

微波有源电路

高等学校教材

微波有源电路

赵国湘 高葆新

国防工业出版社

微波有源电路

赵国湘 高葆新

国防工业出版社

内 容 简 介

本书阐述微波半导体器件及其电路而以电路分析为主。主要内容可归纳为频率变换、微波放大、微波振荡及微波控制电路等四大类。全书共六章，即微波混频器、变容管功率上变频与倍频器、微波二极管负阻振荡器、PIN管微波控制电路、微波晶体管电路及单片微波集成电路简介等。章后并附有习题，以适应教学需要。

本书系高等院校工科电子类微波技术专业统编教材之一，作为相关专业师生的教学用书，也可供从事微波半导体器件与电路研制的科技人员参考。

微波有源电路

赵国湘 高葆新

责任编辑 林秀权

*

国防工业出版社 出版

(北京市海淀区紫竹院南路23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17 390千字

1990年4月第一版 1990年4月第一次印刷 印数：0,001—2,000册

ISBN 7-118-00623-8/TN112 定价：3.40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

前 言

本教材系按电子工业部的工科电子类专业教材 1986~1990 年编审出版规划, 由电磁场与微波技术教材编审委员会微波技术教材编审小组征稿、推荐出版, 责任编辑林士杰。

本教材由清华大学担任主编, 东南大学王蕴仪担任主审。

本课程的参考学时数为 64 学时, 其主要内容是介绍微波半导体器件以及由这些器件组成的微波电路。本书绪言简要指出微波半导体器件的特点与发展趋势。第一章至第五章详细阐述了微波二极管混频器、参量变频器与倍频器、二极管负阻振荡器、PIN 管控制电路以及微波晶体管放大、振荡与混频电路。对于各章中涉及的相应器件, 本书论述的重点是其工作原理、等效电路、主要性能与特征参数, 对一些先修课程未学过的半导体物理基本概念也作了简要的补充。对于各章中电路部分, 本书突出基本的分析方法, 在推导有关结论、公式的过程中注重阐明物理概念和思路。本书第六章介绍了单片微波集成电路, 以适应微波电路新技术发展的需要。

本教材吸取了原统编教材中的优点, 同时根据当前技术发展动向, 引入了一些较为新颖的内容和分析方法。因此使用本教材时, 可根据不同教学要求, 讲授全部或部分内容。本教材编写时认为学生已具备有关半导体器件、电子线路和微波技术(含微波网络)等先修课程的基础, 因此使用本教材时, 应注意引导学生复习和运用学过的基础知识、公式和结论, 并帮助学生深入理解本课程教学内容。本书第一章至第五章附有习题, 可供选用。

本教材由赵国湘编写绪言及第一章至第五章, 高葆新编写第六章, 并对全书编写工作给予指导和关心。编写过程还得到清华大学微波工程及天线教研组林德云、洪兴楠、陈兆武、冯正和、杨建慧等同志的支持, 部分内容引用了他们的论著。东南大学王蕴仪教授对全书作了十分认真、细致的审阅, 提出了许多重要、宝贵的修改意见。在此, 编者对所有给予热情指导和帮助的同志致以诚挚的感谢。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

1989年3月于清华大学

目 录

绪言	1
第一章 微波混频器	3
§ 1.1 引言	3
§ 1.2 肖特基势垒二极管	3
1.2.1 金属-半导体结的工作原理	3
1.2.2 肖特基势垒二极管与 PN 结二极管的特性比较	7
1.2.3 肖特基势垒二极管的结构、等效电路与主要参数	9
§ 1.3 非线性电阻的混频原理	13
§ 1.4 微波混频器的基本电路	15
1.4.1 微波混频器电路的基本构成	15
1.4.2 平衡混频器	17
1.4.3 微带平衡混频器设计举例	22
§ 1.5 微波混频器的严格理论分析	25
1.5.1 非线性结电容的变频效应	25
1.5.2 大信号非线性分析	27
1.5.3 小信号线性分析	29
§ 1.6 镜像回收混频器	34
1.6.1 三种镜频终端时的变频损耗	34
1.6.2 滤波器式镜像回收混频器	35
1.6.3 平衡式镜像回收混频器	36
§ 1.7 混频器的噪声系数	39
1.7.1 单、双通道混频器的噪声系数定义	39
1.7.2 混频器噪声系数的计算	41
1.7.3 接收机整机噪声系数	43
§ 1.8 毫米波混频器	45
1.8.1 触须式肖特基势垒二极管	45
1.8.2 聚式引线肖特基势垒二极管	46
1.8.3 交叉棒平衡混频器	47
1.8.4 分谐波激励混频器	48
习题	51
主要参考资料	53
第二章 变容管功率上变频与倍频器	54
§ 2.1 引言	54
§ 2.2 微波变容管的结构、等效电路与主要参数	54
§ 2.3 非线性电容中的能量关系及其应用	56
§ 2.4 变容管功率上变频器	60
2.4.1 功率上变频器的分析方法	60
2.4.2 变容管上变频器电路类型	66
§ 2.5 变容管倍频器	69
2.5.1 变容管倍频器的分析	69
2.5.2 变容管倍频器的设计	71
2.5.3 变容管倍频器电路	73

