



第 1 章

半导体器件基础

【本章主要内容】

- 半导体材料中有两种载流子,电子和空穴。在纯净的半导体中掺入不同种类的杂质元素,可以分别得到 P 型半导体和 N 型半导体。
- 采用一定的工艺措施,在一块半导体材料上制成相邻的 P 型区和 N 型区,就形成了 PN 结。PN 结的基本特点是具有单向导电性。
- 半导体二极管是由 PN 结构成的。二极管的特性和性能用其伏安特性与一系列参数来描述。可以根据不同情况,使用不同的二极管模型来对二极管电路进行分析。
- BJT 是由两个 PN 结构成的三端器件。工作时,有两种载流子参与导电,称为双极型晶体管。BJT 是一种电流控制电流型器件,改变基极电流就可以控制集电极电流。在一定条件下,集电极电流与基极电流满足线性放大的关系。这是 BJT 放大电路的物理基础。
- BJT 的特性主要用输入特性曲线和输出特性曲线来描述。其性能可以用一系列参数来表征。在输出特性曲线上可以看出,BJT 有三个工作区:饱和区、放大器和截止区。

1.1 半导体的基础知识

在物理学中,按照材料导电的能力,可以将它们分为导体和绝缘体两大类。导体中有大量的自由电子,加上电场后,自由电子定向运动,形成电流。因此,导体的电阻率很小,导电能力很强。绝缘体中自由电子很少,加上电场后,几乎没有电流形成。因此,绝缘体的电阻率很大,导电能力很差。还有少数材料的导电能力介于导体和绝缘体之间,称为半导体。半导体具有一些独特的物理特性。正是这些特性使

得半导体材料在电子技术中大放异彩,发挥了极其巨大的作用。

1.1.1 本征半导体

常用的半导体材料有硅(Si)、锗(Ge)和化合物砷化镓(GaAs)等。硅是最常用的一种半导体材料。半导体工业中使用的材料,必须是纯净单一、不含杂质的半导体材料,称为**本征半导体**。这种硅称为本征硅。由于纯净的硅呈现一种晶体结构,所以又称为单晶硅。

本征硅原子的最外层轨道上有四个电子,它们受原子核的束缚力最小,称为**价电子**。元素的许多物理性质和化学性质都是由这些价电子决定的,其导电能力也与价电子有关。研究半导体的特性时,经常用图 1-1 所示的模型表示半导体材料。其中,写着+4 的圆圈表示硅原子核和除价电子之外的其余内层电子,称为**惯性核**。大圆圈表示外层电子轨道。上面的四个点表示四个价电子。

本征硅的原子排列有序,呈晶体结构。图 1-2 所示是其晶体结构的示意图。图中画的是二维结构,实际上其晶体结构是三维的。在晶体结构中,硅原子之间靠得很近,每个硅原子的价电子不仅受到自身原子核的吸引,而且还受到相邻原子的吸引,使得它们为相邻两个原子所共有,形成了**共有电子对**,称为**共价键**结构。每个硅原子的四个价电子都通过共价键与周围的四个原子发生作用,相互结合,形成整齐有序的晶体结构。



图 1-1 硅原子的简化模型

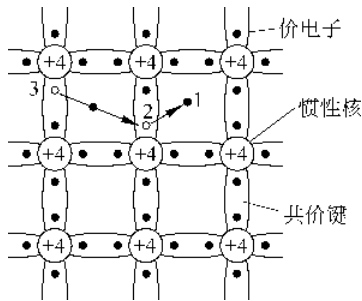


图 1-2 本征硅的共价键结构

在温度 $T=0\text{K}$ 时,如果没有外界激发,硅原子的所有价电子都被共价键所束缚,不会形成自由电子,因此,称为**束缚电子**。这时,在硅中不会形成传导电流。但是,与绝缘体材料相比,半导体材料中的价电子受共价键的束缚力较小,只要得到较小的能量,价电子就会摆脱共价键的束缚,成为自由电子。例如,在温度 $T=0\text{K}$ 时,硅原子中的价电子只要获得 1.21eV 的能量,就会变成自由电子。因此,在室温条件下,相当多的价电子都会受到热能激发,变为自由电子。这种物理现象称为**本征激发**。

一个价电子变为自由电子后,在共价键位置上留下了一个空位,这个空位称为**空穴**。空穴是由自由电子本征激发形成的,两者总是成对出现,因此,称为**电子空穴对**。硅原子中,其正负电荷的数量是平衡的。失去一个带负电荷的电子后,它将多出一个正电荷,因此,可以说,空穴是带正电荷的。在半导体材料中,自由电子和空穴的数量是相等的,从宏观上看,它仍然是电中性的。

由于共价键中出现了空穴,当外电场作用时,就会有其他相邻共价键的价电子被吸引来填补这个空位,而在其原有的位置上留下一个空位。如图 1-2 中,2 处的电子受到本征激发跑到 1 处,变成自由电子,在 2 处留下空位。同样,3 处的价电子又跑来填补 2 处的空位,在 3 处形成新的空位。这样,无论从形式上看,还是从实际效果看,都好像是空穴在运动。空穴运动形成的电流,实际上是束缚电子运动而形成的电流。

在导体中,只有自由电子的运动形成传导电流。而在半导体中,既有带负电荷的自由电子的运动,又有带正电荷的空穴的运动。两者都可以形成传导电流。这是导体和半导体的一大区别。自由电子和空穴都称为**载流子**。

在半导体材料中,不但存在着本征激发,而且存在着自由电子受原子核的吸引,重新回到共价键中去的现象。这就好像自由电子和空穴相互结合,正负电荷彼此抵消,这种现象称为**复合**。在一定温度下,半导体材料中的本征激发和复合现象不断发生,达到动态平衡。在室温条件下,硅材料中电子空穴对的密度仅为三万亿分之一。当温度升高时,电子空穴对的数量将会增加。温度每升高 10°C ,电子空穴对的数量就会增加一倍。因此,温度对半导体材料的导电性能影响很大。

1.1.2 杂质半导体

本征半导体材料本身的载流子浓度很低,导电能力很差。在本征半导体材料中掺入微量的杂质元素,可以使它的导电性能发生明显的变化。掺入杂质元素后的半导体称为**杂质半导体**。按照掺入杂质元素类型的不同,可以分为 **N 型半导体**和 **P 型半导体**。

1. N 型半导体

图 1-3 所示为 N 型半导体的内部结构示意图。在四价的硅中采用扩散工艺,掺入五价的元素磷(或砷、锑等),则磷原子将会代替原来晶格位置上的硅原子。磷原子最外层有五个价电子,其中的四个价电子与周围的四个硅原子的价电子组成共价键。另外还有一个价电子无法组成共价键。这个价电子受到的束缚力很小,只要得到 0.05eV 左右的能量就会变成自由电子。而一般硅原子的价电子变成自由电子则需要得到 1.21eV 的能量。上述过程称为**杂质电离**。失去一个价电子的磷原子带有一个正电荷,变为正离子。在室温下,N 型半导体中所有的磷原子都会发生杂质电离,使一个价电子变为自由电子。由于杂质元素磷可以提供自由电子,因而称为**施主杂质**。

在这种杂质半导体中,不但有杂质电离产生的自由电子,而且还有本征激发产生的电子空穴对。前者比后者的数量要大得多。因此,在这种杂质半导体中既有自由电子,又有空穴,两种载流子都有。自由电子是由杂质电离和本征激发产生的;而空穴只是由本征激发产生。由于自由电子的数量比空穴大得多,因此,这种半导体称为 **N 型半导体**。其中的自由电子称为**多数载流子**,空穴称为**少数载流子**。整个半导体材料是电中性的。

2. P 型半导体

图 1-4 所示为 P 型半导体的内部结构示意图。在四价的硅中掺入三价的元素硼(或镓、铟等),则硼原子将会代替原来晶格位置上的硅原子。硼原子最外层有三个价电子,与

