

热电子微波发生器

[英] J. E. 卡罗尔 著

科学出版社

73.402
100

热电子微波发生器

J. E. 卡 罗 尔 著
赵学恕 汪兆平 译
武振民 韩忠惠

科 学 出 版 社

1975

105290

内 容 简 介

本书着重介绍了两类主要的微波半导体器件——体效应器件和雪崩器件的基本原理。全书共十一章。前两章是有关半导体物理基础的概论。第三至七章介绍体效应器件,包括耿氏二极管和限累 (LSA) 二极管两种。第八至十章介绍雪崩器件,包括 Impatt 器件和 Trapatt 器件两种。第十一章介绍微波振荡器的一般特性。最后是有数学计算的附录。

本书可供从事微波半导体器件的工人、技术员和科研人员以及大专院校有关专业师生参考。

J. E. Carroll

HOT ELECTRON MICROWAVE GENERATORS

Edward Arnold Publishers Ltd. London

1 9 7 0

热电子微波发生器

J. E. 卡 罗 尔 著

赵学恕 汪兆平

武振民 韩忠惠 译

*

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门内大街 137 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

*

1975 年 10 月第 一 版 开本: 787 × 1092 1/32

1975 年 10 月第一次印刷 印张: 11 1/2

印数: 0001—11,450 字数: 259,000

统一书号: 15031 · 105

本社书号: 540 · 15—7

定 价: 1.10 元

译 者 序

自从 1963 年耿氏发现强电场下砷化镓的微波振荡以来,先后又发现了许多新的微波半导体器件和新的工作模式. 1965 年首次在硅二极管中观察到雪崩振荡——碰撞雪崩渡越时间模式,简称 Impatt 模式,证实了里德早在 1958 年就提出的理论设想. 1966 年提出一种体效应器件的新的工作模式——限制空间电荷积累模式,简称 LSA 模式. LSA 模式的特点是不受渡越时间的限制,其振荡频率由外电路决定,因而有希望在高频下获得大功率. 1967 年又在实验上发现雪崩二极管的一种高效率模式——俘获等离子体雪崩触发渡越模式,简称 Trapatt 模式,其效率实验上已达到 75%. 由于这些器件有优越的微波性能,因此引起人们的重视并进行了广泛的研究. 几年来这些微波半导体器件发展很快,在器件原理,制造工艺和电路设计等方面都取得了很大进展,使半导体器件向微波大功率的方向前进了一大步,从而为微波设备小型化奠定了基础. 目前微波频段已达到连续功率输出几瓦,脉冲功率输出几千瓦的水平,并已用于雷达和微波通讯设备中. 预计这些微波半导体器件将进一步迅速发展,将能解决相控阵雷达及各种小型发射机的发射功率源的固体化问题.

本书较详细地介绍了体效应器件与雪崩器件的基本原理,也用少量篇幅介绍了器件制造工艺和电路设计等方面的问题. 这两类器件的工作机理不同,体效应器件是通过强电场下导带电子的谷间转移引起的负阻工作的,而雪崩器件是利用 p-n 结的雪崩击穿所产生的交流负阻工作的. 但是,这些

器件的共同特点都是通过强电场下的热电子来工作的，因此作者把这些器件统称为热电子微波发生器。由于这些器件目前正处于迅速发展的阶段，无论理论上还是实验上都还不能作出完善的总结。因而本书必然有一定的局限性。特别是关于 Trapatt 模式（本书称为异常 Impatt 模式）的近期物理工作和电路设计方面的工作都没有引入。此外，对器件制造工艺，电路设计，脉冲电源，噪声，频稳以及效率等实验上关心的主要问题分析不够。这些方面的工作请读者参看有关文献。

鉴于译者水平所限，错误与不当之处请读者批评指正。

符 号 表

这是一些主要符号的一览表。其中有些具有双重意义，应该从内容上区别它们。没有列举所有的符号，尤其是所出现的脚标变化(例如电场符号 E 的脚标)没有全部列出。这些符号习惯上在接近使用它的正文中定义。脚标“0”通常表示平均值或稳态值，而脚标“1”通常表示交流或小信号变化。

