

微波管与发射管

包起雷 主编

赵钟祺 吴兆安 主审

电子工业出版社

内 容 提 要

本书介绍微波电子管、发射管、真空开关管和真空电容器的工作原理、结构、应用以及有关的基本知识。全书共八章，前三章简要介绍阴极、强流电子注及微波管电子学的基础理论，后五章分别介绍各类器件：发射管、速调管、行波管、返波管、磁控管、正交场放大管、微波三极管、四极管、天线开关微波放电管、回旋管、真空开关管和真空电容器。

本书可作电真空器件专业熟练工人技术培训的理论教材，也可供使用电真空器件或从事有关工作的其他读者阅读参考。

微波管与发射管

包起雷 主编

钟祺 吴兆安 主审

责任编辑 姬楚

电子工业出版社（北京海淀区万寿路）

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

妙峰山印刷厂印刷

开本：787×102毫米1/32 印张：6 字数：30千

1986年11月第一版 1986年11月第一次印刷

印数：1—4,000册 定价：1.20元

统一书号：15290·390

目 录

绪言

第一章	电子发射和阴极	1
§ 1.1	电子发射的机理	3
§ 1.2	阴极	3
第二章	强流电子注	14
§ 2.1	电子在电磁场中的运动	25
§ 2.2	空间电荷流与电子注	25
§ 2.3	强流电子枪	32
§ 2.4	强流电子注的聚束	36
第三章	微波管电子学基础知识	42
§ 3.1	微波的传输和匹配	49
§ 3.2	微波管高频结构	49
§ 3.3	微波与电子的互作用	56
§ 3.4	微波管中的放大与自激振荡	68
第四章	发射管	76
§ 4.1	发射管的结构特点和工作原理	78
§ 4.2	发射管的参量、特性和工作状态	78
§ 4.3	大功率发射管的结构类型和电极	82
§ 4.4	大功率发射管的分类和应用	89
第五章	线型微波电子管	101
§ 5.1	线型微波管的基本结构和分类	101
§ 5.2	速调管	102
§ 5.3	行波管	113

§ 5.4	返波管	123
第六章	正交场微波管	126
§ 6.1	正交场微波管的分类和基本结构	126
§ 6.2	磁控管	128
§ 6.3	分布发射式正交场放大管	142
§ 6.4	注入式正交场微波管	144
第七章	其它微波电子管	149
§ 7.1	微波三、四极管	149
§ 7.2	微波放电天线开关管	154
§ 7.3	回旋管	160
第八章	真空开关管和真空电容器	164
§ 8.1	真空开关管的基本原理	164
§ 8.2	真空开关管的分类和结构	168
§ 8.3	真空开关管的特性和用途	171
§ 8.4	真空电容器的原理和特点	174
§ 8.5	真空电容器的分类和结构	176
§ 8.6	真空电容器的特性和应用	183

绪 言

自本世纪初二极管和三极管问世以来，各类电子管相继出现，极大地推动了电子技术和无线电通信事业的发展。大（中）型发射管（包括调制管）至今仍广泛应用于广播电视发射机、各种工业加热设备和脉冲调制器中，与此同时，发射管自身也得到发展，并继续保持生命力。

无线电技术的发展要求开拓更高的频率和更宽的频率范围以便传输更多的信息。在超短波频率之上的电磁波是微波，其频率范围是 $300\sim 300,000$ 兆赫，比无线电波的长波、中波和短波所包括的频率范围总和还要宽得多。微波具有外界电噪声干扰小、不被高空电离层反射而能穿透电离层、辐射定向性好等特点，此外微波的电磁场能对带电粒子、各种介质以及生物体发生作用。微波可用于雷达、通信、工业加热、理疗以及粒子加速器等方面。各个应用领域特别是军事电子装备提出的各种要求促进了微波电子管的迅速发射，而微波电子管的发展对军事电子技术及其他应用的发展亦起了重要的促进作用。

从本世纪三十年代至四十年代，在把三、四极管的工作频率提高而产生微波三、四极管之后，又相继发明了速调管、磁控管、行波管和返波管。此后又发明了正交场放大管。除了微波三、四极管的工作原理与低频三、四极管基本相同（结构上尽量减小电极分布参量和电子渡越时间影响）外，其它微波管都采用了“动态控制”的新原理。动态控制是指电子流在