周围的四个硅原子组成共价键时,缺少一个价电子,出现了一个空位。相邻共价键上的价电子受激发就会来填补这个空位。这样,硼原子多了一个电子,变成带负电荷的负离子。而失去价电子的硅原子形成了一个空穴。这也是一个杂质电离的过程。在室温下,P型半导体中的所有硼原子都会发生杂质电离,产生空穴。由于杂质元素硼可以接收自由电子,因而称为受主杂质。

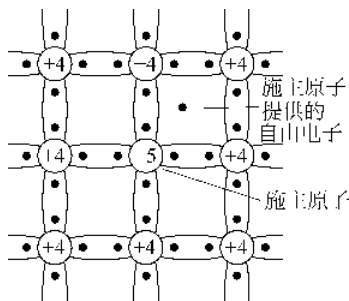


图 1-3 N 型半导体

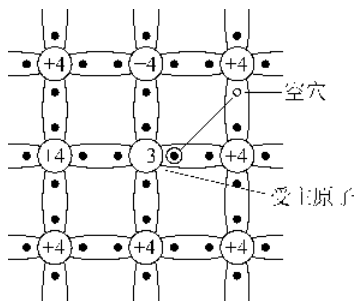


图 1-4 P 型半导体

在这种杂质半导体中,同样既有自由电子,又有空穴。空穴是由杂质电离和本征激发产生的;而自由电子只是由本征激发产生。空穴的数量比自由电子大得多,因此,这种半导体称为P型半导体,其中的空穴称为多数载流子,自由电子称为少数载流子。整个半导体材料同样也是电中性的。

在半导体中,少数载流子的浓度与本征激发和复合有关,受温度的影响很大。所以,它对半导体器件的温度特性产生很大影响。

在同一块半导体材料中,既掺入施主杂质,又掺入受主杂质,它到底会成为哪种半导体材料呢?这要由施主杂质和受主杂质的密度决定。哪一种密度高,就成为哪种半导体。由此可见,采用适当的掺杂密度,可以使P型和N型半导体相互转换。

1.1.3 PN结及其单向导电性

在本征半导体材料中掺入杂质后,其载流子浓度大大提高,导电能力大大增强。然而,提高导电能力并不是目的。如果使P型半导体和N型半导体结合在一起,在其交界处就会形成PN结。PN结的出现包含了一系列极其重要的物理现象,它为现代半导体工业和电子技术的革命性发展奠定了基础。

1. PN结的形成

采用一定的半导体制造工艺,将一块半导体材料一边做成P型半导体,一边做成N型半导体,两者之间有一个交界面。在交界面的两边,载流子的浓度是不一样的。在P区一边,空穴的浓度很大;在N区一边,自由电子的浓度很大。由于两种载流子存在很大的浓度差,它们就要向对方的区域扩散,如图1-5所示。

这种由于浓度差引起的运动叫做**扩散运动**。P区中的空穴扩散到对方区域后,在原来的位置留下了负离子;N区中的自由电子扩散到对方区域后,在原来的位置留下了正

离子。扩散到对方区域当中的载流子都变成了少数载流子,在两个区域的交界面附近,它们将会与该区域中的多数载流子复合掉。这样,在两个区域的交界面附近就形成了只有正负离子、没有任何种类载流子的区域。这个区域称为**空间电荷区**,又称为**PN结**,如图1-6所示。

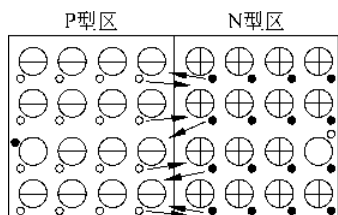


图 1-5 载流子的扩散

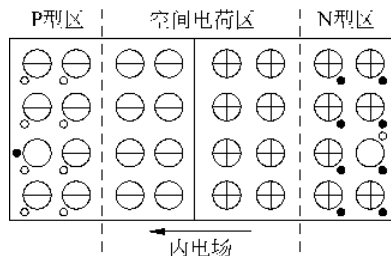


图 1-6 PN结的形成

在这个区域中,载流子消耗已尽,所以又称为**耗尽区**。在耗尽区中,既没有电子,也没有空穴。正负离子本身质量大,而且相互吸引,它们是不能运动的,所以耗尽区本身的电阻很大。而在耗尽区以外的其他区域中,载流子较多,导电能力较强,电阻较低。

在空间电荷区的P区一边,只有负离子;N区一边,只有正离子。其电荷量相等。这个正负离子区域形成了一个**内电场**,内电场的方向由N区指向P区。这说明N区的电位比P区高,一般高零点几伏。这个电位差称为**接触电位差**。电子要从N区到P区,必须增加足够的能量才行。这相当于上了一个能量高坡,称为**势垒**。因此,空间电荷区又称为**势垒区**。

内电场是由多数载流子的扩散运动形成的。内电场建立后,对载流子的运动产生了两种不同影响。对于两个区域中多数载流子的扩散运动,内电场起到阻碍作用。两个区域还有少数载流子在电场作用下向对方区域运动,这种运动叫做**漂移运动**。内电场对少数载流子的漂移运动起到促进作用。

多数载流子的扩散运动使得空间电荷区的正负离子数量增加,内电场加大。内电场加大的结果阻碍了多数载流子扩散运动的进一步增强。同时,内电场的加大促进了少数载流子的漂移运动。少数载流子漂移时,N区的少数载流子空穴到达P区后,会使P区的负离子减少;P区的少数载流子自由电子到达N区后,会使N区的正离子减少。正负离子数量的减少使得内电场减弱。内电场的减弱又反过来促进了多数载流子的扩散。由此可见,载流子的扩散运动和漂移运动对内电场及其自身的影响是相互矛盾的,运动到一定程度就会达到动态平衡。这时,空间电荷的数量达到稳定,内电场的大小也稳定下来。从微观上看,虽然仍有载流子流过PN结,但其正负电荷的数量是相等的。因此,从宏观上看,没有电流流过PN结。

在空间电荷区中,正负离子的数量是相等的。如果N区和P区的杂质浓度相等,耗尽区在两个区域内的宽度是相等的,这种PN结称为**对称PN结**;如果杂质浓度不相等,耗尽区在两个区域内的宽度是不相等的,这种PN结称为**不对称PN结**。

2. PN结的单向导电性

上述讨论是PN结没有外接电场的情况。如果PN结外接电压后,将会呈现出单向

导电性。这是 PN 结的一个非常重要的特性。

(1) PN 结加正向电压

如图 1-7 所示,当外加直流电压 E_W 的正极接 P 区,负极接 N 区时,我们说 PN 结加了正向电压,称为**正向偏置**,或**正偏**。这时,外加电场 E_W 与内电场 E 的极性相反。在外加电场 E_W 的作用下,N 区中的多数载流子电子和 P 区中的多数载流子空穴将向对方区域运动。进入空间电荷区后,N 区中的部分多数载流子电子要与正离子中和;P 区中的部分多数载流子空穴要与负离子中和。这会使空间电荷区中正负离子的数量减少,PN 结变薄,内电场减弱。内电场减弱后,原来的动态平衡被打破了,使得多数载流子的扩散运动大大增强,扩散电流大大增加。

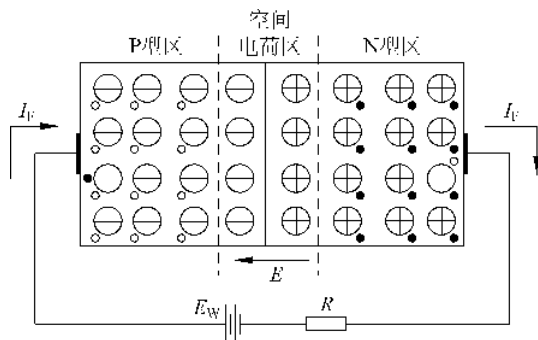


图 1-7 PN 结外加正向电压

加正向电压后,少数载流子漂移形成的漂移电流很小,与扩散电流相比是微不足道的。因此,在加正向电压的情况下,主要是扩散电流流过 PN 结,称为**正向电流**,记为 I_F 。 I_F 的大小主要取决于外加电压 E_W 和电路中的限流电阻 R 。