§ 2.6 阶跃恢复二极管倍频器	75
2.6.1 阶跃管特点与特征参数	75
2.6.2 阶跃管倍频器电路原理及分析	78
2.6.3 阶跃管倍频器的设计步骤	87
习题	89
主要参考资料	89
第三章 微波二极管负阻振荡器	90
§ 3.1 引言	90
§ 3.2 雪崩渡越时间二极管	90
3.2.1 雪崩倍增的电感特性	91
3.2.2 渡越时间效应	92
3.2.3 雪崩管等效阻抗	93
3.2.4 雪崩管实用结构	95
§ 3.3 转移电子器件——体效应管	96
3.3.1 砷化镓、磷化铟的多能谷结构与负微分迁移率	96
3.3.2 偶极畴振荡的形成	99
3.3.3 电流-电压特性与振荡模式	101
3.3.4 体效应管等效阻抗	102
§ 3.4 负阻振荡器的一般理论	103
3.4.1 负阻振荡器模型及起振、平衡条件	103
3.4.2 器件线及阻抗轨迹	107
3.4.3 振荡工作点的稳定性	110
3.4.4 调谐的滞后特性	113
§ 3.5 负阻振荡器基本电路与频率调谐	115
3.5.1 固定频率及机械调谐的负阻振荡器	115
3.5.2 变容管调谐和 YIG 调谐	119
§ 3.6 负阻振荡器的频率稳定	122
3.6.1 提高频率稳定度的一般方法	122
3.6.2 外腔稳频振荡器电路	124
3.6.3 注入锁定原理	130
§ 3.7 负阻振荡器的调频和调幅噪声	133
习题	137
主要参考资料	138
第四章 PIN 管微波控制电路	139
§ 4.1 引言	139
§ 4.2 PIN 管的基本特性	139
4.2.1 不同偏置下 PIN 管的阻抗特性	139
4.2.2 PIN 管的等效电路	142
§ 4.3 PIN 管开关	144
4.3.1 开关的正反衰减比	145
4.3.2 单刀双掷开关	149
4.3.3 开关时间和功率容量	152
§ 4.4 PIN 管电调衰减器	154
4.4.1 衰减器的性能要求	154
4.4.2 匹配型电调衰减器	155
4.4.3 吸收型阵列式衰减器	158
§ 4.5 PIN 管移相器（调相器）	161

