

高等学校教材  
微波半导体器件

毛 钧 业 编

成都电讯工程学院出版社

• 1986 •

## 内 容 提 要

微波半导体器件及其集成电路，是半导体微电子技术近年来迅速发展的一个很重要方面，它的发展和应用，对我国“四化”建设有着密切的关系。

本书着重讨论各种主要微波半导体器件及其集成电路的原理，对器件及其电路的设计和计算也作了相应的介绍，但重点放在微波半导体器件方面。

本书与半导体物理、晶体管原理以及微波技术等教材衔接，在阐述物理概念和基本理论的前提下，增加了近年来国内外在微波半导体器件及其集成电路方面的新内容、新技术。

本书是高等院校工科电子类统编教材，主要供半导体物理与器件专业作为必修或选修教材，也可作为电子类有关专业师生或工程技术人员参考。

## 微波 半 导 体 器 件

毛钧业 编

\*

成都电讯工程学院出版社出版  
成都电讯工程学院出版社印刷厂印刷  
四川省新华书店发行

\*

开本 787×1092 1/16 印张 15.875 字数 393 千字  
版次 1986 年 10 月第一版 印次 1986 年 10 月第一次印刷  
印数 1—3100 册  
书号 15452·2 定价 2.70 元

## 出 版 说 明

根据国务院关于高等学校教材工作分工的规定，我部承担了全国高等学校工科电子类专业课教材的编审、出版的组织工作。从一九七七年底到一九八二年初，由于各有关院校，特别是参与编审工作的广大教师的努力和有关出版社的紧密配合，共编审出版了教材 159 种。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应社会主义现代化建设培养人才的需要，反映国内外电子科学技术水平，达到“打好基础、精选内容、逐步更新、利于教学”的要求，在总结第一轮教材编审出版工作经验的基础上，电子工业部于一九八二年先后成立了高等学校《无线电技术与信息系统》、《电磁场与微波技术》、《电子材料与固体器件》、《电子物理与器件》、《电子机械》、《计算机与自动控制》、中等专业学校《电子类专业》、《电子机械类专业》共八个教材编审委员会，作为教材工作方面的一个经常性的业务指导机构，并制定了一九八二至一九八五年教材编审出版规划，列入规划的教材、教学参考书、实验指导书等共 217 种选题。在努力提高教材质量，适当增加教材品种的思想指导下，这一批教材的编审工作由编审委员会直接组织进行。

这一批教材的书稿，主要是从通过教学实践、师生反映较好的讲义中评选择优和从第一轮较好的教材中修编产生出来的。广大编审者，各编审委员会和有关出版社都为保证和提高教材质量作出了努力。

这一批教材，分别由电子工业出版社、国防工业出版社、上海科学技术出版社、西北电讯工程学院出版社、湖南科学技术出版社、江苏科学技术出版社、黑龙江科学技术出版社、天津科学技术出版社和成都电讯工程学院出版社承担出版工作。

限于水平和经验，这一批教材的编审出版工作肯定还会有许多缺点和不足之处，希望使用教材的单位、广大教师和同学积极提出批评建议，共同为提高工科电子类专业教材的质量而努力。

电子工业部教材办公室

## 前 言

本教材系由电子材料与固体器件教材编审委员会半导体物理与器件编审小组评选审定，并推荐出版。

该教材由成都电讯工程学院毛钧业编写，南京工学院刘光廷担任主审。编审者均依据半导体物理与器件编审小组审定的编写大纲进行编写和审阅的。

本课程的参考教学时数为 50 学时。教材内容分为八章。第一章到第七章讨论各种主要微波半导体器件的原理、特性和分析，其中也包括了一定的计算和设计，是本书的主要内容。第八章扼要讨论各种微波集成电路的原理和性能，微波集成电路是微波半导体器件应用的一个重要方面。

这门课程是为学过半导体物理、晶体管原理和微波技术等课程的学生开设的，考虑到各院校的教学时数并不相同，教材部分内容可留给学生自学以及以后在工作中作为参考。

微波半导体器件与集成电路是半导体近年来迅速发展的一个很重要的方面，与国防建设现代化有密切的关系。由于微波半导体器件的重要进展，目前微波半导体器件和微波集成电路在各种军事和非军事微波装备中得到日益广泛的应用。

微波半导体器件、微波集成电路在理论上和晶体管、集成电路有许多不同的方面，但它们之间有着内在的紧密的联系。晶体管、集成电路和微波半导体构成了半导体物理与器件专业的主要专业内容。从这基础出发，对于任何其它半导体器件的研究和生产，也可较易着手。