(2) PN 结加反向电压

当外加直流电压 E_W 的正极接 N 区,负极接 P 区时,我们说 PN 结外加反向电压,称为**反向偏置**,或**反偏**。这时,外加电场 E_W 与内电场 E 的极性相同,如图 1-8 所示。在外加电场 E_W 的吸引下,N 区中的多数载流子电子和 P 区中的多数载流子空穴都将远离 PN 结,使 PN 结中正负离子的数量增加。PN 结变厚,内电场增强。这时,多数载流子的扩散运动大为减弱,扩散电流大大减小。少数载流子的漂移运动有所增强,漂移电流占了主导地位。漂移电流又称**反向电流** I_R ,其方向是与扩散电流相反的。少数载流子是由热激发

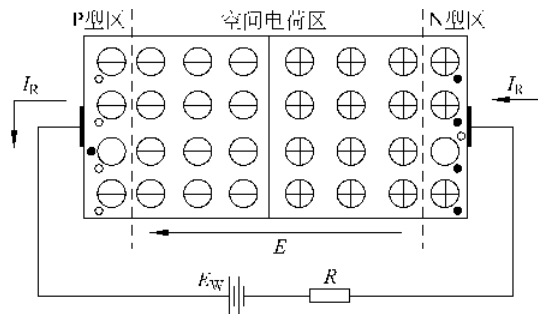


图 1-8 PN 结外加反向电压

而产生的,数量很少,而且与反向电压的大小基本无关。因此,在一定温度下,这个漂移电流基本不变,被称为**反向饱和电流** I_S 。

综上所述,PN 结正向偏置时,将会通过较大的正向电流 I_F ,电流的方向是从 P 区流向 N 区,PN 结的等效电阻较小;PN 结反向偏置时,只有很小的反向电流 I_R ,电流的方向是从 N 区流向 P 区,PN 结的等效电阻很大。PN 结正向电流 I_F 远大于反向电流 I_R ,这就是 PN 结的**单向导电性**。

3. PN 结的伏安特性

PN 结两端的外加电压与流过 PN 结的电流之间的关系称为 PN 结的**伏安特性**。通过理论分析,PN 结的伏安特性可表示为

$$i = I_S(e^{u/U_T} - 1) \quad (1.1.1)$$

式中, i 是流过 PN 结的电流, u 是 PN 结两端的电压, I_S 是 PN 结的反向饱和电流, U_T 是**温度电压当量**

$$U_T = \frac{kT}{q} = \frac{1.381 \times 10^{-23} (\text{J/K}) \times T}{1.6 \times 10^{-19} (\text{C})} = \frac{T}{11600} \quad (1.1.2)$$

这里, $k=1.381 \times 10^{-23} \text{J/K}$,是玻耳兹曼常数; $q=1.6 \times 10^{-19} \text{C}$,是一个电子的电荷量。一般在室温($T=300\text{K}$)下, $U_T \approx 26\text{mV}$ 。

当 PN 结正偏时,一般很容易满足 $u \gg U_T$ 。例如,当 $u=0.1\text{V}$ 时, $e^{u/U_T} \approx e^4 \approx 55 \gg 1$ 。此时,式(1.1.1)可以变为

$$i \approx I_S e^{u/U_T} \quad (1.1.3)$$

上式说明,在 PN 结正偏时,其伏安特性近似为指数关系,如图 1-9 第一象限所示。

当 PN 结反偏时,一般很容易满足 $|u| \ll U_T$ 。例如,当 $u=-0.1\text{V}$ 时, $e^{u/U_T} \approx e^{-4} \ll 1$ 。此时,式(1.1.1)又可以变为

$$i \approx -I_S \quad (1.1.4)$$

从上式可以看出,在 PN 结反偏时,其反向电流是一个很小的电流。对于硅 PN 结来说,一般为纳安数量级,锗 PN 结一般为微安数量级。在一定电压范围内其大小基本不变,如图 1-9 第三象限所示。

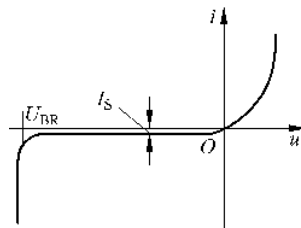


图 1-9 PN 结的伏安特性曲线

1.1.4 PN 结的击穿特性

如上所述,PN 结的反向电流 I_R 与所加的反向电压几乎无关,这是在反向电压幅度较小时的情况。如果反向电压继续增大,电流是否还会跟着增大? 经过实际测试,人们发现,情况不是这样。当反向电压的幅度大到一定程度时,反向电流将会突然大幅度增加,这个现象称为 PN 结的**反向击穿**,如图 1-9 中第三象限左边所示。反向击穿时的电压称为**反向击穿电压** U_{BR} 。

这种击穿是一种电击穿,其物理过程仍然是可逆的。如果外加反向电压及时减小,反向击穿现象就会消失,PN 结不会遭到破坏。然而,在发生了电击穿后,如果反向电压不能及时减小,PN 结承受的反向电压很大,流过 PN 结的反向电流也很大,消耗在 PN 结上

的功耗是很大的。这样,很快就会使 PN 结发热,超过其功耗限制,造成热击穿。一旦发生了热击穿,PN 结的反向电流增加和温度升高出现恶性循环,它们都会迅速增大,PN 结很快就被烧坏了。

PN 结的反向击穿有以下两种。

1. 雪崩击穿

当 PN 结两端加的反向电压足够大时,内电场也随之增强。电子和空穴通过空间电荷区时,在内电场的作用下,获得的能量显著增加,运动速度大大加快。这些载流子在运动过程中,会与半导体的晶体原子发生碰撞,将一部分动能转移给共价键中的电子,使价电子脱离共价键的束缚,变成自由电子,从而产生了电子空穴对。新产生的电子空穴对又会与原有的自由电子和空穴一样,被内电场加速,去撞击其他原子,再产生新的电子空穴对。这就是载流子的倍增效应。这种现象与高原雪山发生的雪崩类似,因此称为**雪崩击穿**。

2. 齐纳击穿

在一些杂质浓度较高的 PN 结中,杂质密度大,空间电荷区中的正负离子密度也大,空间电荷区很薄。这样,只要加上不大的反向电压,就可以使内电场达到足够的场强。这个内电场将会直接把价电子从共价键中拉出来,产生电子空穴对,从而形成较大的反向电流。基于这种现象产生的反向击穿称为**齐纳击穿**。

对于硅 PN 结来说,反向电压 7V 以上的击穿一般是雪崩击穿; 4V 以下的反向击穿一般是齐纳击穿。在 4V 和 7V 之间时,两种击穿可能同时存在。发生雪崩击穿时,PN 结的电压温度系数为正,即温度升高时,击穿电压也升高;发生齐纳击穿时,PN 结的电压温度系数为负,即温度升高时,击穿电压降低。两种击穿同时存在时,电压温度系数接近于零。

1.1.5 PN 结的电容效应

在物理学中,电容表示了一个器件电荷量与电压之间的关系。在 PN 结中,空间电荷区中正负离子的数量,扩散到 P 区的电子和扩散到 N 区的空穴的数量,都与外加电压有关系,这也表现出电容效应。这个电容效应分为两种,一种叫做**势垒电容**;一种叫做**扩散电容**。

