

内 容 简 介

微波固态器件问世数十年来，特别是近十年来得到迅速发展，在军用、商用和家用电子设备中被日益广泛地采用着。本书各章由编者分别邀请长期从事微波固态器件及有关电路设计、研究工作并享誉国际的英、美、西德、瑞典等国科学家执笔写成。在内容方面，除了介绍关于微波固态器件的物理概念，还着重讨论了与固态器件相适应的微波电路。

本书主要读者对象是从事微波固态器件与微波有源电路研究的科学工作者、大专院校师生以及有关系统设计工程师等。

Microwave Devices
Device Circuit Interactions
Edited by
M.J.Howes D.V.Morgan
JOHN WILEY & SONS
London • New York • Sydney • Toronto, 1976.

微 波 器 件

器件与电路之互作用

〔英〕M.J.豪斯 D.V.摩尔根 主编

潘瑞成 吴荣元 译

顾墨琳 张祖舜 校

出版：江苏科学技术出版社

发行：江苏省新华书店

印刷：南京人民印刷厂

开本787×1092毫米 1/16 印张18.5 字数420,000

1982年8月第1版 1982年8月第1次印刷

印数1—4,700册

书号 15196.084 定价 1.93 元

特约编辑 陶明德 李世海

序

现代科学技术的发展速度无疑是惊人的。往往在我们能够充分掌握一项研究成果之前，另一项研究成果就已出现。微波领域中各种固态器件的进展就是很好的例子。

本书论述了目前在通讯、雷达、广播、电子对抗、遥感与测量等方面正在起着或将要起到重要作用的各种微波固态器件。其中包括早在1948年问世、被标志为“固态化革命起点”的晶体三极管(近几年来，特别是由于微波场效应晶体管的出现而不断地更新着其面貌)，同时还包括了历史较短而却被誉为开拓了“微波固态功率器件新纪元”的转移电子器件、雪崩器件与势垒注入器件等。

从本书标题“微波器件(器件与电路之互作用)”可见贯穿于全书的两个侧重面。一方面是关于各种固态器件，另一方面是固态器件与微波电路的结合。“器件与电路之互作用”一语，颇为确切地点明了固态器件与微波电路之间的密切关系。其含义，既包括了为最大限度发挥器件性能所需的电路优化工作，也包括了在各自的发展过程中固态器件与微波电路技术之间的相互促进作用。本书是围绕着以上两个命题进行阐述的。但由于各章系由不同作者执笔，故其侧重面难免有所不同。总的来说，本书不仅对各种固态器件的物理概念、工作特性、乃至制造工艺等方面有较详细的论述，同时也论及有关的电路理论和技术。第五章则主要讨论微波电路，并通过对固态振荡器中若干关键技术问题的深入研究，精辟地阐明了器件与电路之互作用。最后一章详细介绍了各种固态器件的应用，并从实用的角度评述器件的一些电性能指标。

本书第一、四、五、六、七章由潘瑞成翻译，第二、三章由吴荣元翻译。第二、三、四章由张祖舜校，其余各章及全书总校由顾墨琳担任。鉴于译、校者水平有限，对译文中错误及不当之处，尚望读者不吝指正。

顾墨琳 潘瑞成

1981年6月

前 言

本书是《固态器件与电路》这一套丛书的第一册，专门讨论微波器件。该丛书旨在将器件物理与器件电路的各种有关因素融合于篇章之中。用“微波器件(器件与电路之互作用)”这个名称选作丛书首卷的标题，也许颇为恰当，因为微波领域可能比其他领域更能说明电路对器件性能所起的重要作用。确实，在过去五至十年中，微波器件性能的许多进展，都同使电路适应于有关器件所作的优化工作有关。

本书内容包括了对现今的科学研究和系统应用有重大影响的几种主要的微波器件。第一章概述器件发展的各个历史阶段。第二章涉及利用转移电子效应的器件。第三章讨论雪崩器件和势垒注入渡越时间器件，谈到了这两种器件的基本概念，体现了肖特基早在1948年就概述过的“渡越时间”现象。第四章论述问世最早的固态器件——晶体管。可是，能在微波波段工作的实际晶体管，尽管在原理上还类似于其前辈，但在外形上已变得难以辨认了。双极晶体管和场效应晶体管在该章都将讨论到。第五章比其他各章更显示出本书同冠以类似标题的其他书籍的不同之处。该章深刻地阐述微波电路，并讨论多种多样的电路问题。这些问题中有许多最初就是由有关章节的作者亲自解决的。第六章是“微波放大器电路的考虑”。该章在很大程度上依赖于第二、三章引入的物理概念，但该章的重点在于放大器而不在于振荡器。在第七章，将对“微波固态器件的应用”作广泛、深入而精辟的介绍。

我们希望，由于有各有关领域中居于主导地位的专家学者的通力合作，本书将对今昔在微波器件与电路方面的大量研究工作作出全面而公正的评述。本丛书的各卷将包括器件研制的许多方面，将同等讨论工业上成功的器件和更具探索性的器件。各卷将环绕某个共同的主题对一种或多种器件作深入介绍。我们打算把本丛书写得适于那些希望进入有关研究领域的研究生和研究工作者阅读。我们将把半导体基本物理概念和无源及有源电路理论中的基本观念作为论述的起点。

M. J. 豪斯 D. V. 摩尔根

1975年1月于英国利兹大学

目 录

第一章 微波固态器件的发展

M. J. Howes and D. V.
Morgon

- 1.1 引言(1)
- 1.2 微波器件(1)
- 1.3 微波固态器件(2)

第二章 转移电子器件

Lester F. Eastman

- 2.1 引言(8)
- 2.2 转移电子效应的物理基础(8)
- 2.3 工作模式(12)
- 2.4 材料的外延生长及处理(19)
- 2.5 器件的极限性能(24)
- 2.6 器件的其他特性(27)

第三章 雪崩与势垒注入器件

Peter Weissglas

- 3.1 概述(30)
- 3.2 半导体中的基本强场现象(32)
- 3.3 假想的单极速度饱和二极管
，动态特性(35)
- 3.4 雪崩渡越二极管(39)
- 3.5 BARITT二极管(55)
- 3.6 TRAPAT二极管(63)
- 3.7 制造工艺(69)

第四章 微波晶体管

J. S. Lammig

- 4.1 引言(81)
- 4.2 微波双极晶体管(82)
- 4.3 场效应晶体管(111)
- 4.4 低噪声晶体管(119)