本书适用于半导体物理与器件专业作为必修课或选修课教材，也可作为电子类有关专业的教学参考书和科技人员的参考书。

本书由南京工学院刘光廷、孙大有、李宏扬、冯耀兰四位同志审稿，刘光廷同志主审，提出了许多宝贵的意见，这里表示诚挚的感谢。

由于编者水平有限，书中难免还存在一些缺点和错误，殷切希望广大读者批评指正。

编者 1984.6

# 目 录

|                                            |     |
|--------------------------------------------|-----|
| <b>第一章 肖特基势垒二极管</b> .....                  | 1   |
| § 1-1 金属-半导体接触.....                        | 1   |
| § 1-2 伏安特性 .....                           | 5   |
| § 1-3 设计和结构 .....                          | 16  |
| § 1-4 微波混频和检波 .....                        | 22  |
| § 1-5 界面合金化问题 .....                        | 28  |
| <b>第二章 变容二极管</b> .....                     | 31  |
| § 2-1 $p-n$ 结.....                         | 31  |
| § 2-2 结构和参数 .....                          | 40  |
| § 2-3 势垒电容的计算 .....                        | 46  |
| § 2-4 击穿电压的计算 .....                        | 54  |
| § 2-5 变容二极管在参量放大中的基本作用 .....               | 57  |
| § 2-6 变容二极管的测量 .....                       | 59  |
| § 2-7 变容二极管在微波方面的其它应用 .....                | 61  |
| <b>第三章 <math>p-i-n</math> 二极管</b> .....    | 66  |
| § 3-1 $p-i-n$ 二极管的主要参数 .....               | 66  |
| § 3-2 $p-i-n$ 二极管的结构 .....                 | 79  |
| § 3-3 $p-i-n$ 二极管的应用.....                  | 80  |
| <b>第四章 阶跃恢复二极管</b> .....                   | 82  |
| § 4-1 反向恢复过程 .....                         | 82  |
| § 4-2 阶跃恢复二极管的基本作用 .....                   | 88  |
| § 4-3 结构和电参数 .....                         | 90  |
| § 4-4 $p-i-n$ 阶跃管 .....                    | 95  |
| <b>第五章 雪崩渡越时间器件</b> .....                  | 99  |
| § 5-1 基本作用原理 .....                         | 99  |
| § 5-2 雪崩击穿特性.....                          | 101 |
| § 5-3 小讯号理论.....                           | 104 |
| § 5-4 大讯号分析.....                           | 110 |
| § 5-5 谐波对于IMPATT 模式的影响和高效率(TRAPATT)模式..... | 116 |
| § 5-6 结构和设计考虑.....                         | 122 |
| § 5-7 雪崩管的噪声.....                          | 128 |
| § 5-8 势垒注入渡越时间二极管.....                     | 131 |
| <b>第六章 体效应器件</b> .....                     | 136 |
| § 6-1 电子转移和耿氏效应.....                       | 136 |
| § 6-2 高场畴.....                             | 139 |

|                   |            |
|-------------------|------------|
| § 6-3 耿氏振荡器       | 143        |
| § 6-4 LSA 模式      | 148        |
| § 6-5 静止时间问题      | 151        |
| § 6-6 GaAs 以外的半导体 | 154        |
| <b>第七章 微波晶体管</b>  | <b>162</b> |
| § 7-1 微波双极晶体管     | 162        |
| § 7-2 微波场效应晶体管    | 177        |
| § 7-3 低噪声晶体管      | 185        |
| § 7-4 功率晶体管       | 189        |
| § 7-5 工艺问题        | 195        |
| § 7-6 目前发展情况      | 196        |
| <b>第八章 微波集成电路</b> | <b>198</b> |
| § 8-1 控制电路        | 198        |
| § 8-2 参量放大器       | 207        |
| § 8-3 混频器         | 216        |
| § 8-4 倍频器         | 223        |
| § 8-5 微波固体讯号源     | 231        |
| § 8-6 微波晶体管放大器    | 239        |

# 第一章 肖特基势垒二极管

肖特基势垒二极管在微波频率范围内有很重要的用途，它主要应用于混频和检波。肖特基势垒由金属-半导体接触构成，在结构和工作特性上和  $p-n$  结有所不同。现代的最早具有实际重要应用价值的微波半导体器件，是由锗或硅与适当的金属丝接触构成的点接触微波混频二极管和检波二极管。在第二次世界大战中，雷达接收机和通信接收机中混频和检波用的就是这些微波半导体二极管。

肖特基势垒二极管目前采用平面工艺制成。由于工艺进步，已能得到重复性好、较为理想的金属-半导体接触。这对提高管子性能，进行深入的理论研究，都有重要的作用。

## § 1-1 金属-半导体接触

### 1-1-1 功函数

我们知道，在一般情况下，任何物体包括金属以及半导体，体内的导电电子不可能逸出到体外自由空间，因为体内电子的能量低于体外电子势能。要使电子逸出到体外自由空间，必须供给电子足够的能量。实验指出，物体加热，可使体内的部分电子逸出到体外，这个现象称为热电子发射。功函数表示具有相当于费米能级能量的电子要逸出到体外所需增加的能量。金属的功函数由  $q\phi_m$  表示，如图 1-1 所示。 $q\phi_m$  一般为几个电子伏，在 2 到 6 之间。

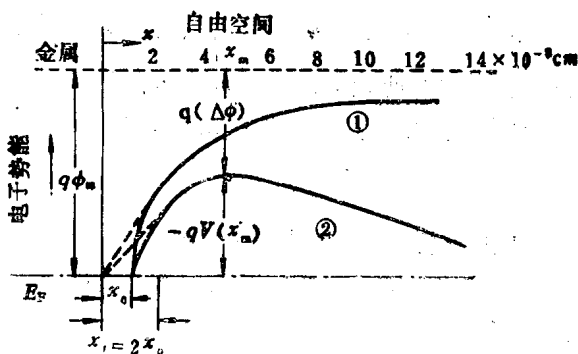


图 1-1 金属表面的电子势能  
① 没有外加电场；② 外加电场  $1.7 \times 10^7 \text{ V/cm}$ 。

图 1-1 示出从金属内部到体外自由空间电子势能的变化。为方便起见，设费米能级  $E_F$  为电子势能的参考点。在金属表面外  $x$  处的电子受到电象力作用，力的大小可表示为

$$F = - \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0(2x)^2} \quad (1-1)$$

一个电子从无穷远处转移到  $x$  处所做的功等于

$$E(x) = \int_{\infty}^x F dx = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 x} \quad (1-2)$$

当  $E(x) = q\phi_m$ ， $x$  为

$$x_0 = \frac{q}{16\pi\epsilon_0\phi_m} \quad (1-3)$$

这里电子势能等于 0。若用  $V(x)$  表示电势，得到

$$\frac{V(x)}{\phi_m} = \frac{x_0 - x}{x} \quad (1-4)$$

可以看出, 当  $x > x_0$  时,  $V(x)$  是负的。

电象力的概念只适用于连续的表面, 即  $x$  应大于原子间距。但若  $\phi_m = 3V$ ,  $x_0$  将为  $1.2 \times 10^{-8} \text{ cm}$ , 与原子间距同数量级。在这种情况下, 连续性假设不成立。只当  $x \gg x_0$ , 方可应用 (1-4) 式。对于极小的  $x$ , 如图 1-1 中所示, 可用虚线从  $x = 0, V = 0$  连到曲线 ① 的切线来近似表示电子势能的变化。可以写出切线和曲线的接触点

$$x_1 = 2x_0 \quad (1-5)$$

以及

$$V(x_1) = -\frac{1}{2}\phi_m \quad (1-6)$$

当  $x \leq x_1$  时,

$$V(x) = -\phi_m x / 4x_0 \quad (1-7)$$

如果讨论  $x$  值较大的情况, 例如  $x$  比  $x_0$  大一个或几个数量级, 那么势能的变化可近似用  $x = 0$  处的一个阶跃函数来表示。但是, 在本质上, 势能应是逐步变化的。