极间运动过程中经受速度调制，由群聚而形成密度调制并与电磁场产生互作用，这种工作原理消除了电子渡越时间的不利影响。在结构上微波管的高频电路不再使用传统的调谐回路而代之以谐振腔或慢波线，并与微波管本身做成一体，克服了分布参量和高频辐射等不利影响。这些特点使微波管在分米波与厘米波段能够产生巨大的功率，并有高增益、宽频带等优点，扩大了应用范围。

传统微波管产生与放大微波的能力随频率升高而下降，在毫米波与亚毫米波段遇到的困难更大。近年发展的快波器件如回旋管、自由电子激光器等，它们基于真空中自由电子受激相干辐射的新工作原理，因此与传统微波管相比，能产生强大得多的毫米波与亚毫米波功率。

半导体器件迅速发展，已取代了收讯放大电子管。近二十年来，又不断向微波领域迈进，并在一些小功率和低噪声应用场合取代了电子管。但是微波电子管与微波半导体器件各有自己的优缺点，适用于不同要求，特别是在输出功率方面，微波电子管此固态器件要高几个数量级，具有明显的优势。另一方面，微波管也继续向提高功率和效率、展宽频带、提高可靠性等方向努力。

真空开关管是一种真空环境中的机械式接触开关，以它为核心组成的真空开关在工交电力系统（尤其是36千伏电压等级以下）的应用发展迅速。真空电容器是以真空为“介质”的电容器，在高频高压的无线电设备及其它方面有广泛应用。它们的结构，工艺和材料等方面都与电子管相近。本书第八章介绍它们的原理、结构和使用。

第一章 电子发射和阴极

电子管中的基本过程是真空中电流的流通。载流子是真空中的自由电子，它们在电极空间运动，将本身携带的电荷从一个电极迁移到另一个电极，形成定向电流。因此，获得真空中的自由电子是电子管的一个基本问题，通常是由金属或半导体中的自由电子从表面逸出到真空中，这个过程叫电子发射。电子管中专门用来产生电子发射的电极称为阴极，但是其它电极和材料的表面有时也会发生电子发射现象，后者常常是必须防止的。

§1.1 电子发射的机理

1.1.1 金属中的自由电子

电子是构成物质的基本粒子之一，存在于每一种物质的原子中。每个电子带有负电荷 $-e$, $e = 1.6 \times 10^{-19}$ 库仑，电子的质量 $m = 9.1 \times 10^{-31}$ 千克。

原子内的电子由于受到原子核的吸引，一般情况下不能脱离原子，只能绕着原子核沿着一定的轨道运行。当电子数多于两个时，电子的能量不同，沿着不同的轨道运动，最外层轨道上的电子能量最大，最容易受外界影响而脱离原子，称为价电子。一旦有电子脱离原子，则原子核和剩下的电子一起成为带正电的离子。

图1-1(a)画出了一个孤立原子中电子的能量状态，可以看出电子处于原子核所形成的巨大位垒（也称势垒）中。当多个原子靠拢时，由于相邻原子的原子核的影响，上述位垒将降低高度和减小宽度，能量较大的电子将可能穿过位垒。在金属晶体中，各个原子紧密地排列在一起，价电子很容易挣脱原子的束缚，一个个正离子规则地排列在晶格结点上，而价电子则在晶格间自由运动，成为自由电子。对于电子来说，每一个正离子都产生一个静电场，而总的场则是各个正离子产生的场的叠加，形成一个以晶格常数为周期的周期

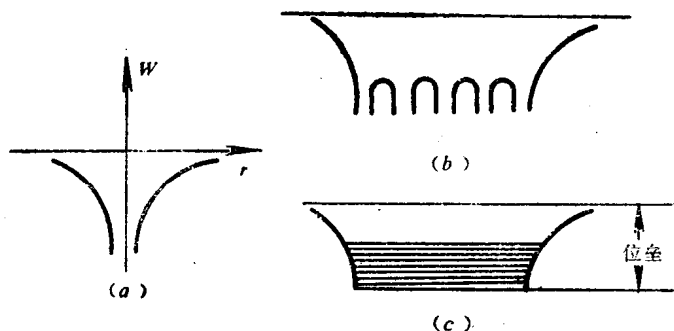


图 1-1 原子和固体中电子的能量

(a) 孤立原子中电子位能 $W \sim$ 电子至原子核中心的距离 r ;

