

半导体手册
第3编



晶体三极管 晶体二极管 的工作 原理

科学出版社

《半导体手册》第3编
晶体二极管和晶体三极管的工作原理

《半导体手册》翻译组译

*

科学出版社出版

北京西直门外三里河路2号

北京市书刊出版业营业许可证出字第061号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1971年1月第一版 开本：787×1092 1/32

1971年1月第一次印刷 印张：4 3/8

字数：95,000

统一书号：15031·277

本社书号：3630·15-7

定价：0.34 元

毛主席语录

中国人民有志气，有能力，一定要在不远的将来，赶上和超过世界先进水平。

打破洋框框，走自己工业发展道路。

外国有的，我們要有，外国沒有的，我們也要有。

对于外国文化，排外主义的方針是錯誤的，应当尽量吸收进步的外国文化，以为发展中国新文化的借鏡；盲目搬用的方針也是錯誤的，应当以中国人民的实际需要为基础，批判地吸收外国文化。

譯 者 的 話

本书是根据〔日〕半导体手册编委会编《半导体手册》1963年初版本译出。内容包括半导体物理学、半导体材料、晶体二极管和晶体三极管的工作原理、晶体二极管和晶体三极管、特种半导体器件、晶体二极管和晶体三极管特性、半导体电路理论、线性放大、振荡、调制与解调、脉冲电路、数字电路、电源、微波电路、参量放大器、数据等16编。

本书于1966年已全部译完，因工作量较大，未能及时出版。最近，我们征求读者意见，认为做为一般了解和查阅半导体电子技术的参考书，还应出版。我们遵照毛主席关于“**洋为中用**”的教导，为适应读者的要求，又继续进行审查校对，现将其单行出版。

本书主要特点是将半导体基础知识和应用技术综合汇编在一起的半导体电子技术的资料性参考书。书中在基础知识方面涉及的范围较为广泛，在应用技术方面介绍的比较全面，各编重点不一样，仅供读者参考。

原书中主要缺点表现在：有些编的内容尚有形式化的数学推导较多，物理分析较少；有些编在讲解概念和理论分析上有些模糊；有些编在文字和数字上有错误；有些编则为一些资产阶级学术权威和厂商吹嘘、捧场；有些编内容是从别的资料中传抄过来的，未经过实践验证。我们遵照伟大领袖毛主席“一切外国的东西，如同我们对于食物一样，必须经过自己的口腔咀嚼和胃肠运动，送进唾液胃液肠液，把它分解为精华和糟粕两部分，然后排泄其糟粕，吸收其精华，才能对我们的身体有益，决不能生吞活剥地毫无批判地吸收”的教导，加以删

节和校正。

本书在译校过程中，很多工厂、学校、科研单位给予了很大的支持和热情帮助，并提出不少宝贵意见，我们对这些单位表示衷心的感谢。

由于外文、专业知识的限制，在文字翻译及技术概念的表达上不免会有错误，又由于我们毛泽东思想学习的不够好，所以对原书中的其他错误观点及存在的问题，未能指出和很好的批判，恳切希望广大读者批评指正。

目 录

第一章 金属和半导体的接触	(1)
1.1 能带结构	(1)
1.2 表面能级	(2)
1.3 电流-电压特性	(5)
1.3.1 扩散理论	(6)
1.3.2 两极管理论	(7)
1.4 少数载流子的注入	(7)
第二章 pn 结	(9)
2.1 pn 结的整流理论	(9)
2.1.1 肖克莱理论	(10)
2.1.2 特殊情形	(13)
2.1.3 各种结	(15)
2.2 pn 结的阻抗	(16)
2.2.1 反向偏压的情形	(16)
2.2.2 正向偏压的情形	(17)
2.3 隧道结	(18)
2.4 pn 结的击穿现象	(20)
2.4.1 击穿机构	(20)
2.4.2 结构缺陷和击穿	(22)
第三章 pn 结载流子扩散型晶体三极管	(23)
3.1 小注入一维模型晶体三极管的导纳参数	(23)
3.2 晶体三极管实际工作状态的讨论	(35)
3.2.1 对于略去电场的讨论	(35)

