

無線電接收設備

下 冊

程西津編

(只限學校內部使用)

北京科學教育編輯室

1964.9

目 錄

緒 論

§ 1	无线电接收技术发展简史	1
§ 2	超高频接收机的用途及其分类	2
§ 3	超高频接收机的特点	2
§ 4	超高频接收机的主要指标	3

第 一 章 接收——放大管工作在超高频时的性能

§ 1.1	概述	4
§ 1.2	运动电荷的感应电流定律	4
§ 1.3	超高频二极管小讯号理论	6
§ 1.4	超高频放大管的输入导纳 (I) — 电子惯性所引起的	11
§ 1.5	超高频放大管的输入导纳 (II) — 由于引线电感所引起的	15
§ 1.6	超高频放大管的其他参量	17
§ 1.7	超高频放大管	18

第 二 章 起伏干扰

§ 2.1	一般概念	20
§ 2.2	电路中的起伏噪声	20
§ 2.3	天线的噪声	24
§ 2.4	电子管的噪声	25
§ 2.5	栅极感应噪声	28
§ 2.6	接收设备噪声大小的决定	30
§ 2.7	起伏干扰对无线电接收机影响的分析	33

第 三 章 超高频放大器

	参考文献	37
§ 3.1	概述	38
§ 3.2	米波接收机的输入电路	39
§ 3.3	共阴极超高频放大器的分析	40
§ 3.4	分米波接收机的输入电路	52

§ 3.5	共栅极超高频放大器的分析	55
§ 3.6	共阴—共栅低噪声超高频放大级	65

第四章 中频放大器

§ 4.1	概述	70
§ 4.2	单调谐放大器	71
§ 4.3	双调谐放大器	73
§ 4.4	参差调谐放大器	76
§ 4.5	前置中放和主中放的连接	80
§ 4.6	厘米波接收机中频放大器的输入电路	81
§ 4.7	放大器的寄生反馈和去耦电路	82
§ 4.8	高频和中频放大器的瞬变过程	86
	参考文献	91

第五章 超高频接收机中的变频

§ 5.1	概述	92
§ 5.2	超高频变频的一般理论	93
§ 5.3	变频器的噪声	100
§ 5.4	五极管和三极管变频器	106
§ 5.5	二极管(真空管)变频器	110
§ 5.6	晶体变频器	114
§ 5.7	厘米波及毫米波混频器的结构设计	116
	参考文献	124

第六章 脉冲检波器

§ 6.1	概述	125
§ 6.2	检波器中过渡历程的一般特性及其处理的方法	125
§ 6.3	过渡历程的数学分析	128
§ 6.4	建立时间与线路参数的关系	132
§ 6.5	脉冲接收机建立时间的总和	135
§ 6.6	脉冲检波器的计算	136
	参考文献	139

第七章 超高频接收机的灵敏度及通频带

§ 7.1	概述	140
§ 7.2	接收机的最佳通频带	140
§ 7.3	实际灵敏度和临界灵敏度	146
§ 7.4	接收机线性部分输出端的信号噪声比和脉冲能量、 功率、宽度等的关系	148

参考文献	148
------	-----

第八章 增益控制

§ 8.1 概述	149
§ 8.2 人工增益控制	149
§ 8.3 瞬时增益控制	150
§ 8.4 灵敏度时间控制	152
§ 8.5 自动增益控制	153
参考文献	159

第九章 自动频率微调

§ 9.1 概述	160
§ 9.2 差频控制系统的组成	160
§ 9.3 双路自动频率微调系统的功率衰减器、混频器及中频放大器	162
§ 9.4 鉴频器	163
§ 9.5 频率调整器	166
§ 9.6 导航雷达接收机的频率控制	170
§ 9.7 微波鉴频器	170
参考文献	171

第十章 雷达接收机

§ 10.1 雷达接收机的用途和分类	172
§ 10.2 雷达接收机的主要指标	173
§ 10.3 接收机各级的通频带和总通频带的关系	174
§ 10.4 接收机和指示器之间的关系	177
§ 10.5 中频的选择	179
§ 10.6 雷达接收机的最近发展	181
参考文献	181