4.5.1 移相器(调相器)的性能要求	161
4.5.2 加载线型移相器	163
4.5.3 定向耦合器型移相器	166
4.5.4 平衡式移相器	168
习题	171
主要参考资料	172
第五章 微波晶体管电路	173
§ 5.1 引言	173
§ 5.2 微波双极晶体管和微波场效应晶体管	174
5.2.1 微波双极晶体管等效电路及频率极限	174
5.2.2 微波场效应晶体管工作原理、等效电路及频率极限	177
5.2.3 双极晶体管与 MESFET 的噪声性能	182
5.2.4 异质结双极型晶体管和高电子迁移率晶体管	185
§ 5.3 有源二端口网络的 S 参数、增益及稳定性	190
5.3.1 微波晶体管的 S 参数	191
5.3.2 微波晶体管放大器的增益	194
5.3.3 微波晶体管放大器的稳定性	197
§ 5.4 有源二端口网络的噪声参量	205
5.4.1 有源二端口网络噪声系数的一般表达式	205
5.4.2 等噪声系数圆	208
§ 5.5 小信号微波晶体管放大器的设计	209
5.5.1 高增益设计	209
5.5.2 低噪声设计	213
5.5.3 二端口匹配网络的基本形式	214
5.5.4 窄带放大器设计举例	217
§ 5.6 微波晶体管功率放大器	220
5.6.1 功放线性度指标	220
5.6.2 功放设计方法简介	225
§ 5.7 分布放大器简介	228
§ 5.8 微波晶体管振荡器	231
5.8.1 负阻振荡器和反馈振荡器的振荡条件	231
5.8.2 小信号 S 参数设计法	233
5.8.3 余质谐振器稳频的 FET 振荡器	239
5.8.4 宽带电调谐振荡器	242
§ 5.9 微波场效应管混频器	244
5.9.1 单栅场效应管混频	244
5.9.2 双栅场效应管混频	246
习题	249
主要参考资料	251
第六章 单片微波集成电路简介	252
§ 6.1 引言	252
§ 6.2 单片微波集成电路的元件和材料	252
6.2.1 基片	252
6.2.2 无源元件	253
6.2.3 有源器件	256
§ 6.3 单片微波集成电路设计特点和典型工艺	257
§ 6.4 MMIC 的计算机辅助设计	259

VI

6.4.1 元件模型	259
6.4.2 灵敏度分析和优化	261
6.4.3 蒙特卡洛分析	262
6.4.4 电路的精确分析方法	263
主要参考资料	263

绪 言

模拟或数字微波通信、卫星通信、微波遥感、雷达、电子对抗、空间技术、射电天文等各个领域都离不开微波接收、发射系统及相应的微波量测设备。为构成这些微波系统，除了需要各种微波传输线和无元件外，又离不开各种功能的微波器件。而全部采用微波半导体器件（或称微波固态器件）的微波系统已成为或正在成为现实，使微波系统跨入了新一代。

本书将介绍四类微波电路：频率变换（下变频和上变频）、微波放大（低噪声放大和功率放大）、微波振荡及微波控制电路。归纳为表 0.1，给出了主要的微波部件的功能及相应的半导体器件。

表0.1 微波半导体器件的应用

微波信号接收	检波器 下变频器 低噪声放大器	肖特基势垒二极管，点接触二极管 肖特基势垒二极管，点接触二极管，微波场效应晶体管 微波双极晶体管，微波场效应晶体管，变容二极管
微波功率发生	振荡器 倍频器 上变频器 功率放大器 噪声源	微波双极晶体管，微波场效应晶体管，体效应二极管，雪崩二极管，晶振/倍频 变容二极管，阶跃恢复二极管，微波场效应晶体管 变容二极管，肖特基势垒二极管，微波场效应晶体管 微波双极晶体管，微波场效应晶体管，雪崩二极管，体效应二极管 雪崩二极管
微波控制电路	开关 衰减器，限幅器，移相器 调谐	PIN二极管，变容二极管 PIN二极管，微波场效应晶体管 变容二极管

以上表 0.1 中器件之所以能工作到微波领域，可概括有以下几个特点：

(1) 减小器件的结电容、串联体电阻，减小载流子在器件中的渡越时间。

例如，由金属-半导体结构成的肖特基势垒二极管消除了扩散电容，可以利用其非线性电阻的作用实现微波混频；又如砷化镓材料的电子迁移率是硅的六倍，由此制成的微波场效应晶体管的特征频率比硅双极晶体管大为提高。

(2) 设法利用原先不利于提高工作频率的因素，化不利为有利。

例如，电容效应从高频等效电路的观点看来，致使高频信号旁路、反馈，使脉冲信号的开关特性变坏，以致在高于一定频率时，器件不能工作。但阶跃恢复二极管，PIN 管正是增大并利用了电荷贮存效应，后者还利用了渡越时间效应，使得二极管的“整流特性”失效，但却获得特殊的性能和用途。又如雪崩二极管利用了雪崩击穿效应及渡越时间效应二者的结合而导致负阻，可直接产生微波振荡，这也是很巧妙的。