(b) 固体中电子位能; (c) 金属中电子的能级

场，电子的位能如图1-1(b)所示。由于电子的速度很大而晶格常数很小，所以实际上可以把起伏甚小的位能看成均匀的，并以一个平均值表示。

由于电子在金属内部的位能是恒定的，在考虑电子的总能量时只要考虑其动能就可以了。电子的能量不是连续的而是处在一系列分立的能级上（图1-1c）。每个电子的状态随时都在变化，一会儿由低能级占据高能级，一会儿又失去能

量降到较低的能级，但是在一定的温度下达到平衡时，每一个能级被电子占据的几率是一定的。根据量子统计可以求得电子占据各个能级的几率分布函数。一个能量为 E 的能级被电子占据的几率为

$$f(E) = \frac{1}{e^{\frac{E-E_F}{kT}} + 1} \quad (1.1)$$

式中 E_F 为取决于金属性质的一个参量，称费米能级或临界能级， k 为玻尔兹曼常数 (1.38×10^{-23} 焦耳/度)， T 为热力学温度。此式称为费米分布函数。

图1-2画出式 (1.1) 所表示的 $f \sim E$ 关系曲线。

由图可见，在绝对零度时，能量 E 大于 E_F 的部分 $f=0$ ， E 小于 E_F 的部分 $f=1$ 。这意味着在绝对零度时，电子的能量并不为零，可能具有的最大能量为 E_F 。当 $T > 0$ 时，从图中可看到在大于 E_F 的能级上电子占据

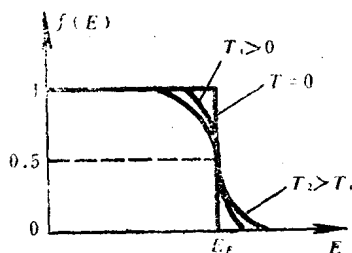


图 1-2 费米分布函数

的几率增加，这意味着有一部分电子的能量超过 E_F 。 T 越高则有更多的电子因能量增加而占据更高的能级。

1.1.2 金属的功函数

虽然电子在金属内部是自由运动的，但当电子运动到金属表面时，电子就受到指向金属内部的电场力，阻止电子逸出，这个电场力是晶格上的正离子造成的。因此，金属中电子的位能总小于金属外的位能，也就是说电子被关在深度为

W_0 的位垒中。按照经典力学的观点，要使金属中电子逸出必须补充一能量差，这个差值称功函数，等于位垒高度与临界能级之差：

$$\varphi = W_0 - W_i \quad (1.2)$$

上式的单位为电子伏， W_i 即前文中的 E_F 。电子伏是一个能量单位，等于一个电子在1伏电位差的电场中顺电场力运动终止了所获得的能量（1电子伏 $=1.6 \times 10^{-19}$ 焦耳）。

式(1.2)表示功函数就是使处于绝对零度下的金属中具有最大能量 W_i 的电子克服位垒 W_0 。所要补充的能量，见图1-3。当温度升高时，电子的能量增加，占据高于 W_i 的能级

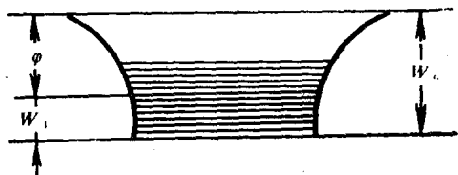


图 1-3 金属中电子的功函数

的电子数增加，有些电子的能量甚至可以超过位垒顶部 W_0 。但由于电子的波动性，并非一切能量高于位垒顶点的电子必定能够逸出金属，有一部分被反射回去，能够逸出的部分与总数的比例用透射系数 D 来表示。 D 的数值与电子能量超出位垒的大小及位垒的形状有关。当电子的超额能大时， D 非常接近1，实际上只要超额能有零点几电子伏， D 就接近于1。只有能量接近和稍微大于位垒高度的电子，其 D 值才明显地小于1。