1. 势垒电容 C_B

PN 结本身的体电阻很大,其两边分布着正负离子,与平板电容器非常类似。当 PN 结外加正向电压时,空间电荷区中正负离子的数量要减少,PN 结变薄;当外加反向电压时,空间电荷区中正负离子的数量要增加,PN 结变厚。这种现象类似于平板电容器的充放电。势垒区中正负离子的数量随外加电压变化而发生变化的效应称为**势垒电容 C_B** 。根据理论分析可知,势垒电容

$$C_B = \frac{C_B(0)}{\left(1 - \frac{U_D}{U_0}\right)^n} \quad (1.1.5)$$

式中, $C_B(0)$ 是 PN 结外加电压等于零时的 C_B 值; U_D 是外加电压; U_0 是 PN 结的接触电位差; n 是变容指数, 其大小取决于 PN 结的工艺、结构等因素, 一般取 1/3 到 6 之间。一般地, 势垒电容 C_B 的大小为 1~100pF。

PN 结本身有一个结电阻, 从等效的观点看, 势垒电容与它是并联的。当 PN 结外加正向电压时, PN 结的结电阻很小, 势垒电容 C_B 的等效阻抗较大, 两者并联主要是结电阻起作用, 可以不考虑势垒电容 C_B 的影响。当 PN 结外加反向电压时, PN 结的结电阻很大, 势垒电容的等效阻抗也不小, 两者的作用都是不能忽略的。因此, 势垒电容 C_B 主要是在 PN 结反偏时起作用。

2. 扩散电容 C_D

当 PN 结外加正向电压时, P 区中的多数载流子空穴和 N 区中的多数载流子电子都要向对方区域扩散。在扩散过程中不断与对方区域中的多数载流子复合。这样, 扩散过去的载流子在靠近 PN 结边界处浓度最高, 距边界越远, 浓度越低, 呈某种浓度梯度分布。当外加正向电压变化时, 载流子的数量和浓度梯度都要变化。这种电容效应称为**扩散电容** C_D 。根据理论分析可知, 扩散电容

$$C_D = \frac{\tau_p I_D}{U_T} \quad (1.1.6)$$

式中, τ_p 是非平衡载流子空穴的平均寿命, I_D 为流过 PN 结的扩散电流, U_T 为温度电压当量。扩散电容 C_D 的大小一般为 10~100pF。显然, 扩散电容主要是在 PN 结外加正向电压时起作用。

势垒电容 C_B 和扩散电容 C_D 都是随外加电压变化而变化的非线性电容, 两者是并联关系。PN 结的结电容是两者之和。

1.2 半导体二极管

一个 PN 结加上电极和引线, 再用外壳封装起来, 就构成了半导体二极管。二极管在电子电路中得到了广泛的应用。

1.2.1 半导体二极管的特性曲线

图 1-10 所示为半导体二极管的符号。标“+”号的一端与 PN 结的 P 区相连, 称为阳极; 标“-”号的一端与 PN 结的 N 区相连, 称为阴极。

1. 正向特性

图 1-10 给出了实测的硅二极管的特性曲线, 其中第一象限中是二极管的正向特性。对比图 1-9 可以看出, 二极管实际的特性曲线与根据理论分析得到的 PN 结的伏安特性

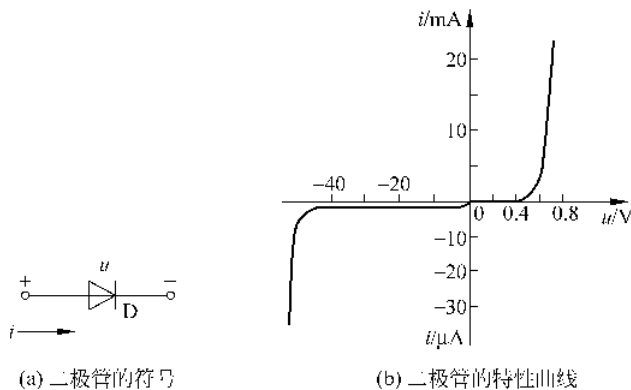


图 1-10 二极管的符号及特性曲线

曲线是有差别的,表现在以下两点:

(1) 当二极管外加较小的正向电压时,正向电流几乎为零,可以认为二极管是不导通的。只有电压大到一定值时,才有电流出现。这个电压称为二极管的**门限电压** U_{th} ,也称为**死区电压**或**阈值电压**。一般硅二极管的死区电压为 0.5V,锗二极管的死区电压为 0.1V。二极管存在死区电压的原因在于,当外加正向电压很小时,外电场不足以克服内电场的影响,其正向电流几乎为零。当外加正向电压大于死区电压 U_{th} 后,内电场的影响大为减弱,正向电流迅速增加。

(2) 当外加正向电压相同时,二极管的实际电流要小于理想的 PN 结的电流。因为实际的二极管 P 区和 N 区都存在体电阻,引线和半导体区域之间存在接触电阻。这些电阻都会使相应的电流减小。而在对 PN 结进行理论分析时,则没有考虑这些因素。

二极管正向导通后,外加电压稍有上升,电流即有很大增加。因此,二极管的正向电压变化范围很小。硅二极管的正向导通电压为 0.6~0.8V,典型值可取 0.7V。锗二极管的正向导通电压为 0.2~0.4V,典型值可取 0.3V。

2. 反向特性

当二极管外加的反向电压小于击穿电压时,反向电流 I_R 很小,而且其大小基本不随反向电压变化而变化。实际二极管的反向电流 I_R 比 PN 结的反向饱和电流 I_S 略大一点,这是由二极管的表面漏电流引起的。

当二极管外加的反向电压大于击穿电压时,将会出现反向击穿,反向电流急剧增加,这与前面讨论的 PN 结的反向击穿是相同的。

1.2.2 二极管的主要参数

对于半导体器件,除了用特性曲线来描述其工作特性外,还经常使用一组参数来表示其性能特点。半导体二极管的主要参数有:

1. 最大整流电流 I_F

这是二极管长时间运行时允许通过的最大正向平均电流,由 PN 结的面积和散热条

件决定。如果电流超过这个值,很可能就要烧坏二极管。一般二极管的最大整流电流 I_F 为毫安数量级,整流二极管的电流可达几百安甚至几千安。

2. 反向击穿电压 U_{BR}

这是二极管出现反向击穿时的电压值。二极管一旦反向击穿,其电流很快增加,将会烧坏二极管。因此,二极管的反向工作电压不允许超过 U_{BR} 。一般,定义反向击穿电压的一半为二极管允许的最大反向工作电压 U_{RM} 。通常,最大反向工作电压 U_{RM} 在十几伏到几十伏之间。

3. 反向电流 I_R

这个电流是指在室温条件下,二极管外加反向电压而未出现反向击穿时的电流。其值越小越好。反向电流 I_R 是由少数载流子运动形成的,因此,它受温度的影响较大。一般硅二极管的反向电流为纳安数量级,锗二极管的反向电流为微安数量级。

1.2.3 半导体二极管的模型

半导体二极管是一种非线性器件,当然可以使用式(1.1.1)对其电压电流关系进行理论分析和计算机辅助分析。但在通常对含有二极管的电路进行分析时,使用这个公式往往不够直观、也不够简便。因此,常常用一些等效的线性器件模型来代替二极管,并对二极管电路进行分析。下面介绍几种常用的二极管模型。

1. 理想二极管模型

理想二极管模型是一种最简单而又最常用的模型。它将二极管的单向导电性作了理想化处理。当正向偏置时,二极管导通,有较大的正向电流,其导通压降为零;在反向偏置时,二极管截止,反向电流为零。理想二极管的符号和特性曲线如图 1-11 所示。理想二极管模型与实际的二极管特性虽然有一定的差别,但由于其简单实用,因而得到了广泛的应用。