(3) 发现不同于一般器件的工作机理。

例如，体效应管是一种无结器件，利用砷化镓在高场强作用下的“电子转移效应”形成负阻，与其他有结器件的原理完全不同。

由此可见,微波半导体器件有很多特点区别于我们所熟悉的低频管、高频管,需要去分析一些我们在低频时不予重视(可以忽略)的因素;还需要补充一些半导体物理和工艺方面最基本的概念和术语,才能理解日益发展的多种微波半导体器件的工作原理,从而了解特定条件下导出的等效电路的物理意义及器件的微波特性和特征参数。这对恰当选用器件、研制微波电路是必要的。尤其微波频段的器件与电路的互作用要比低频时更为重要,做器件的要了解电路,做电路的要了解器件,否则不能充分发挥器件与电路的效益。

下面,我们以表0.2粗略给出了微波半导体器件当前可能达到的工作频率。对“微波”频段的定义及波段的划分办法有多种,这里表中所列是根据IEEE建议的新的微波频段名称^①,目前很多文献照此采用。需要说明,表中所列有些器件可达到的工作频段,目前只是研制成果,尚未提供大量商品;而有些器件的研制成果已超过表中所列的水平。因此本表仅作为了解微波半导体器件发展趋势的参考。

总的来说,微波半导体器件主要是朝着高频率、大功率、高效率、低噪声以及集成化(混合集成与单片集成)的方向发展。任何系统要开发新的波段,必须使技术发展到现在实现该波段的功率源及检测、接收器件,并研制相应的微波有源电路。要使有关电路满足特定微波系统的各种指标要求,除了需提高器件水平外,还需在改进电路设计方面做出努力,为此电路理论也在不断发展中。本书1~5章以微波混合集成电路为主,涉及相应的固体器件,第6章介绍单片微波集成电路。

表0.2 微波半导体器件当今工作频段

微波频段	变容管	肖特基势垒二极管	阶跃管	PIN管	雪崩二极管	体效应管	双极型晶体管	GaAsFET
L波段 (1~2GHz)								
S波段 (2~4GHz)								
C波段 (4~8GHz)								
X波段 (8~12GHz)								
Ku波段 (12~18GHz)								
K波段 (18~27GHz)								
Ka波段 (27~40GHz)								
毫米波段 (40~300GHz)								
亚毫米波段 >300GHz								

① 见S. Y. Liao, Microwave Solid-State Devices, Prentice-Hall, 1985.

第一章 微波混频器

§ 1.1 引言

微波混频器是通信、雷达等系统的微波接收机以及很多微波测量设备所不可缺少的组成部分。它将微弱的微波信号和本地振荡信号同时加到非线性元件上,从而变换为频率相对较低的中频信号,以进一步进行放大、解调或实现频率、衰减、相位、噪声等参数测量。

微波混频器至今主要采用金属-半导体结构成的肖特基势垒二极管作为非线性器件。虽然二极管混频有变频损耗,但其噪声小、频带宽、工作稳定、结构简单,适用于微波集成电路。微波混频器也可以采用微波场效应管作为非线性器件,它能得到一定的变频增益,动态范围较大。因此随着微波场效应管工作频率的不断提高和噪声性能的改善,微波场效应管混频器也有所应用。本章讨论常用的微波二极管混频器,其分析方法和电路特点同样也是讨论微波场效应管混频器的基础。

用于混频的肖特基势垒二极管可称为变阻管,主要利用管子的非线性电阻特性实现混频作用,这样的混频器可称为“阻性混频器”。但严格说,实际混频器中都有非线性结电容的“参量变频效应”,尤其当微波频率越高时,越不能视为纯电阻性混频。

本章在介绍肖特基势垒二极管及简要阐明非线性电阻的混频原理后,先讨论微波混频器基本电路的结构实现和分析,在此基础上给出进一步的严格理论分析,然后介绍镜像回收和毫米波混频电路的特点。混频器的单边带和双边带噪声系数也将作为一个重要概念来加以阐明。

§ 1.2 肖特基势垒二极管

1.2.1 金属-半导体结的工作原理

一、费米能级与逸出功

如果在半导体表面蒸发一层金属膜,则在二者交界面形成金属-半导体接触。为分析金属-半导体接触界面发生的物理现象,图 1.1 给出某种金属和 N 型半导体在接触前各自的能带示意图。

