

高等学校电子信息类规划教材

全国电子信息类专业“九五”部级重点教材



微电子技术基础

——双极、场效应晶体管原理

曹培栋 编著
亢宝位 主审



电子工业出版社

PUBLISHING HOUSE OF ELECTRONICS INDUSTRY

URL: <http://www.phei.com.cn>

高等学校电子信息类规划教材

全国电子信息类专业“九五”部级重点教材

微电子技术基础

——双极、场效应晶体管原理

曹培栋 编著

亢宝位 主审

电子工业出版社

Publishing House of Electronics Industry

北京·BEIJING

内 容 简 介

本书系统地阐述了双极型晶体管,金属-氧化物-半导体场效应晶体管及结型栅场效应晶体管(包括肖特基势垒栅场效应晶体管)三类器件的工作原理和工作特性——直流特性、小信号特性、瞬变特性。介绍了主要的电学参数。此外还概要地讲述了后两类器件的短沟道效应。

本书适合于选作高等学校微电子技术、微电子学及电子科学与技术等专业本科大学的相关专业课程的参考教材。还可供其他有关专业本科生、研究生以及研究和工程技术人员阅读参考。

未经许可,不得以任何方式复制或抄袭本书之部分或全部内容。

版权所有,翻版必究。

图书在版编目(CIP)数据

微电子技术基础.双极、场效应晶体管原理/曹培栋编著.——北京:电子工业出版社,2001.4

高等学校电子信息类规划教材.全国电子信息类专业“九五”部级重点教材

ISBN 7-5053-4437-4

I.微... II.曹... III.①微电子技术—高等学校—教材②双极晶体管—高等学校—教材③场效应晶体管—高等学校—教材 IV.TN4

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2001)第 17285 号

丛 书 名: 高等学校电子信息类规划教材

全国电子信息类专业“九五”部级重点教材

书 名: 微电子技术基础——双极、场效应晶体管原理

编 著 者: 曹培栋

主 审 者: 亢宝位

责任编辑: 陈晓莉

排版制作: 电子工业出版社计算机排版室

印 刷 者:

装 订 者: 北京李史山胶印厂

出版发行: 电子工业出版社 URL: <http://www.phei.com.cn>

北京市海淀区万寿路 173 信箱 邮编 100036

经 销: 各地新华书店

开 本: 787×1092 1/16 印张: 23 字数: 589 千字

版 次: 2001 年 4 月第 1 版 2001 年 4 月第 1 次印刷

书 号: ISBN 7-5053-4437-4

印 数: 4000 册 定价: 35.00 元

凡购买电子工业出版社的图书,如有缺页、倒页、脱页、所附磁盘或光盘有问题者,请向购买书店调换;

若书店售缺,请与本社发行部联系调换。电话 68279077

出版说明

为做好全国电子信息类专业“九五”教材的规划和出版工作,根据国家教委《关于“九五”期间普通高等教育教材建设与改革的意见》和《普通高等教育“九五”国家级重点教材立项、管理办法》,我们组织各有关高等学校、中等专业、出版社,各专业教学指导委员会,在总结前四轮规划教材编审、出版工作的基础上,根据当代电子信息科学技术的发展和面向 21 世纪教学内容和课程体系改革的要求,编制了《1996~2000 年全国电子信息类专业教材编审出版规划》。

本轮规划教材是由个人申报,经各学校、出版社推荐,由各专业教学指导委员会评选,并由我部教材办商各专指委、出版社后,审核确定的。本轮规划教材的编制,注意了将教学改革力度较大、有创新精神、特色风格的教材和质量较高、教学适用性较好、需要修订的教材以及教学急需,但尚无正式教材的选题优先列入规划。在重点规划本科、专科和中专教材的同时,选择了一批对学科发展具有重要意义,反映学科前沿的选修课、研究生课教材列入规划,以适应高层次专门人才培养的需要。

限于我们的水平和经验,这批教材的编审、出版工作还可能存在不少缺点和不足,希望使用教材的学校、教师、同学和广大读者积极提出批评和建议,以不断提高教材的编写、出版质量,共同为电子信息类专业教材建设服务。

原电子工业部教材办公室

前 言

本书系按全国高等学校微电子技术专业教学指导委员会的“九五”(1996~2000)教材编审出版计划的选题编写,由教学指导委员会征稿、审定并推荐出版。责任编委为田立林教授。

本教材由清华大学曹培栋教授编写,北京工业大学亢宝位教授担任主审。

晶体管自1947年发明以来,经过50余年的发展,基本理论业已成熟,内容丰富并且体系完整。国内外已出版了大量的与晶体管原理这一选题有关的专著和教科书。本书选择BJT、MOSFET、JFET(MESFET)三类晶体管作为讨论对象,是因为考虑到这些器件是当今世界急速发展,占据固体器件主要应用领域的集成电路的核心组成部分。作为分立器件,近年开发出来的新品种,也都是在这三大类晶体管的基础之上演变而来。器件的工作原理和特性描述是认识和学习集成器件和分立器件都必须掌握的基本内容。

本教材的主要使用对象是微电子技术、微电子学及电子科学与技术专业本科大学生,是主干专业课半导体器件(因各学校情况不同,可能采用其他名称)的参考书。从目前教学改革的趋向来看,课程的授课时数在逐步减少,因而教材的内容需要更加集中。本书的范围局限在三类晶体管的基本原理和工作特性,是想让大学生在有限的时间内掌握最必要的理论基础,为进一步学习有关器件的专门知识及其他器件准备好必要条件。