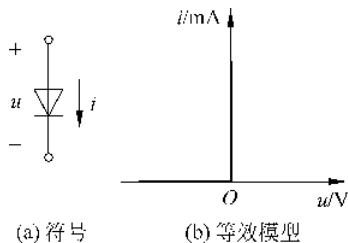


图 1-11 理想二极管模型

2. 理想二极管串联电压源模型

在相当多的情况下,二极管本身的导通压降不能忽略。这时,可以采用理想二极管串联电压源的模型,如图 1-12 所示。图中,理想二极管反映了二极管 D 的单向导电性,电压源 U_D 代表二极管的正向导通压降。对于硅二极管来说, $U_D = 0.7V$; 对于锗二极管, $U_D = 0.3V$ 。在流过二极管的电流很小时,二极管工作在特性曲线下部弯曲的部分,电流变化引起的管压降变化较大,这时使用这种模型是不恰当的。当电流接近或大于 $1mA$ 时,管子工作在接近恒压的区域,这时才可以使用理想二极管串联电压源模型。显然,这种模型比理想二极管模型要更加接近实际的二极管特性。

3. 二极管的交流小信号模型

在模拟电子电路中,二极管经常是工作在某一固定的电压和电流下,而又在其附近的小范围内发生电压和电流的变化。这时,以上几种模型就不再适用了。

我们知道,电阻性元件的工作特性可以用流过电阻的电流 i 和电阻两端的压降 u 之间的关系来表示,称为伏安特性。线性电阻的伏安特性是一条通过坐标原点的直线,非线性电阻的伏安特性是一条曲线,分别如图 1-13 所示。

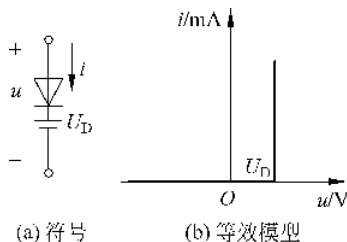


图 1-12 理想二极管串联电压源模型

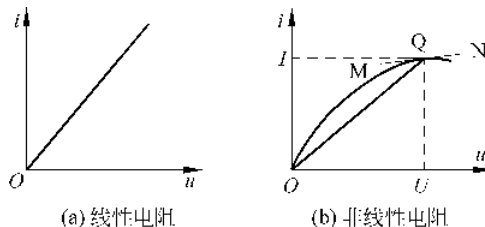


图 1-13 电阻的伏安特性曲线

线性电阻符合欧姆定律,其阻值 R 是一个常数,即

$$R = \frac{u}{i}$$

非线性电阻的伏安特性是一条曲线,其阻值不是常数,随电压电流的变化而不同。一般可以定义两种非线性电阻,即

直流电阻

$$R_D = \frac{U}{I} \quad (1.2.1)$$

交流电阻

$$r_d = \frac{du}{di} \quad (1.2.2)$$

这里, U 和 I 是电阻工作的直流工作点 Q 的电压和电流。在图 1-13(b)中,直流电阻 R_D 是直线 QO 斜率的倒数。 du 和 di 是 Q 点附近电压和电流的变化量。交流电阻 r_d 是曲线过 Q 点的切线 MN 的斜率的倒数。直流电阻和交流电阻是工作状态完全不同的两个电阻,但它们又是紧密联系在一起的。从图 1-13(b)中可以看到这一点。

图 1-14(a)给出了模拟电路中二极管工作的一种典型情况。二极管工作在一个固定的 Q 点,对应的直流量为电压 U 和电流 I ,分别称为静态电压和静态电流。在其附近有一个小的变化量 ΔU 和 ΔI 。这时,二极管的直流电阻和交流电阻可以用式(1.2.1)和式(1.2.2)来表示,如图 1-14(b)所示。

从图 1-14(a)中可以看出, r_d 实际上是伏安特性曲线在 Q 点的导数的倒数。因此,对 PN 结的伏安特性的表达式

$$i = I_S (e^{u/U_T} - 1) \approx I_S e^{u/U_T}$$

求导,可得

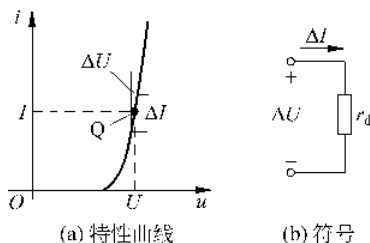


图 1-14 二极管的交流小信号模型

$$\frac{1}{r_d} = \frac{di}{du} = \frac{I_s}{U_T} e^{u/U_T} \approx \frac{I}{U_T}$$

式中, I 为流过 PN 结的静态电流。因此, 有

$$r_d \approx \frac{U_T}{I} = \frac{26\text{mV}}{I} \quad (1.2.3)$$

这里, 电阻 r_d 是一个交流等效电阻。这个交流电阻的大小是与直流电流密切相关的。式(1.2.3)并不是表示二极管中真正有一个这样的电阻器, 只是表明二极管工作在交流状态时可以用这样的交流电阻来等效表示。

例 1.2.1 二极管构成的限幅电路如图 1-15(a) 所示, $R=1\text{k}\Omega$, $U_{\text{REF}}=2\text{V}$, 输入信号为 u_i 。

(1) 若 u_i 为 4V 的直流信号, 分别采用理想二极管模型和理想二极管串联电压源模型计算流过二极管的电流 I 和输出电压 u_o 。

(2) 如果 u_i 为幅度 $\pm 4\text{V}$ 的交流三角波, 波形如图 1-15(b) 所示, 分别采用理想二极管模型和理想二极管串联电压源模型分析电路并画出相应的输出电压波形。

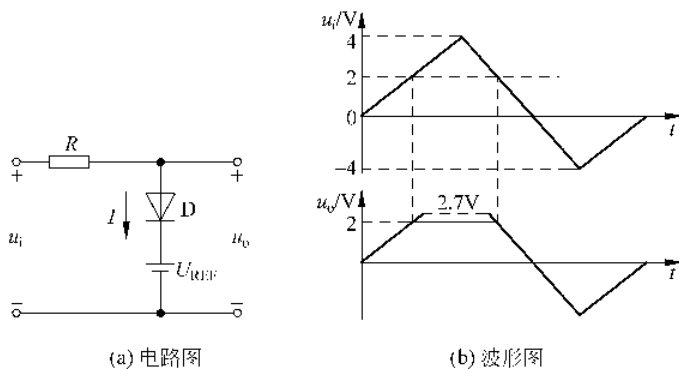


图 1-15 例 1.2.1 的图

解 (1) 采用理想二极管模型分析。这时, u_i 为 4V, 大于 U_{REF} , 二极管正向导通。

$$I = \frac{u_i - U_{\text{REF}}}{R} = \frac{4\text{V} - 2\text{V}}{1\text{k}\Omega} = 2\text{mA}$$

$$u_o = U_{\text{REF}} = 2\text{V}$$

采用理想二极管串联电压源模型分析。这时, 二极管的导通压降 U_D 取 0.7V。 u_i 为 4V, 大于 $U_{\text{REF}} + U_D$, 二极管正向导通。

$$I = \frac{u_i - U_{\text{REF}} - U_D}{R} = \frac{4\text{V} - 2\text{V} - 0.7\text{V}}{1\text{k}\Omega} = 1.3\text{mA}$$

$$u_o = U_{\text{REF}} + U_D = 2\text{V} + 0.7\text{V} = 2.7\text{V}$$

(2) 在 u_i 为幅度 $\pm 4\text{V}$ 的交流三角波时, 采用理想二极管模型分析。如果 u_i 大于 U_{REF} , 二极管导通, $u_o = U_{\text{REF}} = 2\text{V}$ 。如果 u_i 小于 U_{REF} , 二极管截止, $u_o = u_i$ 。 u_o 的波形如图 1-15(b) 中的实线所示。

在采用理想二极管串联电压源模型分析时, 如果 u_i 大于 $U_{\text{REF}} + U_D$ 时, 二极管导通, $u_o = U_{\text{REF}} + U_D = 2\text{V} + 0.7\text{V}$ 。如果 u_i 小于 $U_{\text{REF}} + U_D$, 二极管截止, $u_o = u_i$ 。二极管导通时 u_o 的波形如图 1-15(b) 中的虚线所示。