a_0, a_1	归一化电场或电压参数
A	面积
B	电纳或带宽
C, C_D, C_0	电容, 畴电容, 低场或耗尽电容
d, d_n	畴或 p-n 结中耗尽距离, 偏离平衡的位移
D, D_n	扩散系数(通常是常数)或限累模式中的衰减因子, 偏离平衡的位移
e	电子电荷
E, E_t, E_0, E_h, E_p	电场, 阈值电场, 低场, 高场, 峰值电场
$\mathcal{E}, \mathcal{E}_c, \mathcal{E}_i$	能量, 导带能量, 费米能量
f, f_0	频率或分布函数, 分布函数的球对称部分
F, F_0	空间电荷约化因子或以千兆为单位频率或电流比(根据内容定), 麦克斯韦分布函数
g	雪崩二极管中的生长参数
$G, G(n)$	千兆或限累模式中的生长参数, 积累-耗尽函数
$\hbar = 2\pi\hbar$	普朗克常数
h^2	雪崩参数(方程 9.5.1 C)
h_0	球对称分布函数的微扰部分

H	亥姆霍兹自由势
I	总电流(用各种脚标表示平均……等等)
I_0, I_n	修正的贝塞尔函数
j	复数倍增因子($\sqrt{-1}$)
J	电流密度或归一化电流(用各种脚标等等) 或电流之和 ($J_n + J_p$)
J_n, J_p, J_s	电子电流,空穴电流,感应电子电流
k_b	玻耳兹曼常数
$\mathbf{k}, k$	波矢量,波矢量的模量或峰谷比的倒数
K, K	电流差 ($J_n - J_p$), 开氏温度
l	平均自由程
L, L_D	样品长度,德拜长度 $\sqrt{D/\omega_c}$
$\mathcal{L}, \mathcal{L}_a, \mathcal{L}_r$	电感,雪崩电感, $\mathcal{L}_a$ 的里德值
m_e, m_h, m^*, m	电子质量,空穴质量,有效质量,整数
M	倍增因子或整数或能谷数
n, n_0	电子浓度或整数,施主浓度
$N_d, N_a, N_{c,i,j}$	施主浓度(施主密度),受主浓度(受主密度),导带能谷的态密度
$\mathbf{p}, p$	动量,动量的模量
p_{ii}	有效声子几率
$P, P(\omega), P_{\text{入,出}}$	几率,玻色-爱因斯坦函数,功率(输入,输出等等)
q	单位面积电荷
Q	单位面积电荷或电路品质因子
r, r_s	串联电阻,寄生串联电阻
R, R_0, R_L	电阻,低场电阻,负载电阻
t	时间
T	周期或归一化的时间或温度,电子温度,平

	衡温度
u	畴速度
$\mathbf{v}, v, v_s, v_t$	速度矢量, 速度或饱和速度, 饱和速度, 阈值速度
V, V_D	电压或归一化的速度, 畴的过量电压
$\mathbf{w}$	动量的无规分量
$\mathbf{x}, x$	距离(矢量), 距离的标量
X	雪崩的归一化电压参数或归一化的距离
z	距离
$Z(\omega)$	以角频率为函数的阻抗
Z_0	特征阻抗
α	电子的电离率(离化率)或虚数频率分量
$\alpha' = d\alpha/dE$	电离率的微分
β	传播常数或空穴电离率
∂	微分符号(偏微分符号)
δ	小的偏差或延迟渡越角或电压与雪崩粒子流之间的相位差
Δ	非等效谷之间的能隙
∇	梯度算符
$\varepsilon, \varepsilon'$	半导体材料的电容率, 半导体以外的材料的电容率($\sim 10^{-11}$ 法拉/米)
η	效率
θ	渡越角或电导角
λ	波长
π	180° 或 3.142 (近似值)
ρ	电荷密度或电阻率或反射系数
τ_m, τ_c, τ	动量弛豫时间, 能量弛豫时间, 平均自由时间或电荷通过样品的渡越时间