图中 E_0 为真空中静止电子的能量, E_c 为导带底, E_v 为价带顶, E_F 为费米能级, W 为逸出功。凡下标加“M”者,为金属的物理参数;凡下标加“S”者,为 N 型半导体的物理参数。

费米能级 E_F 是个特定的能量标志。在热平衡状态下,电子按能量大小具有一定的

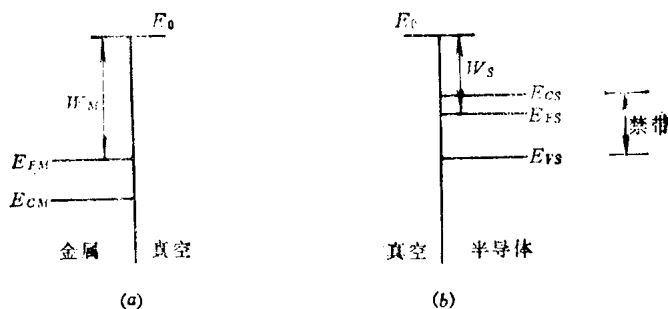


图1.1 金属和半导体的费米能级与逸出功

统计分布规律性，绝对温度零度时，电子只可能占据能量小于 E_F 的能级，随着温度升高，电子占据能量大于 E_F 的能级的几率上升。因此费米能级的位置直观地标志了电子填充能级的水平， E_F 越高，则说明在更多的能量越高的量子态上有电子。

由此分析图1.1，N型半导体的 E_{FS} 向导带底 E_{CS} 靠近，但仍然在禁带之中；而金属的 E_{FM} 远在 E_{CM} 之上，即位于导带之中。可见在绝对温度零度时，半导体导带中没有自由电子，金属导带中自由电子数已很多。常温下，由于本征激发和杂质激发，半导体导带中才有一定的载流子（自由电子）浓度，而金属导带中自由电子浓度更大，因此金属的电导率远高于半导体电导率。

但是金属的费米能级却不一定比半导体的费米能级高。图1.1即 $E_{FM} < E_{FS}$ 的情况，说明该N型半导体中较高能级被电子占据的几率反而比金属中相应能级被电子占据的几率大。

处于不同能级状态的电子如果获得足够的能量，就会脱离原子核的束缚、逸出体外并形成热电子发射，这是物体又一属性。定义起始能量为费米能级的电子逸出体外所需的最小能量为物体的逸出功，或称功函数 W ，即定义逸出功为真空中静止电子的能量 E_0 与费米能级之差。而发射热电子数与功函数有以下关系

$$\text{发射热电子数} \propto e^{-W/kT}$$

这里 k 是玻耳兹曼常数， T 是绝对温度。显然逸出功越大，则电子越不容易离开物体。图1.1中金属和半导体的逸出功分别为

$$\left. \begin{aligned} W_M &= E_0 - E_{FM} \\ W_S &= E_0 - E_{FS} \end{aligned} \right\} \quad (1.1)$$

并有 $W_M > W_S$ 或 $E_{FM} < E_{FS}$

说明该N型半导体反而比金属更易于发射热电子。

二、肖特基表面势垒的形成

处于热平衡状态下的电子系统，才有也必有统一的费米能级，所以当上述金属和半导体接触而结合成为一个新的热平衡系统时，必然得到一个新的统一的费米能级。因此电子从费米能级高的N区流向费米能级低的金属区，随之N区的费米能级 E_{FS} 不断下移，金属区的费米能级 E_{FM} 不断上升，此过程终止于费米能级取齐。见图1.2，此时金属-半导体结处于热平衡状态。

由图 1.2 可见, 费米能级统一的结果, 使金属-半导体结交界处的能带发生弯曲, 意味着电子位能由 N 区向金属区逐渐升高, 从而形成一个势垒, 阻挡电子从半导体流向金属。该势垒高度就是半导体费米能级和金属费米能级的相对差值

$$e\phi_s = E_{FS} - E_{FM} = W_M - W_S \quad (1.2)$$

式中 ϕ_s 为势垒电位差 (或称接触电位差、内建电位差)。

我们通常说的肖特基 (Schottky) 表面势垒, 指的就是在半导体一侧的势垒高度 $e\phi_s$, 而金属-半导体结二极管通常称为肖特基势垒二极管。此时对于金属中的电子来说, 也存在一个势垒, 见图 1.2 中的 $e\phi_{MS}$, 它阻止电子从金属流向半导体, 称 $e\phi_{MS}$ 为金属-半导体势垒高度。 $e\phi_{MS}$ 和 $e\phi_s$ 都取决于金属和半导体的性质。