第十一章 调频信号的接收

§ 11.1 概述	182
§ 11.2 限幅器	183
§ 11.3 鉴频器	189
§ 11.4 调频信号接收机的抗干扰性	203
§ 11.5 接收调频信号时的失真	209

第十二章 脉冲无线电话通信接收机

§ 12.1 无线电话信号脉冲传输概论	211
---------------------	-----

§ 12.2	脉冲调制的种类·····	216
§ 12.3	脉冲时间调制多路无线电通信信号的接收·····	218
§ 12.4	脉冲编码调制多路无线电通信信号的接收·····	225

第十三章 电视接收机

§ 13.1	电视节目传输的基本原理·····	230
§ 13.2	电视接收机概论, 方框图·····	233
§ 13.3	电视接收机的天线及输入电路·····	236
§ 13.4	电视接收机的各部分·····	237

第十四章 低噪声放大器

§ 14.1	概述·····	245
§ 14.2	行波管放大器·····	245
§ 14.3	反射速调管放大器·····	254
§ 14.4	量子放大器·····	259
§ 14.5	参量放大器·····	266
§ 14.6	隧道二极管放大器·····	277
	参考文献·····	282

第十五章 讯息论在雷达接收机中的应用

§ 15.1	噪声的统计特性·····	283
§ 15.2	积累接收·····	289
§ 15.3	相关接收法·····	291
§ 15.4	梳形滤波法·····	296
§ 15.5	统计接收的一般原理及特性, 几种接收方法的比较·····	301
§ 15.6	潜在抗干扰性·····	303

緒 論

§ 1. 無線電接收技術發展簡史

十九世紀末期，电磁振蕩和电磁場的基本理論，已較完備，有線電通信技術，也有了很大的發展，人們進一步想不用導線來傳遞消息，以滿足當時社會的需要，這種要求是很自然的。這一切都為無線電的發明提供了充分的條件。經過了許多的努力，在1895年，首先由俄國學者 A.C.波波夫做出了第一部完善的接收機，從此，人類就開始進入了無線電世紀。無線電從發明到現在，不過六十多年，它的發展是非常迅速的，現在簡單地來敘述一下它的發展過程。

這六十多年，大致可以分為兩大階段，即二十世紀卅年代以前為第一階段，卅年代以後為第二階段。在前一階段，可以說是長中短波發展階段，為無線電技術奠定了基礎。後一階段是超高频發展的时代，是在掌握了長中短波的技术之後，更進一步的發展。

無線電自發明以後，用途日益廣泛，所以電台愈來愈多，作用距離也愈來愈遠，為了避免電台之間的互相干擾和增加作用距離，所用頻率由最初的超短波改用長波，再進展到中波以至短波，在此同時，接收機的靈敏度和選擇性也隨之不斷改進，以滿足當時的需要，由最简单的矿石接收機，而再生接收機，後來，出現了比較完善的直接放大式（或高频放大式）接收機，它的靈敏度和選擇性都比較好，但是電路和結構很複雜，工作不十分穩定，調整也比较困難，所以很快就被超外差式接收機代替了。這種接收機一直是目前用得最多的一種。

在第一階段的末期，出現了兩個問題，即（1）電台的數目多了，長中短波段的頻率不敷分配，解決的辦法，只有向超短波發展。（2）由於工業發達，對接收機的干擾日益嚴重，為了提高接收機抗干擾性能，須尋求新的調制方法，如調頻、脈沖調制等。但是這些調制方法，因為調制波所占頻譜太寬，只能適用於超短波。這些客觀要求，促使無線電技術向超高频波段發展。

超高频不能為電離層所反射，作用距離僅在地平線的視線範圍以內，在初期曾錯誤地認為它僅限於作短距離的通信和廣播之用，所以在最初幾年，進展比較緩慢。但是，超高频有另一特點，即易被物體（尤其是金屬）所反射，頻率愈高，反射愈強。這一特點，在第二次世界大戰前夕，引起極大注意，很快就用於雷達了。在大戰期中，由於軍事上的需要，超高频技術的發展非常迅速，不僅有了雷達，也產生多路通信等十分複雜的技術。

超高频接收機的發展過程，是在不斷克服接收機內部噪聲中進行的。在超高频波段，外部干擾小了，影響接收機靈敏度的主要因素，不再是外部干擾，而是內部噪聲。內部噪聲是隨頻率而增加的，它對接收機靈敏度影響的嚴重性，隨着無線電設備的作用距離的增加而愈大。