3.2.2	关于边界条件的讨论	(36)
3.2.3	对于电中性条件的讨论	(38)
3.3	任一注入下的晶体三极管的工作情况	(39)
3.4	晶体三极管的三维效应	(43)
3.4.1	表面复合对电流放大系数的影响	(43)
3.4.2	决定电流放大系数的因子	(46)
3.4.3	由于结为曲面而引起的截止频率的降低	(51)
3.4.4	基区电阻	(54)
第四章	载流子漂移型晶体三极管	(63)
4.1	载流子漂移型晶体三极管概述	(63)
4.2	内区的四端网络参数(指数函数分布)	(67)
4.2.1	四端网络参数的计算	(67)
4.2.2	y 参数的频率特性	(72)
4.2.3	电流放大系数的频率特性的近似解	(73)
4.2.4	同载流子扩散型晶体三极管特性的比较	(74)
4.2.5	用电荷控制法进行分析	(76)
4.3	内区的四端网络参数(误差函数分布)	(78)
4.4	大注入工作	(80)
4.5	高杂质浓度时的各种特性	(83)
4.6	漂移型晶体三极管的特性	(87)
第五章	晶体三极管的电荷控制分析法	(89)
5.1	概述	(89)
5.2	大振幅工作的基本分析	(89)
5.2.1	参数和等效电路	(89)
5.2.2	参数的表达式	(91)
5.2.3	开关时间和开关电路的设计	(92)
5.3	比较精确的分析大振幅工作	(94)
5.3.1	基本方程	(94)
5.3.2	q_b 与 i_c 的关系	(94)

5.3.3 集电极耗尽层电容的影响	(95)
5.4 参数测量法	(96)
5.4.1 有源区时间常数的测量法	(96)
5.4.2 饱和时间常数的测量法	(96)
5.5 分析基区渡越时间	(97)
5.5.1 空穴分布和基区渡越时间	(97)
5.5.2 杂质分布和基区渡越时间的关系	(97)
5.5.3 基区渡越时间和 α 截止频率的关系	(98)
5.5.4 分析迁移率与杂质浓度的依从关系	(99)
5.5.5 基区渡越时间对注入水平的依从关系	(99)
第六章 pnpn 器件	(101)
6.1 pnpn 结构的两种稳定工作方式	(101)
6.2 断开接通两种状态之间的过渡区	(103)
6.3 分析 pnpn 器件	(105)
6.4 电流放大系数 α 随电流的变化	(109)
6.4.1 发射极注射效率随电流的变化	(109)
6.4.2 注入载流子输运系数随电流的变化	(110)
6.5 开关特性	(110)
6.5.1 接通作用	(110)
6.5.2 断开作用	(113)
第七章 变容器件	(116)
7.1 概述	(116)
7.2 杂质分布引起的电容对电压的依从关系	(117)
7.3 三端变容器件	(123)
参考资料	(125)

第一章 金属和半导体的接触

1.1 能带结构

一般说来,当费米能级即功函数不同的两种金属互相接触时,在这两种金属之间会产生接触电势差。首先,当这两种金属离得足够远时,电子的能带图如图 3·1(a) 所示,两种金属内的电子都不受另一金属的影响,具有该金属固有的分布。图中 φ_1 和 φ_2 分别是金属 1 和金属 2 的费米能级的位置,这两个能级与距金属表面

很远的真空中的电子能级的能量之差,就是这两种金属的功函数。其次,当这两种金属充分接近时,电子便要从有较多的高能电子的金属 2 流入金属 1,及至两

种金属的费米能级处于同一高度,便建立起平衡状态。其结果金属 1 的表面带负电,金属 2 的表面则带正电,于是形成非常狭窄的所谓表面电荷偶层。

因此,在金属 1 和金属 2 之间的狭窄区域里产生了电势差,这时的能带图如图 3·1(b) 所示,其形状是在费米能级高度相等的两种金属之间夹着一个高度可以用两种金属的功函数之差来表示的势能高度。这种新产生的势能高度通常称为

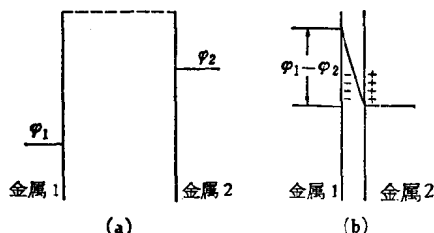


图 3·1 能带图(金属与金属接触时的情形)

势垒或阻挡层.