- 4.5 功率晶体管(125)
- 4.6 制造工艺(134)
- 4.7 几点注记(137)

第五章 微波固态振荡器电路

K. Kurokawa

- 5.1 理论(147)
- 5.2 振荡器的实际电路(163)
- 5.3 测试(182)

第六章 微波放大器电路考虑

H. W. Thim and W.
Haydl

- 6.1 引言(191)
- 6.2 高频放大器的一般特性(191)
- 6.3 转移电子(耿氏)放大器(193)
- 6.4 BARITT放大器(212)
- 6.5 雪崩注入放大器(214)
- 6.6 TE、BARITT 和 IMPATT
放大器性能比较(218)

第七章 微波固态器件的应用

I. W. Mackintosh

- 7.1 引言(226)
- 7.2 功率器件(227)
- 7.3 微波接收机(231)
- 7.4 通讯系统中的微波
固态器件(240)
- 7.5 雷达系统中的微波
固态器件(250)
- 7.6 二次雷达与微波控制(263)
- 7.7 相控阵(265)
- 7.8 微波测量与宽带元件(270)

第一章 微波固态器件的发展

1.1 引言

在过去二十年间，我们目睹了通讯领域的极其迅速的发展。这种发展使迄今还在沿着各自途径向前迈进的许多研究课题汇集到了一起。这些课题——我们现在只提出其中少数几个——有：电磁波传播、天线、数字技术和微波功率发生器等。人们对这些课题中的每一项都在进行深入研究，得出来的新的基础知识又促使更多的研究工作得以开展。所有这些研究，都涉及一个共同的课题，这就是：如何产生和控制电磁能。本书准备论述微波器件。为了将上述议题引入文章之中，我们在图1.1中列出从超低频到高频端 γ 射线的完整电磁辐射频谱。这个频谱的许多部分，现在正用于通讯系统，人们最早使用并作为日常通讯联系的是光学领域。更有趣的是，由于新近发明了激光器，又引起了将光频应用于远距离通讯系统的兴趣。

1.2 微波器件

电磁波最先实用于通讯系统时采用极低的频率。发明者——马可尼之所以不得不这样做，是由于当时技术条件的限制，只能从可资使用的能源的频谱区域开始。

由于从载频和带宽等方面对频谱提出越来越多的要求，就需要基频功率源和放大器能在越来越高的频率工作。因此研制了许多微波管以获得在这部分频谱中具有可用的宽频带的优点。这类器件中有许多仍牢牢地占领着市场，在可预见的将来仍然会如此，特别是在气象雷达（高功率脉冲磁控管）、测距设备（微波三极管）以及空中交通管制转发器等方面更是这样。看来，尽管在固态器件上已投入较大的力量，但当前电子管技术在频率范围、功率容量、可靠性以及其他一些性能方面还是先进的。至于在低功率电平方面，固态器件或则正在取代微波管，或则正在开辟新的应用领域，这主要是由于一般微波管需要较大的电源装置。商业上有竞争力的新应用就有短距离可移动式雷达系统、微波领域的传感器以及流量计等等。

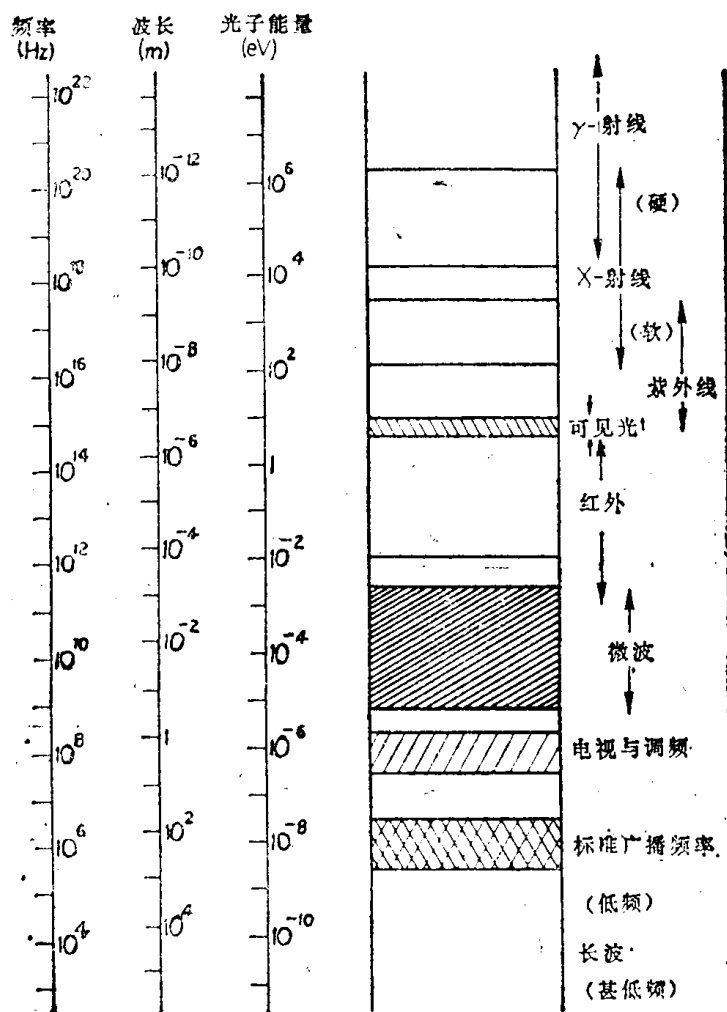


图 1.1

1.3 微波固态器件

双极型晶体管的发明，以及随之而来的在电子线路的领域中取代热离子管，使我们对近乎整个应用领域都有了新的认识。因此，现在电子工业期待着合适的大功率固态微波器件的出现以代替庞大而笨重的热离子器件是不奇怪的。总括来说，人们研制了两种固态源：第一类：由于不断提高象双极型晶体管以及场效应晶体管这样一类器件的工作频率上限，使我们获得稳步的进展(第四章)。第二类：由于发现了按不同的基本原理工作的新器件(这里转移电子效应器件的发现就是一个例子)，使我们获得了并非稳步的进展(第二章)。

对微波固态器件的研究，可以追溯到1954年 William Shockley发表的论文^[1]。在论文中，Shockley 推测了由于渡越时间效应而产生负电阻的一种两端器件的概念。“少数载流子延时二极管”就是他研究的第一个例子(图1.2)。他提出了 p^+-n-p (或 n^+-p-n)