1.2.4 稳压二极管

一般的二极管工作于其特性曲线的第一和第三象限中,不允许出现反向击穿。而稳压二极管专门工作在反向击穿状态。因为在反向击穿时,虽然反向电流的变化较大,但反向电压的变化却是很小的。因此可以利用这一特点得到一个恒定的电压。图 1-16 所示为硅稳压管的符号和伏安特性。稳压管正常工作时处于反向击穿状态。从图中可以看出,当反向电压大于反向击穿电压 U_{BR} 时,稳压管出现了反向击穿。此时,如果反向电压稍有增加,反向电流即有很大的增加。因此,稳压管的反向电压基本保持在 U_{BR} 不变。

稳压管的主要参数有:

1. 稳定电压 U_Z

当稳压管流过规定的测试电流 I_Z 时,稳压管两端的电压称为**稳定电压** U_Z 。在产品手册上给出的稳定电压 U_Z 并不是一个值,而是一个电压范围。如稳压管 2CW7C 在测试电流 $I_Z=10\text{mA}$ 时,稳定电压 U_Z 为 $6.1\sim 6.5\text{V}$ 。

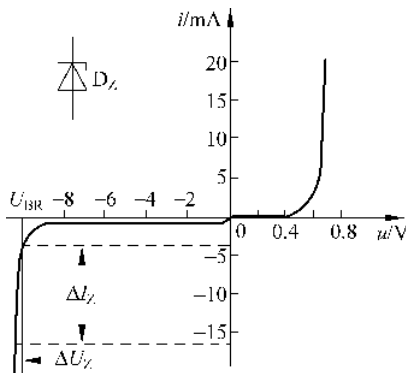


图 1-16 稳压管的符号和特性曲线

2. 动态电阻 r_z

在图 1-16 的稳压区域内,反向电压的增量 ΔU 与反向电流增量 ΔI 之比为动态电阻 r_z 。即有

$$r_z = \frac{\Delta U_Z}{\Delta I_Z} \quad (1.2.4)$$

动态电阻 r_z 的值一般为几欧至几十欧。其值越小,说明稳压管的反向击穿特性越陡峭,稳压特性越好。

3. 最大允许工作电流 I_{zm} 和最大功耗 P_{zm}

当稳压管正常工作时,其 PN 结上承受的功率 $P_Z=U_Z I_Z$ 。这个功率将转变为 PN 结的温度,如果温度超过额定值时,就会烧坏 PN 结。因此,必须规定稳压管的最大功耗 P_{zm} 和最大允许工作电流 I_{zm} ,两者之间的关系为

$$P_{zm} = U_Z I_{zm} \quad (1.2.5)$$

4. 稳定电压的稳定系数

稳压管的稳定电压可能随温度变化而有微小变化。稳定系数用温度每上升 1°C 时,稳定电压 U_Z 改变的百分率来表示。温度上升时, U_Z 增大,其稳定系数为正;温度上升时, U_Z 减小,其稳定系数为负。一般,应选用稳定系数小的稳压管。

1.3 半导体三极管

半导体三极管,也叫晶体三极管,简称晶体管或三极管。由于工作时,多数载流子和少数载流子都参与运行,因此,还称为双极型晶体管(bipolar junction transistor, BJT)。无论在分立元件电路还是在集成电路中,BJT 都得到了极为广泛的应用。本节将详细讨论 BJT 的工作原理、特性曲线和主要参数等内容。

1.3.1 BJT 的结构

BJT 是由三块两两不同的半导体材料构成的。两端是两块相同的半导体材料,中间一块的极性相反。根据材料排列方式的不同,有 NPN 型和 PNP 型两种。如图 1-17 所示。图(a)是 NPN 型 BJT 的内部结构示意图和符号,图(b)是 PNP 型 BJT 的内部结构示意图和符号。

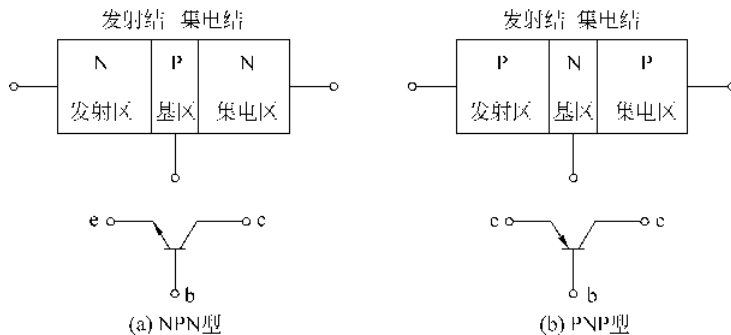


图 1-17 双极性晶体管的结构示意图和符号

从图中可以看出,不论是哪种 BJT,都有三个工作区域:发射区、基区和集电区。每个区域对外引出一个电极,分别是发射极 e、基极 b 和集电极 c,有两个 PN 结,发射区与基区之间的是发射结,基区与集电区之间的是集电结。下面着重以 NPN 型 BJT 为例进行介绍。

BJT 在电子电路中的用途很多。按照工作的频率来分,有高频 BJT 和中低频 BJT;按照功耗来分,有大功率 BJT 和中小功率 BJT。还有多种特殊用途的 BJT。BJT 使用的场合不同,对其要求也不同。因此,BJT 的制造工艺和封装形式等都有很多不同。在使用 BJT 时,应当根据用途的不同,选用合适的 BJT。

1.3.2 BJT 的内部工作原理

BJT 有两个 PN 结。这两个 PN 结相互影响,使它的工作状态与只有一个 PN 结的二极管产生了很大的不同。最明显的差别就是 BJT 具有电流放大作用。BJT 的三个区域不是对称的。为了使 BJT 的放大作用更加显著,要使发射区的掺杂浓度高,便于向基区

发射载流子。基区的宽度非常薄,载流子掺杂浓度低,以提高 BJT 的放大能力。集电区的面积较大,其收集电子的能力强。

BJT 的工作状态与其两个 PN 结上加的电压有很大关系。当这两个 PN 结外加电压的偏置情况不同时,BJT 可能工作于放大、饱和、截止状态。在模拟电路中,BJT 主要工作在放大状态。在数字电路中,BJT 主要工作在饱和与截止状态。下面讨论 BJT 工作于放大状态的情况。

1. BJT 内部的载流子传输过程

BJT 工作于放大状态时,必须保证发射结外加正向偏置电压,集电结外加反向偏置电压,如图 1-18 所示。BJT 的发射极接两组电源的公共端。这种接法叫做共发射极接法。此时,在它的三个不同区域内,载流子发生了不同的运动。

(1) 发射区向基区注入电子

从图 1-18 中可以看出,在发射结正向电压的作用下,发射结的内电场被削弱,发射区中的多数载流子电子大量扩散到基区,形成扩散电流 I_{EN} 。基区的多数载流子空穴扩散到发射区,形成了扩散电流 I_{EP} 。发射极电流 $I_E = I_{EN} + I_{EP}$ 。由于发射区电子的掺杂浓度远大于基区空穴的掺杂浓度,所以,在发射极电流 I_E 中, I_{EP} 所占比例很小。

(2) 电子在基区中扩散与复合

发射区的电子注入基区后,变成了少数载流子。在集电极反向电压的吸引下,这些电子就会向集电区方向运动。在运动过程中,一部分电子将会与遇到的空穴复合,使基区中电子的浓度分布发生很大变化。在靠近发射结的地方电子的浓度很高,离发射结越远,电子的浓度越低,形成了一定的浓度梯度。与空穴复合的电子电流为 I_{BN} 。这个电流是基极电流 I_B 的一部分。复合掉一个空穴,外加电压 V_{BB} 的正极就会从基区拉走一个电子。这相当于为基区补偿了一个空穴。