半导体的功函数同样等于费米能级和体外电子势能之差。但是, 半导体的功函数随所含杂质性质和浓度的不同而改变。因此, 关于半导体表面, 还经常用“电子亲合能  $q\chi$ ”这一参数, 电子亲合能表示导带底的电子要逸出到体外所需增加的能量。

### 1-1-2 肖特基效应

在以上关于金属功函数的讨论中, 没有外加使电子离开金属表面的电场。若有外加电场, 则得图 1-1 中的曲线 ②, 功函数将被降低。

假设外加电场是均匀的, 由  $\mathcal{E}$  表示。  $x$  处的电势可以表示如下

$$V(x) = \phi_m \frac{x_0 - x}{x} - \mathcal{E}x \quad (1-8)$$

其中  $\mathcal{E}$  取负值。电子势能最大值是在  $x = x_m$  处, 这里电象力和外加电场的作用相互抵消

$$-\mathcal{E} = q / 16\pi\epsilon_0 x_m^2 = x_0 \phi_m / x_m^2 \quad (1-9)$$

由此得到

$$x_m = \sqrt{-\frac{q}{16\pi\epsilon_0 \mathcal{E}}} = \sqrt{-\frac{x_0 \phi_m}{\mathcal{E}}} \quad (1-10)$$

代入 (1-8) 式, 得到

$$V(x_m) = \phi_m \frac{x_0 - x_m}{x_m} + \sqrt{-x_0 \phi_m \mathcal{E}} \quad (1-11)$$

可以看到, 现在一个电子逸出到体外所需增加的最小能量不再等于  $q\phi_m$ , 而是从  $q\phi_m$  减小到  $-qV(x_m)$

$$\begin{aligned} q(\Delta\phi) &= q[\phi_m + V(x_m)] \\ &= 2q\sqrt{-x_0 \phi_m \mathcal{E}} \end{aligned} \quad (1-12)$$

将 (1-3) 式代入

$$q(\Delta\phi) = q\sqrt{-q\mathcal{E}/4\pi\epsilon_0} \quad (1-13)$$

上述功函数降低现象可从热电子发射实验得到很好验证。

### 1-1-3 金属-半导体接触

我们现在讨论金属和半导体接触的情况。图 1-2(a) 表示金属和  $n$  型半导体未接触前的能

带图。连接之后，在平衡情况下，金属和  $n$  型半导体两者的费米能级必然等同，能带图如图

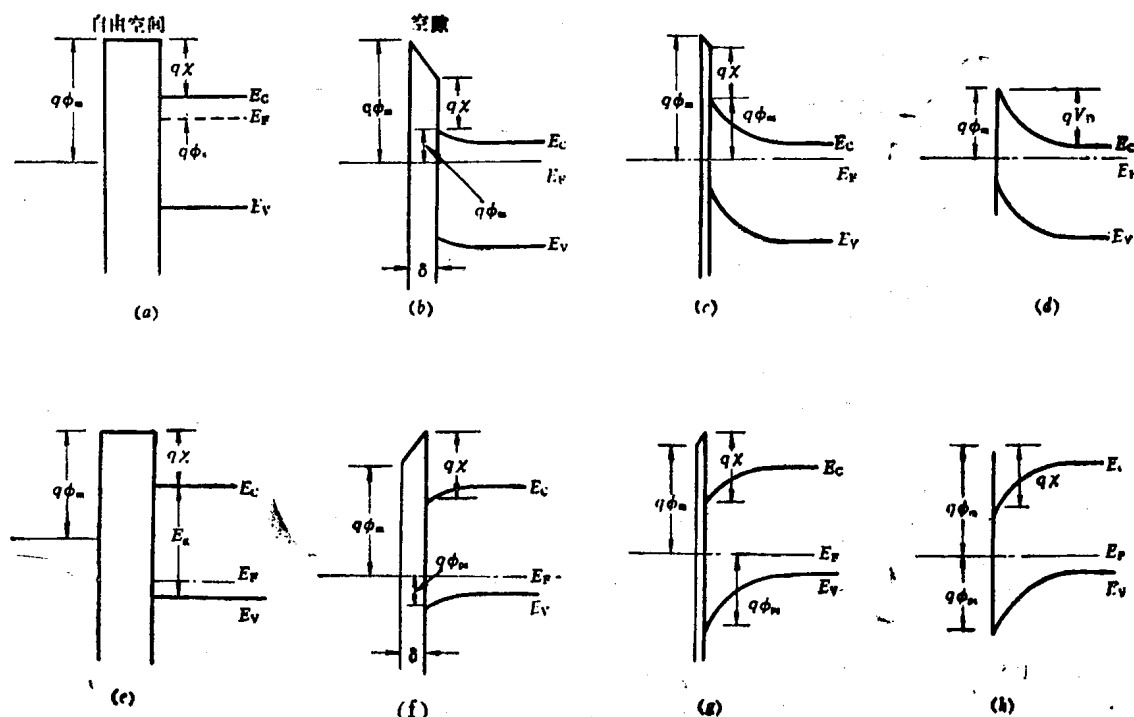


图 1-2 金属-半导体接触  
(a, b, c, d):  $n$ 型半导体; (e, f, g, h):  $p$ 型半导体。

1-2(b) 所示。  $\phi_m - (\chi + \phi_n) = V_D$  称为接触电势差。当  $\delta$  较大时，接触电势差主要降落在两表面之间。如果金属和半导体的表面互相靠近，半导体表面的势垒将变高，如图 1-2(c) 所示。金属表面的负电荷和半导体表面势垒中的正空间电荷在数量上相等。当  $\delta$  小到和原子间距可以相比时，空隙对电子说来将成为透明的，可以忽略不计，图 1-2(d) 表示金属和半导体接触后的能带图，可以看到

$$\phi_{ns} = \phi_m - \chi \quad (1-14)$$

接触势垒的高度取决于金属的功函数和半导体的电子亲和能。

以上关于金属- $n$ 型半导体接触的讨论，指出当金属的功函数大于  $n$ 型半导体的功函数时，形成具有一定高度和厚度的接触势垒。可以证明，这样的接触势垒可起良好的整流作用。

