

高等学校教材

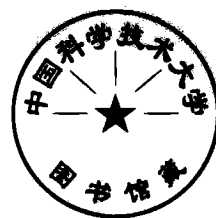
硅—二氧化硅界面物理

郭 维 廉

国防工业出版社

硅-二氧化硅界面物理

郭维廉



国防工业出版社

内 容 简 介

本书较全面地介绍了硅-二氧化硅界面物理的基础知识和测量方法。内容包括：半导体表面物理基础；MOS结构的电容-电压特性；硅-二氧化硅系统的电荷和陷阱；热载流子向二氧化硅中的注入和电离辐射效应；硅-二氧化硅界面性质的电学测量等。

本书可供高等院校工科电子类半导体物理与器件专业师生阅读，也可供从事半导体方面工作的有关人员参考。

硅-二氧化硅界面物理

郭维廉

*

国防工业出版社出版

(北京市车公庄西路老虎庙七号)

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印刷

*

787×1092 1/16 印张 13 299千字

1989年6月第二版 1989年6月第一次印刷 印数：001— 830册

ISBN 7-118-00459-6/TN92 定价：2.60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、中等专业学校工科电子类专业教材的编审、出版的组织工作。由于各有关院校及参与编审工作的广大教师共同努力，有关出版社的紧密配合，从1978年至1985年，已编审、出版了两轮教材，正在陆续供给高等学校和中等专业学校教学使用。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应“三个面向”的需要，贯彻“努力提高教材质量，逐步实现教材多样化，增加不同品种、不同层次、不同学术观点、不同风格、不同改革试验的教材”的精神，我部所属的七个高等学校教材编审委员会和两个中等专业学校教材编审委员会，在总结前两轮教材工作的基础上，结合教育形势的发展和教学改革的需要，制订了1986~1990年的“七五”（第三轮）教材编审出版规划。列入规划的教材、实验教材、教学参考书等近400种选题。这批教材的评选推荐和编写工作由各编委会直接组织进行。

这批教材的书稿，是从通过教学实践、师生反映较好的讲义中经院校推荐，由编审委员会（小组）评选择优产生出来的。广大编审者、各编审委员会和有关出版社为保证教材的出版和提高教材的质量，作出了不懈的努力。

限于水平和经验，这批教材的编审、出版工作还会有缺点和不足之处，希望使用教材的单位，广大教师和同学积极提出批评建议，共同为不断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

第二版 前 言

本教材系按电子工业部制定的工科电子类专业教材 1986~1990 年编审出版规划, 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组织征稿、评选、推荐出版的。

半导体表面与界面物理原为半导体物理学的一个组成部分, 近些年来已逐渐发展成为一个独立的学科, 成为当前半导体科学技术中比较活跃的一个分支。它的发展和形成与 MOS 器件、大规模集成电路、表面器件的发展, 半导体器件稳定性、可靠性的研究以及表面成分、结构各种分析方法的迅速发展有紧密的联系。

半导体表面物理的发展大致可分为三个时期: 第一个时期是 30~50 年代。在这一段时间内, 塔姆 (Tamm) 和肖克莱 (Shockley) 提出了表面态的概念, 同时建立了半导体表面的一些基本概念, 如表面空间电荷层、表面电导、表面复合等。第二个时期是 60 年代。在这一段时间内主要解决半导体器件、特别是 MOS 晶体管稳定性的问题, 对硅-二氧化硅界面 (简称 Si-SiO₂ 界面) 进行了大量的研究。主要包括 MOS 结构的电容-电压特性、二氧化硅层和硅-二氧化硅界面的各种电荷、界面态、表面沟道以及它们对半导体器件的影响等。第三个时期是 70 年代直到现在。这个时期的主要特点是半导体表面和表面科学结合起来, 利用奥格电子能谱 (AES)、低能电子衍射 (LEED) 等技术来研究锗、硅、砷化镓等的理想表面和硅-二氧化硅界面的成分、结构、能态等, 使半导体表面和硅-二氧化硅界面的研究又迈进了更深入的阶段。

半导体表面物理的主要任务是研究半导体表面和硅-二氧化硅界面的物理性质和基本规律。主要内容包括: 表面和界面的原子结构、能态、杂质和缺陷以及它们对半导体电学性质和半导体器件参数的影响; 表面测量技术; 表面钝化机理以及表面器件原理等。鉴于工科院校的特点, 本书以讨论硅-二氧化硅界面的物理性质为主, 故名为硅-二氧化硅界面物理。

本教材是在第一版的基础上修编的。按照半导体物理与器件编审小组提出的原则和部分兄弟院校对第一版的意见, 编者对原书主要进行了以下修改: 第一、删去了原书中与其它教材重复较多的第六章 (硅-二氧化硅界面对半导体器件参数的影响); 第二、为适应大规模和超大规模集成电路的发展, 增加了热载流子向二氧化硅中的注入和电离辐射效应一章 (即本版的第四章); 第三、将第一版的第三章与第四章合并, 删去了其中与实际联系不够的一些内容及尚无定论的一些物理模型, 并重写了氧化物陷阱电荷一节 (§ 3.4), 构成本版的第三章; 第四、本版第五章加强了硅-二氧化硅界面性质的电学测量的内容, 新增了光电流-电压法和电荷-电容法; 第五、本版第一、二章在保持第一版基本内容的基础上也作了部分修改与补充。