另一方面，按照量子力学的观点，能量低于位垒高度的电子也有透射出去的可能，电子这种可以穿透一个位能比它全部能量还高的位垒的现象叫隧道效应。只有当位垒宽度比

较窄时，隧道效应才比较强，当位垒宽度窄到电子波动波长的数量级时，即使在绝对零度，能够穿过位垒的电子也很多。

由此可见，功函数并非电子逸出所需要增加能量的绝对大小，但是功函数仍然在很大程度上反映了一种材料中电子逸出的难易。

表1.1列出了一些金属的功函数数据。由表可见，铯、钡、钍具有较小的功函数；钨、钼等金属的功函数较高，但它们能承受较高的温度，因此在高温下仍然能有较大的发射。

表 1.1 一些金属的功函数和发射常数

金 属	铯	钡	镧	钍	钨	钼	钨	钨
功函数(电子伏)	1.93		4.61	3.35	4.13	4.24	4.52	2.52
发射常数(安/厘米) ²	162	60.2	26.8	60.2	60.2	60.2	60.2	

1.1.3 热发射的机理

物体被加热后发射电子的现象称为热发射。在一个真空泡内放一个用金属做的热发射体和另一个电极，在此电极上加上对发射体为正的不大的电压，就可以在外电路中观察到电流流通。当发射体的温度升高时，电路中的电流（即发射电流）急剧增加。由于发射面积是固定的，所以发射电流密度（单位面积的发射电流）随发射体温度的变化具有同样的变化关系。

从前面简介的金属中自由电子理论，不难理解纯金属中电子热发射的机理。按照经典理论分析热发射电流密度

$$J = AT^2 e^{-\frac{\varphi_0}{kT}} \quad (1.3)$$

上式称为里查逊公式，式中 T 为发射体热力学温度， φ_0 为电子功函数， A 为发射常数，数值是 120.4 安/(厘米²·度²)。

从实验结果分析可以看出实验数据基本上符合里查逊公式，但对于大多数金属，发射常数 A 只有理论值的一半，有些金属的 A 值则大于理论值或小于理论值的一半。以前曾有作者以功函数为温度的函数这一概念出发来解释，但现在通常都由电子波在位垒处遭受反射的概念来分析，即能够逸出的电子数要乘上一个平均透射系数 $\bar{D}$ ，因此 $A = 120.4 \cdot \bar{D}$ 安/(厘米²·度²)。一些金属的发射常数已在表1.1中列出。

如果在基金属的表面吸附上某种正电性金属的单原子层，可以起到降低功函数增加热发射的作用。例如在钨上吸附一层钍原子，由于钍原子与钨之间互相吸引，钍的外层电子极拉向钨的表面，使钨表面形成一层正极向外的偶电层。

这层偶电层对底金属内部的电子产生额外的指向外部的静电力，因此使功函数降低，甚至比复盖金属本身的功函数还低，如钍复盖在钨表面的功函数比钨和钍的功函数都低。功函数降低的数值与偶极子电矩的大小、覆盖程度及均匀性有关。

除金属外，半导体在热状态下也有热发射，半导体中的电子能级分为两个能带，即能量较高的导带和能量较低的满带。纯净的半导体中导带内电子浓度很低，故半导体的导电和发射都是很微弱的。如果在半导体中掺入杂质，就会在导带下缘和满带上缘之间的空区（禁带）中产生杂质能级，如杂质是容易释放电子的则形成施主能级（见图1-4），这种半导体就成为电子型半导体。当温度升高时，杂质原子电离度

增加，电子比较容易从杂质能级跃迁到导带，使导带中电子浓度增加，从而增加了半导体的导电性，并且当电子运动到表面并且有足够的能量时就可从表面逸出形成电子发射。电子从半导体逸出所需的能量（功函数）包括两部分：从杂质能级跃迁到导带所需的能量及从导带克服表面位垒而逸出去所需的能量。半导体的热发射电流密度与金属热发射公式（式1.3）类似：