对于金属- $p$ 型半导体接触，可以进行类似的分析，图 1-2(e, f, g, h) 表示相应的能带图。这里  $p$ 型半导体的功函数大于金属的功函数，形成的接触势垒中具有负的空间电荷，和金属表面的正电荷在数量上相等。

#### 1-1-4 外加电压

在以上讨论中，没有外加电压，因此也无电流经过接触势垒。若外加电压  $V$ ，由于半导体电阻很小，电压几乎全部降落在势垒上，势垒两边的费米能级不再等同，将相差  $qV$ 。图 1-3 表示有外加电压下的能带图，其中 (a), (b) 和 (c) 为金属- $n$ 型半导体的接触势垒，(d), (e) 和 (f) 则是金属- $p$ 型半导体的接触势垒。

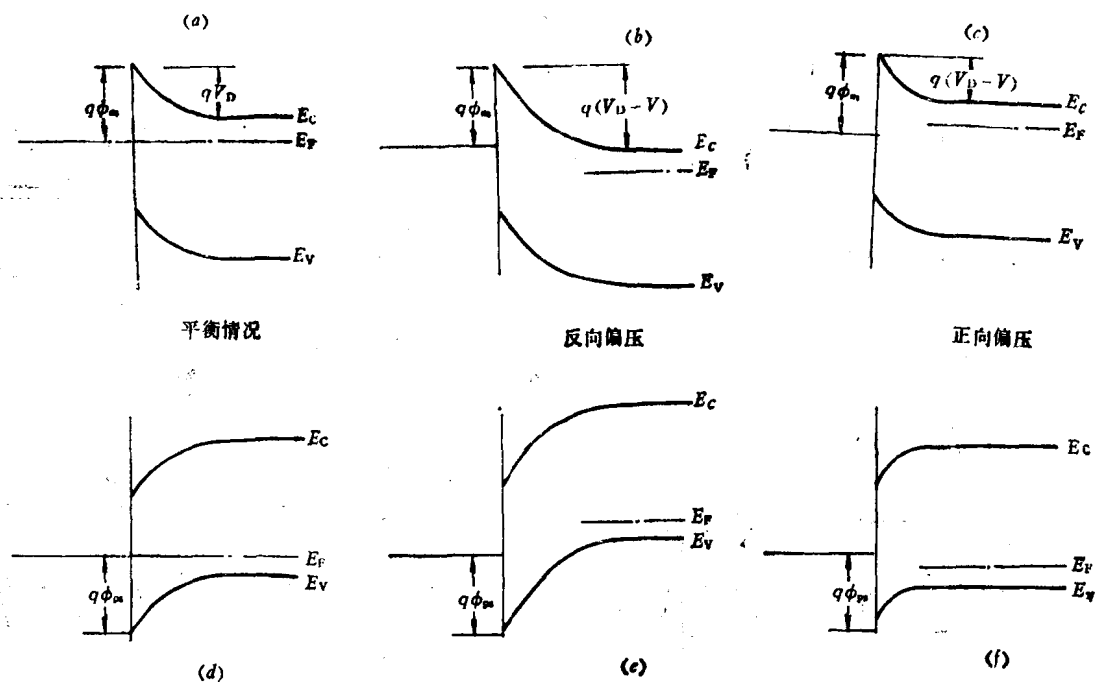


图 1-3 外加电压  
(a, b, c): n型半导体; (d, e, f): p型半导体。

肖特基最早提出接触势垒的高度和厚度随着外加电压变化的关系，因而后来称这种势垒为肖特基势垒。外加反向偏压，接触势垒变高、变厚；外加正向偏压，接触势垒变低、变薄。

势垒厚度随外加偏压而变化，反映着势垒具有一定的电容。假设势垒是耗尽层，令  $N_d$  表示施主密度， $d_0$  为势垒厚度，则电荷密度

$$\rho(x) = qN_d \quad x < d_0 \quad (1-15)$$

$$\rho(x) = 0 \quad x > d_0 \quad (1-16)$$

利用泊松方程

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon\epsilon_0} \quad (1-17)$$

和边界条件

$$x = 0 \quad V(x) = -\phi_m \quad (1-18)$$

$$x = d_0 \quad \frac{dV(x)}{dx} = 0 \quad (1-19)$$

得到耗尽层中的电势分布

$$V(x) = \frac{qN_d(d_0x - \frac{1}{2}x^2)}{\epsilon\epsilon_0} - \phi_m \quad (1-20)$$

而能带弯曲

$$V_D = \phi_m - \phi_n = \frac{qN_d d_0^2}{2\epsilon\epsilon_0} \quad (1-21)$$

如果外加偏压  $V$ ，如图 1-3 所示，则

$$V_D - V = \frac{qN_d d^2}{2\epsilon\epsilon_0} \quad (1-22)$$

这里  $d$  是外加偏压下的势垒厚度。单位接触面积下的耗尽层中的电荷量等于

$$Q/A = qN_d d = \sqrt{2\epsilon\epsilon_0 q N_d (V_D - V)} \quad (1-23)$$

相应的势垒电容可表示为

$$\frac{C}{A} = \frac{1}{A} \frac{dQ}{dV} = \sqrt{\frac{\epsilon\epsilon_0 q N_d}{2(V_D - V)}} \quad (1-24)$$