假设金属是理想导体, 当自由电子从半导体流到金属一侧时, 负电荷只能分布在表面原子大小的一薄层内, 而具有一定掺杂浓度的 N 型半导体一侧由于失去自由电子而留下不可移动的施主杂质正离子, 则分布在有一定宽度 W_0 的薄层内, 也示于图 1.2 中。因此, 能带弯曲形成的势垒区亦可称为阻挡层、耗尽层 (载流子近似耗尽) 或空间电荷区。

图 1.3 表示正负空间电荷产生从半导体指向金属的内建电场, 可运用一维泊松方程来求电场和电位分布。

设均匀掺杂的 N 型半导体掺杂浓度为 N_D , 空间电荷区宽度为 W_0 , 则空间电荷分布

$$\rho(x) = \begin{cases} eN_D & \text{当 } 0 \leq x \leq W_0 \\ 0 & \text{当 } x < 0, x > W_0 \end{cases} \quad (1.3)$$

式中 e 为电子电荷。

将上式代入泊松方程

$$\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\epsilon} \quad (1.4)$$

式中 ϵ 为半导体的介电常数。

设边界条件 $E(x=W_0)=0$, 求得电场为线性分布

$$E(x) = -\frac{d\phi}{dx} = \frac{eN_D}{\epsilon}(x-W_0) \quad (1.5)$$

设边界条件 $\phi(x=0)=0$, 求得电位为抛物线分布

$$\phi(x) = -\int E(x)dx = -\frac{eN_D}{2\epsilon}(x-W_0)^2 \quad (1.6)$$

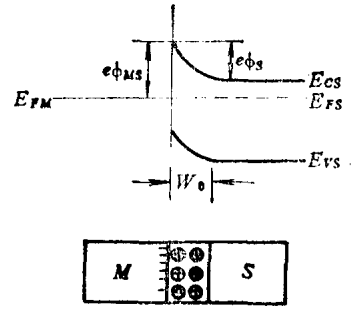


图 1.2 热平衡时金属-半导体结的能带图

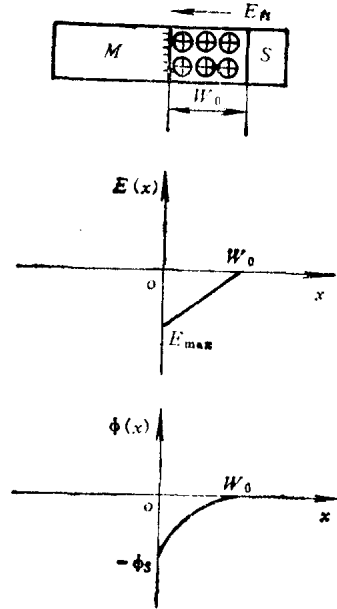


图 1.3 金属-半导体结的电荷、电场和电位分布

并可求得势垒电位差

$$\phi_s = \phi(W_0) - \phi(0) = -\frac{eN_D}{2\varepsilon}W_0^2$$

即

$$W_0 = \sqrt{\frac{2\varepsilon\phi_s}{eN_D}} \quad (1.7)$$

三、外加电压作用下的单向导电特性

在热平衡状态时,根据热电子发射理论,从半导体流向金属的电子流密度和从金属流向半导体的电子流密度都取决于统一的费米能级到接触界面的势垒最高点的差距 $e\phi_{MS}$, 因此二者大小相等、方向相反,说明零偏压时,金属-半导体结的净电流为零。

