)式告诉我们:半导体材料的电阻率愈低(即 N_B 大), $p\text{-}n$ 结的电容愈大,因此,在实际的双极型器件中,除了通过结面积的大小选择电容外,还要通过杂质浓度来控制电容的大小。对于高频运用下的器件,必须使结电容很小,否则结电容会使高频信号短路,而使 $p\text{-}n$ 结不起作用。做为低频运用,例如市电电源的整流器,就可以完全不考虑结电容的大小,而去考虑其他更重要的电参量。正因为如此,整流管就不能当做检波管用。检波管是需要结电容小的;因此高频调幅波的解调,都用结电容只有十分之几微微法的点接触二极管,而很少用面结型二极管。

由(6)式可以看到,单边突变结的耗尽层电容是与外加电压有关的,与外加电压的平方根成反比。这是与平行板电容器不同的。平行板电容器的电容值与外加电压无关是一固定值。但正可利用 $p\text{-}n$ 结耗尽层电容随外加电压而改变的这种特性,制出一种变容二极管,通过调整 $p\text{-}n$ 结上的偏压来改变电容值,从而改变其电抗,故又叫变抗二极管,广泛应用于参量放大、谐振产生、混频、检波等电路中。

3. $p\text{-}n$ 结的击穿

$p\text{-}n$ 结的反向击穿有三种机构:热不稳定性,隧道效应和雪崩倍增。

(1) 热不稳定性 这是一种温度效应。在高反向击穿电压下的反向电流引起了热损耗。当热产生速度超过散热速度时,结温迅速增高。反过来又使反向电流进一步加大,结温更加急速上升,结果击穿点(对整个结面而言,往往是局部小点先击穿)附近的半导体首先达到本征温度(锗的本征温度约 100°C ,硅的本征温度约为 200°C),电流变得更大,最后击穿点附近熔化,结被短路而损坏。

(2) 隧道效应 当 $p\text{-}n$ 结两侧的杂质浓度较高时,加上反向电压后可出现能带与能带之间的隧道过程所引起的反向电流而造成的击穿。这种击穿叫齐纳击穿,其特点是击穿电压比较低。当击穿电压小于 $\frac{4E_g}{q}$ 时,为隧道效应击穿机构;击穿电压大于 $\frac{6E_g}{q}$ 时,为雪崩倍增击穿机构;击穿电压在两者之间时,是两种机构的结合。齐纳击穿的另一特点是击穿电压的温度系数为负值。

(3) 雪崩倍增 当载流子通过被加上反向电压的耗尽层时,载流子被电场加速获得足够能量,与晶格碰撞可产生电子空穴对。新产生的电子空穴对又被电场加速,再碰撞出新的电子空穴对,这样下去就象雪崩一样,载流子顷刻间增加了几个数量级,从而造成击穿。室温下突变结的雪崩击穿电压可以近似用下式表示:

$$V_B \approx 60 \left(\frac{E_g}{1.1} \right)^{3/2} \left(\frac{N_B}{10^{16}} \right)^{-3/4} \text{ 伏} \quad (7)$$

从(7)式可以看出,禁带宽度越宽的半导体,雪崩击穿电压越高;这是因为载流子在碰撞出电子空穴对时,需要的是能带到能带的激发。从(7)式还可以看出, $p\text{-}n$ 结高电阻率一边的材料电阻率越高(即 N_B 小),雪崩击穿电压越高;这是因为在相同的外加电压下,电阻率越高耗尽层越宽,于是耗尽层中的电场强度越低,要达到击穿电场必须加更大的外加电压。锗的禁带宽度比硅低,所以锗的 $p\text{-}n$ 结器件就做不出象硅那样高的击穿电压。

雪崩击穿电压随温度的升高而加大,具有正的温度系数;这是因为当温度升高时,晶格热振动加大,载流子在加速过程中损失于晶格的能量增加。因此载流子在获得足够大能量去碰撞产生电子空穴对之前,必须通过较大的电势差。