$$J = AT^2 e^{-\eta/kT} \quad (1.4)$$

式中 η 为半导体的功函数，它与温度有关。也可以推导出另一种发射电流密度随温度变化的关系比较明显的表达式：

$$J = BT^{3/4} e^{-\psi/kT} \quad (1.5)$$

式中 B 是一个常数， $\psi = \varphi + Q/2$ 与温度关系极小， φ 与 Q 的含义见图1-4。

图1-4是电子型掺质半导体的能级和功函数示意图。

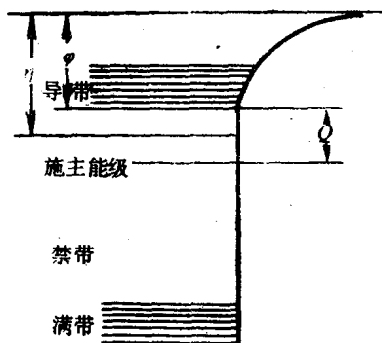


图 1-4 电子型掺质半导体的能级和功函数

1.1.4 场致发射和次级发射的机理

场致发射是仅靠外加电场使电子从物体表面发射出来的一种现象。它不需要把发射体加热就能得到高达 10^7 安/厘米²的发射电流密度，如果采用场致发射方式，阴极可以做得很小。但是场致发射不稳定，并且须在电场强度达到 10^7 伏/厘

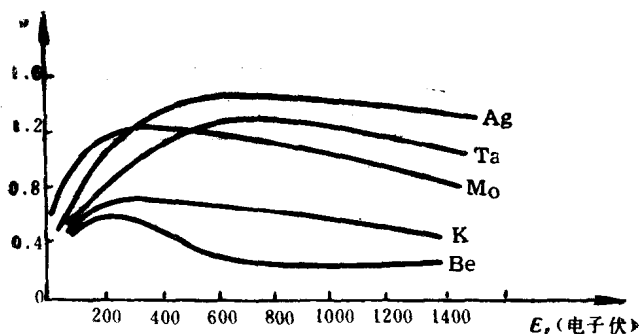
米时才会有足够大的发射。场致发射的机理是外加强电场使材位垒的高度降低和壁厚变薄,电子通过隧道效应发射出来。

在本书讨论的各种器件中,场致发射是一种有害的过程,是造成真空高电压击穿的主要原因,因为一些电极的尖端和毛刺使局部电场加强可能达到发生场致发射所需的电场强度。

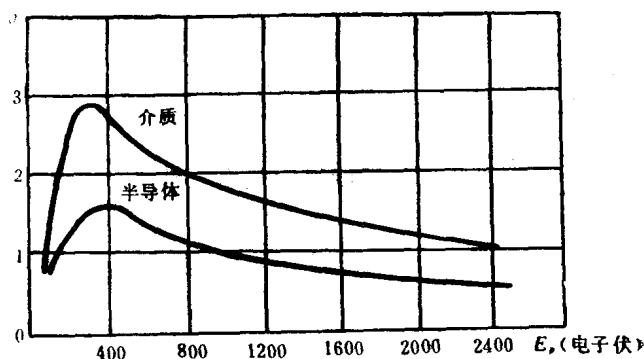
次级电子发射也称二次电子发射,广义说是因某种粒子打击在金属或其它材料上从而发射电子的物理现象,狭义地指在电子(称原电子或一次电子)打击下而产生电子(次级电子或二次电子)逸出现象。次级电子也包括从物体上弹性散射与非弹性散射回来的原电子。次级电子数与原电子数之比称为次级电子发射系数或次级发射比,并以 σ 来表示。 σ 是原电子能量 E_p 的函数, σ 与 E_p 的关系如图1-5所示。对于各类金属,当 E_p 较小时, σ 也较小,并随 E_p 增大而增大,在 E_p 达到一定值 E_{pm} 时 σ 值达到最大值 σ_m ,当 E_p 继续增大时 σ 又逐渐下降到 σ_m 的90%左右。一般金属的 σ_m 在0.5~1.8之间,相应的 E_{pm} 在85~800电子伏之间。

次级发射的机理可归结为原电子对金属中自由电子的激发。被激发的电子数与原电子的初始能量成正比,但原电子在打入金属内部的行程中被激发的电子数是不均匀的,原电子开始激发电子少而行程末端能量快耗尽时激发电子数最多。但是,原电子能量越大,打入金属的深度越深,金属内部的被激发电子在向表面运动时受到阻滞而不易出来,逸出机会较少。按照这种假设可以解释次级电子发射现象及 $\sigma \sim E_p$ 的关系。