本版仍沿用第一版所用的界面电荷名称和一些标准化会议所规定的名称和符号。

本课程的参考教学时数为 40 学时。

本教材由南京工学院张家慰副教授主审, 他对书稿提出了许多宝贵意见, 编者在此表示诚挚的感谢。由于编者水平有限, 书中难免有缺点和错误, 殷切希望广大读者批评指正。

郭维廉 1988 年 3 月 于天津大学

目 录

第一章 半导体表面物理基础

§ 1.1 表面空间电荷层及其电场、电荷密度和电容	1
§ 1.2 表面空间电荷层的六种基本状态	9
§ 1.3 表面过剩载流子浓度、表面电导、沟道电导	20
§ 1.4 表面散射和表面迁移率	25
§ 1.5 表面量子化效应和反型层厚度	30
参考资料	36

第二章 MOS结构的C-V(电容-电压)特性

§ 2.1 用近似方法分析理想MOS结构的C-V特性	37
§ 2.2 实际MOS结构的C-V特性	45
§ 2.3 不均匀掺杂衬底MOS结构的C-V特性	57
§ 2.4 禁带中深能级对MOS结构C-V特性的影响	65
参考资料	70

第三章 硅-二氧化硅系统的电荷和陷阱

§ 3.1 二氧化硅层中的可动离子电荷	71
§ 3.2 二氧化硅层中的固定氧化物电荷	78
§ 3.3 硅-二氧化硅界面的界面陷阱电荷	82
§ 3.4 氧化物陷阱电荷	92
§ 3.5 由杂质引起的界面陷阱和界面附加电荷	99
参考资料	107

第四章 热载流子向二氧化硅中的注入和电离辐射效应

§ 4.1 热载流子向二氧化硅中的注入和注入方法	109
§ 4.2 MOS电容器的雪崩注入	113
§ 4.3 热载流子注入的物理模型	117
§ 4.4 电离辐射在二氧化硅中感生的正电荷	122
§ 4.5 电离辐射感生氧化物正电荷物理模型	126
§ 4.6 电离辐射感生的界面陷阱	128
§ 4.7 硬化技术	130
参考资料	132

第五章 硅-二氧化硅界面性质的电学测量

§ 5.1	用 MOS 结构高频 $C-V$ 特性测量界面电荷	133
§ 5.2	用 MOS 结构 $C-V$ 特性确定导电类型、测量硅衬底杂质浓度 与杂质浓度分布	144
§ 5.3	用 MOS 结构的脉冲 $C-t$ 特性测量硅中少子寿命	150
§ 5.4	用离子电流法测量二氧化硅层中的可动离子密度	156
§ 5.5	用准静态 $C-V$ 特性测量界面陷阱密度	159
§ 5.6	用交流电导法测量界面陷阱密度	166
§ 5.7	用光电流-电压法测量二氧化硅中的电荷分布	174
§ 5.8	用电荷-电容法测量界面的多种基本参数	181
	参考资料	190

附 录

附录一	式 (5-90) 的推导	192
附录二	符号表	193
附录三	物理常数表	199
附录四	硅、二氧化硅的重要性质 (27°C)	199
附录五	习题	200

第一章 半导体表面物理基础

§ 1.1 表面空间电荷层及其电场、电荷密度和电容

一、表面空间电荷层的形成，表面电势和德拜长度

(一) 表面空间电荷层的形成

大量实验证明，当半导体表面存在电场（包括接触电势）或其上的绝缘层内（或绝缘层上）存在电荷时，都可使半导体表面形成表面空间电荷层。

设有一P型硅衬底，表面上有一薄绝缘层（如 SiO_2 ），其上淀积一层金属栅电极。当在栅电极与半导体硅之间加一正偏压时，栅电极被充电聚集正电荷，而半导体表面就感生负电荷。在P型半导体中，这种负电荷是由于表面层的空穴被电极上的正电荷排斥向体内运动，使表面层出现带负电的电离受主而形成的。由于半导体的载流子浓度比较低，薄薄一层表面中的电荷数目不足以将栅电极产生的电场屏蔽掉，所以这一带负电的电离受主层就比较厚（在一般掺杂浓度范围内，其厚度大约从零点几微米到几个微米）。因为这一表面层是由已电离的受主空间电荷构成的，故叫做表面空间电荷层。在这一层中，外加电场并未完全屏蔽掉，电位将随位置而变化，因而能带发生弯曲。在我们所讨论的情况中，由于从内部到表面能带向下弯曲，形成空穴势垒（对空穴而言，沿能带图越向下则能量越高），故表面的空穴浓度将小于体内的空穴浓度。这正说明了空穴被栅电极上的正电荷排斥到体内，表面空间电荷层内空穴缺少这一事实。随着电场的增强，P型表面层中的空穴基本都被排斥到内部，表面空间电荷层便成为空穴耗尽层。反之，若为n型半导体而栅电极加负电压，则形成电子表面耗尽层。上面的叙述是结合空穴在表面耗尽的情况，引出了表面空间电荷层的概念。我们可将此概念加以推广，即凡由表面电场引起电荷分布不同于体内的表面层，都叫做表面空间电荷层。

(二) 表面电势

在表面空间电荷层内，能带发生弯曲，能带弯曲的方向和弯曲的程度会影响表面空间电荷层所处的状态以及许多基本性质。因此，有必要引入一个参量——表面电势 V_s 来描述表面空间电荷层中能带弯曲的程度和方向。

如图1-1所示，由于表面空间电荷层中存在着电场，所以这一层中的电位必然发生变化。为了反映表面电位的变化量，我们可设半导体内部的电位为零，并以禁带的中点 E_i 作为计算能量的标准。这时，半导体表面处的电位就是表面电势 V_s （即 $x=0$ ， $V=$