利用 $p\text{-}n$ 结的击穿特性可以制成稳压管。 $p\text{-}n$ 结击穿时,其电压是近于常数的。为了获得不同的稳定电压数值,可以选择不同电阻率的材料,在耗尽层中选择不同的杂质浓度梯度。同时还要考虑功率容量,不能在击穿时使结温升到危险高度。由于击穿电压与温度有关,常常用隧道机构与雪崩机构两种稳压管串联,或是用正向 $p\text{-}n$ 结与雪崩机构稳压管串联,以使负的温度系数补偿雪崩击穿电压的正温度系数,减少稳定

电压随温度的变化。

4. p-n 结的瞬态特性

在开关运用中,当二极管从正向偏压突然转到反向偏压时,二极管并不是立刻截止,而是先流过一个较大的反向电流 I_R , 经过一段存贮时间 t_1 后,反向电流开始衰减,到时间 t_2 ,反向电流才近似等于 p-n 结反向电压下的反向饱和电流(见图 2)。造成这种现象的原

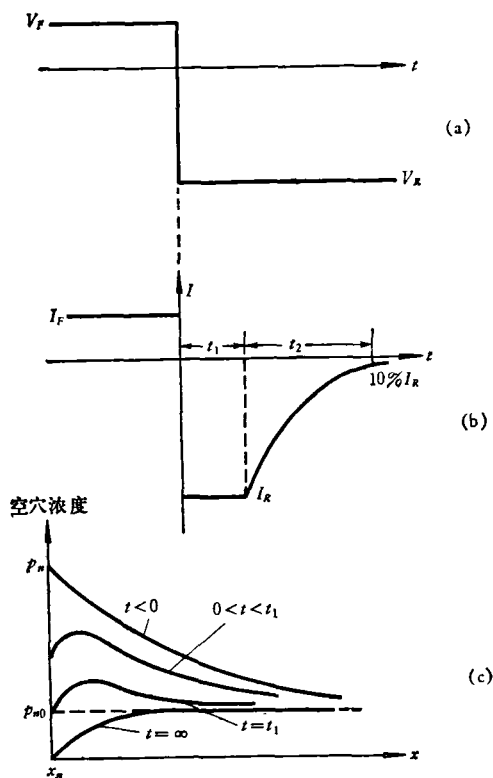


图 2 p-n 结的瞬态特性

(a) p-n 结上的外加信号; (b) p-n 结上的电流; (c) 在反向恢复期间 n 区的少数载流子分布, x_n 为耗尽层与 n 区的边界, P_{n0} 为 n 区原始的少数载流子空穴的浓度, P_n 为在正向偏置时由 p 区注入到 n 区边界的少数载流子空穴的浓度。

因是由于二极管在正向偏置时,在结附近的 n 区有从 p 区注入来的少数载流子的积累。当 p-n 结突然反向时,首先要将存贮的这部分少数载流子流走, p-n 结才能达到稳定的反向偏置状态。积累的载流子,一部分通过反向电流 I_R 被拉走 (I_R 的大小由外电路决定),一部分被复合掉。少数载流子寿命越低,则复合越快,反向恢复时间 ($t_1 + t_2$) 就越短。通过控制器件的少数载流子寿命,可以得到有不同反向恢复时间的二极管。例如开关二极管要求反向恢复时间短,就可以用掺入金属杂质的方法降低少数载流子寿命来减小反向恢复时间。一般开关二极管的少数载流子寿命为几个毫

微秒到几十毫微秒。阶跃二极管要求在偏压突然反向后,要有一段时间的导通,然后当积累的存贮电荷消除时,电流突然截止,因此阶跃二极管要求少数载流子寿命长,一般为几个微秒。

5. 有负阻特性的单结器件

(1) 隧道二极管 当 p-n 结两侧的 p 区和 n 区的电阻率很低,以致使费米级分别进入了 p 区的价带和 n 区的导带时,则在 p-n 结加上电压后,载流子可直接穿过耗尽层的禁带进行运输(见图 3)。从图 3 可以看出,隧道结在反向时与普通 p-n 结不同。由于 p 区价带的电子可以穿过耗尽层处的禁带到达 n 区的导带,因此其反向没有“阻挡层”,而是表现出一个低电阻特性。隧道结加上足够大的正向偏压时,其行为与普通的 p-n 结是一样的。但在小的正向偏压下,隧道结里有一个 n 区导带电子穿过耗尽层的禁带而到达 p 区价带形成的隧道电流,使隧道结的正向电流比普通 p-n 结电流多了一个分量,即隧道结的正向电流应是隧道电流与 p-n 结正向电流之和(见图 4)。其电流-电压特性中的负阻段就是由隧道电流形成的。