的结构，其中少数载流子在 p^+-n 结注入，当它漂移到另一个 $p-n$ 结时就表现出渡越时间延迟。Shockley 还讨论了另一种结构，它由 $p-n-p$ 器件组成，为了获得单极作用，他建议让器件按穿通模式工作(图1.3)。他所提出的两种结构与新近研制的 baritt (势垒注入渡越时间) 二极管(将于第三章讨论)极其相似。

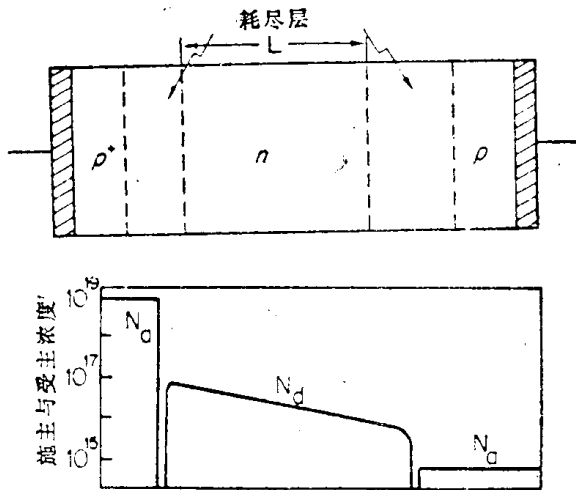


图 1.2

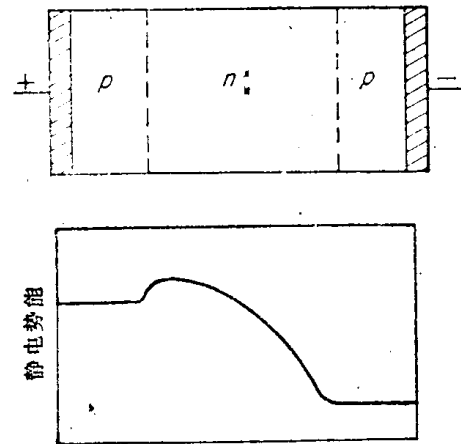


图 1.3

在同一篇论文中，Shockley 还推测只要使一块均匀半导体受到高电场的作用就有可能产生具有负微分电阻的两端器件。对于这一点，他认为可能偏离欧姆定律，载流子速度将随电场的增加而降低(即产生一负微分迁移率区域)。这个理论^[1,2]是建立在这样的想法上的：若空穴以某种最大速率 P_{max} 丢失能量给声子，那末，在这样的条件下，电场供给的功率就一定不比 P_{max} 大。即

$$eEv < P_{max}$$

或

$$v < |P_{max}/eE|$$

因此，漂移速度就随电场的增加而降低。由此得出的速-场曲线具有如图1.4的形式。这个想法是 Kroemer^[2] 提出的，随后他想通过实验研究寻找实用的高频振荡器，但是没有成功，这是因为分析中错误地假设了能量损失的唯一机理在于能量传给了声频声子。

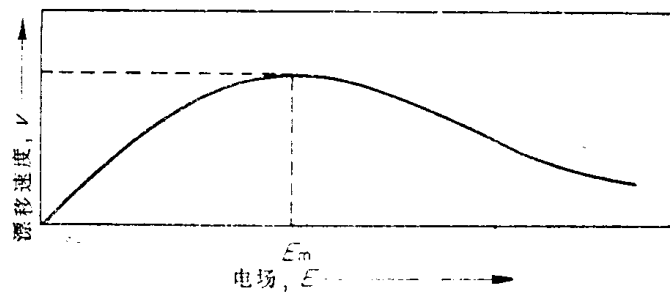


图 1.4

获得电流振荡的一种可能途

径是根据负质量概念提出来的。为了说明这个想法，可以研究一下根据一维固体的简单 Kronig Penney 模型得出的能量与波矢量曲线(图1.5)。有效质量 ($m^* = \hbar(\partial^2 E / \partial k^2)^{-1}$) 在能带低端 ($k < k_1$) 为正，而在 $k > k_1$ 时为负， k_1 是 $E-k$ 曲线的拐点。从简图中可以

看出，由电场加速的电子在正质量区时($0 < k < k_1$)，将从电场中取得能量，反之，当电子通过负有效质量区时($k > k_1$)，将向电场释放能量，因此，电子会朝反方向运动直至返回正质量区。这样一来，电子就在样品中来回振荡，使得两端产生电流振荡。实际上这个简图并不成立，因为雪崩倍增特性与电子散射限制了电子可从电场得到能量。有趣的是这个概念至今仍然具有生命力，已经在所谓“超点阵振荡器”方面开始某些工作^[3]，根据Kroning Penney模型，这种想法就是在固体中建立间隔 $D \gg a$ 的超点阵，于是能带边缘(π/D)可降低到在速度饱和或雪崩倍增之前就可能达到的低 k 值。

1957年，江崎(Esaki)发明了一种既新奇又令人感兴趣的两端负阻器件——隧道二极管^[4]。测得的负阻是从很窄的(即高掺杂)锗 $p-n$ 结的正向偏压特性中观察到的，并且是通过窄耗尽区场发射(隧道作用)的结果。1959年，Sommers^[5]提出这种器件在微波上的一种应用后，开始了一个时期的深入研究活动，以实现这种可能性。但是，令人失望，由于负阻区内电流与电压的偏移范围很小，以致这些器件输出功率很低^[3]。