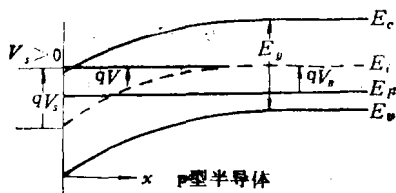


图1-1 表面电势

V_s)。由图可知, 从内部到表面能带弯曲的量 (也即从内部到表面之间电子位能的差距) 为 qV_s , 其中 q 为电子电量。同时还可看出, 若表面电势 V_s 为正, 则从内部到表面能带向下弯曲; 若 V_s 为负, 则从内部到表面能带向上弯曲。

由于表面和内部载流子的位能不同, 故其浓度分布也不相同。按照玻耳兹曼统计, 表面层的载流子浓度与体内平衡载流子浓度的关系可以表示为

$$\left. \begin{aligned} n_s &= n_{p0} e^{\frac{qV_s}{kT}} \\ p_s &= p_{p0} e^{-\frac{qV_s}{kT}} \end{aligned} \right\} \quad (1-1)$$

式中: n_s , p_s 分别表示半导体表面的电子浓度和空穴浓度; n_{p0} , p_{p0} 分别表示 p 型半导体内部平衡电子浓度和平衡空穴浓度; k 为玻耳兹曼常数; T 为绝对温度。从上式可知, 表面处的载流子浓度是表面电势的函数。当 V_s 为正时, $p_s < p_{p0}$, $n_s > n_{p0}$, 这表示 $V_s > 0$ 对应于表面空穴势垒, 表面的空穴浓度小于体内空穴浓度, 表面的电子浓度大于体内浓度。

(三) 德拜长度

1. 德拜长度的普遍形式

表面空间电荷层的确切厚度是随衬底掺杂浓度、介电常数、表面电势等诸因素而改变的, 而其厚度的数量级却常用一个特征长度即德拜长度来表示。

德拜长度是德拜 (Debye) 研究电解质表面极化层时提出的。若将德拜的定义移用于半导体, 则 p 型半导体的德拜长度为

$$L_D = \left[\frac{\epsilon_s kT}{q^2 (p_{p0} + n_{p0})} \right]^{1/2} \quad (1-2)$$

式中, ϵ_s 为半导体的电容率, 等于半导体的介电常数 K_s 与真空电容率 $\epsilon_0 = 8.86 \times 10^{-14}$ Fcm⁻¹ 的乘积。

按照半导体物理理论, 有

$$\left. \begin{aligned} n_{p0} &= n_i e^{\frac{E_F - E_i}{kT}} \\ p_{p0} &= n_i e^{\frac{E_i - E_F}{kT}} \end{aligned} \right\} \quad (1-3)$$

现在设

$$qV_B = (E_i - E_F)_{\text{体内}} \quad (1-4a)$$

式中, V_B 为体内电势 (见图 1-1), 它是半导体体内费米能级 E_F 与 E_i 差值所对应的电位。对于 n 型半导体, V_B 为负, 对于 p 型半导体, V_B 为正。设 u_B 为归一化体内电势, 则

$$u_B = \frac{qV_B}{kT} \quad (1-4b)$$

将式 (1-4) 代入式 (1-3), 则有

$$\left. \begin{aligned} n_{p0} &= n_i e^{-u_B} \\ p_{p0} &= n_i e^{u_B} \end{aligned} \right\} \quad (1-5)$$

将式 (1-5) 代入式 (1-2), 并考虑到 $\text{ch } u_B = \frac{1}{2} (e^{u_B} + e^{-u_B})$, 则有

$$L_D = \left[\frac{\epsilon_s kT}{2q^2 n_i \operatorname{ch} u_n} \right]^{1/2} \quad (1-6)$$

式(1-2)和式(1-6)就是德拜长度普遍形式的两种表示式。

2. 德拜长度的特殊形式

(1) 非本征德拜长度 若考虑一杂质浓度较大的p型衬底, 则有 $p_{p0} \gg n_{p0}$, 于是式(1-2)变成

$$L_D = \left[\frac{\epsilon_s kT}{q^2 p_{p0}} \right]^{1/2} = \left[\frac{\epsilon_s kT}{q^2 N_A} \right]^{1/2} \quad (1-7a)$$

而对掺杂浓度较大的n型衬底, 则有

$$L_D = \left[\frac{\epsilon_s kT}{q^2 n_{n0}} \right]^{1/2} = \left[\frac{\epsilon_s kT}{q^2 N_D} \right]^{1/2} \quad (1-7b)$$

这种以多子浓度表示的德拜长度称为非本征德拜长度。若仍以p型衬底为例, 按式(1-7a), N_A 愈大, 则德拜长度 L_D 愈短。这说明, 当电离受主密度变大时, 较薄的空间电荷层就可以屏蔽外加的表面电场。

(2) 本征德拜长度 现在考虑一本征半导体。在这种情况下, $E_i = E_F$, $u_n = 0$, $\operatorname{ch} u_n = 1$, 故式(1-6)变成

$$L_{Di} = \left[\frac{\epsilon_s kT}{2q^2 n_i} \right]^{1/2} \quad (1-8)$$

为和非本征德拜长度 L_D 相区别, 式(1-8)中的本征德拜长度以 L_{Di} 表示。由式(1-8)可知, L_{Di} 只与 n_i 有关。必须注意, 本征德拜长度虽然是通过本征半导体定义的, 但它也可用于掺杂半导体, 这如同 n_i 可用于非本征半导体一样。