隧道二极管可应用于许多电路中,如微波放大、高速开关、产生振荡等等。

(2) 单结晶体管(双基极二极管) 隧道二极管电流-电压特性中的负阻,是电压控制型微分负阻;而单结晶体管电流-电压特性中的负阻,是电流控制型微分负阻。其结构示意图与电流电压特性示于图 5。

单结晶体管的工作主要靠发射结与基极 1 之间的电导率调制。半导体材料的电导率——电阻率的倒数,决定于体内的载流子电子和空穴两者的浓度。在掺杂半导体中,电导率只取决于多数载流子浓度;因为少数载流子很少,其贡献可以忽略。如果从外界注入的少数载流子相对于多数载流子已经不能忽略,这时由于少数载流子的注入会使电导率降低,这种现象叫做电导率调制。在正常工作时, B_1 加正电压,于是发射结处对基极 1 有一个正电位 V_{η} ,当发射结的 p 区的正电位 $V_E \leq V_{\eta}$ 时,发射结处于反向偏置或是零偏,其中没有正向电流。这时 $I_{B_1} = I_{B_2}$,其大小由电源电压 V_{BB} 和两个基极间的电阻决定。这就是图 5(b) 中的截止区。当 $V_E > V_{\eta}$,且超过了一个 p-n 结的正向压降,即 $V_E = V_F + V_{\eta}$ 时,发射结处于正向偏置,有大量电流流过,向 n 区注入了大量空穴,对发射结到基极 1 之间的区域进行了电导率调制,结果 V_{η} 反而下降 (V_E 跟随下降),这将进一步导致空穴注入的增强,即发射结电流 I_E 增大,于是形成负阻。当电导率调制达到饱和, V_{η} 又慢慢增加,即发射极的 p 区电位 V_E 慢慢增加,这就是饱和区。