ϕ	渡越角或相位角
$\omega, \omega_c, \omega_a, \omega_r$	角频率, 介质弛豫频率或雪崩截止频率, 雪崩衰减频率, 雪崩谐振频率
Q	归一化频率 (ω/ω_c) 或欧姆
有用的常数	
e	电子电荷 1.6×10^{-19} 库仑
$h(=\hbar/2\pi)$	普朗克常数 6.625×10^{-34} 焦耳/秒
k_b	玻耳兹曼常数 1.38×10^{-23} 焦耳/ $^{\circ}\text{K}$
m	自由电子质量 9.1×10^{-31} 千克
m^*	半导体中的导带电子的有效质量
	对 GaAs $m^* \sim 0.07 m$
	Si $m_{\parallel}^* \sim 0.97 m$
	$m_{\perp}^* \sim 0.19 m$
	Ge $m_{\parallel}^* \sim 1.6 m$
	$m_{\perp}^* \sim 0.08 m$
ϵ_0	自由空间电容率 8.85×10^{-12} 法拉/米
ϵ	电容率,
	对 GaAs $\sim 12.5\epsilon_0$
	Si $\sim 12\epsilon_0$
	Ge $\sim 16\epsilon_0$
μ	导带电子的低场迁移率
	对 GaAs ~ 8000 厘米 ² /伏·秒
	Si ~ 1600 厘米 ² /伏·秒
	Ge ~ 3900 厘米 ² /伏·秒
ϵ_g	能隙(禁带宽度)
	对 GaAs ~ 1.4 电子伏(直接能隙)
	Si ~ 1.12 电子伏(间接能隙)
	Ge ~ 0.67 电子伏(间接能隙)

目 录

符号表	vii
第一章 半导体物理导论	1
1.1 基本假设	1
1.2 有效质量近似	4
1.3 布里渊区	8
1.4 多谷半导体	9
1.5 态密度	11
1.6 电子碰撞	12
1.7 晶体的晶格振动	14
1.8 声子	17
1.9 声子的吸收和发射	20
1.10 声子-电子的动量和能量交换	22
第二章 碰撞理论和热电子	26
2.1 引言	26
2.2 平均自由时间	28
2.3 动量和能量弛豫时间	30
2.4 分布函数	33
2.5 玻耳兹曼方程	35
2.6 玻耳兹曼方程的解	38
2.7 有能量损失时的解	42
2.8 速度饱和	45
2.9 守恒方程和实际近似	48
问题	53
第三章 转移电子和耿氏效应	55
3.1 引言	55
3.2 电子转移的基本理论	59

3.3 电子转移的计算机理论	65
3.4 速度-电场特性的实验测量	68
3.5 扩散、能量输运和散射率	70
3.6 畴的形成和耿氏效应	74
3.7 其它材料中的耿氏效应	79
问题	80
第四章 不稳定性与波	81
4.1 引言	81
4.2 小信号分析	82
4.3 电荷载流子波	85
4.4 小信号阻抗	89
4.5 电场的再分布	93
4.6 具有非线性电场的阻抗	98
4.7 生长波和负阻抗的实验观察	101
问题	103
第五章 畴动力学	105
5.1 引言	105
5.2 等面积定则	105
5.3 零扩散极限条件下的畴特性	109
5.4 有限扩散的效应	113
5.5 畴的形状	120
5.6 与时间相关的理论:修正的等面积定则	123
5.7 畴形成时间	126
5.8 畴的等效电路	128
5.9 畴致逻辑	131
问题	135
第六章 耿氏振荡器	137
6.1 引言	137
6.2 高 $n \cdot L$ 和 n/f 乘积条件下的谐振模式理论	139
6.3 利用畴电荷改进效率	148
6.4 最佳波形	154

6.5 实际的振荡器	155
6.6 耿氏二极管的制造	160
问题	166
第七章 空间电荷控制模式	167
7.1 功率限制	167
7.2 功率阻抗乘积	169
7.3 限累 (LSA) 模式中的空间电荷控制	173
7.4 限累模式的功率和效率	176
7.5 激励限累模式	180
7.6 多畴模式、混合模式以及串联工作	183
7.7 低频负电导	189
问题	190
第八章 雪崩击穿	191
8.1 引言	191
8.2 离化率的理论	196
8.3 雪崩倍增理论	200
8.4 离化率的测量	203
8.5 速度饱和的测量	209
8.6 p-i-n 二极管的直流特性	211
8.7 热线的形成	216
第九章 雪崩击穿中的动力学概念	219
9.1 引言	219
9.2 雪崩区的动态方程	227
9.3 里德二极管	230
9.4 里德二极管的大信号效应	234
9.5 均匀雪崩区	242
问题	246
第十章 雪崩器件	248
10.1 引言	248
10.2 多均匀层近似: 电流比	250