当外加正、反偏压作用于金属-半导体结时,情况如图 1.4 所示。

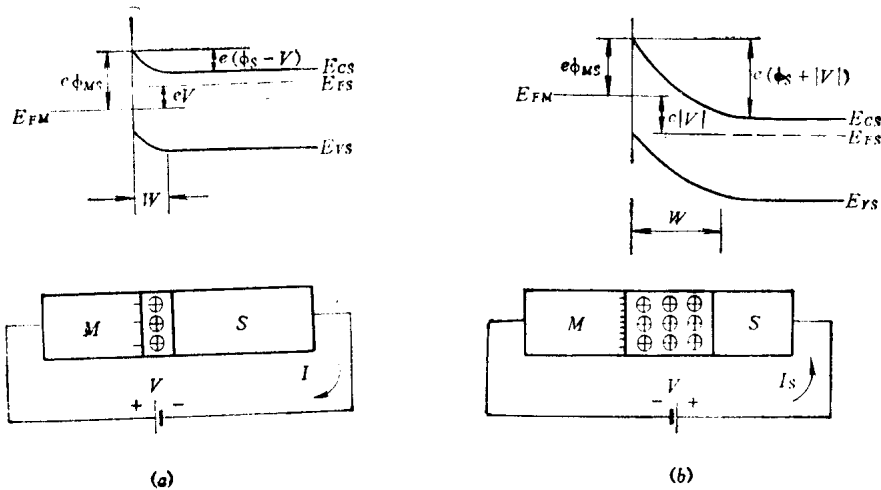


图1.4 金属-半导体结在外加电压作用下的情况

(a) 加正向偏压, (b) 加反向偏压。

由于耗尽层是高阻区,近似认为外加偏压都降落在该区,于是结区合成电压为 $(\phi_s - V)$, 这里设正偏时(金属接正极,半导体接负极) $V > 0$, 反偏时 $V < 0$ 。因此正偏时势垒高度降低为 $e(\phi_s - V)$, 反偏时势垒高度加大为 $e(\phi_s + |V|)$; 同时势垒宽度也相应变窄或变宽,有类似于式(1.2)的表达式

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon(\phi_s - V)}{eN_D}} \quad (1.8)$$

从能带结构来看,假定金属费米能级不变,则正偏时半导体因接负电位而使整个能带随同费米能级升高了 eV , 于是 E_{FS} 与表面势垒最高点的差距减小为 $e(\phi_{MS} - V)$, 从半导体流向金属的电子流密度因而加大; 反偏时相反,半导体的费米能级相对降低了 $e|V|$, 于是 E_{FS} 与表面势垒最高点的差距增大为 $e(\phi_{MS} + |V|)$, 从半导体流向金属的电

子流密度因而减小。

而在上述正反偏压作用下, E_{FM} 与表面势垒最高点的差距 $e\phi_{Ms}$ 不变, 因此由金属流向半导体的电子流密度不变。

所以总的结果是, 正偏时在金属-半导体结中流过正向电流, 反偏时则流过反向电流, 方向如图1.4(a)、(b)所示。由热电子发射理论推导出伏安特性为

$$I = I_s(e^{eV/nkT} - 1) \quad (1.9)$$

式中 I_s ——反向饱和电流, 典型值为 $10^{-9} \sim 10^{-5} \text{ A}$;

n ——修正因子, 取决于制造工艺, 一般 $n = 1 \sim 2$;

k ——玻耳兹曼常数, $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$ 。

可见金属-半导体结具有正向导通、反向近似截止的单向导电特性, 和 PN 结类似。最后需说明,

(1) 当 $W_M < W_S$ 时, 根据费米能级要取齐的原理, 电子将从金属流向半导体, 从而在半导体表面形成电子累积层。这种接触不存在阻挡层, 或者说不形成肖特基表面势垒, 而是表现出良好的导电特性。因此可用作半导体和金属电极之间的欧姆接触, 一般管芯的引出线就是这种情况。

(2) 实际上, 肖特基表面势垒的形成不完全由逸出功决定, 还受到半导体表面态的严重影响。鉴于我们重点不在于研究器件, 故不再做探究。

1.2.2 肖特基势垒二极管与 PN 结二极管的特性比较

由以上分析可见, 肖特基势垒二极管的基本物理结构是金属-半导体结, 其主要物理过程以多数载流子的运动为基础, 因此被称为“多子器件”。它与以少数载流子的扩散运动为基础的 PN 结二极管的特性既很相似, 又有所不同。可比较如下。