当某种半导体 (Cu_2O 或 Se) 和金属接触时,也象上述金属和金属接触时那样,在半导体和金属之间有一个取决于两种物质功函数之差的势垒存在. 图 3.2 是 n 型半导体和金属接触时的能带图,图 (a) 表示两种物质相离十分远时的情形,图 (b) 表示两种物质十分接近时的情形. 在这种情形下,由于半导体的电子浓度比金属的电子浓度小,所以在半导体表面形成了一个相当厚(10^{-4} 厘米左右)的失去了电子的区域——耗尽层或空间电荷区. n 型半导体和金属接触时,如果金属的功函数 φ_m 比半导体的功函数大,则形成正的空间电荷, p 型半导体和金属接触时,如果金属的功函数 φ_m 比半导体的功函数小,则形成负的空间电荷.

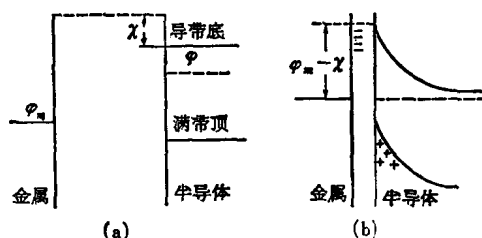


图 3.2 能带图 (n 型半导体和金属接触时的情形)

势垒是用来说明非欧姆性,特别是整流性质的非常重要的概念,又是整流理论的出发点.

1.2 表面能级

在上节我们介绍了由两种物质的功函数之差形成势垒时的情形,而 Si 或 Ge 这样的半导体和金属接触时,情况就完全不同了,即使金属不同半导体接触,在半导体的表面就已经形

成了一个势垒,在半导体表面有可以容纳电子的能级(表面能级),这对势垒的形成起着很大的作用,这一事实已经从直接的和间接的实验中得到证实。

例如,当功函数完全相等的同种物质互相接触时,如果按照上述看法,就不能产生势垒。然而,用两块 Ge 片接触的实验^[1]表明,这种接触的电-电压特性并不是非整流性的,(a)表示非整流性时可以期望的特性,而是如图 3·3 所示的非欧姆性的。设想在两块 Ge 片的表面上存在图 3·4 所示的势垒可以说明这种现象。

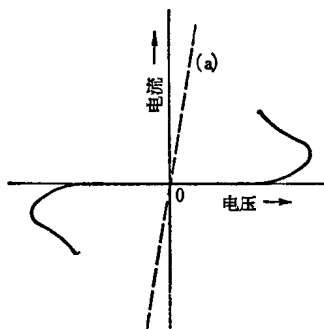


图 3·3 Ge 片与 Ge 片接触时的电流-电压特性

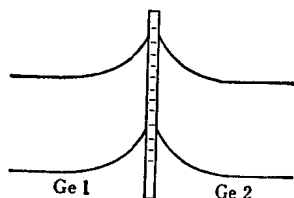


图 3·4 Ge 片与 Ge 片接触时的能带图

推翻上述看法的第二个实验^[2]是把各种金属探针分别放在 Si 块上,检查这种接触的接触电势差随着金属探针(的功函数)的不同而变化的情况。表 3·1 是使 P 型 Si 和各种金属接触时的实验结果。从表中可以看出,接触电势差几乎不受所接触的金属的功函数的影响。也就是说,从表中可以看出,接触电势差并不等于两种物质的功函数之差。