在参考国外近年发表的文献及出版的专著的基础上,考虑到前几轮统编教材应用情况,本书在以下几方面扩充了内容,深入地展开了讨论。这主要指BJT的E-M方程,高电流密度效应,小信号延迟时间;MOSFET的阈值电压,亚阈值特性,本征电容,JFET(MESFET)的亚阈值特性和本征电容。

本书是在清华大学微电子技术专业两轮讲义基础上成稿的。此次修订是在总结多年教学实践的基础上,借鉴和参考了国内已出版的各轮统编教材而成。

编者建议采用本教材的参考学时数为:48~64学时。

参加和支持本教材编写、修订、出版的同志还有:沈延钊、向采兰、贺祥庆、张莉、贾松良、顾祖毅、田立林、宋文忠、郭新民、梁淑英等在此向他们表示诚挚的感谢。

编 者

2000年于清华大学

目 录

第一章 PN 结	(1)
1.1 平衡 PN 结	(1)
1.1.1 内建电场和内建电势	(1)
1.1.2 耗尽近似	(4)
1.1.3 准中性近似	(5)
1.2 空间电荷区的电场和电势分布	(7)
1.2.1 突变结空间电荷区的电场及电势	(7)
1.2.2 线性缓变结空间电荷区的电场及电势	(8)
1.2.3 自由载流子对空间电荷区电场分布的影响	(10)
1.2.4 单边突变结中的反型区	(11)
1.2.5 线性缓变结中耗尽近似的适用条件	(12)
1.3 直流特性	(13)
1.3.1 少子的注入和抽取	(13)
1.3.2 准费米能级	(15)
1.3.3 二极管定律	(18)
1.3.4 大注入	(22)
1.3.5 空间电荷区的产生-复合电流	(24)
1.4 过渡区电容和扩散电容	(26)
1.4.1 过渡区电容	(26)
1.4.2 扩散电容	(33)
1.4.3 正偏电容	(34)
1.5 频率特性和开关特性	(35)
1.5.1 小信号工作和大信号工作	(35)
1.5.2 小信号等效电路	(36)
1.5.3 电荷控制方程	(39)
1.5.4 反向恢复时间	(42)
1.6 PN 结的电击穿	(45)
1.6.1 电击穿现象	(45)
1.6.2 雪崩击穿	(45)
1.6.3 隧道击穿	(51)
习题	(52)
参考文献	(54)
第二章 双极晶体管的直流特性	(55)
2.1 双极晶体管的结构	(55)

2.1.1 何谓双极晶体管	(55)
2.1.2 双极晶体管的结构	(56)
2.2 双极晶体管中的电流传输	(59)
2.2.1 理想晶体管中的电流传输	(59)
2.2.2 缓变基区	(61)
2.2.3 双扩散晶体管的基区渡越时间和根摩尔数	(66)
2.2.4 重掺杂发射区	(68)
2.3 电流增益	(72)
2.3.1 定义	(72)
2.3.2 本征电流增益	(73)
2.3.3 影响电流增益的其他因素	(75)
2.4 E-M 方程	(80)
2.4.1 原始型 E-M 方程	(80)
2.4.2 传输型 E-M 方程	(83)
2.4.3 共发射极反向电流增益	(87)
2.4.4 特性曲线	(90)
2.5 大电流效应和基区宽度调变效应	(94)
2.5.1 大电流效应	(94)
2.5.2 基区宽度调变效应	(116)
2.6 直流参数及基极电阻	(119)
2.6.1 反向电流	(119)
2.6.2 击穿电压	(121)
2.6.3 饱和压降	(127)
2.6.4 基极电阻	(130)
习题	(133)
参考文献	(135)
第三章 双极晶体管的频率特性和瞬变特性	(136)
3.1 小信号模型	(136)
3.1.1 小信号参数和小信号等效电路	(136)
3.1.2 混合 π 模型	(142)
3.2 特征频率和截止频率	(153)
3.2.1 特征频率和共发射极短路电流增益截止频率	(153)
3.2.2 α 截止频率和超相移	(177)
3.3 功率增益和最高振荡频率	(186)
3.3.1 最大有效功率增益	(186)
3.3.2 稳定工作条件	(188)
3.3.3 双极晶体管的共发射极高频最大有效功率增益	(189)
3.3.4 最高振荡频率和高频性能优值	(192)
3.4 开关工作和开关时间	(193)
3.4.1 开关工作	(193)