10.3 小信号阻抗	255
10.4 振荡的生长速率	259
10.5 里德二极管的大信号分析(计算机理论)	262
10.6 微波电路	268
10.7 异常 Impatt 模式	272
10.8 制造技术	282
10.9 器件参数的测量	285
问题	289
第十一章 振荡器的一般特性	291
11.1 引言	291
11.2 振荡条件	292
11.3 频率锁定	295
11.4 噪声理论	296
11.5 频率调谐	305
问题	308
附 录	309
1.5 态密度	309
3.2 双温度电子转移模型	310
4.3 有限半导体中的波	313
4.6 小信号阻抗	316
5.4 畴的数学计算	318
6.2 C 类开关振荡器	322
7.6 串联谐振电路中猝灭模式的理想化模型: 混合模式效应 的修正	325
8.2 离化率的理论	327
8.6 p-i-n 二极管的特性	330
9.3 拉莫-肖克莱定理	332
9.5 均匀雪崩区的波动解	334
11.2 福斯特电抗和斯莱特微扰定理	337
12 其它的热载流子器件	339
参考文献	344

第一章 半导体物理导论

1.1 基本假设

研究强电场下半导体的本体性质, 所需要的物理基础的重点与晶体管通常所要求的有所不同. 我们在本书头两章中提供必须的基础知识, 以便充分研究其余几章中描述的热电子器件. 我们假设读者已经掌握了通常了解 p-n 结器件 (比如晶体管和二极管) 所需要的半导体物理基础知识^[10,119,130,141]. 为了完整起见, 在开始几节中简单地回顾一下这些知识.

固体的近代量子理论告诉我们, 在任一原子中电子占据分立的能级. 当原子集成晶体时, 由于原子间的相互作用, 这些能级加宽成由间隔极近的分立能级组成的能带, 能带之间隔着宽的禁带 (图 1.1.1). 通常把能带看成一组连续的能级, 电子在这些能级中可以自由移动. 因此, 固体晶体的电学性质, 由原子最外围电子 (叫作价电子) 是填满

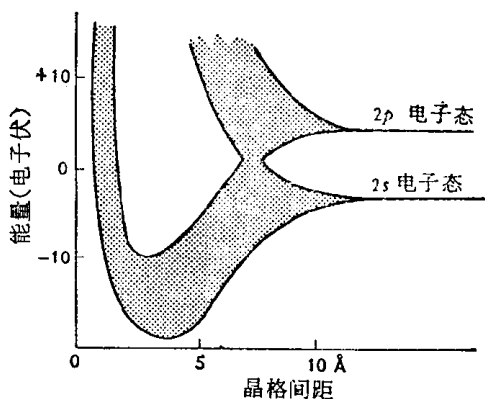


图 1.1.1 量子态随晶格间距 (金刚石的量级) 减小而劈裂的简图 (引自 W. Shockley, (1950) 半导体中的电子和空穴. Van Nostrand, New York. p. 133)

还是仅仅部分填满固体能带来决定。在与本书所讨论的器件有关的半导体中,价电子实际上完全占据晶体中的价带。因为能带填满了,就电子的整体而言是不能获得能量的,所以不能产生净电流流动。因此,除非能诱导一些电子离开价带,并且让位给少量的电子以获得能量,否则导电是不可能的。另一方面,少量的电子进入邻近的最高能带(导带),在导带中,电子将自由地获得能量,所以能够导电。

虽然在足够高的温度下,少量具有足够热能的价带电子可以越过禁带进入导带,但是这种本征过程是不重要的。我们将假设所有半导体是非本征的,即所有移动的载流子都是由掺入特定类型的杂质所产生的。如果载流子是导带中的电子,则杂质被称为施主,并且材料是 n 型。我们主要对 10^{14} — 10^{17} /厘米³范围的载流子浓度感兴趣。具有更高载流子浓度的半导体就导电性能而言其行为很像金属,我们把这种半导体叫做 n^+ 。反之,如果半导体中含有高浓度的受主或 p 型杂质就叫作 p^+ 。 p 型杂质收留来自价带的电子,而留给价带一个空穴或者一个电子缺位。价电子能获得净能量,这就导致价带的空穴导电,空穴呈现出类似于正电荷粒子的行为,把这种半导体称为 p 型。值得注意的是应把空穴看作与电子相似,具有动量和能量的量子波包。