单结晶体管常用于多谐波振荡器电路和可控硅整

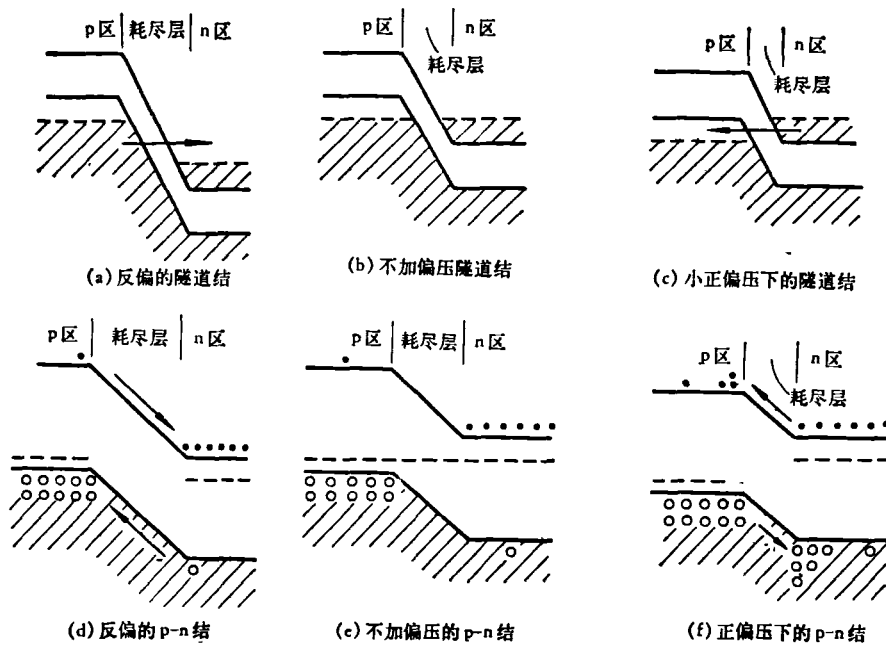


图3 三种偏压下的隧道结与普通 p-n 结的能带简图比较
 ● 代表电子； ○ 代表空穴； ▨ 为被电子占据的状态。

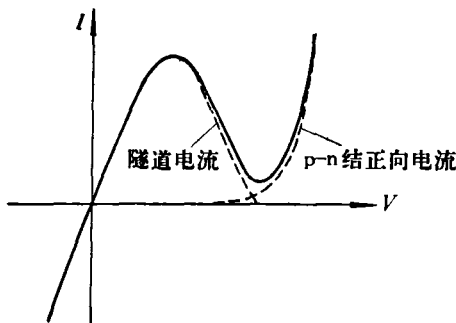


图4 隧道二极管的电流-电压特性

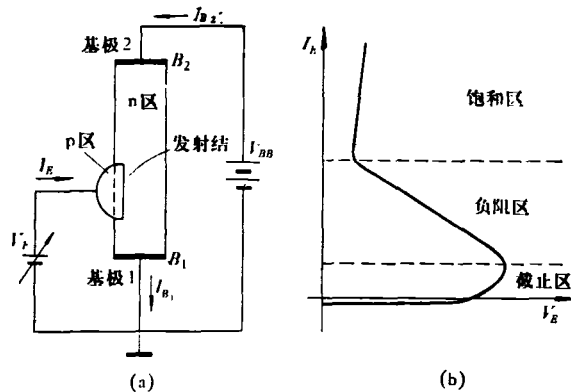


图5 单结晶体管的示意图(a)及其电流-电压特性(b)

流器的触发回路中。

三、双极型多结器件

把两个 p-n 结二极管如图 6(a) 那样面对面的连接起来,加上偏压。p-n 结 E 处于正向偏压,流过一个正向电流 I_F , 其值由(3)式确定; p-n 结 c 处于反向偏压,流过一个反向饱和电流 I_R , 其值由(2)式确定。我们可以看到,当改变 V_E 时, I_F 发生相应的变化,但对 I_R 却几乎没有什么影响;即如果在 V_E 处加一个交流信号,在负载电阻 R_L 上什么反应也没有。这就是说,两个孤立的 p-n 结虽然用导线连成 pnp 晶体三极管的形式,并加上相同的正常偏压,仍然不能完成交流信

号的传递与放大。如果把两个 p-n 结的 n 区欧姆接触去掉,把两个 n 区合成一个 n 区如图 6(b) 那样,这时会发生什么情况呢? 这有两种情形: 一种情形是中间的 n 区(叫做基区)宽度 W 远大于 n 区中少数载流子空穴的扩散长度 L_p 。(这是一个度量注入少数载流子在其复合前所扩散的平均距离的物理量,其定义为: 在距离耗尽层边缘 L_p 处,注入的少数载流子经过复合已减少到其初始值的 e 分之一,对于 Ge 管 L_p 可在几十微米到几百微米之间)。这时,由发射结注入到 n 区的空穴,经过 L_p 距离的扩散运动之后,已基本与 n 区的电子复合完了(复合时需要的电子由基极 B 从外电路供给),因此空穴电流不能到达集电结。这就是说,当改变电压 V_E 时,仅仅是发射结的正向电流 I_E 发生了