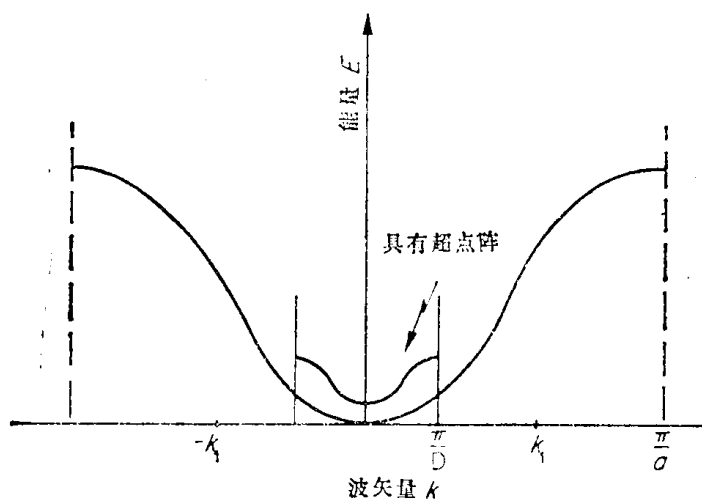


图 1.5

1958年，里德(W. T. Read)^[7]提出多层二极管(图1.6)以产生微波功率。这个器件将碰撞雪崩击穿和电子渡越时间这两种作用相结合，所以称作崩越器件(impatt器件)。当 n^+-p 交界面处的电场超过雪崩倍增所需要之值时，此处就产生空穴电子对，于是，产生的自由电子在电场的作用下就迅速向 n^+ 区域漂移，而相应的空穴也向右移动，并以适应于半导体材料饱和速度的漂移穿过本征区。接着产生这样的情况，如果当加于器件两端的交流电压为负时，能产生这个漂移电流，那么，这个器件作用如同一个交流负阻，并在接近于穿过本征层的载流子渡越时间的频率上供给功率。负阻是由于所加电压与产生电流之间的相位滞后而产生的。这种结构实质上与 Shockley 提出“渡越时间”的概念是一致的。而这一概念起源于很早以前有关热离子管的研究工作。第一个实际雪崩渡越时间器件的实验结果是在约七年之后于1965年由Johnston、De Loach和Cohen^[8]报道的，他们激励硅 $p-n$ 结使之进入雪崩从而获得脉冲输出功率。自从这些早期工作开展以来，进展很快，以致今天这些雪崩器件成为最重要的微波固态功率源之一。关于这个课题在第三章将详细讨论。

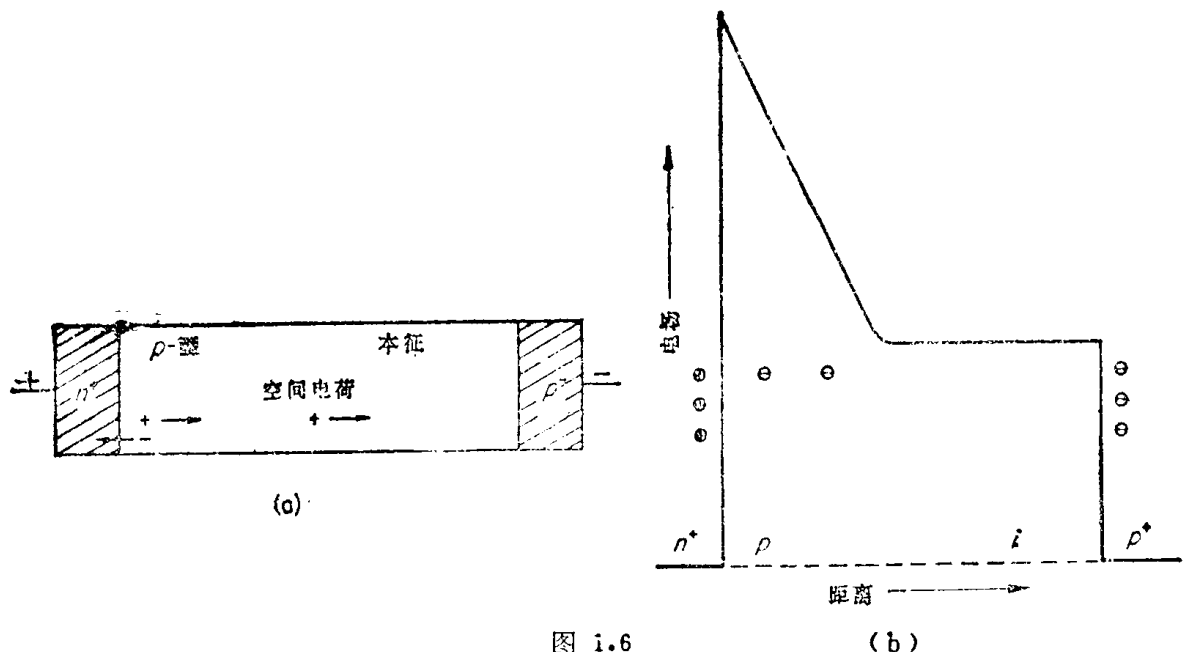


图 1.6

前十年一个杰出的技术成就是实现了体半导体微波器件——转移电子振荡器。和里德二极管的情况一样，转移电子效应也是从理论概念开始的。1961年，Ridley 和 Watkins^[9] 提出由转移电子效应有可能从某些半导体中获得体负阻，这个概念包含了利用某种能带结构以获得微分负电导。这种效应示于简图2.1。图中 n 型半导体导带包含了两个最小值，即一个在 $k=0$ 处的主谷和一个子谷。如果在主谷的电子具有高迁移率，子谷的电子具有低迁移率，那么可能会产生这样的情况：当主谷电子被加于器件两端的电场所“加热”，热电子在某临界场下就会转移到低迁移率的谷，从而产生负微分迁移率。这样一个器件的电流电压特性（描述于图2.2）将包含微分负阻区，从原理上说当配以适当的电路后就可提供微波功率。直到1962年，Hilsum^[10] 通过详细的计算证明，GaAs与GaAs-GaP合金具有适于转移电子效应的能带结构。尽管在InP、ZnSe、CdTe和InAs这样一些化合物中也观察到过体负阻，但迄今只有GaAs，GaAs-GaP和InP产生过有用的功率量。

在上述情况中，有一个重要的被遗漏的概念必须补充，这就是1963年B. K. Ridley 所著的，现在可以说是经典的论文：“固体中特有的负电阻”。Ridley表明，具有 n -型电流电压特性的体半导体将不稳定，并会分裂成畴（即高电场区和低电场区）。图2.2所示的特性不能直接观察到。畴的形成的过程很象平日汽车行驶的情况：汽车以大致相同的速度在包含可见度为零的区域的公路上行驶，当汽车通过上述可见度为零的区域时其迁移率大大减低，最后，会在公路上出现没有车辆的区域。至于半导体中的电子，聚束或畴的形成会在固体的不规则高场中产生（即场超过对应于图2.2临界场处）。为简便起见，假定偶极层（畴）是在电压源负端附近形成的。上述现象是对约两年后J. B. Gunn实验观察报告^[12]理解的秘诀。耿氏研究半导体的电噪声时，观察到在每厘米几千伏脉冲电场作用下的GaAs和InP样品发射出瓦级的微波噪声功率。当采用短样品（ $<0.2\text{mm}$ ）时，这个噪声就变成具有对应于渡越时间频率的相干微波振荡。虽然许多早期的解释都讨论了“耿氏