费米能级

众所周知,在半导体中电子处在能量 $\mathcal{E}$ 上的几率正比于在这个能量的能级数目乘上费米-狄拉克几率函数

$$f(\mathcal{E}) = 1 / [\exp(\mathcal{E} - \mathcal{E}_f) / k_b T + 1]$$

费米能级 $\mathcal{E}_f$ 的概念以及用施主或受主浓度计算费米能级位置的问题,已被绝大多数论述 p - n 结的教科书^[130,133]所包括。然而,这些问题在我们的工作中并不重要。我们只要说明费

米能级位于禁带中某处,并且随着材料变成越来越 n 型时,费米能级移近导带。相反,当半导体变成越来越 p 型时,费米能级移向价带。在我们整个工作中,费米能级都是远离两个能带边的,因此费米分布能用玻耳兹曼分布来近似:

$$f(\mathcal{E}) = A \exp - \mathcal{E}/k_b T$$

这一近似在 n^+ 或 p^+ 材料中是不适用的,但这并不重要,因为这类材料仅用来制造轻掺杂半导体材料的良好电接触。在这种近似中,空穴或电子的数目直接由受主或施主的数目决定。例如,如果有 N_D 个施主,因为施主能级靠近导带边,电子占据几率将低到 $|f(\mathcal{E})| \ll 1$,以致于我们可以说全部施主都电离了,产生的 N_D 个施主只能分布在导带中。同样,如果有 N_A 个受主,则在价带中就有 N_A 个空穴。

补偿

由于熟知的补偿过程,不可能在非本征半导体中同时获得大量的空穴和电子导电。最简单的补偿形式示于图 1.1.2(a),图中来自施主的电子刚好填满受主能级。究竟是哪种导电类型取决于过剩的是施主还是受主。要想用这种补偿过程获得高阻半导体就意味着施主和受主之间要精确平衡。然而,让我们考虑一下图 1.1.2(b) 的情况,图中有 N_D 个浅施主, N_A 个浅受主和 N_{ad} 个深施主。深和浅这两个词是指相应的杂质能级和两能带边的相对位置而言的。如果 $N_D < N_A$,则全部来自浅施主或曰正常施主的电子都掉进受主能级,我们就说正常施主被补偿掉了。但是,如果 $N_{ad} > (N_A - N_D)$,则来自深施主的电子可以填满受主,因而就完全补偿了。这时费米能级就向禁带中间的深施主能级靠近。形成的材料尽管杂质数量控制得不好,但其行为类似于本征半导体。如果禁带是宽的,例如 GaAs,则形成的材料象一个绝缘体。在以氧或铬作

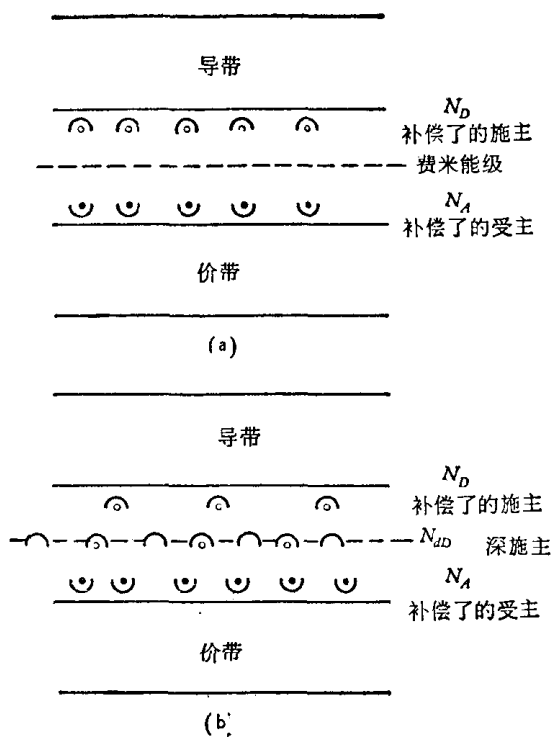


图 1.1.2 补偿过程

(a) $N_D = N_A$ 的简单补偿过程;

(b) 深能级补偿 $N_D + N_{dD} > N_A > N_D$

为可能的深能级杂质来产生所谓“半绝缘”GaAs材料中，这种补偿过程是特别有效的^[14]。这种材料的电阻率可能在 10^8 欧姆·厘米的范围中。类似的情况可以由过剩的深受主和 $N_D > N_A$ 来实现。我们断定深能级杂质的作用与平常考虑的浅能级杂质完全不同。

1.2 有效质量近似

如果将电子和空穴看作具有能量 $\mathcal{E}$ 和动量 p 的粒子，则