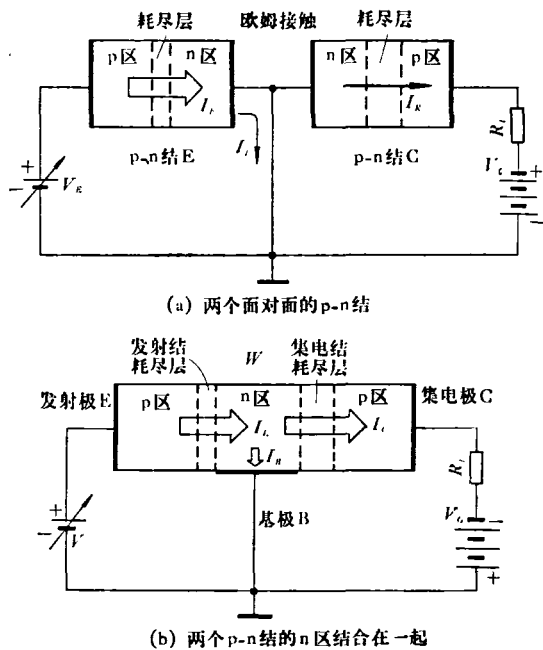


图 6

变化,而对流过负载 R_L 上的集电结电流——集电结反向饱和电流没有丝毫影响,这样,虽然有了一个 pnp 结构,但由于基区宽度远大于空穴扩散长度 L_p , 仍然不能做为一个交流信号的放大器件。我们再看另一种情形:若 n 型基区的宽度 w 远小于少数载流子空穴的扩散长度 L_p , 则从发射结注入来的空穴还没有来得及与电子复合就已经扩散运动到集电结的耗尽层。一旦进入耗尽层,就立即被耗尽层中的电场拉走,于是通过集电结耗尽层有一个与发射结正向电流几乎相等的电流 I_c 。这个 I_c 就流过了负载 R_L 。当发射极电压 V_E 发生变化,则发射极正向电流发生变化,也就是集电结电流 I_c 发生变化,于是负载 R_L 上的电压降也发生同样的变化。若负载 R_L 比输入阻抗大,则有“功率”放大。我们看到,只有当基区宽度远小于少数载流子扩散长度时,才有可能使 pnp 结构成为一个交流信号的放大器件。对 npn 结构也是这样的,只有 p 型基区的宽度远小于少数载流子电子的扩散长度 L_n 时,才能成为放大元件。

实际上,不论基区宽度 w 多么小,空穴流过基区时总要与电子复合损失一些。另外还有一些根本没有扩散到集电结,也损失了一些。为了比较这些损失的大小,我们把到达集电结的空穴电流与发射结注入的空穴电流之比称为输运效率,用 β^* 表示。另外,在发射结的正向电流中,有空穴电流 I_p 和电子电流 I_n 两部分[见(1)式],只有空穴电流 I_p 才能到达集电结,对信号的传递、放大起作用。我们把发射结中空穴电流 I_p 与发射结中的总电流之比,叫做发射效率 γ 。这样,集电结电流 I_c 与发射结电流 I_E 有如下关系:

$$I_c = \gamma\beta^* I_E + I_{CBO} = \alpha I_E + I_{CBO}, \quad (8)$$

式中 $\alpha = \gamma\beta^*$ 称为共基极电流放大系数, I_{CBO} 就是集电结的反向饱和电流 I_R 。发射极电流从发射结到集电结损失了 $(1 - \alpha)$, 构成了基极电流的一部分。基极电流的另一部分是 I_{CBO} 。

$$I_B = I_E - I_c = I_E - (\alpha I_E + I_{CBO}) = (1 - \alpha) I_E - I_{CBO}. \quad (9)$$

共射极运用时,直流电流放大系数为:

$$h_{FE} = \frac{I_c}{I_B} \approx \frac{\alpha}{1 - \alpha}. \quad (10)$$

当基极开路时,可得到穿透电流 I_{CBO} 。令(9)式中的 $I_B = 0$, 此时的 I_E 就是 I_{CBO} , 有:

$$I_{CBO} = I_E = \frac{I_{CBO}}{1 - \alpha} \approx (1 + h_{FE}) I_{CBO}. \quad (11)$$

这个结果是很自然的。在共射极接法中,若基极开路,则加在发射极和集电极之间的电压使集电结处于反向偏压,产生反向电流 I_{CBO} , 而发射结是处于正向偏压, I_{CBO} 流过发射结,相当于一个基极电流,自然要被放大 h_{FE} 倍了。

从上面的分析可看出,电流放大系数的大小决定于发射效率和输运效率,要使发射效率高,必须尽量增大 I_p , 减小 I_n , 即必须降低发射区的电阻率,提高基区的电阻率。另外还要尽量缩短基区宽度,以减小少数载流子在基区的复合机会,并尽量增长少数载流子在基区的寿命,以减少空穴扩散电流在基区的复合损失。集电结面积也应比发射结大,以能更多的收集从发射结扩散来的空穴。从上面的叙述不难看出,虽然晶体三极管的发射区和集电区的导电类型是相同的(例如对 pnp 管两者都是 p 型),但发射极和集电极却不能颠倒使用。颠倒使用时,发射效率很小(例如铝合金-扩散型高频管,集电区是高阻材料),输运效率也小(集电结面积比发射结大,因此以集电结当发射结用时,从集电结注入来的少数载流子就有相当一部分不能到达发射结)。结果电流放大系数很小,不能很好的起到放大作用。对于漂移型高频管,颠倒使用时的电流放大系数更小,因为基区内部还存在一个漂移场。