效应”，但只有Kroemer^[13]在1964年指出：耿氏观察到的现象和Ridley、Watkins以及Hilsum比较早的预言是完全一致的。现在“耿氏二极管”一般用来描述转移电子器件，而不管这类器件是否运用了适当的“耿氏效应”。

最后简要地提一下俘获等离子体雪崩触发渡越(trapatt)二极管，该器件也许能代表本丛书这一卷的基本原理，此原理并贯穿于全套丛书之中。雪崩器件的俘越工作模式于1966年由RCA公司发现。它涉及器件与微波电路之间极复杂的相互作用，本书于第三章将给予详尽的描述。但是，当人们考虑到trapatt放大器需要谐波与分谐波调谐以及由impatt模式开始时，就能意识到某些设计上的困难。不过不管这种器件以及与之相联系的电路的性能如何复杂，却由于具有可以满足高峰值功率($>100\text{W}$)、高占空系数($1\% \sim 20\%$)、高效率($>25\%$)和带宽至少为15%的潜力，它乃是相控阵雷达系统放大器的主要竞争者。

参 考 文 献

1. W. Shockley, 'Negative resistance arising from transit time in semi-conducting diodes', *Bell System Tech. J.*, **33**, 799—826(1954).
2. H. Kroemer, 'Zur theorie des germaniumgleichrichters und des transistors', *Zeits.f.Physik*, **134**, 435—450(1953).
3. L. Esaki and R. Tsu, 'Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors', *IBM J. Res. Dev.*, **14**, 61(1970).
4. L. Esaki, 'New phenomenon in narrow germanium $p-n$ junctions', *phys. Rev.*, **109**, 603(1958).
5. J. S. Sommers, 'Tunnel diodes as high frequency devices', *Proc. Inst. Radio Eng.*, **47**, 1201(1959).
6. J. O. Scanlan, 'Analysis and synthesis of tunnel diode circuits', Wiley—Interscience, London, 1966.
7. W. T. Read, 'A proposed high frequency negative resistance diode', *BSTJ*, **37**, 401(1958).
8. R. L. Johnston, B. C. De Loach, and B. G. Cohen, 'A silicon diode microwave oscillator', *Bell System Tech. J.*, **44**, 369—372(1965).
9. B. K. Ridley and T. B. Watkins, 'The possibility of negative resistance in semiconductors', *Proc. Phys. Soc. (London)*, **78**, 293—304 (1961).
10. C. Hilsum, 'Transferred electron amplifiers and oscillators', *Proc. I. R. E.*, **50**, 185—189(1962).
11. B. K. Ridley, 'Specific negative resistance in solids', *proc. Phys. Soc. (London)*, **82**, 954—966(1963).
12. J. B. Gunn, 'Microwave oscillations of current in III—V semiconduc-

tors', *Solid-state Commun.*, 1, 88--91(1963); also 'Instabilities of current in III--V semiconductors', *IBM Journal Res. Dev.*, 8, 141--159(1964).

13. H. Kroemer, 'Theory of the Gunn effect', *Proc. IEEE* (correspondence), 52, 1736(1964).

第二章 转移电子器件

2.1 引言

为了在微波频率进行有效的振荡和放大,需要有一个固态负电导。人们业已发现砷化镓(GaAs)、磷化铟(InP)以及其他几种化合物半导体,它们的体效应即为这种负电导。体效应是这些材料的这样一种性质:在电场超过阈值之后,其电子的漂移速度随着电场的增大而减小。

Ridley和Watkins^[1],以及Hilsum^[2]早先发表的论文曾预言,电子漂移速度随电场的增大而减小是由于有部分电子由高的迁移率状态逐渐转移到低的迁移率状态所引起的。接着,耿氏(Gunn)^[3]第一个发表了在GaAs和InP中这一性质所产生的渡越时间振荡的实验观察结果。Kroemer^[4]说明了理论上的转移电子效应与实验中的耿氏效应是同一回事。最后,Copeland^[5]发表了利用计算机和实验对不受渡越时间限制的振荡进行的研究结果,因而可以更有效地利用这种体效应。

过去的十年间,这些GaAs器件已能在一个很宽的频率范围内工作,低端小于1GHz,高端则超过了100GHz。能够产生几mW至2W的连续波功率,其效率为百分之几到百分之十五。脉冲功率为1W至6kW,效率为百分之几到百分之三十。这些器件具有宽调谐、低噪声和在脉冲工作时快速转换的性能,以及长达数十年的预期寿命、结构简单、成本低廉等特点,因而在微波电子系统中得到了广泛的应用。

本章介绍转移电子(TE)效应的物理基础,工作的电子模式,材料的外延生长及处理,功率与效率的极限性能,还将概略地叙述噪声性能和调谐运用。

2.2 转移电子效应的物理基础

GaAs和InP的电子能量与电子波数的关系,与晶体方向、有效质量和能量值一起示于图2.1。电子通常在导带的最低谷区附近处于低的能量和低的有效质量状态。当外加一小的电场时,电子发生漂移,其迁移率高约 $8000\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ 。当电场数值进一步加大时,电子变得更为活跃,并开始与晶体中的声子发生强烈的相互作用^[6,7]。电子能量损失的主要机构是由于产生了光频声子。电子能量损失给光频声子的速率依赖于电子能量。电子能量约低于 0.03eV 时,这种极化光频声子的能量损失率为零,而当能量超过 0.03eV 时,就迅速增大,并在数倍于 0.03eV 能量处达到峰值,然后逐渐下降。当GaAs