3.4.2 静态特性	(194)
3.4.3 开关时间	(196)
3.5 GP 模型	(207)
习题	(215)
参考文献	(217)
第四章 金属-氧化物-半导体场效应晶体管	(218)
4.1 MOSFET 的结构、工作原理和类型	(218)
4.1.1 结构	(218)
4.1.2 工作原理	(219)
4.1.3 类型	(220)
4.2 阈值电压	(222)
4.2.1 定义、基本假定和基本关系	(222)
4.2.2 $V_{BS} = 0$ 时的阈值电压	(224)
4.2.3 $V_{BS} \neq 0$ 时的阈值电压	(228)
4.2.4 离子注入掺杂调整阈值电压	(229)
4.2.5 埋沟 MOSFET 的阈值电压	(231)
4.3 MOSFET 的直流特性	(234)
4.3.1 共源极输出特性曲线	(234)
4.3.2 非饱和区电流-电压方程	(235)
4.3.3 饱和区特性	(243)
4.3.4 击穿特性	(244)
4.3.5 亚阈值特性	(249)
4.4 小信号特性和瞬变特性	(254)
4.4.1 小信号参数	(254)
4.4.2 本征电容	(258)
4.4.3 小信号模型	(265)
4.4.4 高频响应	(271)
4.4.5 开关特性	(273)
4.5 短沟道效应	(277)
4.5.1 概述	(277)
4.5.2 短窄沟效应	(278)
4.5.3 迁移率调制效应	(280)
4.5.4 漏场感应势垒下降(DIBL)效应	(283)
4.5.5 长沟道亚阈值特性的最小沟道长度	(285)
习题	(288)
参考文献	(289)
第五章 结型场效应晶体管和金属-半导体场效应晶体管	(290)
5.1 JFET 及 MESFET 的结构、工作原理和类型	(290)
5.2 JFET 及 MESFET 的直流特性	(296)

5.2.1	长沟 JFET 的共源输出特性曲线	(296)
5.2.2	肖克莱模型的基本假定	(298)
5.2.3	阈电压和夹断电压	(299)
5.2.4	非饱和区直流电流电压方程	(299)
5.2.5	饱和漏源电压和饱和漏电流	(301)
5.2.6	饱和区特性	(302)
5.2.7	亚阈值区特性	(306)
5.2.8	增强型 JFET 及增强型 MESFET	(310)
5.3	JFET 及 MESFET 的小信号特性和高频参数	(312)
5.3.1	小信号参数	(312)
5.3.2	本征 JFET 的小信号等效电路和本征电容	(315)
5.3.3	JFET 的完整的小信号等效电路	(322)
5.3.4	高频参数	(323)
5.4	短沟道 JFET 和短沟道 MESFET	(328)
5.4.1	短沟道 JFET 和短沟道 MESFET 的非饱和区特性及漏极电流饱和机构	(328)
5.4.2	短沟道 MESFET 的饱和区特性	(334)
	习题	(341)
	参考文献	(342)
	附录	(343)
	附录 A 符号表	(343)
	附录 B 物理常数和物理参数	(352)
	B.1 物理常数(符号)	(352)
	B.2 Si 和 GaAs 的一些物理特性	(352)
	B.3 电阻率和迁移率随杂质浓度的变化曲线	(353)
	附录 C 晶体管的热特性	(354)
	C.1 耗散功率与效率	(354)
	C.2 最高结温度	(355)
	C.3 稳态热阻和最大耗散功率	(356)
	C.4 瞬态热阻抗	(358)

第一章 PN 结

PN 结是同一块半导体晶体内 P 型区和 N 型区之间的边界。在晶体生长过程中相继掺入施主及受主杂质;或在晶体形成以后,以注入、扩散等方法在一定区域掺入与原晶体导电类型相反的杂质,都可形成 PN 结。习惯上将净掺杂从 P 型转变为 N 型的界面称作冶金结。

PN 结理论是学习和掌握双极晶体管及场效应晶体管工作原理的必要基础,多数这类器件中至少包含有一个 PN 结。本章主要内容是:平衡态 PN 结,PN 结二极管的直流特性、交流特性和瞬态特性以及 PN 结电容、电击穿特性。PN 结理论中用到的一些分析方法,也能用于双极晶体管等其他器件。

1.1 平衡 PN 结

1.1.1 内建电场和内建电势

本节讨论理想的突变结,图 1-1(a)为其结构示意图。P 型区和 N 型区分别均匀掺杂,P 型区掺杂浓度为 N_A ,N 型区掺杂浓度为 N_D ,冶金结是一面积足够大的平面,P 型区及 N 型区宽度都远大于该区少子扩散长度,不考虑表面的作用,因而一维假定成立。平衡是指 PN 结内温度均匀、稳定,外加电压等于零,而且不存在光、磁、辐射等外作用。

非本征 N 型半导体单独存在时,常温下平衡态电子密度 n_{n0} 近似等于掺杂浓度 N_D ,并远高于平衡态空穴密度 p_{n0} ,非本征 P 型半导体中,平衡态空穴密度 p_{p0} 近似等于其掺杂浓度 N_A ,并远高于平衡态电子密度 n_{p0} 。这两种材料相接触形成 PN 结时,冶金结两侧将出现载流子密度差,形成可动载流子的扩散流,电子离开 N 型区向 P 型区扩散,空穴则相反,离开 P 型区向 N 型区扩散。考虑到离化的杂质中心可被看作固定不动,N 型区一侧由于电子耗尽和空穴积累而出现净正电荷,P 型区一侧则耗尽空穴积累电子而出现净负电荷。这些净正负电荷在冶金结附近形成空间电荷区,建立电场,电场强度的方向是从 N 型区指向 P 型区,电子空穴在其作用下分别出现与各自扩散流方向相反的漂移流。随着可动载流子的扩散,净正负电荷密度逐渐增加,漂移趋势也随之加强。达到平衡时,电子空穴的漂移趋势恰好分别抵消各自扩散趋势,最终建立稳定的空间电荷、电场以及电势分布。这一状态下的空间电荷区电场称为 PN 结内建电场,以符号 ϵ_{BJ} 表示,N 型区到 P 型区的电势差称为 PN 结内建电势,以 V_{BJ} 表示, V_{BJ} 有时也称作 PN 结接触电势差或扩散电势。