注入基区的电子中,与空穴复合的只是很少一部分,绝大部分运动到集电结的边缘。它们将在集电结反向电压的作用下进入集电区。

一旦管子及其外加电压确定了,与空穴复合掉的电子数与进入集电区的电子数之间的比例也就确定了。这个比例反映了 BJT 的放大能力。进入集电区的电子越多,则 BJT 的放大能力越显著。为了保证足够的放大能力,必须将基区做得很薄,而且,基区中空穴的掺杂浓度很低,使得电子与空穴在基区内复合的机会较少,保证大部分电子能够进入集电区。

(3) 集电区收集电子

集电结外加反向电压,使得集电极电位比基极电位高。一般高出几伏以上。在这个反向电压的作用下,集电结的内电场大大增强,阻碍了集电结两边多数载流子的扩散,促进了少数载流子的漂移。这样,基区中的大量少数载流子电子将要向集电区漂移,然后被集电极收集,形成电流 I_{CN} 。它是集电极电流 I_C 的一部分。显然, $I_{CN} = I_{EN} - I_{BN}$ 。

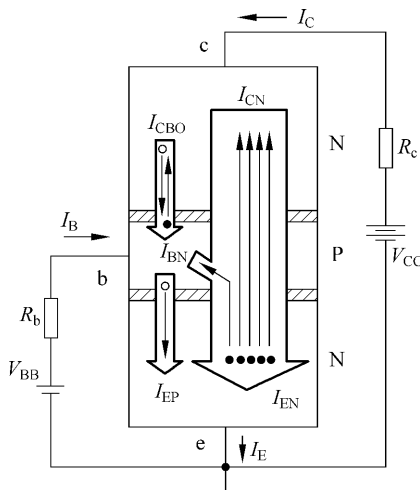


图 1-18 BJT 内部的载流子传输过程

(4) 集电区的空穴向基区漂移

在集电结反向电压的作用下,集电区的少数载流子空穴要向基区漂移,形成基极和集电极之间的反向饱和电流 I_{CBO} 。

通过上述分析可以知道,在 BJT 中,参与导电的有电子和空穴两种载流子,因此称为**双极型晶体管**。

2. 电流分配关系

各个电极上的电流分别是

$$I_{\text{B}} = I_{\text{BN}} + I_{\text{EP}} - I_{\text{CBO}} \quad (1.3.1)$$

$$I_{\text{C}} = I_{\text{CN}} + I_{\text{CBO}} \quad (1.3.2)$$

$$I_{\text{E}} = I_{\text{EN}} + I_{\text{EP}} = I_{\text{CN}} + I_{\text{BN}} + I_{\text{EP}} = I_{\text{B}} + I_{\text{C}} \quad (1.3.3)$$

(1) 集电极电流 I_{C} 与发射极电流 I_{E} 之间的关系

对于 BJT 而言,总是希望 I_{CN} 在发射极电流 I_{E} 中占的成分大一些。因此,定义这两个量的比值为 $\bar{\alpha}$,即

$$\bar{\alpha} = \frac{I_{\text{CN}}}{I_{\text{E}}} \quad (1.3.4)$$

在这里,把发射极电流看做输入量,把集电极电流看做输出量,基极作为公共端。 $\bar{\alpha}$ 定义为**共基极直流电流放大系数**,其值约为 0.90~0.99。

将式(1.3.4)代入式(1.3.2),可得

$$I_{\text{C}} = \bar{\alpha} I_{\text{E}} + I_{\text{CBO}} \quad (1.3.5)$$

(2) 集电极电流 I_{C} 与基极电流 I_{B} 之间的关系

由式(1.3.3)和式(1.3.5)得

$$I_{\text{C}} = \bar{\alpha} I_{\text{E}} + I_{\text{CBO}} = \bar{\alpha} (I_{\text{C}} + I_{\text{B}}) + I_{\text{CBO}}$$

因此,有

$$I_{\text{C}} = \frac{\bar{\alpha}}{1 - \bar{\alpha}} I_{\text{B}} + \frac{1}{1 - \bar{\alpha}} I_{\text{CBO}}$$

令

$$\bar{\beta} = \frac{\bar{\alpha}}{1 - \bar{\alpha}} \quad (1.3.6)$$

代入上式,可得

$$I_{\text{C}} = \bar{\beta} I_{\text{B}} + (1 + \bar{\beta}) I_{\text{CBO}}$$

$$I_{\text{C}} = \bar{\beta} I_{\text{B}} + I_{\text{CEO}} \quad (1.3.7)$$

在式(1.3.7)中,基极电流 I_{B} 是输入电流,集电极电流 I_{C} 是输出电流,发射极是公共端。 $\bar{\beta}$ 定义为**共发射极直流电流放大系数**,其值在 20~200 之间。 I_{CEO} 是由集电极穿过基区流向发射极的电流,称为**穿透电流**。且 $I_{\text{CEO}} = (1 + \bar{\beta}) I_{\text{CBO}}$ 。这个电流与少数载流子关系密切,受温度影响较大。

从以上分析可知,集电结电流 I_{C} 由两项构成,其中的一项 $\bar{\beta} I_{\text{B}}$ 与基极电流 I_{B} 成正比,占到全部集电结电流的绝大部分,这是有用成分。 $\bar{\beta}$ 的值一般在几十以上,其值的大小体现了 BJT 的电流放大能力。另一项 I_{CEO} 受温度影响很大,起到不利的作用。由于在

集电极电流 I_C 中, βI_B 占绝大部分, 因此, 式(1.3.7)可以写成

$$I_C \approx \beta I_B \quad (1.3.8)$$

这个公式是一个非常重要的关系式, 以后估算电路的静态工作点经常要使用它。

(3) 发射极电流 I_E 与发射结电压 U_{BE} 之间的关系

另外, 在 BJT 的发射结上, BJT 的发射极电流 I_E 与发射结电压 U_{BE} 之间的关系服从 PN 结的电压电流关系, 即

$$i_E = I_{ES} (e^{u_{BE}/U_T} - 1) \approx I_{ES} e^{u_{BE}/U_T} \approx i_C \quad (1.3.9)$$

式中, i_E 是 BJT 的发射结电流, i_C 是集电极电流, I_{ES} 是发射极反向饱和电流。这个关系式也是一个经常使用的基本关系式。

1.3.3 BJT 的特性曲线

以上讨论了 BJT 的内部载流子运动和电流分配关系。对于使用者来说, 仅仅根据这些信息来使用 BJT 是不够的, 还需要进一步熟悉 BJT 的特性曲线。在工程中, 经常使用的主要有输入特性曲线和输出特性曲线。

电子器件一般都具有分散性, 在器件手册上给出的往往是某一型号器件的典型特性曲线。在使用时, 如果需要, 还应对特定的器件参数进行专门的测量。

BJT 在放大电路中, 有三种不同的组态, 即共发射极接法、共基极接法和共集电极接法。其中, 共发射极接法使用最为广泛。下面以共发射极接法为例, 介绍 BJT 的特性曲线。

1. 输入特性曲线

如图 1-19 所示, 将一个硅的 NPN 型 BJT 接成共发射极接法, 其输入量是基极电流 i_B 和发射结压降 u_{BE} , 其输出量是集电极电流 i_C 和管压降 u_{CE} 。输入特性曲线反映的是以 U_{CE} 为参变量, 基极电流 i_B 和发射结压降 u_{BE} 之间的关系。其表达式为

$$i_B = f(u_{BE}) \mid_{U_{CE}=\text{常数}} \quad (1.3.10)$$

从图 1-19 中可以看出, 当 $U_{CE}=0V$ 时, 相当于使 BJT 的 c, e 两端短路。这时 BJT 等效为两个并联的 PN 结。因此, 基极电流 i_B 和发射结压降 u_{BE} 之间的关系反映了发射结和集电结两个 PN 结并联后的正向特性。基极电流 i_B 大体上是发射区和集电区向基区扩散的电子电流之和。在图 1-20 中画出了 $U_{CE}=0V$ 时的输入特性曲线。