目前一些肖特基势垒二极管，采用外延片制成，外延层的杂质浓度约为  $10^{16}/\text{cm}^3$ 。衬底的杂质浓度大于  $10^{18}/\text{cm}^3$ ，外延层的厚度很薄（小于  $1\mu\text{m}$ ）。因此，即使在零偏压下，耗尽层也将伸展到整个或者几乎整个外延层。当外加反向偏压时，耗尽层的厚度基本上等于外延层的厚度。偏压改变，耗尽层厚度的变化很小，电容近似地保持恒定。

## § 1-2 伏安特性

推导肖特基势垒的伏安特性，可有两种方法，这两种方法的前提条件不同。如果势垒厚度远大于平均自由程，那么载流子在势垒中将会遇到很多次的碰撞，在这样情况下应当采用扩散理论。在另一方面，若势垒厚度小于平均自由程，在势垒区域中的碰撞实际上可以忽略，那么应当采用二极管理论。在这一节里，我们先讨论二极管理论，然后再讨论扩散理论。

### 1-2-1 二极管理论

我们参阅图 1-3。(a) 表示在没有外加偏压下，金属中的电子和半导体中的电子处于动态平衡的情况。在单位时间内，从金属越过势垒到半导体的电子数等于从半导体越过势垒到金属的电子数。(b) 表示外加反向偏压，即偏压负的一端接金属，正的一端接  $n$  型半导体，在这样情况下，从半导体到金属的电子流将小于从金属到半导体的电子流，结果等于有一很小的反向电流经过势垒。(c) 表示外加正向偏压，即偏压正的一端接金属，负的一端接  $n$  型半导体，在这样情况下，从半导体到金属的电子流将大为增加，从金属到半导体的电子流则保持不变，结果等于有一较大的正向电流通过势垒。

根据以上所述，我们可以推导出伏安特性的表示式。仍以金属- $n$  型半导体接触为例。在  $n$  型半导体中，电子浓度为  $n$ ，其中只有很小部分可以越过势垒到金属。假设势垒区域中的碰撞可以忽略，那么势垒的形状无关紧要，通过的电流只和势垒高度有关。

我们现在计算  $n$  型半导体中向金属方向运动而能量又足以越过势垒的那部分电子的浓度，由此可以算出从半导体到金属的电子流密度。如果半导体是非简并的，则有

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) \quad (1-25)$$

其中  $N_C$  为导带的有效能级密度，

$$N_C = \frac{2(2\pi m_n^* kT)^{\frac{3}{2}}}{h^3} \quad (1-26)$$

导带中能量  $E$  到  $E + dE$  间隔内的电子的浓度等于

$$dn = \frac{4\pi(2m_n^*)^{\frac{3}{2}}}{h^3} (E - E_C)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right) dE \quad (1-27)$$

可以写出

$$E - E_C = \frac{1}{2} m_n^* v^2 \quad (1-28)$$

$$dE = m_n^* v dv \quad (1-29)$$

那么

$$dn = 4\pi n \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} v^2 \exp\left(-\frac{m_n^* v^2}{2kT}\right) dv \quad (1-30)$$

由于

$$v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \quad (1-31)$$

$$4\pi v^2 dv = dv_x dv_y dv_z \quad (1-32)$$

得到

$$dn = n \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \exp\left[-\frac{m_n^* (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}\right] dv_x dv_y dv_z \quad (1-33)$$

根据从半导体到金属的电子流密度，可以写出相应的电子电流密度

$$\begin{aligned} J_{S \rightarrow M} &= qn \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT}\right)^{\frac{3}{2}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} m_n^* v_y^2 / kT} dv_y \\ &\quad \times \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{1}{2} m_n^* v_z^2 / kT} dv_z \int_{v_{x0}}^{\infty} v_x e^{-\frac{1}{2} m_n^* v_x^2 / kT} dv_x \\ &= qn \left(\frac{m_n^*}{2\pi kT}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{v_{x0}}^{\infty} v_x e^{-\frac{1}{2} m_n^* v_x^2 / kT} dv_x \\ &= qn \left(\frac{kT}{2\pi m_n^*}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2} m_n^* v_{x0}^2 / kT} \end{aligned} \quad (1-34)$$

由于(1-25)、(1-26)以及

$$\frac{1}{2} m_n^* v_{x0}^2 = q(V_D - V) \quad (1-35)$$

因而

$$J_{S \rightarrow M} = \frac{4\pi q m_n^* k^2 T^2}{h^3} e^{-q\phi_{ns}/kT} e^{qV/kT} \quad (1-36)$$

上式表示在外加偏压下由电子从半导体越过势垒到金属构成的电子电流密度。当外加偏压  $V$  等于零时，两个方向的电子流相互抵消，因而由电子从金属越过势垒到半导体构成的电子电流密度可表示为

$$J_{M \rightarrow S} = \frac{4\pi q m_n^* k^2 T^2}{h^3} e^{-q\phi_{ns}/kT} \quad (1-37)$$

外加偏压改变， $J_{M \rightarrow S}$  保持不变。通过势垒的电流密度是以上两式之差

$$J = \frac{4\pi q m_n^* k^2 T^2}{h^3} e^{-q\phi_{ns}/kT} (e^{qV/kT} - 1) \quad (1-38)$$

这就是由二极管理论推导得到的肖特基势垒的伏安特性表示式。正向偏压， $V$  值为正；反向偏压， $V$  值为负。(1-38)式又可表示为

$$J = A^* T^2 e^{-q\phi_{ns}/kT} \left( e^{qV/kT} - 1 \right) \quad (1-39)$$

$$A^* = \frac{4\pi q m_n^* k^2}{h^3} \quad (1-40)$$

对于自由电子,  $A^* = 120 A / \text{cm}^2 / \text{K}^2 \equiv A$ ,  $A$  是里查逊常数。在例如  $n$  型 GaAs 中, 导带底电子有效质量各向同性,  $A^*/A = m_n^*/m_0$ , 其中  $m_0$  为自由电子质量。