为分析和推导 ϵ_{BJ} 及 V_{BJ} 表示式,需要引用已熟知的物理定律。首先,统计力学已证明,热平衡状态下多种固体材料均匀接触组成的系统中,空间任意位置上的费米能级都保持在同一能量水平上。理想突变结的 P 型区、N 型区以及中间的过渡区,费米能级 E_F 为一常数(见图 1-1(g))。其次,平衡 PN 结的空间电荷区里, E_F 位于禁带中,与价带顶及导带底的距离都远大于 KT ,因而可援引玻尔兹曼关系,电子密度及空穴密度依此关系表示为:

$$\left. \begin{aligned} n &= n_i \exp \frac{E_F - E_i}{KT} \\ p &= n_i \exp \frac{E_i - E_F}{KT} \end{aligned} \right\} \quad (1-1)$$

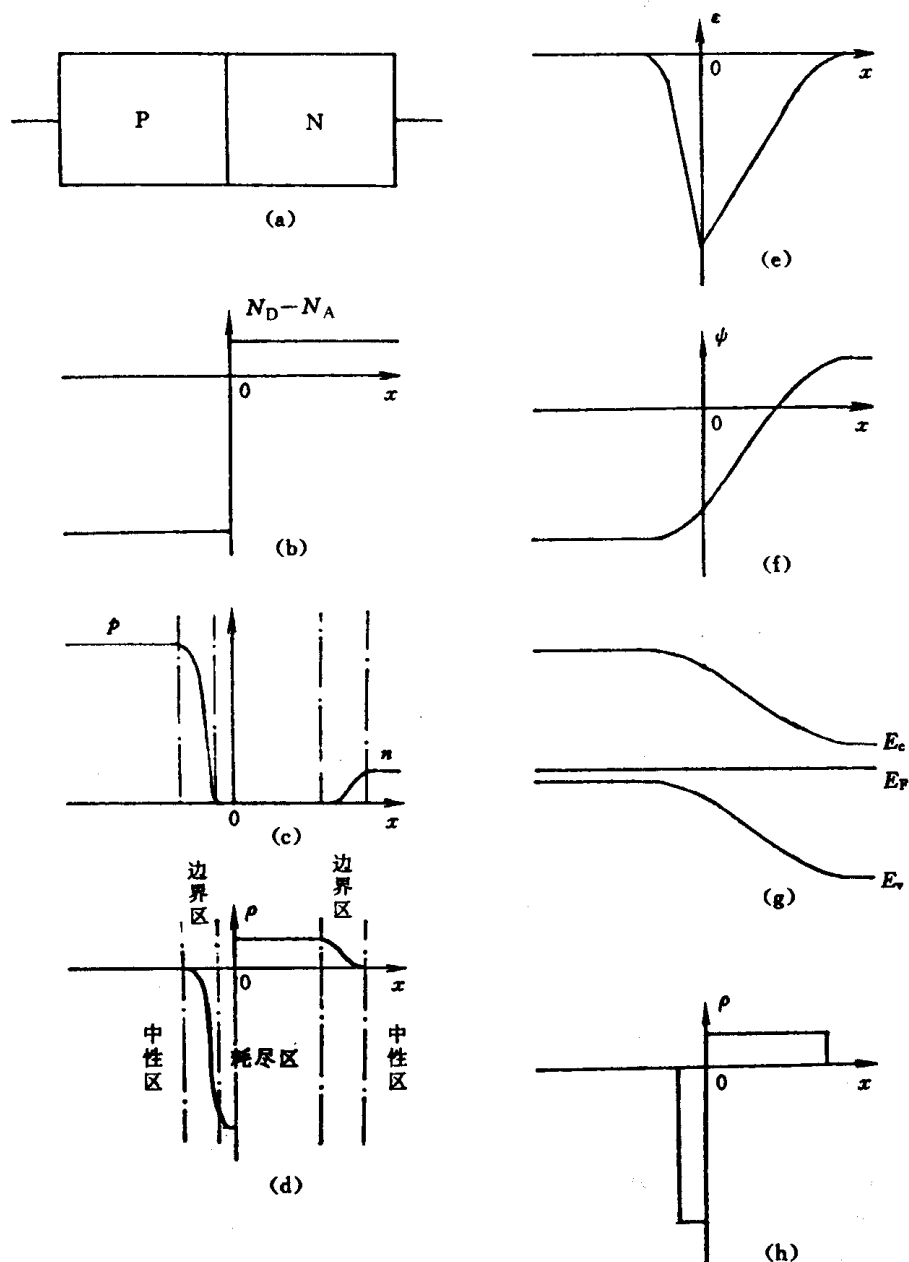


图 1-1 平衡状态下的理想突变结

(a)结构 (b)杂质分布 (c)载流子密度分布 (d)电荷分布 (e)电场分布
(f)电势分布 (g)能带图 (h)耗尽近似下的电荷分布

式中 n_i 为本征载流子密度, E_i 为本征费米能级或称本征能级。 $E_F = E_i$ 时, 电子密度与空穴密度相等, 因此

$$E_i = \frac{1}{2}(E_C + E_V) - \frac{KT}{2} \ln \frac{N_C}{N_V} \quad (1-2)$$

E_C 为导带底能量, E_V 为价带顶能量, N_C 为导带有效态密度, N_V 为价带有效态密度。在均匀

半导体中, E_C 、 E_V 和 E_i 间能量差恒定不变, 因而可选择 E_i 作为势能参考点。若以 ψ 表示电势, 根据电子势能与电势关系得出

$$\psi = -\frac{E_i}{q} \quad (1-3)$$

费米势与费米能级相关, 其定义为

$$\varphi = -\frac{E_F}{q} \quad (1-4)$$

将(1-3)及(1-4)式代入(1-1)式, n 和 p 则又可表示为

$$\left. \begin{aligned} n &= n_i \exp \frac{q(\psi - \varphi)}{KT} \\ p &= n_i \exp \frac{q(\varphi - \psi)}{KT} \end{aligned} \right\} \quad (1-5)$$