在金属中自由电子多,被激发的电子在向表面运动过程中与自由电子的相互作用多,损失的能量多而逸出机会少,



(a)



(b)

图 1-5 次级电子发射系数与原电子能量的关系

(a)金属, (b)半导体和介质

也就是说 σ 较小。而半导体或绝缘体内导带电子较少,被激发的电子向表面运动时损失能量的机会较少,故一般具有较大的 σ 。此外,由于向表面运动时能量损失机会少,在深处激发的电子也有逸出的可能,故而也允许原电子渗入深度大一些,因此一般地说(但不是绝对地) E_{qm} 也大一些。介质

和半导体的 $\sigma \sim E_{pm}$ 关系见图 1-5 (b)。

在表1.2中列出一些材料的 σ_m 和 E_{pm} 值。

表 1.2 各种材料的 σ_m 及相应的 E_{pm}

材 料	σ_m	E_{pm} (伏)	材 料	σ_m	E_{pm} (伏)
Cu	1.3	600	Ge	1.15~1.25	500
Ni	1.3	550	Ag ₂ O	0.93~1.18	500
Fe	1.3	350	MoO ₂	1.09~1.33	400
Ag	1.5	800	Cu ₂ O	1.19~1.25	500
Mo	1.25	375	BeO	3.4	2000
Pt	1.0	800	Al ₂ O ₃	1.5~9	350~1300
W	1.4	700	云 母	2.4~3	380~400
Zr	1.1	350	*23玻璃	3.1	340
C	1.0	300	KCl	8	

次级发射除了与原电子能量的关系之外还有以下一些特点：

(1) σ 与表面情况有关。当金属表面吸附一层气体时常造成 σ 偏大，因为气体与金属组成化合物，相当于形成半导体或绝缘体。当金属表面形成氧化层时也使 σ 增加。对于一些更为复杂的表面其 σ 更大。

粗糙表面的 σ 较低，可解释为在表面粗糙多孔时，有一部分次级电子又被原物体吸收。

(2) σ 与原电子入射角 θ 有关。实验证明对于光滑的表面，倾斜入射比垂直入射的 σ 大，这可解释为入射角大时，原电子穿入深度浅，次级电子容易逸出。

(3) σ 与功函数关系不大，温度影响也不大。因为原电子能量大，次级电子的速度比热电子大得多，所以功函数的

影响很小，温度的影响也很小。

(4) 次级电子的能量分布与角向分布。次级电子的能量分布比较复杂，并与原电子的能量有关。对于中等能量的原电子(能量小于1千电子伏,大于20电子伏),次级电子的能量分布如图1-6所示。图中分三个区域。第一区,次级电子的能量从0~50电子伏,这部分是“真正”的次级电子(约占次

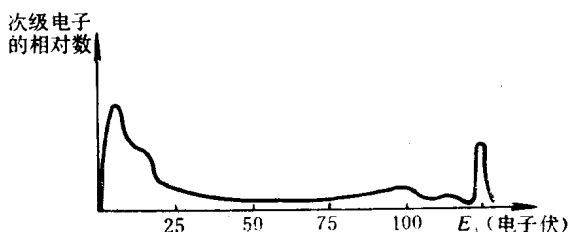


图 1-6 次级电子的能量分布

级电子总数的90%)，当原电子能量和入射角改变时，这部分次级电子的能量分布几乎不变。第二区中次级电子的能量从几十伏至原电子能量的90%左右，属于非弹性反射电子。第三区中次级电子能量接近原电子能量，属于弹性反射电子。当原电子能量低于20电子伏或大于1千伏时，弹性反射所占的比例增加(分别对应于原电子被表面位垒和原子核直接反射)。

次级电子离开发射面的速度方向与原电子的入射角关系不大，接近余弦分布，沿发射面法线方向飞离的次级电子最多。

次级电子发射在电子管内是很普遍发生的，有些情况下要予以利用，有些情况下要予以抑制。在利用拒斥场抑制次级电子发射时要考虑次级电子的速度分布。