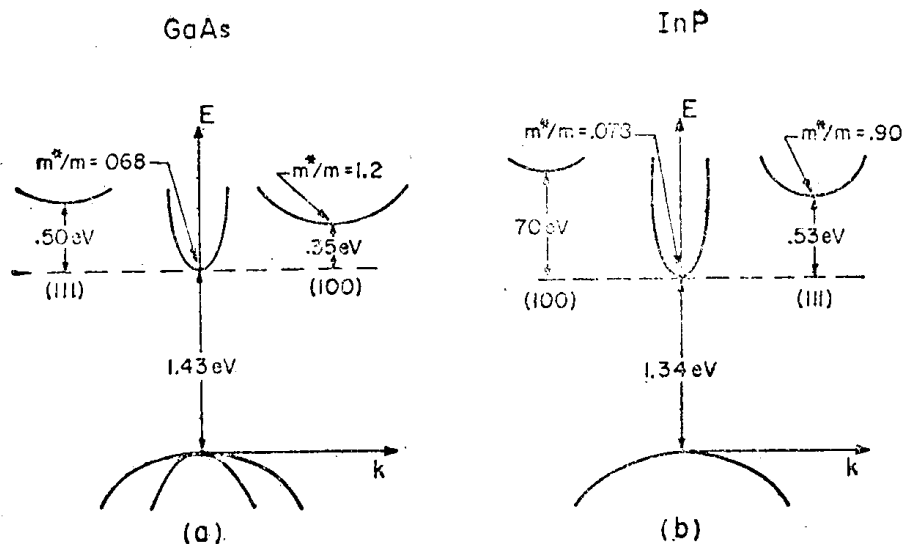


图 2.1

中的电场加到 $3\sim 3.5\text{ kV/cm}$ ，InP加到 $10\sim 10.5\text{ kV/cm}$ 时，有相当数量的电子开始具有大于“损失率”峰值所对应的能量。当这些电子进一步变得更为活跃，它们损失给晶格的能量就开始减少，但这个强电场却继续以越来越多的不受损失的能量提供给这些电子，于是它们就都“跃迁”到较高的能级上。当GaAs中有相当数量的、与电场有依从关系的电子的能量达到图2.1所示的相邻两导带间的能值差 0.35 eV 时，这些电子就转移到处于空态的邻近较高的谷区上。在这个较高的谷区里，由于电子质量较高，电子的迁移率和漂移速度就降低了。其结果是，随着电场上升到大于 3500 V/cm 左右的阈值，电子的平均漂移速度就逐渐减小。

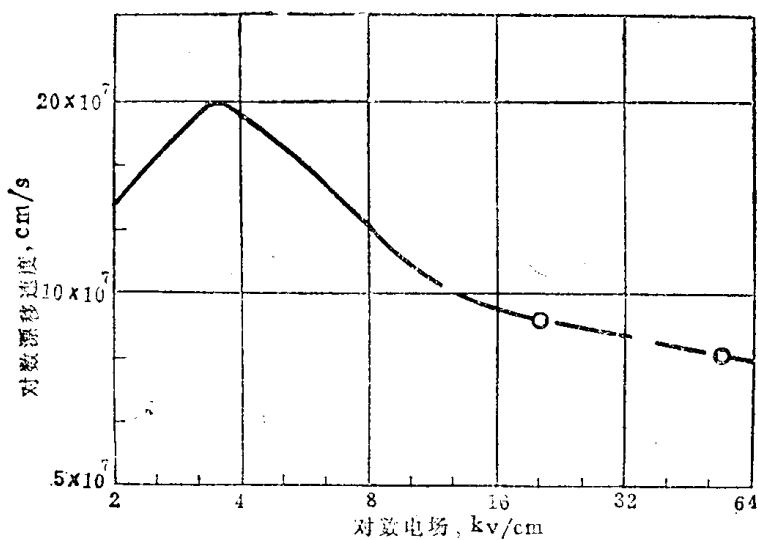


图 2.2

图2.2示出了室温下电离杂质浓度约为 $2\times 10^{15}/\text{cm}^3$ 时GaAs中电子漂移速度与电场对应关系的对数坐标曲线。电场低于4倍阈值的区域，曲线采用了Ruch和Fawcett的

蒙特卡洛(Monte Carlo)法计算机计算结果^[8], 电场为6倍到15倍阈值的区域, 采用了Houston与Evans的渡越时间测量数据^[9](即图中两个圆点所示的一段), 而高场的外推是与雪崩器件测试中测得的渡越时间结果基本上相一致的。Ruch和Fawcett计算了电离杂质浓度与温度变化对 $v(E)$ (电子平均漂移速度-电场曲线)的影响。室温下纯净材料的速度峰值的计算值可高达 $2.15 \times 10^7 \text{cm/s}$ 左右, 但当电离杂质浓度为 $2 \times 10^{17}/\text{cm}^3$ 时便降低到 $1.75 \times 10^7 \text{cm/s}$ 。然而电场高于阈值两倍后的速度基本上与电离杂质浓度无关。Hilsum最近指出^[10], GaAs室温低场迁移率按下式依赖于施主浓度,

$$\mu = \frac{\mu_0}{(1 + \sqrt{N/10^{17}})} \quad (2.1)$$

GaAs中电子速度随温度的变化, 可以直接由器件电流随温度的变化来推算。图2.3示出了当温度从室温开始上升时峰值电流与谷值电流变化的实验值(谷值电流是指偏压为阈值电压12倍处的值), 同时示出了电流峰谷比的变化。这些数值均被谷值电流的室温值归一化。向高温端作线性外推, 得出在电流峰谷比为1时的温度约为 380°C 。峰值电