平衡时远离空间电荷区的 P 型区及 N 型区都呈电中性, 在 N 型区多子密度等于其平衡态密度, 如以 ψ_n 表示 N 区电势, 依(1-5)式有

$$n_{no} = n_i \exp \frac{q(\psi_n - \varphi)}{KT} \quad (1-6)$$

与此类似, 以 ψ_p 表示 P 型区电势, 则

$$p_{po} = n_i \exp \frac{q(\varphi - \psi_p)}{KT} \quad (1-7)$$

考虑到平衡时 $\varphi = \text{常数}$, 从(1-6)及(1-7)式按内建电势定义得出

$$V_{BJ} = \psi_n - \psi_p = \frac{KT}{q} \ln \frac{p_{po} n_{no}}{n_i^2} \quad (1-8)$$

常温下非简并半导体中 $n_{no} \approx N_D$, $p_{po} \approx N_A$, (1-8)式可改写为

$$V_{BJ} = \frac{KT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \quad (1-9)$$

上式表明, 突变结的内建电势决定于 N_A 、 N_D 、材料禁带宽度以及工作温度。例如, 常温下硅突变结, $N_A = 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $N_D = 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 时, $V_{BJ} = 0.75 \text{V}$ 。

为求出 PN 结的内建电场分布, 需要解泊松方程。在一维情形下该方程简化为如下形式

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_s} \quad (1-10)$$

式中 ρ 为空间电荷密度

$$\rho = q(N_D - N_A + p - n) \quad (1-11)$$

$\epsilon_s = \kappa \epsilon_0$, ϵ_0 为真空电容率, κ 为半导体的相对介电常数。定义规一化电势

$$u = \frac{q\psi}{KT} \quad (1-12)$$

代入(1-10)式, 并令 $\varphi = 0$, 则泊松方程重新表示为

$$\frac{d^2 u}{dx^2} = \frac{1}{L_{Di}^2} \left(\text{sh} u - \frac{N_D - N_A}{2n_i} \right) \quad (1-13)$$

此式通常称为泊松-玻尔兹曼方程, 式中 L_{Di} 具有长度量纲, 称为本征德拜长度, 其表示式为

$$L_{Di} = \left(\frac{\epsilon_s KT}{2q^2 n_i} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1-14)$$

在热平衡状态下解方程(1-13),可得出 PN 结电势以及电场分布,然后将结果代入(1-5)式,还能进一步得出载流子密度分布。但这一方程不经简化,求不出解析解,只能求数值解。电势、电场及载流子密度的数值解示意图表示于图 1-1(f)、(e)、(c)。由图可见,依照净空间电荷的空间分布,PN 结可划分为三个区域。第一个区域为远离冶金结的电中性区,这里净空间电荷密度近似为零,N 型区 $n_n = N_D$,P 型区 $p_p = N_A$ 。第二个区域为边界区,这个区域里可动电荷密度及净空间电荷密度都随距离急剧变化。第三个区域为位于冶金结附近的耗尽区,可动载流子密度衰减到远低于固定电荷密度,空间电荷可看成全部由离化杂质中心提供。空间电荷区由边界区及耗尽区组成,边界区宽度通常比耗尽区宽度小得多。空间电荷区有时也称过渡区或势垒区,这三个术语可交替使用。

1.1.2 耗尽近似

在 PN 结边界区,一定条件下可求出电势分布的近似解析式。假定图 1-1(a)所示理想突变结空间电荷区 P 区侧边界坐标为 $-x_p$,在 $x = -x_p$ 附近 ψ 与 ψ_p 间只有很小偏离,由于可忽略电子对空间电荷的贡献,泊松方程简化成以下形式^[1]

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon_s}(N_A - p) \quad (1-15)$$

等式右端的 N_A 及 p ,根据(1-7)及(1-5)式可表示为

$$\left. \begin{aligned} N_A &= p_{po} = n_i e^{-\frac{q\psi_p}{KT}} \\ p &= n_i e^{-\frac{q\psi}{KT}} \end{aligned} \right\} \quad (1-16)$$

代入(1-15)式,整理后得出

$$\frac{d^2(\psi - \psi_p)}{dx^2} = \frac{qN_A}{\epsilon_s} [1 - e^{-\frac{q}{KT}(\psi - \psi_p)}] \quad (1-17)$$

在 $x = -x_p$ 附近将等式右端指数项展成幂级数,只取两项,(1-17)式变为

$$\frac{d^2(\psi - \psi_p)}{dx^2} = \frac{qN_A}{\epsilon_s} \frac{q}{KT} (\psi - \psi_p) = \frac{1}{L_{De}^2} (\psi - \psi_p) \quad (1-18)$$