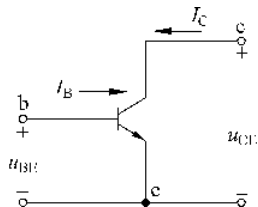


图 1-19 BJT 接成共发射极接法

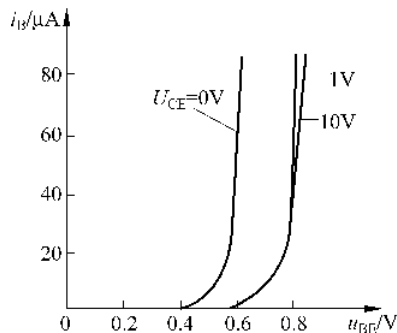


图 1-20 BJT 共发射极输入特性

当 U_{CE} 从 0V 增大到 1V 时,特性曲线向右移动了一段距离。在 $U_{CE}=1V$ 时,集电结电压由正向偏置变为反向偏置,集电结吸引电子的能力增强了。这样,从发射区流入基区的电子大部分流向集电区,形成集电极电流。与 $U_{CE}=0V$ 时相同的 u_{BE} 相比,基极电流 i_B 减小了,特性曲线也就向右移动了。

如果 U_{CE} 继续增大,比如增大到 10V,这时测得的特性曲线虽然也右移了一点,但与 $U_{CE}=1V$ 时差别很小。这是因为在 $U_{CE}>1V$ 后,集电结已经将大部分电子吸引过去,形成了集电极电流。即使 U_{CE} 继续增大,集电结收集电子的能力继续增强,但所能增加的电子的数量已经很小了,因此,基极电流 i_B 的变化很小。BJT 工作在放大状态时,一般情况下, U_{CE} 总是大于 1V 的。基于上述原因,我们在实际使用时,一般用 $U_{CE}=1V$ 时的特性曲线近似地代替 $U_{CE}>1V$ 的特性曲线使用。

2. 输出特性曲线

输出特性曲线反映的是以基极电流 I_B 为参变量,集电极电流 i_C 和管压降 u_{CE} 之间的关系,其表达式为

$$i_C = f(u_{CE}) \mid I_B = \text{常数} \quad (1.3.11)$$

图 1-21 所示是硅 BJT 的输出特性曲线。

由图 1-21 可以看出,当基极电流 i_B 取不同数值时,集电极电流 i_C 是一组形状大体相同的曲线。现取其中 $I_B=40\mu A$ 的一条进行讨论。

在这一条曲线靠近坐标原点的位置,管压降 u_{CE} 很小。这时,集电极收集电子的能力很差,集电极电流非常小。当 u_{CE} 略有增加时,集电极收集电子的能力有明显的增强,从发射区进入基区的电子就有较多的进入集电区,集电极电流 i_C 也有显著的增加。

当管压降 u_{CE} 超过 1V 后,集电极电位足够高,收集电子的能力足够强。这时,发射区扩散到基区的电子绝大部分都被集电极收集起来,形成了集电极电流 i_C 。即使管压降 u_{CE} 继续增加,集电极电流 i_C 也基本保持不变。因而,输出特性曲线大体上是一条相当平坦的直线。这时,集电极电流 i_C 的大小与基极电流 i_B 成正比,即 $i_C = \beta i_B$ 。如果等间隔地改变 i_B 的大小继续测试,可以得到一组间隔基本均匀,彼此平行的直线,如图 1-21 中间部分所示。其中 $I_B=0$ 的一条,就是集电极—发射极反向饱和电流 I_{CEO} 。

可以看出,当管压降 u_{CE} 超过 1V 后,集电极电流 i_C 并不是严格不变的。随着 u_{CE} 的增加, i_C 也有少量增长,特性曲线略有上翘。这是由 BJT 的基区宽度调制效应造成的。我们知道,管压降 u_{CE} 加在 BJT 的 c、e 之间,这个压降主要被反向偏置的集电结承担了。如果 u_{CE} 增加,增加的压降也大部分加到集电结上。这将使集电结空间电荷区的电荷数量增多,其宽度加大,基区有效宽度减小,造成的后果就是在基区内,载流子复合的机会减少,扩散到集电区的电子数量增多,因而电流放大系数 β 增大。这样,在基极电流 I_B 不变的条件下,集电极电流 i_C 有所增加,使得特性曲线上翘。当然,增加的数量是很少的。

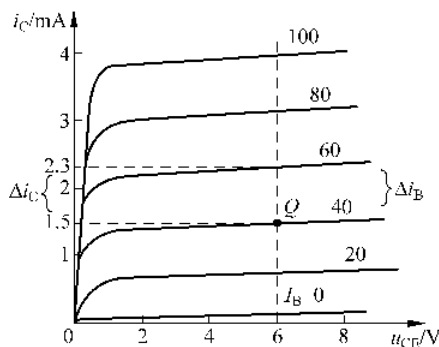


图 1-21 硅 BJT 的输出特性曲线

3. BJT 的三个工作区

从输出特性曲线可以看出,整个曲线大体可以分成三个部分:饱和区、放大区和截止区。这三个区域的分布如图 1-22 所示。

(1) 饱和区

BJT 的饱和区位于纵坐标的附近。在这个区域内,管压降 u_{CE} 很小,一般为零点几伏,使得集电极收集电子的能力较差,集电极电流 i_C 较小。对于 BJT 而言,其发射结正向偏置,集电结也是正向偏置。集电极电流 i_C 与基极电流 i_B 之间不存在电流放大关系。当管压降 u_{CE} 增加时,集电极电流 i_C 增加很快。BJT 饱和时的管压降常用 u_{CES} 表示。

(2) 截止区

BJT 的截止区位于 $i_B=0$ 那条曲线以下。截止时,BJT 的发射结压降小于其死区电压。为了保证其可靠地截止,经常使 BJT 的发射结反偏。同时,集电结也反偏。这时,BJT 不导通,基极电流 i_B 为零,集电极电流 i_C 也近似为零。

(3) 放大区

输出特性曲线中间的部分为放大区。在这个区域内,BJT 的发射结正向偏置,集电结反向偏置。集电极电流 i_C 与基极电流 i_B 之间满足 β 倍的放大关系。

以上三个区域都是 BJT 的工作区域。在模拟电路中,BJT 一般都工作于放大区。在数字电路中,BJT 一般工作于饱和区和截止区。

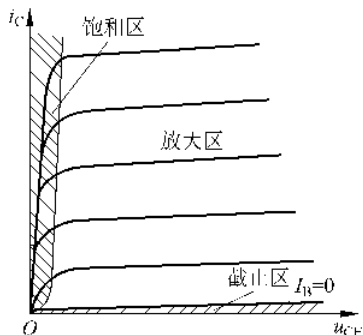


图 1-22 BJT 的三个工作区

1.3.4 BJT 的主要参数

表征 BJT 的参数很多,主要有以下几类:

1. 电流放大系数

电流放大系数是反映 BJT 电流放大能力的重要参数。电流放大系数的定义与 BJT 的工作状态和连接方式有关。从工作状态来看,有直流工作状态和交流工作状态两种;从连接方式方面看,有共发射极接法和共基极接法两种。

(1) 共发射极电流放大系数

将 BJT 的发射极作为公共端,基极作为输入端,集电极作为输出端,就构成了共发射极接法。在共发射极接法中,其电流放大系数分为直流放大系数和交流放大系数两种。共发射极直流电流放大系数 $\bar{\beta}$ 定义为直流状态下集电极电流 I_C 与基极电流 I_B 之比,即

$$\bar{\beta} = \frac{I_C - I_{CEO}}{I_B} \approx \frac{I_C}{I_B} \quad (1.3.12)$$

在放大电路中,BJT 经常工作于某一工作点。叠加上交流信号后,就会产生电压和电流的变化量。因此,共发射极交流电流放大系数 β 定义为输出电压 U_{CE} 不变时集电极