一、伏安特性与结电阻

由式 (1.9) 可见, 金属-半导体结和 PN 结的伏安特性形式上类似, 但由于二者形成电流的主要输运方式不同, $I \sim V$ 表达式中决定 I_s 的参数不同, PN 结的 I_s 与外加偏压无关, 而金属-半导体结的 I_s 实际上还对偏压有依从关系。表现在伏安特性上, 金属-半导体结有较低的导通电压、较高的正向电流、较强的非线性程度, 如图 1.5 所示, 因而优于 PN 结。

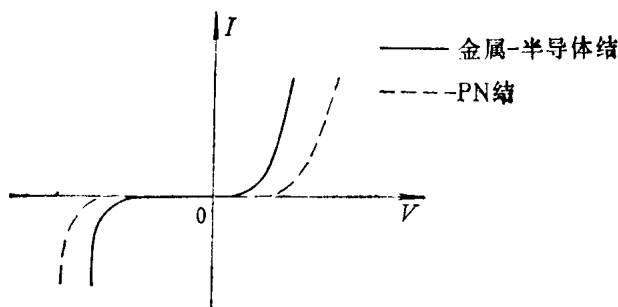


图1.5 金属-半导体结与PN结伏安特性比较

由式 (1.9) 求得金属-半导体结的交流结电阻表示式为

$$R_j = \frac{1}{dI/dV} = \frac{1}{I_s \cdot \frac{e}{nkT} e^{eV/nkT}} = \frac{1}{\alpha I_s e^{eV}} \quad (1.10)$$

其中令 $\alpha = e/nkT$ (1.11)

式 (1.9) 和 (1.10) 可简化表示为

$$I = I_s (e^{eV} - 1) \approx I_s e^{eV} \quad (1.12)$$

$$R_j \approx \frac{1}{\alpha I} \quad (1.13)$$

可见金属-半导体结与 PN 结交流结电阻的表示式相同。但由于 $I \sim V$ 特性较陡, 因此在同样偏压下可具有较小的结电阻; 而且当二极管工作点随大信号交流电压激励而变化时, 可导致微分电导 ($g = 1/R_j$) 有较陡的变化, 这对混频是有利的。

二、结电容

由式 (1.8) 可求得外加偏压时势垒区内空间电荷量为

$$q = eN_D W A = eN_D A \left[\frac{2\varepsilon}{eN_D} (\phi_s - V) \right]^{1/2} \quad (1.14)$$

式中 A 为结面积。

于是势垒电容为

$$C_T = \left| \frac{dq}{dV} \right| = \frac{eA}{2} \left[\frac{2\varepsilon N_D}{e} \right]^{1/2} (\phi_s - V)^{1/2} = \frac{M}{(\phi_s - V)^{1/2}} \quad (1.15)$$

该式与 PN 结势垒电容的表示式相同, 只是式中常数 M 仅取决于 N 型半导体一侧材料的性质、掺杂和结面积。

当 $V = 0$ 时, 即零偏压结电容 $C_T(0) = M/\phi_s^{1/2}$, 所以一般将 C_T 表示为

$$C_T(V) = \frac{C_T(0)}{\left(1 - \frac{V}{\phi_s}\right)^{1/2}} \quad (1.16)$$

要强调的是, 金属-半导体结不存在因少数载流子贮存而产生的扩散电容, 其结电容仅由势垒电容决定: $C_j = C_T$ 。因此金属-半导体结二极管的结电容在正偏时比 PN 结的小得多, 可大大减小对正偏非线性结电阻的旁路作用; 还使二极管对交流信号的开关响应好。因此金属-半导体结二极管能用于微波混频, 这是金属-半导体结二极管优于 PN 结二极管的最重要之点。

三、串联电阻

半导体材料具有一定的体电阻, 在微波频段, 体电阻对电路的影响要予以考虑。而半导体材料的电导率正比于迁移率, 对 N 型半导体, 有

$$\sigma \approx eN_D \mu_n \quad (1.17)$$

对 P 型半导体, 有

$$\sigma \approx eN_A \mu_p \quad (1.18)$$

以上两式中 σ 为电导率; N_D 、 N_A 分别为施主杂质或受主杂质浓度; μ_n 、 μ_p 分别为 N 型半导体或 P 型半导体的迁移率。