式中 L_{De} 为非本征德拜长度,其定义如下:

$$L_{De} \equiv \left(\frac{\epsilon_i KT}{q^2 N_A} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1-19)$$

(1-18)式为二阶线性常微分方程,从其通解形式可判断出: $\psi - \psi_p$ 在 $x = -x_p$ 附近随距离按指数规律变化,其特征长度是 L_{De} ,按(1-5)式载流子密度随 ψ 也按指数规律变化。因此从空间电荷区边界开始,空穴密度随距离将很快衰减。在边界区内选 x_1 、 x_2 两点,对应的空穴密度为 p_1 和 p_2 ,电势为 ψ_1 和 ψ_2 。按以上分析可得

$$\frac{\psi_2 - \psi_p}{\psi_1 - \psi_p} = e^{\frac{x_2 - x_1}{L_{De}}} \quad (1-20)$$

同时从(1-5)式推出

$$\left. \begin{aligned} p_2 &= p_{p0} e^{-\frac{q}{kT}(\psi_2 - \psi_p)} \\ p_1 &= p_{p0} e^{-\frac{q}{kT}(\psi_1 - \psi_p)} \\ \frac{\psi_2 - \psi_p}{\psi_1 - \psi_p} &= \frac{\ln \frac{p_2}{p_{p0}}}{\ln \frac{p_1}{p_{p0}}} \end{aligned} \right\} \quad (1-21)$$

因此

$$\frac{p_2}{p_{p0}} = \left(\frac{p_1}{p_{p0}} \right)^{\frac{\Delta x}{L_{De}}} \quad (1-22)$$

式中 $\Delta x = x_2 - x_1$ 。由此可算出 $\frac{p_1}{p_{p0}} = 0.9$, $\frac{p_2}{p_{p0}} = 0.1$ 时, $\Delta x = 3.1 L_{De}$, 同时由 (1-5) 式直接得出 $\psi_2 - \psi_1 = 2.2 \frac{KT}{q}$ 。前已算出 $N_A = 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $N_D = 10^{15} \text{cm}^{-3}$ 时 $V_{BJ} = 0.75 \text{V}$, 由此进一步得出 $\frac{\psi_2 - \psi_1}{V_{BJ}} = 0.075$ 。

上述分析说明, 尽管存在着边界区, 但它在空间电荷区总宽度中所占比例不大, 其上电势降落与内建电势相比也很小。因此, 对于工作在零偏与反偏的 PN 结, 推导空间电荷区电场、电势以及过渡区电容、雪崩击穿电压表示式时, 通常都采用耗尽近似。耗尽近似假定空间电荷区内载流子全部耗尽, 离化杂质中心提供空间电荷, 空间电荷的分布在边界上突变过渡到零。在耗尽近似下, 边界区被忽略, 空间电荷区内载流子全部耗尽, 因而提到 PN 结时, 空间电荷区以及耗尽区两术语可交替使用。采用耗尽近似的理想 PN 结的空间电荷分布如图 1-1(h) 所示。

1.1.3 准中性近似

理想突变结中, 远离冶金结的空间电荷区以外的 P 区及 N 区在平衡状态下空间电荷密度及电场强度都等于零, 是电中性的。但是, 用杂质非均匀分布的半导体材料组成 PN 结时, 远离冶金结的 N 区以及 P 区是否仍然呈现电中性呢? 让我们考虑一块孤立的 N 型半导体晶体, 如图 1-2(a) 所示, 其杂质是非均匀分布的, 我们称这种分布为缓变杂质分布。假定掺杂浓度不过高, 未达到简并状态, 那么一旦晶体形成后, 常温下施主全部离化, 多数载流子密度与掺杂浓度接近相等。由于存在密度梯度, 电子就要从高密度区向低密度区扩散, 离化的杂质中心也被看作固定不动, 因而正负电荷分离, 随之建立电场, 出现漂移趋势。平衡时空间任意位置上漂移趋势恰好抵消扩散趋势, 维持电流等于零, 最终建立稳定的空间电荷、电场及电势分布。这一电场称为缓变杂质分布内建电场, 以 ϵ_{BG} 表示。

在非均匀半导体中, 不仅多子, 少子也存在密度梯度及扩散趋势, 内建电场同时也阻止少子扩散。平衡时少子的扩散趋势及漂移趋势也恰好抵消, 使少子电流等于零。因此我们可同时写出

$$\left. \begin{aligned} J_n &= q\mu_n n\epsilon_{BG} + qD_n \frac{dn}{dx} = 0 \\ J_p &= q\mu_p p\epsilon_{BG} - qD_p \frac{dp}{dx} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1-23)$$