在实际的晶体三极管中,电流增益是随集电极电流变化的(见图7)。在小电流下,电流增益减小。这

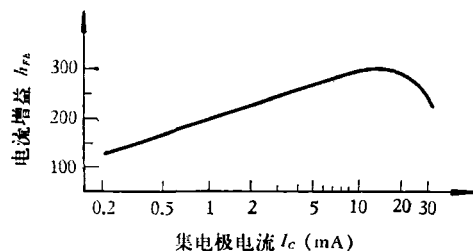


图7 电流增益与集电极电流的关系

是因为在发射结耗尽层和表面都存在复合。当注入很小时,它们起了使有效注入减少的作用。而当电流增大时,就可以忽略它们的作用。这时电流增益基本与电流无关。当电流很大时,发射结注入到基区的空穴量太大,对基区进行了电导率调制,降低了基区电阻率,使发射效率降低。基区的电流在基区电阻上的压降又使得有效发射结面积减小,还有集电结耗尽层的向外扩展(使有效基区加宽)等效效应,都使电流增益随电流的增加而下降。此外,电流增益与温度也有关。温度升高,电流增益变大。

前已叙述, p-n 结的电容效应对高频下的工作是有影响的。当高频信号加在发射结上时,发射结电容要把输入信号旁路一部分。载流子通过基区,集电结耗尽层等都有延迟时间,信号太快,就会跟不上输入信号的变化,这就大大限制了晶体管在高频下的运用。为了提高晶体管的使用频率,设计和工艺上都有很多方法;例如,减小结电容,用缓变基区代替均匀基区,缩小基区宽度,减小基区电阻等。象锗的合金-扩散管、硅的两次扩散平面管,就是根据这些原则制造的高频管。而合金管(基区是均匀的,基区宽度大,结电容大)就是低频管。

为了描述晶体管的频率性能,定义了一些参量。 f_{α} 叫共基极 α 截止频率。在频率为 f_{α} 时,共基极交流电流放大系数下降到其低频值的 0.707。相应的,共射极的截止频率 f_{β} 是使共射极交流电流放大系数 h_{ie} 下降到其低频值的 0.707 时的频率。为了测试上的方便,又定义了一个特征频率 f_T ,它是使 $h_{ie} = 1$ 的频率。即使频率已高于 f_T , h_{ie} 已比 1 小,但晶体管在阻抗匹配时,仍可有功率增益。只有当功率增益等于 1 或小于 1 时,晶体管才不能使用。使功率增益为 1 的频率,是晶体管的可能最高工作频率,叫做最高振荡频率 f_{max} 。这四个频率值的关系,定性的示于图 8 中。

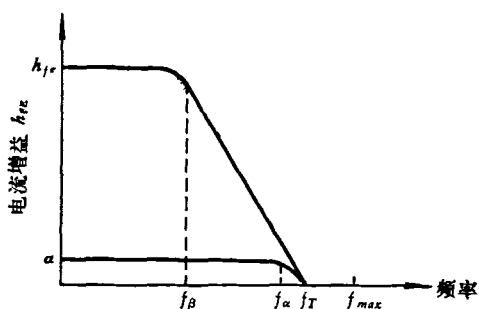


图 8 共射极和共基极电流增益与频率的关系的定性比较

在共射极电路中, α 随频率的改变对 h_{ie} 的影响十分严重。因为 $h_{ie} = \frac{\alpha}{1-\alpha}$, 当频率增加时, α 减小, 而 $(1-\alpha)$ 增加, 并且增加很快, 因此 h_{ie} 随频率的下降比 α 快。因此共基极使用时, 截止频率高, 可比