二、表面空间电荷层的电场、电荷密度和电容

为了更深入地分析表面空间电荷层的性质, 需要定量地表示出表面空间电荷层中的电场、电荷密度和电容。具体方法是, 先列出空间电荷层中电荷密度随位置的分布, 然后利用泊松方程, 通过积分求出表面空间电荷层中的电场分布和电荷面密度, 最后求出电容表达式。对所得的结果, 我们采用指数函数和双曲函数两种形式表示。

(一) 指数函数形式⁽¹⁾

现在考虑从半导体表面到内部, 在表面空间电荷层中, 体电荷密度、电场、电位都随深度 x 而变化, 而且假设:

- (1) 半导体表面为一个平面, 而且其线度远大于表面空间电荷层厚度;
- (2) 半导体的厚度比表面空间电荷层厚度大很多;
- (3) 在表面空间电荷层中, 电离杂质浓度为一常数;
- (4) 表面层是均匀的, 即电荷密度、电场、电位在与表面平行的方向上不变;
- (5) 表面空间电荷层中的载流子为非简并的;
- (6) 不考虑量子效应。

在以上条件下, 可以用一维方法进行处理。电荷分布与电位之间的关系必然符合泊松方程:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad (1-9)$$

式中, $\rho(x)$ 为表面空间电荷层的体电荷密度。在普遍情况下, 可以表示为

$$\rho(x) = q(N_D^+ - N_A^- + p_p - n_p) \quad (1-10)$$

式中, N_D^+ 、 N_A^- 分别表示电离施主和电离受主浓度; p_p 、 n_p 分别表示 P 型半导体中 x 点的空穴浓度和电子浓度。若 x 点的电位为 V , 按照玻耳兹曼统计分布, 则有

$$\left. \begin{aligned} n_p &= n_{p0} e^{\frac{qV}{kT}} \\ p_p &= p_{p0} e^{-\frac{qV}{kT}} \end{aligned} \right\} \quad (1-11)$$

在半导体内部为满足电中性条件, 应该有 $x \rightarrow \infty$, $\rho(x) = 0$, 于是

$$N_D^+ - N_A^- = n_{p0} - p_{p0}$$

按式 (1-11), 有

$$p_p - n_p = p_{p0} e^{-\frac{qV}{kT}} - n_{p0} e^{\frac{qV}{kT}}$$

将以上诸式代入式 (1-9), 得

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{q}{\epsilon_s} [p_{p0}(e^{-\frac{qV}{kT}} - 1) - n_{p0}(e^{\frac{qV}{kT}} - 1)] \quad (1-12)$$

将等号两边都乘以 dV 并积分, 得

$$\int_0^{\frac{dV}{dx}} \frac{dV}{dx} d\left(\frac{dV}{dx}\right) = -\frac{q}{\epsilon_s} \int_0^V [p_{p0}(e^{-\frac{qV}{kT}} - 1) - n_{p0}(e^{\frac{qV}{kT}} - 1)] dV \quad (1-13)$$

考虑到电场 $\mathcal{E} = -\frac{dV}{dx}$, 积分结果可写成

$$\mathcal{E}^2 = 2\left(\frac{kT}{q}\right)^2 \left(\frac{q^2 p_{p0}}{\epsilon_s kT}\right) \left[\left(e^{-\frac{qV}{kT}} + \frac{qV}{kT} - 1 \right) + \frac{n_{p0}}{p_{p0}} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - \frac{qV}{kT} - 1 \right) \right] \quad (1-14)$$

化简后得

$$\mathcal{E} = \pm \frac{kT}{q} \frac{1}{\left(\frac{\epsilon_s kT}{q^2 p_{p0}}\right)^{1/2}} \sqrt{2} \left[\left(e^{-\frac{qV}{kT}} + \frac{qV}{kT} - 1 \right) + \frac{n_{p0}}{p_{p0}} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - \frac{qV}{kT} - 1 \right) \right]^{1/2} \quad (1-15)$$

根据式 (1-7 a) 并设

$$F\left(\frac{qV}{kT}, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right) = \sqrt{2} \left[\left(e^{-\frac{qV}{kT}} + \frac{qV}{kT} - 1 \right) + \frac{n_{p0}}{p_{p0}} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - \frac{qV}{kT} - 1 \right) \right]^{1/2} \quad (1-16)$$

则可将式 (1-15) 写成

$$\mathcal{E} = \pm \frac{kT}{qL_D} F\left(\frac{qV}{kT}, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right) \quad \begin{cases} (V > 0, \text{用“+”号}) \\ (V < 0, \text{用“-”号}) \end{cases} \quad (1-17)$$

式 (1-16) 中的 $F\left(\frac{qV}{kT}, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right)$ 一般叫做 F 函数或归一化电场强度。这是因为, 从式

(1-17) 可以看出, 它相当于 L_D 和热电势 $\frac{kT}{q}$ 的比值为 1 时的电场强度, 这个电场强度是表征半导体表面空间电荷层基本性质的一个重要参量。以下我们将会看到, 通过 $F\left(\frac{qV}{kT}, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right)$ 可以方便地将表面空间电荷层的几个基本参量表示出来。

式 (1-17) 表示表面空间电荷层中任一点的电场强度。现在考虑表面上 $x = 0$, $\mathcal{E} = \mathcal{E}_s$, $V = V_s$ 的某点, 则可以得到表面电场

$$\mathcal{E}_s = \pm \frac{kT}{qL_D} F\left(\frac{qV_s}{kT}, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right) \quad (1-18)$$