根据这些事实,提出在半导体表面有一种内部所没有的特殊能级(表面能级),因此才能在表面形成势垒^[3]。图 3·5 是 n 型 Ge 的能带图。有表面能级时,那些能量高于表面能级而且靠近表面的电子就为表面能级所俘获,因而表面带负电。

表3.1 实 验 结 果

金 属	金 属 的 功 函 数	同 P 型 Si 接触时的电势差
Pt	0.17 电子伏	0.32 电子伏
Ni	0.14 电子伏	0.48 电子伏
Fe	0.16 电子伏	0.32 电子伏
Ta	0.13 电子伏	0.33 电子伏
Mo	0.35 电子伏	0.42 电子伏
W	0.41 电子伏	0.39 电子伏
Au	0.70 电子伏	0.39 电子伏
Cu	0.90 电子伏	0.38 电子伏

因此,表面附近的电子势能增高,便形成图 3.5 所示的势垒。图 3.5 表示满带附近的表面能级的密度大时能带的弯曲

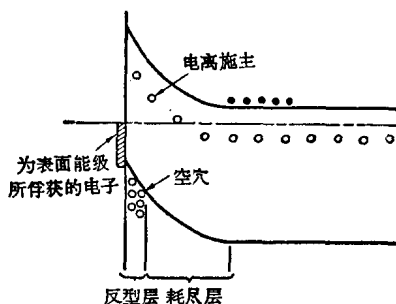


图 3.5 有表面能级时的能带图

度很大,在紧靠表面的下方存在着空穴占绝对优势的区域——反型层,并在反型层下面存在着与杂质浓度相比载流子的浓度可以忽略的区域(耗尽层)。但在能带的弯曲度小时,则不能形成反型层而只能形成耗尽层。

这种情况就 P 型半导体来说也是一样的,只是能带的弯曲方向和载流子的电荷符号相反而已。

当金属和表面能级密度很大的半导体接触时,则在两者之间构成偶层的电子便不由半导体内部供给,而由表面能级供给,因而削弱了外部对半导体内部的影响。所以由表面能级形成的势垒高度,便不直接决定于所接触的金属的功函数,

反而决定于半导体内部的杂质浓度和半导体表面的电荷密度。

除此以外,还提出了一些例证^[4]来证明表面能级的存在。至于形成表面能级的原因,目前有如下一些解释:(1)由于表面是原子排列终止的地方,因而产生表面能级;(2)表面能级是由表面所吸附的氧和水等所引起的等等。

1.3 电流-电压特性

图 3·6 表示典型的点接触型锗二极管的电流-电压特性,从图中可以清楚地看出,它的电流-电压特性具有两个特点:(1)不遵循欧姆定律(电流-电压特性曲线不成直线)以及(2)具有单向导电性(电流通过的难易因外加电压的方向不同而异)。这种情况并不只限于 Ge,氧化亚铜整流器和硒整流器也是一样。早在 1935 年前后,就已经知道这种整流现象不是发生在半导体的内部,而是发生在半导体和金属的交界面,以

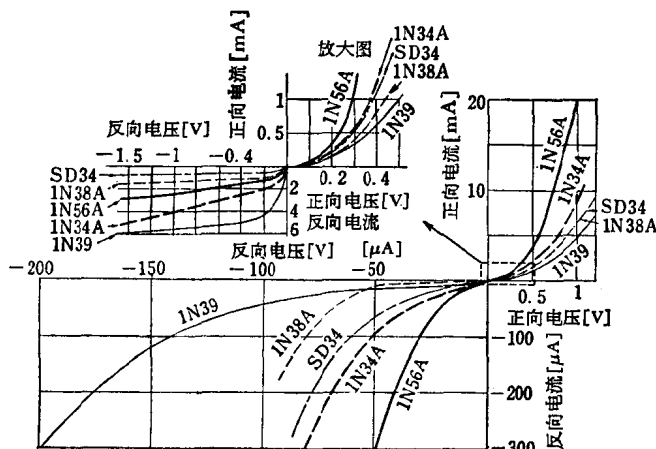


图 3·6 点接触型锗二极管的电流-电压特性

后又陆续提出了几种用界面存在上述势垒的观点来说明整流现象的理论。

扩散理论和两极管理论是说明整流现象的基本理论，提出这两种理论以后又经过了种种探讨和改进。在具体情况下究竟适用这两种理论中的哪一种，则由势垒厚度比载流子的平均自由程大还是小来决定。