共射极用于较高频段, 即共基极的频率特性比共射极好。两种情况的截止频率近似有如下关系:

$$f_{\alpha} = \frac{f_{\beta}}{1-\alpha} \approx h_{ie} f_{\beta} \quad (12)$$

高频管的 f_T 一般从几十兆周到几千兆周, 而低频管的 f_T 只有几百千周到几兆周。

除了频率特性而外, 晶体管还有个功率问题。晶体管的功率运用值, 主要受其本身的功率耗散限制和功率增益的限制。功率耗散是个热效应问题。晶体管运用时, 不能允许其功率耗散使结温升到本征温度。到达本征温度时, 晶体管的放大作用消失, 相当于一个电阻, 而且能够使晶体管损坏。功率增益的限制主要是在大功率时(大电流), 电流增益迅速下降, 作为放大元件已失去意义。功率晶体管的结面积大, 以允许通过较大的电流, 并且散热要好, 因此功率晶体管在使用时要带一定面积的散热片。一般功率耗散允许在 1 瓦以上的, 称为大功率管; 功率耗散小于 1 瓦的, 称为小功率管。

开关晶体三极管, 除对开关时间的要求外, 其他参量与高频管的要求一样。作为开关运用的三极管, 要求在基极的脉冲信号到达时, 集电极立刻出现电流; 当基极脉冲信号消失后, 集电极电流立即消失。但实际上, 由于基区和集电区的少数载流子存贮, 在基极的脉冲信号消失后, 仍有一段时间集电极中还有电流流过。为了减少这段时间, 除要减小结电容外, 与开关二极管的情形一样, 用掺入金属杂质的方法减低少数载流子寿命。

不论什么类型的晶体三极管, 在使用时都有击穿电压的限制。一般的三极管的击穿, 都属于雪崩击穿机构(功率管的二次击穿还有热效应)。集电结的击穿电压 BV_{CBO} 与孤立的 p-n 结的情形类似, 前面已讨论过。这里特殊一点的是基极开路时的集电极-发射极击穿电压 BV_{CEO} , 它比 BV_{CBO} 低。两者间的关系为:

$$BV_{CEO} \approx \frac{BV_{CBO}}{n\sqrt{h_{FE}}} \quad (13)$$

式中, 对锗的 pnp 低频管 $n = 3$; 对锗的 pnp 高频管 $n = 6$; 对硅的 npn 平面管, $n = 4$ 。

我们知道, I_{CEO} 比 I_{CBO} 大 h_{FE} 倍; 因此, 在三极管基极开路条件下, 比孤立 p-n 结有更多的载流子在集电结耗尽层中参与碰撞, 于是产生的电子空穴对就多, BV_{CEO} 就比 BV_{CBO} 低。电流放大系数 h_{FE} 越大, I_{CEO} 也越大, 参与碰撞产生电子空穴对的载流子就越多, 那么 BV_{CEO} 也就越低。

对于低频合金管和平面外延管还有个穿通的问题。低频合金管的基区用的是高阻材料。当集电结加反向电压后, 耗尽层主要向基区方向扩展。当外加电压增加到穿通电压 V_{PT} 时, 耗尽层扩展已与发射结耗

层连接,这时叫穿通,晶体管失去放大作用。对于平面外延管,集电区是外延的高阻材料,耗尽层主要向集电区扩展。当电压加到穿通电压 V_{PT} 时,耗尽层与低阻单晶搭接,出现穿通,限制了电压的运用范围。对于具体的晶体三极管是先发生穿通,还是先发生雪崩击穿,要看器件的实际设计和工艺情况而定。