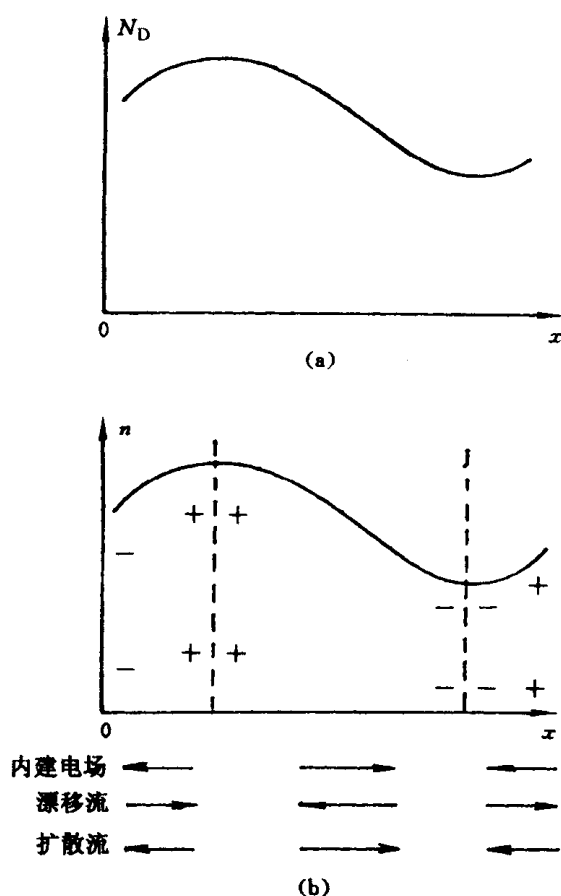


图 1-2 缓变杂质分布区的内建电场

(a) 杂质分布 (b) 载流子密度分布

式中 J_n 为电子电流密度, μ_n 为电子迁移率, D_n 为电子扩散系数, J_p 为空穴电流密度, μ_p 为空穴迁移率, D_p 为空穴扩散系数。利用(1-23)式, 引用爱因斯坦关系求出

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_{BG} &= -\frac{KT}{q} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \\ \epsilon_{BG} &= \frac{KT}{q} \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} \end{aligned} \right\} \quad (1-24)$$

为最终求出 ϵ_{BG} , 需要在缓变杂质分布区解泊松方程, 一般也得不出解析解。但是对于某些特殊的杂质分布, 能很容易地求出 ϵ_{BG} 。例如施主杂质在晶体中按以下指数函数分布

$$N_D = N_0 e^{-\frac{x}{x_0}} \quad (1-25)$$

式中 N_0 及 x_0 为常数。根据(1-24)式求出 $\epsilon_{BG} = \frac{KT}{q} \frac{1}{x_0} = \text{常数}$, 电中性条件必然成立, $n = N_D$ 。

在当前实用半导体器件中, 多半采用离子注入或扩散技术获得缓变杂质分布。其典型分布规律为高斯函数或余误差函数, 这两种分布都十分接近于指数函数分布, 因此在这类缓变杂质分布区里可使用准中性近似, 即认为

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_{BG} &= -\frac{KT}{q} \frac{1}{N_D(x)} \frac{dN_D(x)}{dx} \quad (\text{N型}) \\ \epsilon_{BG} &= \frac{KT}{q} \frac{1}{N_A(x)} \frac{dN_A(x)}{dx} \quad (\text{P型}) \end{aligned} \right\} \quad (1-26)$$

总之,PN 结过渡区以外,若杂质均匀分布则电中性条件成立;常见的杂质缓变分布区又可采用准中性近似,因而 PN 结空间电荷区以外部分被称为中性区。采用了准中性近似,虽然空间电荷密度近似看作为零,但其内建电场是不可忽视的,内建电场的方向及强度大小都对器件性能有重要影响。

1.2 空间电荷区的电场和电势分布

1.2.1 突变结空间电荷区的电场及电势

推导突变结电场及电势表示式的基本假定是耗尽近似及准中性近似。一维情形下的杂质分布如图 1-3(b)所示。选取冶金结所在平面为 $x = 0$, 结上施以外加电压 V_A 时,空间电荷区在 P 区的边界位于 $x = -x_p$, N 区边界位于 $x = x_n$ 。耗尽近似下的空间电荷密度分布如图 1-3(c)所示,用下式表示:

$$\left. \begin{aligned} \rho &= -qN_A \quad (-x_p < x < 0) \\ \rho &= qN_D \quad (0 < x < x_n) \end{aligned} \right\} \quad (1-27)$$

代入泊松方程(1-10)式得到

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2\psi}{dx^2} &= q \frac{N_A}{\epsilon_s} \quad (-x_p < x < 0) \\ \frac{d^2\psi}{dx^2} &= -q \frac{N_D}{\epsilon_s} \quad (0 < x < x_n) \end{aligned} \right\} \quad (1-28)$$

考虑到中性区杂质均匀分布,到处电场强度都等于零,空间电荷区边界上必然是 $\epsilon(-x_p) = \epsilon(x_n) = 0$ 。利用这一边界条件解出

$$\left. \begin{aligned} \epsilon(x) &= -\frac{qN_A}{\epsilon_s}(x + x_p) \quad (-x_p < x < 0) \\ \epsilon(x) &= +\frac{qN_D}{\epsilon_s}(x - x_n) \quad (0 < x < x_n) \end{aligned} \right\} \quad (1-29)$$

上式表明 $\epsilon(x)$ 在 P 区及 N 区都是直线分布,如图 1-3(d)所示。在 $x = 0$ 处电场强度连续,数值达到最大,如以 ϵ_m 表示电场强度的最大值,从(1-29)式得出

$$\epsilon_m = \frac{qN_A}{\epsilon_s} x_p = \frac{qN_D}{\epsilon_s} x_n \quad (1-30)$$

若以 x_m 表示空间电荷区宽度,即 $x_m = x_p + x_n$,则从(1-30)式推导出

$$\left. \begin{aligned} x_p &= \frac{N_D}{N_A + N_D} x_m \\ x_n &= \frac{N_A}{N_A + N_D} x_m \end{aligned} \right\} \quad (1-31)$$