上式表明, 在 T 和 L_D 一定的条件下, $\mathcal{E}_s$ 与 $F\left(\frac{qV_s}{kT}, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right)$ 成正比。利用高斯定理, 可以求出和这表面电场相对应的表面电荷面密度 Q_s (它表示半导体单位表面面积上的电荷量, 单位为 C/cm^2)。

$$Q_s = -\epsilon_s \mathcal{E}_s = \mp \frac{\epsilon_s kT}{qL_D} F\left(\frac{qV_s}{kT}, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right) \quad (1-19)$$

式中的负号表示栅电极带正电且电场方向和 x 轴相同时, 在半导体表面上感生出负电荷。所以, 用式 (1-19) 时必须注意: 当 $V_s > 0$ 时, 表面为空穴势垒, Q_s 用负号。当 $V_s < 0$ 时, 表面为空穴势阱, Q_s 用正号。

利用以上的基本公式, 我们还可以导出表面空间电荷层的微分电容。因为按照式 (1-19), 表面空间电荷层中的电荷密度 Q_s 随表面电势 V_s 而变, 这相当于一电容效应。在这种情况下, 此电容本身也为 V_s 的函数, 故相应的微分电容值为

$$C_s = \left| \frac{dQ_s}{dV_s} \right| = \frac{\epsilon_s}{L_D} \frac{\left[\left(-e^{-\frac{qV_s}{kT}} + 1 \right) + \frac{n_{p0}}{p_{p0}} \left(e^{\frac{qV_s}{kT}} - 1 \right) \right]}{F\left(\frac{qV_s}{kT}, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right)} \quad (1-20)$$

以上就是利用指数函数形式表示出的表面电场、表面电荷密度及电容等基本表面参量。

(二) 双曲函数形式^(2,3)

在很多关于半导体表面的书籍或资料中, 常常用双曲函数的形式表示表面空间电荷层的上述基本参量。现在导出以上几个基本参量的双曲函数表示式。

定义

$$\left. \begin{aligned} u &\equiv \frac{qV}{kT} \\ u_s &\equiv \frac{qV_s}{kT} \end{aligned} \right\} \quad (1-21)$$

式中, u 、 u_s 分别为归一化电势和归一化表面电势, V 和 V_s 的定义仍按图 1-1 所示。利用上述定义和式 (1-3), 并考虑体内电中性条件, 则有

$$N_D^+ - N_A^- = n_{p0} - p_{p0} = n_i (e^{-u_B} - e^{u_B}) = 2n_i \operatorname{sh}(-u_B) \quad (1-22)$$

根据以上定义, 有

$$n_p = n_{p0} e^{\frac{qV}{kT}} = n_i e^{-u_B} \cdot e^u = n_i e^{u-u_B}$$

$$p_p = p_{p0} e^{-\frac{qV}{kT}} = n_i e^{u_B} \cdot e^{-u} = n_i e^{u_B-u}$$

于是

$$n_p - p_p = n_i e^{u-u_B} - n_i e^{-(u-u_B)} = 2n_i \operatorname{sh}(u - u_B) \quad (1-23)$$

将上述各式代入泊松方程, 则有

$$\frac{d^2 u}{dx^2} = \frac{2 q^2 n_i}{\epsilon_s kT} [\operatorname{sh}(u - u_B) + \operatorname{sh}(u_B)] \quad (1-24)$$

代入式 (1-8), 得

$$\frac{d^2 u}{dx^2} = \frac{1}{L_{Di}^2} [\operatorname{sh}(u - u_B) + \operatorname{sh}(u_B)] \quad (1-25)$$

对上式从半导体内部向表面积分 (边界条件为: $x = \infty$ 处, $u = 0$, $du/dx = 0$), 则得

$$\frac{1}{2} \left(\frac{du}{dx} \right)^2 = \int_0^{\frac{du}{dx}} \frac{du}{dx} d \left(\frac{du}{dx} \right) = \frac{1}{L_{Di}^2} \int_0^u [\operatorname{sh}(u - u_B) + \operatorname{sh}(u_B)] du \quad (1-26)$$

解出 du/dx , 得

$$\frac{du}{dx} = \pm \frac{\sqrt{2}}{L_{Di}} [\operatorname{ch}(u - u_B) - \operatorname{ch}(u_B) + u \operatorname{sh}(u_B)]^{1/2} \quad (1-27)$$

在表面处, $x = 0$, $u = u_s = qV_s/kT$, $\mathcal{E} = \mathcal{E}_s$, 于是

$$\mathcal{E}_s = - \left(\frac{dV}{dx} \right)_s = \frac{kT}{qL_{Di}} F(u_s, u_B) \quad (1-28)$$

式中

$$F(u_s, u_B) \equiv \sqrt{2} [\operatorname{ch}(u_s - u_B) - \operatorname{ch} u_B + u_s \operatorname{sh} u_B]^{1/2} \quad (1-29)$$

按高斯定理

$$Q_s = -\epsilon_s \mathcal{E}_s = -\epsilon_s \frac{kT}{qL_{Di}} F(u_s, u_B) \quad (1-30)$$