各种三极管,虽然外部都有三个电极,但内部结构却可有很多差异。我们仅以锗低频合金管为例,于图9中画出它的内部结构示意图。

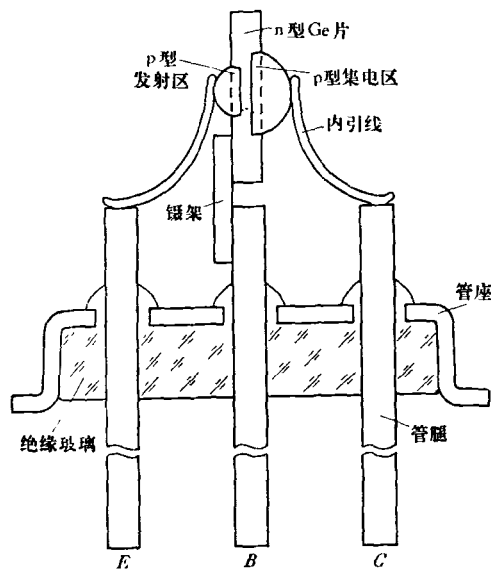
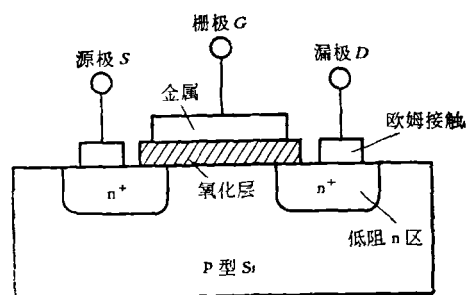


图9 锗低频管结构示意图

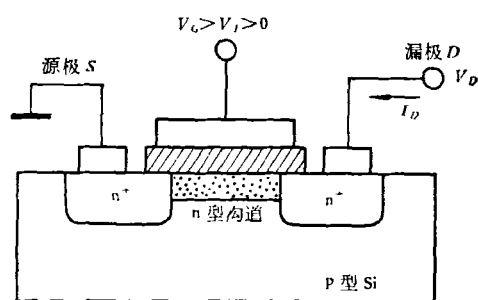
双极型多结器件中还有一种很重要的器件,是 $pnpn$ 可控整流器。它具有电流控制型微分负阻,功率容量大,在工业上有广泛应用,例如应用于可调功率整流器,无触点开关,时间继电器,调温,调光,电动机调速等。高速 $pnpn$ 可控开关,还可作为半导体激光器的泵源。

四、界面器件简述

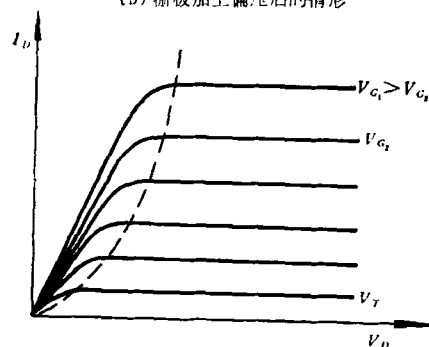
双极型晶体三极管不论是共基极、共射极还是共集电极运用,其输入端都是一个处于正向偏压的 $p-n$ 结,所以输入阻抗低,要消耗输入信号的能量,而且有的制造工艺也比较复杂。而场效应器件在这两点上比双极型器件优越。例如绝缘栅场效应晶体管的直流输入电阻几乎是无穷大,其噪声也比双极型器件低。我们现在以 n 沟道增强型绝缘栅场效应晶体管为例来简述一下工作原理。我们来看图10(a),将源极 S 接地,漏极 D 接正电压。当栅极 G 开路时, D 和 S 之间流过的是 $p-n$ 结的反向电流,它非常小。当栅极加一个正电压 V_G 后[见图2(b)],则在氧化层和 p 型硅内产生



(a) 结构示意图



(b) 栅极加上偏压后的情形



(c) 输出特性

图10 绝缘栅场效应晶体管

了电场。这个电场在 p 型硅表面附近感应出负电荷,使 p 型硅表面附近的区域 p 型减弱。当 V_G 大于某个临界值 V_T 后, p 型硅表面有一部分反型而变成 n 型,称为 n 沟道。这个 n 沟道把源区和漏区的两个 n 型低阻区连接了起来。于是当源和漏之间加有正电压时,就会出现一个较大的电流 I_D , I_D 的大小决定于 n 沟道的电导(电阻倒数),而 n 沟道电导的大小受栅极电压 V_G 的控制。这样,当栅极电压 V_G 发生变化时,沟道电流也发生了相应的变化,完成了信号的传递与放大。

五、结 语

1948年以前,半导体的应用仅限于二极管检波、小功率整流以及热敏电阻、光电导体之类。自从1948年在实验上发现点接触半导体三极管有放大作用之

(下转 132 页)