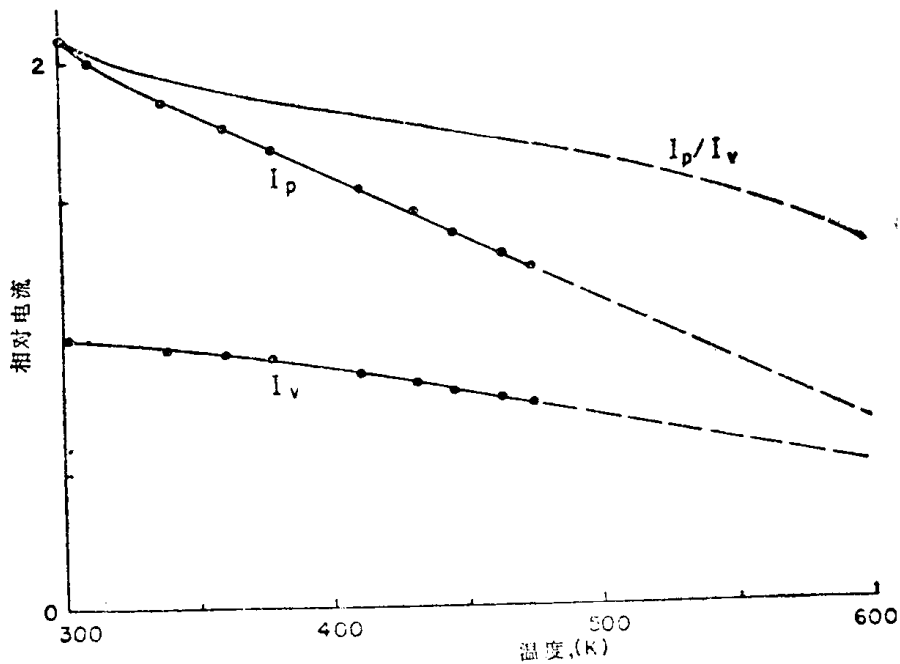


图 2.3

在室温至高于室温 80°C 这一温度范围内的变化要比高于此温度时的变化更快, 而谷值电流则相反。这里所用具体器件的电子浓度为 $1.7 \times 10^{15}/\text{cm}^3$, 厚度为 $40\mu\text{m}$ 。对于其他掺杂浓度与长度乘积较大和较小的均匀掺杂器件, 除了电流峰谷比如后面图2.7所示外, 亦有类似的结果。当温度偏离室温时峰值电流按下式偏离室温值 I_{p0} :

$$I_p \cong I_{p0}(1 - 2.7 \times 10^{-3} \Delta T), \text{ 在 } \Delta T < 80\text{K} \text{ 时} \quad (2.2a)$$

或

$$I_p \cong I_{p0}(0.98 - 2.25 \times 10^{-3} \Delta T), \text{ 当 } \Delta T > 80\text{K 时} \quad (2.2b)$$

谷值电流按下式偏离室温值 I_{v0} :

$$I_v \cong I_{v0}(1 - 1.15 \times 10^{-3} \Delta T), \text{ 当 } \Delta T < 80\text{K 时} \quad (2.3a)$$

或

$$I_v \cong I_{v0}(1.03 - 1.83 \times 10^{-3} \Delta T), \text{ 当 } \Delta T > 80\text{K 时} \quad (2.3b)$$

此处 ΔT 为高于室温之温度值。

在轻掺杂 GaAs 中, 低场迁移率随温度按下式偏离它的室温值 μ_R :

$$\mu = \mu_R \frac{300}{T} \cong \mu_R(1 - 3.3 \times 10^{-3} \Delta T) \quad (2.4)$$

InP 的室温峰值速度约为 $2.5 \times 10^7 \text{cm/s}$, 高场谷值速度约为 $0.6 \times 10^7 \text{cm/s}$ 以及电场阈值为 10.5kV/cm 。实验获得的 InP 峰值速度随温度的变化关系为

$$v_p \cong v_{p0}(1 - 1.2 \times 10^{-3} \Delta T) \quad (2.5)$$

TED(转移电子器件)简单地讲是一块 n 型 GaAs 或其他合适的化合物半导体, 并在它两个相对面上带有互相平行的一对平面电极, 在电极间加上电压而使电场作用于器件的半导体材料上。通常, 器件垂直于电场的截面积是处处相同的。由电场产生的传导电流密度简单地等于电子电荷、电子浓度和电子平均漂移速度三者的乘积。

考虑到传导电流的连续性以及电场与外加电压的关系, 那末对于沿极间路径每一种电子浓度的分布(以及截面积分布)均可推算出它的电场分布。若器件中电场的数值都甚低于 3500V/cm 的阈值, 则由电子速度(与迁移率有关)与电场的几乎线性的依从关

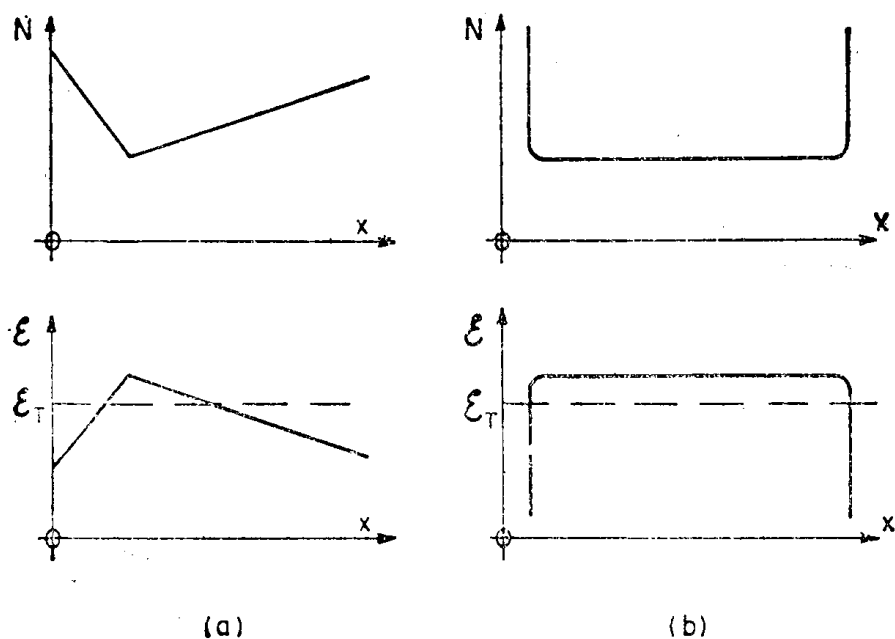


图 2.4

系, 就可以简单地得出结果: 电子浓度最低或电子浓度与截面积(如果面积发生改变)之乘积最小的区域将具有最高的电场。当器件中任何一处的电场超过 3500V/cm 的阈值时, 漂移着的载流子就要发展成为使该处电场变化加剧的空间电荷层。施主浓度 N 随距离变化的两种不同分布, 与电场分布一起示于图2.4。在电场强度低于阈值或者超过阈值后的极短暂的时间内电子浓度分布与施主浓度分布相同。当电场超过阈值时, 超过阈值的区域迅速形成空间电荷分布, 它又反过来加剧了电场的变化。因此, 需要对电场超过阈值的区域加以认真的研究。图2.4(a)中, 在电场超过阈值的上升区域里, 朝着电子漂移的方向, 剩余电子开始迅速积累。而紧挨在前面的超过阈值的电场正在跌落区域里, 在电子漂移的方向上开始迅速形成电子的耗尽区, 这种空间电荷偶极层的扰动在形成时以平均电子漂移速度移动。