Si 中电子的有效质量各向异性, 导带底不在  $k$  空间原点, 有六个极值分别在  $[100]$ 、 $[\bar{1}00]$ 、 $[010]$ 、 $[0\bar{1}0]$ 、 $[001]$  和  $[00\bar{1}]$  方向上。对于一个极值而言, 里查逊常数可表示为

$$A_1^*/A = \frac{1}{m_0} (l_1^2 m_y^* m_z^* + l_2^2 m_z^* m_x^* + l_3^2 m_x^* m_y^*)^{\frac{1}{2}} \quad (1-41)$$

其中  $l_1$ 、 $l_2$  和  $l_3$  系发射平面的法线相对于椭球的三个主轴的方向余弦, 而  $m_x^*$ 、 $m_y^*$  和  $m_z^*$  为电子有效质量张量的分量。令  $m_l^*$  表示纵向有效质量,  $m_t^*$  表示横向有效质量。对于  $\langle 111 \rangle$  方向的电流, 六个极值的贡献相同, 得到

$$\left( \frac{A^*}{A} \right)_{n-\text{Si}\langle 111 \rangle} = \frac{6}{m_0} \left[ \frac{(m_t^*)^2 + 2m_l^* m_t^*}{3} \right]^{\frac{1}{2}} = 2.2 \quad (1-42)$$

对于  $\langle 100 \rangle$  方向的电流, 则有

$$\left( \frac{A^*}{A} \right)_{n-\text{Si}\langle 100 \rangle} = 2m_t^*/m_0 + 4(m_l^* m_t^*)^{\frac{1}{2}} / m_0 = 2.1 \quad (1-43)$$

GaAs 和 Si 中空穴的有效质量基本上是各向同性的, 但分重空穴和轻空穴, 两个能量极值都在  $k=0$ , 因此

$$\left( \frac{A^*}{A} \right)_{p\text{型}} = \frac{m_{ph}^* + m_{pl}^*}{m_0} \quad (1-44)$$

其中  $m_{ph}^*$ 、 $m_{pl}^*$  系重空穴、轻空穴的有效质量。

### 1-2-2 扩散理论

现以金属  $-n$  型半导体接触为例。我们仍可利用图 1-3(a, b, c)。在势垒区域中, 电子电流密度的大小和方向取决于局部的电场和电子浓度梯度

$$J_x = J = q \left[ n(x) \mu_n \mathcal{E} + D_n \frac{dn(x)}{dx} \right] \quad (1-45)$$

根据爱因斯坦关系, 上式可改写为

$$J = q D_n \left[ - \frac{qn(x)}{kT} \frac{dV(x)}{dx} + \frac{dn(x)}{dx} \right] \quad (1-46)$$

需要指出, 以上两式都包含有一些近似假设, 例如迁移率  $\mu_n$ 、扩散系数  $D_n$  当作常数, 爱因斯坦关系保持不变等。因此, 在伏安特性的推导中, 增加考虑一些复杂因素, 并无多大实际意义。

(1-46) 式两边各乘指数因子  $e^{-qV(x)/kT}$ , 从表面  $x=0$  积分到势垒的内边界  $x=d$ ,

$$\int_0^d e^{-qV(x)/kT} dx = q D_n \left[ n(x) e^{-qV(x)/kT} \right]_0^d \quad (1-47)$$

边界条件如下:

$$\left. \begin{aligned} V(0) &= -\phi_{ns} \\ V(d) &= -(\phi_n + V) \\ n(0) &= N_c e^{-q\phi_{ns}/kT} \\ n(d) &= N_c e^{-q\phi_n/kT} \end{aligned} \right\} \quad (1-48)$$

代入得到

$$J = \frac{qD_n N_c (e^{qV/kT} - 1)}{\int_0^d e^{-qV(x)/kT} dx} \quad (1-49)$$

在势垒区域中

$$V(x) = \frac{qN_d}{\epsilon\epsilon_0} \left( xd - \frac{1}{2}x^2 \right) - \phi_{ns} \quad (1-50)$$

代入(1-49)式, 我们看到积分主要决定于  $x$  值较小的部分, 因而作为一级近似可以略去  $\frac{1}{2}x^2$  项, 积分成为

$$\begin{aligned} \int_0^d e^{-qV(x)/kT} dx &= e^{q\phi_{ns}/kT} \int_0^d e^{-q^2 N_d x d / \epsilon\epsilon_0 kT} dx \\ &= -\frac{\epsilon\epsilon_0 kT}{N_d q^2 d} e^{q\phi_{ns}/kT} \left( e^{-q^2 N_d d^2 / \epsilon\epsilon_0 kT} - 1 \right) \end{aligned} \quad (1-51)$$

代入(1-49)式得到

$$\begin{aligned} J &= \frac{q^2 D_n N_c}{kT} \left[ \frac{2q(V_D - V)N_d}{\epsilon\epsilon_0} \right]^{\frac{1}{2}} e^{-q\phi_{ns}/kT} \\ &\quad \times \left[ \frac{e^{qV/kT} - 1}{1 - e^{-2q(V_D - V)/kT}} \right] \end{aligned} \quad (1-52)$$

在一般情况下,  $q(V_D - V) \gg kT$ , 上式可简化为

$$J = \frac{q^2 D_n N_c}{kT} \left[ \frac{2q(V_D - V)N_d}{\epsilon\epsilon_0} \right]^{\frac{1}{2}} e^{-q\phi_{ns}/kT} (e^{qV/kT} - 1) \quad (1-53)$$

扩散理论和二极管理论的电流密度表示式(1-53)和(1-38)是很相似的, 但将两者比较, 可以看到, (1-53)式的“饱和电流密度”随电压变化较大, 随温度变化较小, 而(1-38)式则与之相反。