将式 (1-8) 代入式 (1-28) 和式 (1-30), 得

$$\mathcal{E}_s = \frac{2 q n_i L_{Di}}{\epsilon_s} F(u_s, u_B) \quad (1-31)$$

$$Q_s = -2 q n_i L_{Di} F(u_s, u_B) \quad (1-32)$$

进一步利用式 (1-30), 可以导出表面空间电荷层电容公式:

$$C_s \equiv \left| \frac{dQ_s}{dV_s} \right| = \left| \frac{dQ_s}{du_s} \frac{du_s}{dV_s} \right| = \frac{\epsilon_s kT}{qL_{Di}} \left| \frac{dF(u_s, u_B)}{du_s} \frac{du_s}{dV_s} \right| \quad (1-33)$$

将式 (1-29) 代入式 (1-33), 得

$$C_s = \frac{\epsilon_s}{L_{Di}} \frac{\operatorname{sh}(u_s - u_B) + \operatorname{sh} u_B}{\sqrt{2} [\operatorname{ch}(u_s - u_B) - \operatorname{ch}(u_B) + u_s \operatorname{sh}(u_B)]^{1/2}}$$

$$= \frac{\epsilon_s}{L_{Di}} \frac{\operatorname{sh}(u_s - u_B) + \operatorname{sh} u_B}{F(u_s, u_B)} \quad (1-34)$$

如上所述, 表征表面空间电荷层的基本参量 Q_s 、 $\mathcal{E}_s$ 、 C_s 等都可用 $F(u_s, u_b)$ 表示出来。

以上就是用双曲函数表示的第一种形式。最早用双曲函数形式写出这些表面基本参数表达式的是金斯顿 (R. H. Kingston)^[4, 6]。他当时所用的体内电势和前面的定义不同, 于是给出了第二种双曲函数的表示形式。金斯顿定义 $u_b \equiv qV_b/kT = (E_F - E_i)/kT$ 代替前边的 u_b 得出这组表示式。此组表示式后来也被许多人所采用而自成一体。为了读者今后查阅资料方便, 现介绍于下。

金斯顿的定义如图 1-2 所示。从图可见, 在 $u = u_b + qV/kT$ 且 $x = \infty$ 处, $u = u_b$ 。采用这种定义时, 有关的表面参量公式如下:

$$\mathcal{E}_s = \frac{kT}{qL_{Di}} F(u_s, u_b) \quad (1-35)$$

$$Q_s = -\frac{\varepsilon_s kT}{qL_{Di}} F(u_s, u_b) \quad (1-36)$$

式中

$$F(u_s, u_b) \equiv \sqrt{\frac{1}{2} [\text{sh}u_b(u_b - u_s) - (\text{ch}u_b - \text{ch}u_s)]} \quad (1-37)$$

相应的表面空间电荷层电容 C_s 为

$$C_s = \frac{\varepsilon_s}{L_{Di}} \frac{\text{sh}u_s - \text{sh}u_b}{F(u_s, u_b)} \quad (1-38)$$

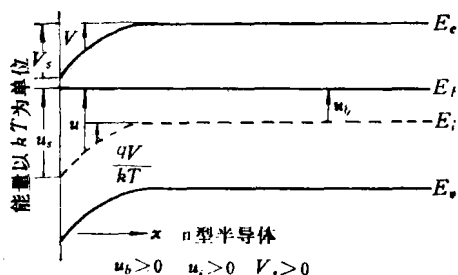


图1-2 u_b 的定义

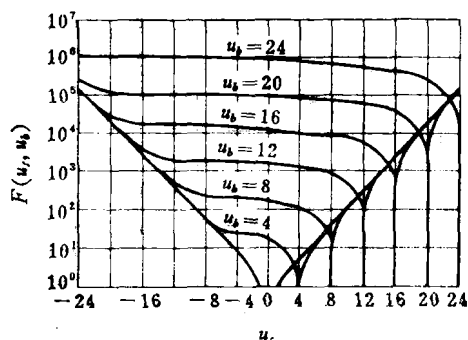


图1-3 $F(u_s, u_b)$ 与 u_s 的函数关系

用以上公式计算时, 应注意对 n 型衬底 u_b 为正, 对 p 型衬底 u_b 为负。

$F(u_s, u_b)$ 随 u_s 及 u_b 变化的函数在图 1-3 中给出。图中绘出了 n 型半导体 $F(u_s, u_b)$ 与 u_s 的函数关系 (以 u_b 作为参数)。若已知 u_s 、 u_b 的数值, 利用图中的曲线便可查出相应的 $F(u_s, u_b)$ 函数, 再代入以上有关的公式就可得到所需的表面参量。

如前所述, $F(u_s, u_b)$ 为归一化表面电场强度。当 T 、 ε_s 、 N_D (或 N_A) 一定时, 式 (1-36) 中的 u_b 和 $\varepsilon_s kT/qL_{Di}$ 皆为常数, 于是 $Q_s \propto F(u_s, u_b)$ 。故 $F(u_s, u_b)$ 随 u_s 变化的函数关系与 Q_s 随 u_s (或 V_s) 变化的函数关系完全相同。