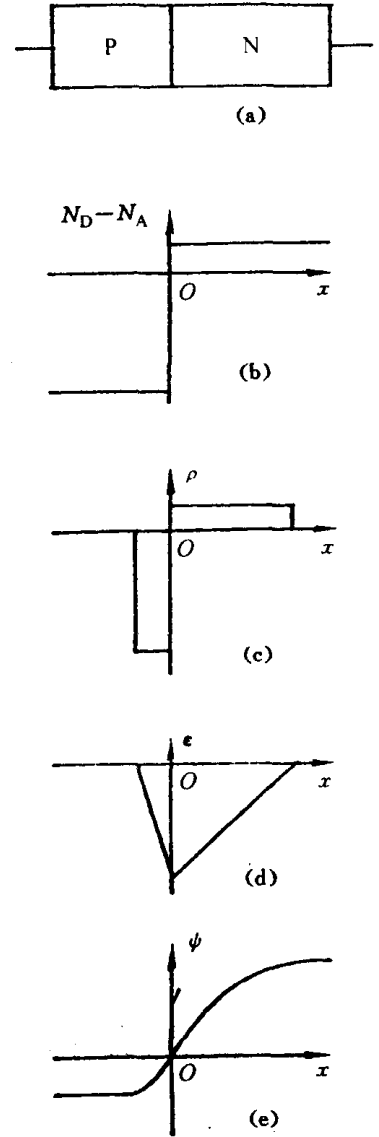


图 1-3 耗尽近似下的突变结
(a)结构 (b)杂质分布
(c)电荷分布 (d)电场分布
(e)电势分布

此式说明空间电荷区高浓度侧的扩展范围小,低浓度侧的扩展范围大。推导电势表示式时假定 $\psi(0)=0$, 将(1-29)式积分一次得到

$$\left. \begin{aligned} \psi(x) &= \frac{qN_A}{\epsilon_s} \left(\frac{x^2}{2} + x_p x \right) \quad (-x_p < x < 0) \\ \psi(x) &= \frac{qN_D}{\epsilon_s} \left(-\frac{x^2}{2} + x_n x \right) \quad (0 < x < x_m) \end{aligned} \right\} \quad (1-32)$$

$\psi(x)$ 表示于图 1-3(e)。

当 PN 结上有外加电压 V_A , 忽略中性区电压降时

$$V_{BJ} - V_A = \psi(x_n) - \psi(-x_p) \quad (1-33)$$

将(1-30)及(1-31)式代入后,得到了两个重要的关系式

$$\left. \begin{aligned} x_m &= \left[\frac{2\epsilon_s}{q} \left(\frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) (V_{BJ} - V_A) \right]^{\frac{1}{2}} \\ \epsilon_m &= \left[\frac{2q}{\epsilon_s} \left(\frac{N_A N_D}{N_A + N_D} \right) (V_{BJ} - V_A) \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (1-34)$$

x_m 及 ϵ_m 都正比于 $(V_{BJ} - V_A)^{\frac{1}{2}}$, 这是突变结的主要特征, 由于过渡区电容与 x_m 有直接关系, 雪崩击穿电压及隧道击穿电压都同 ϵ_m 有关, 讨论到这些特性时, 还要再提到上述变化关系。当外加反偏电压数值高时, $V_{BJ} - V_A \approx -V_A$, 可以简单地说 x_m 及 ϵ_m 都同外加电压的平方根成正比。

对于单边突变结, (1-34)式可化简。在 P^+N 结中, $N_A \gg N_D$, $x_p \ll x_n$, 这时

$$\left. \begin{aligned} x_m &= \left[\frac{2\epsilon_s}{q} \frac{1}{N_D} (V_{BJ} - V_A) \right]^{\frac{1}{2}} \\ \epsilon_m &= \left[\frac{2q}{\epsilon_s} N_D (V_{BJ} - V_A) \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (1-35)$$

N^+P 结中, $N_D \gg N_A$, $x_p \gg x_n$, 类似地有

$$\left. \begin{aligned} x_m &= \left[\frac{2\epsilon_s}{q} \frac{1}{N_A} (V_{BJ} - V_A) \right]^{\frac{1}{2}} \\ \epsilon_m &= \left[\frac{2q}{\epsilon_s} N_A (V_{BJ} - V_A) \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \right\} \quad (1-36)$$

假如硅突变结中 $N_A = 10^{18} \text{cm}^{-3}$, $N_D = 10^{15} \text{cm}^{-3}$, 外加电压 $V_A = -5\text{V}$, 按(1-35)式算出 $x_m = 2.7 \mu\text{m}$, $\epsilon_m = 4.2 \times 10^4 \text{V/cm}$ 。

1.2.2 线性缓变结空间电荷区的电场及电势

分析线性缓变结的基本假定仍然是耗尽近似及准中性近似, 其杂质分布用下式表示

$$N(x) = N_D - N_A = ax \quad (1-37)$$

式中 a 为净掺杂浓度梯度。由于冶金结两侧杂质分布形式的对称, 空间电荷区向两侧必然等距离扩展, 也就是说 $x_p = x_n = \frac{x_m}{2}$, x_m 仍表示空间电荷区宽度。

线性缓变结中泊松方程为