1.3.1 扩散理论 如在氧化亚铜整流器和硒整流器中那样，势垒厚度比载流子的平均自由程大，载流子在势垒中的碰撞不可以忽略时，可适用扩散理论。载流子在势垒中的电场作用下从金属向半导体转移，但另一方面，由于势垒中已经产生了载流子浓度梯度，所以载流子力图借扩散作用向相反的方向流动。在没有外加电压时，由于电流的这两个分量相等，所以没有电流通过。即使有外加电压，这两个分量仍然是部分地抵消，但在这种情形下，由于载流子浓度分布和势垒高度改变，这两种分量不能完全抵消，因而有电流通过。在氧化亚铜整流器和硒整流器中，正电荷从半导体流入金属的方向是电流容易通过的方向（正向），根据扩散理论求得的整流特性的方向与这个方向是一致的。

阻挡层有绝缘层和电离杂质原子层。对这些阻挡层确定相应的势能形式，求解包括漂移分量和扩散分量在内的电流的微分方程，得出了如下的整流关系式（不考虑电象力）：

绝缘层

$$i = \frac{\sigma(\varphi_0 - V)}{d} e^{-\frac{q\varphi_0}{kT}} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad (3.1)$$

电离杂质原子层

$$i = \sigma \left[\frac{(\varphi_0 - V) 8\pi N_q}{R} \right]^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{q\varphi_0}{kT}} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - 1 \right) \quad (3.2)$$

式中 σ 表示半导体的电导率， φ_0 表示阻挡层势垒高度，

V 表示外加电压, d 为绝缘层厚度, N 为电离杂质的浓度, R 为介电常数。

1.3.2 两极管理论^[5] 在 Ge 和 Si 中, 特别是在 Ge 这样的半导体中, 上述阻挡层厚度与载流子平均自由程的关系, 和在氧化亚铜整流器或硒整流器中不同, 阻挡层厚度比载流子平均自由程小得多, 以至于载流子在阻挡层中几乎不发生碰撞。因此, 有一种与本编 1.3.1 节所述完全不同的观点, 这就是两极管理论。

在这种情形下, 重要的不是阻挡层的形式而是它的势垒高度, 只有能量充分大的载流子才能越过阻挡层。有外加电压时, 从半导体方面来看的势垒高度会发生变化, 但从金属方面来看的势垒高度不起变化, 因此, 在某一方向加上电压时, 势垒高度降低, 载流子较多地流过, 在相反的方向加上电压时, 则势垒高度增高, 有较少的载流子流过。分别计算从半导体流向金属的分量和从金属流向半导体的分量来求电流-电压的关系时, 可得下式:

$$i = \frac{1}{2} nq\bar{v}e^{-\frac{q\varphi_0}{kT}}(e^{\frac{qV}{kT}} - 1) \quad (3.3)$$

式中 n 代表载流子浓度, $\bar{v} = \left(\frac{2kT}{\pi m}\right)^{\frac{1}{2}}$, m 代表电子的质量, φ_0 代表势垒高度, V 代表外加电压。

1.4 少数载流子的注入

上节讨论的整流理论是针对载流子或者是电子, 或者全是空穴的情况建立起来的。但在实际晶体二极管中, 情况并不是这样。例如, 把金属探针插在锗片上, 加上充分高的正向电压, 测量了这时的内阻^[6]。

这种电阻应该是所谓“扩展电阻”，设 ρ 为 Ge 的电阻率， d 为金属探针的直径，在理论上应该得到 $\rho/2d$ 。但是实际测得的值约为这个理论值的 $1/10$ 。此外，根据漂移电势的测量，证实在加上正向偏压的点接触附近，电阻率确实降低了^[7]。