在以上关于扩散理论的讨论中, 我们假设载流子的迁移率是一常数。实际上, 随着电场进一步增高, 迁移率不再是一常数, 漂移速度将逐步趋于饱和。金属-半导体接触的势垒区域中的电场可以较大, 例如大于或者远大于  $10^4 \text{ V/cm}$ 。如果我们认为在整个势垒区域中载流子的漂移速度为一常数, 等于饱和漂移速度  $v_s$ , 在这样条件下, 可以得到

$$J = qn v_s e^{-qV_D/kT} (e^{qV/kT} - 1) \quad (1-54)$$

这 and 二极管理论的电流密度表示式(1-38)基本上等同。(1-38)式中的  $(kT/2\pi m_n^*)^{1/2}$  和  $v_s$  同数量级。如果势垒区域中的电场较高, 从二极管理论和扩散理论得到的结果将无明显的差异。(1-54)式也可写成

$$J = J_s (e^{qV/kT} - 1) \quad (1-55)$$

直到不久以前,一些实际的金属-半导体接触构成的二极管,理论与实验符合得不够好。较早的实验指出,当  $qV$  数倍于  $kT$  时,  $J$  与  $V$  之间的关系具有如下形式:

$$d(\ln J)/dV = q/nkT \quad (1-56)$$

$n$  在 1.5 到 10 之间。根据 (1-55) 式, 这个关系应为

$$d(\ln J)/dV = q/kT \quad (1-57)$$

但是, 现在实验与理论逐步趋向一致。由于工艺水平的提高, 半导体表面处理得很清洁,  $n$  值可很接近于 1。有人将  $n$  称为理想因子。

### 1-2-3 少数载流子的注入

在以上的讨论中, 没有计及少数载流子的作用。当半导体体内和势垒区域中少数载流子均可忽略不计时, 以上的讨论是正确的。但若势垒高度较高, 例如接近禁带宽度, 如图 1-4 所示时, 上述的假设就不再成立。我们看到在势垒区域中  $x_i$  处, 费米能级  $E_F$  正好位于禁带的

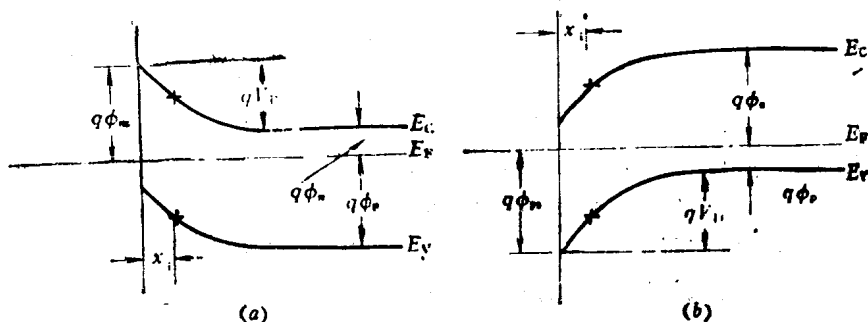


图 1-4 反型层  
(a) n型, (b) p型。

中间。可以近似认为: 在  $x > x_i$  处多数载流子占优势, 在  $x < x_i$  处少数载流子占优势, 0 到  $x_i$  的一层就是反型层。

我们讨论图 1-4(a) 所示的情况。少数载流子电荷使势垒区域中  $x$  值较小的部分电场增高, 势垒的形状因而发生变化。

我们仍然假设在势垒区域中多数载流子“耗尽”。空间电荷密度  $\rho$  不再等于  $qN_d$ , 而是

$$\rho(x) = qN_d + qN_v e^{-q[\phi_p + \phi_n + V(x)]/kT} \quad (1-58)$$

代入泊松方程

$$\frac{d^2 V(x)}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon \epsilon_0} \left\{ N_d + N_v e^{-q[\phi_p + \phi_n + V(x)]/kT} \right\} \quad (1-59)$$

积分得到

$$\frac{1}{2} \left\{ \frac{dV(x)}{dx} \right\}^2 = -\frac{qN_d}{\epsilon \epsilon_0} \left\{ V(x) - \frac{kT}{q} \frac{N_v}{N_d} e^{-q[\phi_p + \phi_n + V(x)]/kT} \right\} + \text{常数} \quad (1-60)$$

常数根据下列条件决定

$$\text{当 } V(x) = -\phi_n \text{ 时, } dV(x)/dx = 0 \quad (1-61)$$

可以得到

$$\begin{aligned} \frac{dV(x)}{dx} &= \left( \frac{2N_d}{\epsilon\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \left\{ -q[\phi_n + V(x)] - \frac{kTN_v}{N_d} e^{-q\phi_n/kT} \right. \\ &\quad \left. \times \left[ 1 - e^{-q[\phi_n + V(x)]/kT} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \\ &\approx a_1 \left\{ -q[\phi_n + V(x)] + a_2 e^{-qV(x)/kT} \right\}^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (1-62)$$

其中

$a_1 = \left( \frac{2N_d}{\epsilon\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}$ ,  $a_2 = kT \frac{N_v}{N_d} e^{-E_n/kT}$ 。在  $x=0$  附近, 上式中的指数项远大于  $-q[\phi_n + V(x)]$ 。后者近似等于  $qV_D$ 。因此,

$$x = \frac{1}{a_1} \int \frac{dV(x)}{\left[ qV_D + a_2 e^{-qV(x)/kT} \right]^{\frac{1}{2}}} + \text{常数} \quad (1-63)$$

得到

$$\begin{aligned} x &= \frac{2kT}{a_1 q \sqrt{qV_D}} \ln \left[ \sqrt{qV_D} + \sqrt{qV_D + a_2 e^{-qV(x)/kT}} \right] \\ &\quad + V(x)/a_1 \sqrt{qV_D} + a_2 \end{aligned} \quad (1-64)$$

其中  $a_2$  是一常数, 可由条件  $x=0$ ,  $V(x) = -\phi_n$  决定。图 1-5 是一示意图, 表示在  $x=0$  附近不存在少数载流子影响 (1-20) 式和存在少数载流子影响 (1-64) 式之间的差异。