考虑一下这些区域中的速度-电场特性, 就可以看出在这些邻近区域中形成这种剩余电子积累和耗尽的原因, 在超过阈值电场正朝着电子漂移方向增大的区域里, 由于电场越高速度越慢, 电子越朝右面移动就越为缓慢, 因此, 处在阈值场下的那些电子就要超越处在更高电场下的电子而造成电子积累。当电子积累形成时, 剩余的负电荷会使电场的变化更为急剧, 这又加速了电子的超越和积累。反之, 在超过阈值的电场朝着电子漂移方向正在下降的区域里, 由于电场越低速度越快, 所以电子越向右运动就越快。这样, 前面的电子远离后面的电子而形成电子耗尽层, 这也使该区域的电场随距离的变化(负)斜率更陡。因此, 在超过阈值的本地电场的极值处迅速形成一个相当宽的电场极值分布(即所谓的偶极畴), 这种偶极畴在电场强度上和区域大小上最终要受外加电压的限制。当这种偶极畴充分形成时就带着它的空间电荷层以约为 $1 \times 10^7\text{cm/s}$ 的速度行进。

如果本地电场极大值一侧的电场随距离变化的起始斜率远小于另一侧, 则在性能方面会产生很大的差异。电场的斜率越小, 相对漂移速度的差异亦越小, 积累或耗尽过程一开始就要明显地慢下来。实际上, 这对电场超过阈值的器件的微波振荡周期来说是可忽略不计的。

积累与耗尽空间电荷层的形成时间就象依赖于电场随距离变化的斜率一样, 也依赖于施主浓度。施主浓度越高, 电荷流动得越快, 空间电荷层的形成越迅速。因此, 对于任何给定的电场分布, 工作频率越高, (即振荡周期越短, 超过阈值的时间也就越短)那末, 施主浓度就可能要求越高。

图2.4(b)所示为左边陡直上升, 右边陡直下降, 中间是一个平坦区的电场分布。这种情况发生在均匀掺杂、均匀截面的TED中。对于这种情况, 积累层很容易极快地在左侧区域里形成, 而在相邻的区域里没有明显的耗尽层形成。积累层以 $1 \times 10^7\text{cm/s}$ 左右的速度由左侧边界向均匀掺杂区里移动。在均匀掺杂区的右边必有一个耗尽层, 它在重掺杂区的交界面上, 由于重掺杂区里面的电场低于阈值, 所以耗尽层无法进入, 它几乎静止不动。

2.3 工作模式

最常用的振荡模式之一就是在负电极处只形成积累层而无耗尽层的那种模式。如果

对于振荡的每一周，器件电压超过阈值的时间通过电路加以适当的限制、掺杂分布又比较平坦以及微波电压的摆幅并不因振荡过载而受到严重限制，就能确保这一模式，这一模式被称为“限制空间电荷积累(LSA)”，是由Copeland在论述振荡电压每一周中超过阈值的时间内厚度大于积累层渡越距离的各种有源层时命名的。在这一工作模式下，只有耗尽层是“被限制的”，这是因为积累层形成很快，并以器件瞬时电压确定的速度向有源层里移动，最后当器件电压低于阈值时消失。Copeland建立了这一模式的严格判据：为阻止耗尽层的形成，不管器件长度如何，有源层的电子浓度要求在振荡的每一周内超过阈值的工作时间可由电路在一定范围内加以控制。这领域中的其他作者也有用“积累层模式”这一术语来描述这种在渡越时间频率附近的工作。

如果用于这一模式器件的微波腔体的等效电路是一个在很宽的频率范围内几乎恒定的电感，那末可由电路控制的、阈值以上的工作时间为：

$$\tau_A = 2\pi/LC \quad (2.6)$$

此处 L 是电路的电感， C 是器件在有源层无自由电子时具有的电容。如同 Camp 及其同事^[11]所指出的，把器件做得很薄也可以限制振荡每一周中电场超过阈值所占的时间。在这种情况下，当积累层到达阳极时，器件电压就被猝灭到阈值以下。

室温下，对于具有平坦掺杂分布的GaAs，如果有源层电子浓度与振荡每一周中超过阈值时间的乘积小于 $2 \times 10^5 \text{s/cm}^3$ ，则耗尽层的大小可限制到忽略不计的程度。为了要使这一模式的振荡很快建立，尤其是对于非常厚的器件要求偏压脉冲一加上就立即起振，这个乘积还必须大于 $1 \times 10^5 \text{s/cm}^3$ 。当工作温度较高时， $v(E)$ 的负斜率要减小，乘积的两个上、下限值均要增大。反之，在工作温度较低时，乘积的两个上、下限值均要减小。

阈值以下所占的时间，可作为 $R_0 L$ 瞬态过程的一部分计算，近似为

$$\tau_B \cong \frac{L(1 - I_v/I_p)}{(R_0 V_T/R_0 I_p)(V_b/V_T - I_v/I_p)} \cong \frac{L}{2.5 R_0 \frac{V_b}{V_T} - 1/2} \quad (2.7)$$

此处 L 是电路的总电感， R_0 是器件的低场电阻， V_b/V_T 是偏压与阈值之比， I_p/I_v 是电流峰谷比。

多轴径向腔^[12]是一种能够产生固定电感值 L 的谐振器，示于图2.5。谐振器的半径约为 $\lambda/8$ 或略小一些，由于二极管与同轴输出线靠得很近，具有较强的输出耦合。腔体的等效电路在图2.5(b)中给出。陷波器由一段高阻抗线和被它隔开的两段特性阻抗很低的径向线所组成的，各段长度的选定要避免在基频和二次谐波频率上发生半波谐振。

在紧耦合、低Q的LSA模式工作中，通常的弛豫波形^[13,14]示于图2.6。图2.6(a)给出了没有为获得最佳效率而作专门波形调整的电压电流波形，而图2.6(b)是专门作了“调整”的波形。上述两种情况中，超过阈值的时间 τ_A 与低于阈值的时间 τ_B 大致相等。所谓“调整”就是在输出同轴线头上加一小段长度约为 $\lambda/8$ 的降低了特性阻抗的同轴线。

对于一个工作在限累(LSA)模式的脉冲器件所感兴趣的一些阻抗数据是： $R_0 = 1.5 \Omega$ 锥形径向腔的特性阻抗 $Z_{oc} = 20 \Omega$ ；整个谐振系统(包括管壳的寄生参量)的低频动态阻