现在一般认为电阻率的这种变化是由于少数载流子从金属注入半导体引起的，如为 n 型半导体，空穴从金属注入半导体，如为 p 型半导体，电子从金属注入半导体^[8]。如图 3·7 所示，把 E 和 C 两根金属探针插在 n 型 Ge 试样上，断续开关 S_1 ，

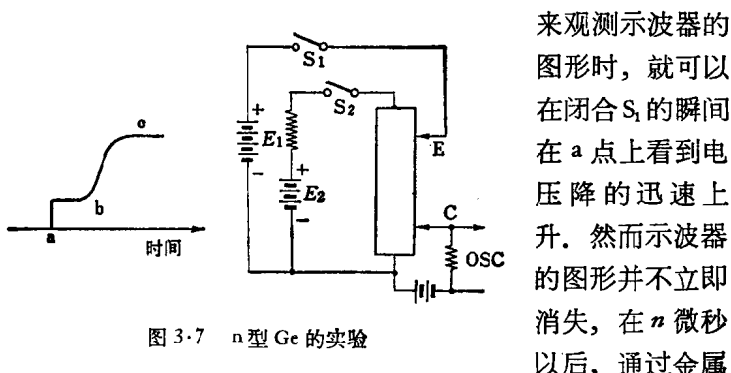


图 3·7 n 型 Ge 的实验

来观测示波器的图形时，就可以在闭合 S_1 的瞬间在 a 点上看到电压降的迅速上升。然而示波器的图形并不立即消失，在 n 微秒以后，通过金属探针 C 的电流开始缓慢地增加（从 b 点起），经过 10 微秒左右以后，便趋于定值（在 c 点）。如果改变电池 E_1 的方向，则不发生这种现象，预先闭合开关 S_2 ，则 ab 两点之间经过的时间会缩短。进一步倒转电池 E_2 的方向，则 E_2 的值增大，不再发生这种现象。从上述事实可知，空穴从 E 点流入，并在内电场的作用下流到 C 点，使通过 C 的电流增加。

在晶体三极管中，这种少数载流子起着将来自发射极的信号传输给集电极的作用；在晶体二极管中，这种少数载流子也起着荷载电流的作用。少数载流子究竟是由哪里供给的呢？一般认为是由图 3·5 所示的半导体表面下的反型层供给的，并且已经有人提出了根据这种模型建立的理论。

第二章 pn 結

2.1 pn 結的整流理論

用 P 型半导体和 n 型半导体形成 pn 結时,空穴便由 P 型区,电子便由 n 型区分别越过交界面扩散到对侧。因此,在 P 型区留下了电离成负离子的受主,在 n 型区留下了电离成正离子的施主,形成电偶层,当这电偶层的电场和上述扩散所引起的电流相抵消时,便建立起热平衡状态 [图 3.8(a)].对 P 型一边加上正向电压时 [图 3.8(b)],对空穴来说,从 P 型区来看的势垒高度降低,所以空穴向 n 型区注入,于是便有电流通过(正向)。注入空穴在 n 型区的有限距离内扩散,其寿命依晶体和其

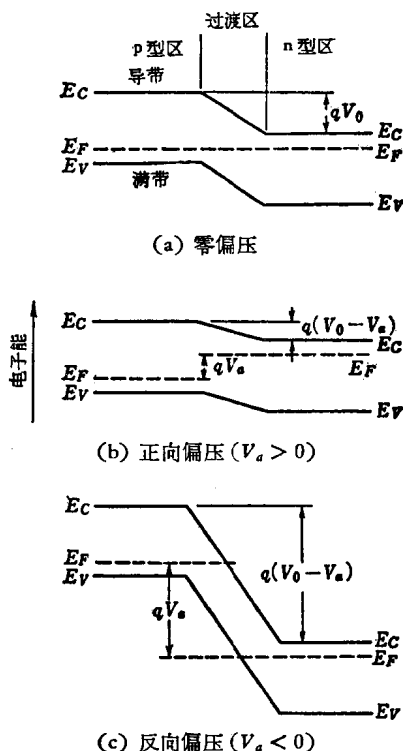


图 3.8 pn 結的能带图形