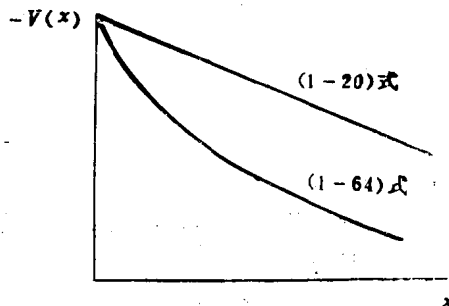


图 1-5 少数载流子的影响

(1-64) 式还可用来计算反型层的厚度, 但不能用来计算整个势垒层的厚度。数值计算表明, 反型层的存在对于势垒层厚度的影响不大。

在少数载流子不能忽略的情况下, 少数载流子无疑将起导电作用。现仍以图 1-4(a) 为例。当外加正向偏压时, 势垒中电场减小, 载流子扩散作用占优势, 电子从半导体体内流向金属, 空穴从半导体表面流向体内。  $x > d$  处, 原来空穴浓度很小,

但在正向偏压下, 这里的空穴浓度明显增加。这里的电子浓度也要增加, 以保持电中性。上述现象, 称为少数载流子的注入。

设外加电压全部降落在势垒区域, 势垒以外不存在电场。半导体体内的空穴电流密度可表示为

$$J_p = -kT\mu_p \frac{dp}{dx} \quad x > d \quad (1-65)$$

并可写出连续性方程

$$\frac{dp}{dt} = -\frac{p - p_n}{\tau_p} - \frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} \quad (1-66)$$

其中  $p_n$  系  $n$  区在平衡条件下的空穴浓度,  $\tau_p$  是空穴寿命。我们讨论稳态情况, 令  $\frac{dp}{dt} = 0$ , 在  $x=d$  处的空穴浓度为

$$p(d) = p_n e^{qV/kT} \quad (1-67)$$

另一边界条件为  $p(\infty) = p_n$ ，因而在半导体体内有

$$p - p_n = p_n (e^{qV/kT} - 1) e^{-(x-d)/L_p} \quad (1-68)$$

其中  $L_p$  系空穴扩散长度。我们得到

$$J_p = q p_n \frac{D_p}{L_p} (e^{qV/kT} - 1) e^{-(x-d)/L_p} \quad (1-69)$$

势垒中的复合一般可以忽略不计。注入的空穴电流密度等于

$$J_p = q p_n \frac{D_p}{L_p} (e^{qV/kT} - 1) \quad (1-70)$$

设多数载流子电流密度由二极管理论 (1-38) 式决定，直流注入效率可以表示如下：

$$\gamma_0 = \frac{q p_n \frac{D_p}{L_p}}{q p_n \frac{D_p}{L_p} + q n_n \left( \frac{kT}{2\pi m_n^*} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-qV_D/kT}} \quad (1-71)$$

由于已经作了一些近似假设，可以认为  $m_n^* = m_p^* = m_0$ ，消去上式中的  $p_n$  和  $n_n$ ，得到

$$\gamma_0 \approx \frac{1}{1 + \left( \frac{q\tau_p}{2\pi\mu_p m_0} \right)^{\frac{1}{2}} e^{[E_g - q(V_D + 2\phi_n)]/kT}} \quad (1-72)$$

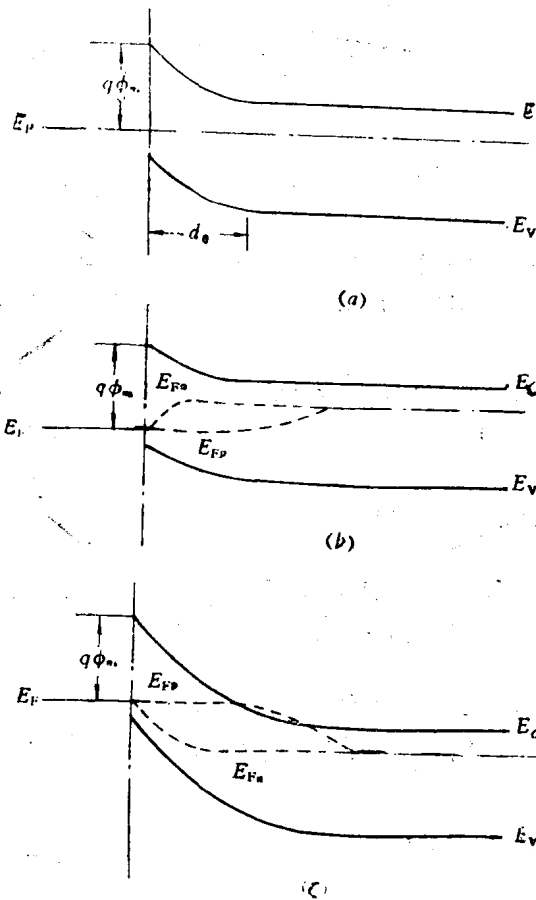


图 1-6 准费米能级  
(a)平衡情况；(b)外加正向偏压；  
(c)外加反向偏压。

上式不是严格计算直流注入效率的公式，但可指出若要增大或者减小直流注入效率，应当改变那些参数以及如何改变。从指数因子可知势垒高度对于注入效率的大小很有关系。势垒高度越高，半导体接触表面处空穴浓度越大，注入效率变大；反之，注入效率变小。此外，空穴寿命对于注入效率也有一定关系。空穴寿命越长，半导体体内空穴的积累将较多，这将减小空穴电流的注入。

当存在少数载流子的影响时，金属  $n$ -型半导体接触在外加偏压下的能带图将如图 1-6 所示，(b) 表示外加正向偏压，(c) 表示外加反向偏压。 $E_{Fn}$  和  $E_{Fp}$  是对应于空穴和电子的准费米能级。

当外加正向偏压时，势垒区域以及附近的半导体体内空穴和电子浓度增大，两者的化学势不相等。由于空穴是少数载流子，电子是多数载流子，因而空穴浓度的增加很是明显，而电子浓度的增加将不明显，只是很小的百分数。

当外加反向偏压时，势垒区域以及附近的半导体体内空穴和电子浓度减小， $E_{Fn}$  现在  $E_F$  之上。