以上给出了表征表面空间电荷层 $\mathcal{E}_s$ 、 Q_s 、 C_s 等基本参量的三种不同形式。选用哪种形式, 应由所讨论问题的具体情况而定。

本节的公式较多, 为了便于查阅, 现将主要公式归纳于表 1-1 中。

表1-1 表面空间电荷层主要参量公式表^①

表面参量	指数函数形式	双曲函数形式 (u_R)	双曲函数形式 (u_b)
F 函数	$F\left(\frac{qV}{kT}, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right) \equiv \sqrt{2} \left[\left(e^{-\frac{qV}{kT}} + \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] + \frac{n_{p0}}{p_{p0}} \left(e^{\frac{qV}{kT}} - \frac{qV}{kT} - 1 \right)^{1/2}$	$F(u, u_R) \equiv \sqrt{2} [\operatorname{ch}(u - u_R) - \operatorname{ch} u_R + u \operatorname{sh} u_R]^{1/2}$	$F(u, u_b) \equiv \sqrt{2} [\operatorname{sh} u_b (u_b - u) - (\operatorname{ch} u_b - \operatorname{ch} u)]^{1/2}$
F 函数	$F\left(\frac{qV_i}{kT}, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right) \equiv \sqrt{2} \left[\left(e^{-\frac{qV_i}{kT}} + \frac{qV_i}{kT} \right) - 1 \right] + \frac{n_{p0}}{p_{p0}} \left(e^{\frac{qV_i}{kT}} - \frac{qV_i}{kT} - 1 \right)^{1/2}$	$F(u_i, u_R) \equiv \sqrt{2} [\operatorname{ch}(u_i - u_R) - \operatorname{ch} u_R + u_i \operatorname{sh} u_R]^{1/2}$	$F(u_i, u_b) \equiv \sqrt{2} [\operatorname{sh} u_b (u_b - u_i) - (\operatorname{ch} u_b - \operatorname{ch} u_i)]^{1/2}$
表面电场 $\mathcal{E}_i$	$\mathcal{E}_i = \pm \frac{kT}{qL_D} F\left(\frac{qV_i}{kT}, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right)$	$\mathcal{E}_i = \frac{kT}{qL_{Di}} F(u_i, u_R)$	$\mathcal{E}_i = \frac{kT}{qL_{Di}} F(u_i, u_b)$
表面电荷密度 Q_i	$Q_i = \pm \frac{\varepsilon_i kT}{qL_D} F\left(\frac{qV_i}{kT}, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right)$	$Q_i = -\varepsilon_i \frac{kT}{qL_{Di}} F(u_i, u_R)$	$Q_i = -\varepsilon_i \frac{kT}{qL_{Di}} F(u_i, u_b)$
表面空间电荷层电容 C_i	$C_i = \frac{\varepsilon_i}{L_D} \frac{\left[\left(1 - e^{-\frac{qV_i}{kT}} \right) + \frac{n_{p0}}{p_{p0}} \left(e^{\frac{qV_i}{kT}} - 1 \right) \right]}{F\left(\frac{qV_i}{kT}, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right)}$	$C_i = \frac{\varepsilon_i}{L_{Di}} \frac{\operatorname{sh}(u_i - u_R) + \operatorname{sh} u_R}{F(u_i, u_R)}$	$C_i = \frac{\varepsilon_i}{L_{Di}} \frac{\operatorname{sh} u_b - \operatorname{sh} u_i}{F(u_i, u_b)}$

① $L_D \equiv \left(\frac{\varepsilon_i kT}{q^2 p_{p0}} \right)^{1/2}$, $L_{Di} \equiv \left(\frac{\varepsilon_i kT}{2q^2 n_i} \right)^{1/2}$, $u_i \equiv \frac{qV_i}{kT}$, $u_R \equiv \frac{qV_R}{kT}$, $u_b \equiv \frac{qV_b}{kT}$, $u_b \equiv \frac{qV_b}{kT} \frac{E_i - E_F}{kT}$

(对n型半导体, u_b 为正, u_R 为负, 对p型半导体, u_b 为负, u_R 为正)

§ 1.2 表面空间电荷层的六种基本状态^[6,7,8]

总的来看,因外加电压不同(包括极性、大小和加电压的方式),半导体表面可以处于以下六种基本状态中的任一种。

一、多数载流子堆积状态

现仍考虑一P型硅,并假设作为一种理想结构,即在绝缘层(如SiO₂层)内和绝缘层与半导体界面上没有电荷存在,同时,忽略金属电极和半导体间的功函数差。当栅极偏压 $V_G < 0$ (如图 1-4(a)所示)时, V_G 除一部分降落于绝缘层外,其余部分将作用于半导体表面形成表面电势 V_s , 这时 $V_s < 0$ 。因为栅极相对于半导体带负电,半导体中的多数载流子空穴在此电场的作用下趋向表面,于是在半导体表面层中聚集了比平衡浓度更多的空穴,形成一带正电的空间电荷层,屏蔽了外加的负电场。这种多数载流子浓度高于体内平衡浓度的表面层叫做多数载流子堆积层。或者说,表面空间电荷层处于多数载流子堆积状态。现在分析这种情况下 F 函数的形式和表面空间电荷层各基本参量的表达式。参考式 (1-16), 一般 n_{p0}/p_{p0} 项很小, 现在又因 V_G (或 V_s) 为负值, 故式中只有 $e^{-qV/kT}$ 项起主导作用, 于是有

$$F\left(\frac{qV}{kT}, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right) \approx \sqrt{2} e^{-\frac{qV}{2kT}} \quad (V < 0) \quad (1-39)$$

当 $x = 0$, $V = V_s$ 时, 有

$$F\left(\frac{qV_s}{kT}, \frac{n_{p0}}{p_{p0}}\right) \approx \sqrt{2} e^{-\frac{qV_s}{2kT}} \quad (V_s < 0) \quad (1-40)$$

将它代入式 (1-18)、式 (1-19) 和式 (1-20), 并令堆积状态的电场、电荷密度和电容分别为 $\mathcal{E}_A$ 、 Q_A 、 C_A , 则有

$$\mathcal{E}_A \approx -\frac{\sqrt{2} kT}{qL_D} e^{-\frac{qV_s}{2kT}} \quad (V_s < 0) \quad (1-41)$$

$$Q_A \approx +\frac{\sqrt{2} \epsilon_s kT}{qL_D} e^{-\frac{qV_s}{2kT}} \quad (V_s < 0) \quad (1-42)$$

$$C_A \approx \frac{\epsilon_s}{\sqrt{2} L_D} e^{-\frac{qV_s}{2kT}} \quad (V_s < 0) \quad (1-43)$$

以上三式分别表示表面电场、表面电荷和表面空间电荷层电容在堆积状态下随表面电势 V_s 变化的规律。从式 (1-42) 可知, 由于空穴堆积, 表面电荷呈正电性而且表面电荷随表面电势 V_s 作指数性增长。这表示表面电势 V_s 的负值增大时, 能带向上弯曲得愈厉害, 空穴在表面空间电荷层中的浓度剧烈增加。由于表面电荷随表面电势 V_s 作指数性增长, 故表面电场 $\mathcal{E}_s$ 和电容 C_s 也随 V_s 作指数性增长。图 1-5 给出了表面电荷的绝对值 Q_s 与表面电势 V_s 间的函数关系。当图中的 V_s 为负值时, 对应空穴的堆积状态。从图中可以看出, 随着 V_s 向更负的方向变化, $|Q_s|$ 剧烈地增加。

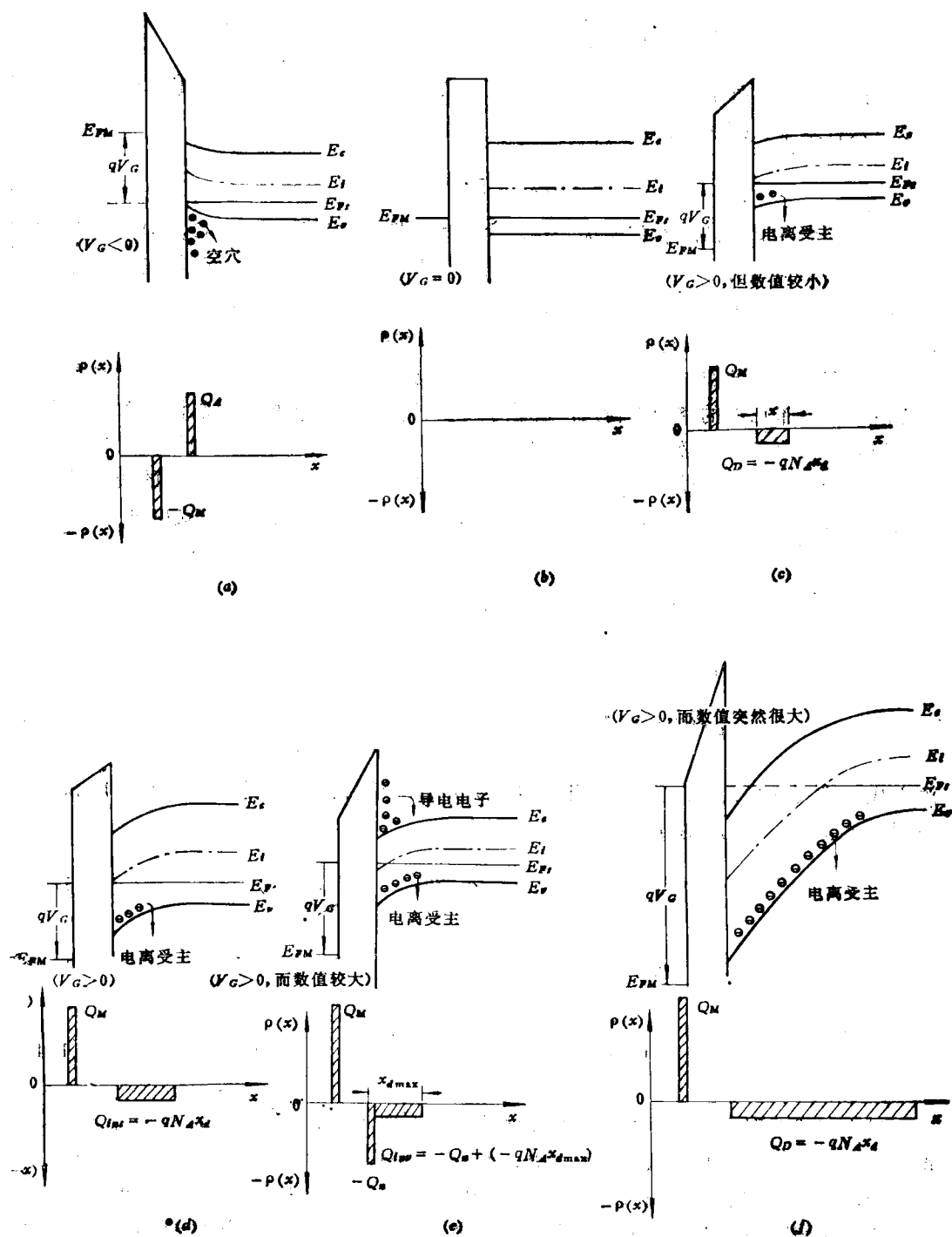


图1-4 半导体表面的六种基本状态

(a) 堆积状态; (b) 平坦能带状态; (c) 耗尽状态; (d) 表面本征状态;
(e) 强反型状态; (f) 深耗尽状态。