對接收機靈敏度的要求，是與日俱增的，例如雷達的作用距離由中程、遠程而超遠程；通信也是這樣，由洲際通信而進入到宇宙通信。作用距離的增加，就要求接收機的靈敏度不斷提高，即要求將內部噪聲不斷降低。近幾年來，對降低內部噪聲做了很多工作，已經取得

了很大的成绩，先后做出了量子放大和参量放大等低噪声放大器，它们的噪声都很低。降低噪声的工作，目前仍在进行中，但是，必须指出，当内部噪声降低到最低限度时，影响接收机灵敏度的主要因素，不再是内部噪声，而是外部干扰了，主要是银河系来的宇宙干扰。

§ 2. 超高频接收机的用途及其分类

超高频接收机的应用很广，它们已很有效地用于雷达、电视、广播、超高频无线电通信以及无线电遥控系统等。各种不同用途的超高频接收机，不仅普遍地用于国防上，工农业生产上，以及社会主义经济建设的其他领域中，而且在人民生活中，也有重要的意义。它们是陆海空军不可缺少的重要装备，对保卫祖国起着非常重要的作用。在我国人民生活水平不断提高的情况下，各大城市相继建立了调频和电视广播，每天有千百万的劳动人民，利用超高频接收机，得到党的教育和欣赏丰富多采的文艺节目。超高频接收机的作用，显得愈来愈重要了。

超高频接收机可以根据不同特征来分类。这些特征是：（1）业务性质；（2）信号的调制方法；（3）波段；（4）装置地点；（5）接收机电路等。

根据业务性质，可分为无线电报、电话、电视、雷达、导航接收机，以及无线电传真及无线电遥控接收机等。

根据波段，可分为米波、分米波、厘米波和毫米波接收机等，超高频波段的划分如下：

1. 米波——波长自10米至1米；
2. 分米波——波长自100厘米至10厘米；
3. 厘米波——波长自10厘米至1厘米；
4. 毫米波——波长在1厘米以下。

根据信号的调制方法，可分为振幅及频率键控接收机，调幅接收机，调频接收机，脉冲调制接收机等。

根据装置地点，可分为陆用、海用、空用接收机；或分为汽车、坦克、轮船、飞机接收机，或固定和移动接收机等。

根据电路，可分为直接放大式（或高频放大式）接收机，超再生接收机和超外差接收机等。

§ 3. 超高频接收机的特点

在超高频波段中，很多复杂的现象发生了。首先，电子管中的电子渡越时间不能忽略了，而一段很短的导线，也呈现出颇大的电抗。电子管的极间电容的影响，愈来愈大，所以超高频电子管必须尽量降低这些因素的影响。在电路上，也必须考虑很多新的问题，例如电磁场的辐射，集肤效应，寄生振荡等。谐振回路的元件，在300兆赫以上时，也只能采用分布参数的了。总之，超高频接收机要遇到很多在长波、中波和短波接收机中所没有的新问题。

超高频无线电多采用脉冲调制和频率调制，调制波所占的频谱很宽，同时，由于发射机的频率和接收机外差振荡器的频率不稳定，所以接收机的通频带必须很宽，自几百千赫至几十兆赫，甚至有达数百兆赫者，通频带宽了，放大器的级数就要增加，这样就会引起一系列复杂的问题。

在这个波段，限制接收机灵敏度的主要因素，不是外部干扰，而是接收机的内部噪声，所以如何降低内部噪声，是超高频接收机的主要问题之一。

频率愈高，寄生回授的现象也就愈严重，很易引起自激振荡，使接收机不能正常工作，这种现象是十分复杂的，所以整个接收机的结构和每个元件的安装，即使是一个接地点，也必须慎重处理。

要制造出来一部高质量的超高频接收机，不仅要设计出来正确的电路，而且要有正确的结构设计和可靠的元件安装。所以要很好的掌握超高频接收机，不仅要有深厚的理论基础，而且还要有丰富的制造工艺的知识。在设计电路时，必须充分考虑结构上很多重要问题，否则就要理论脱离实际，没有现实意义。

§ 4. 超高频接收机的主要指标

超高频接收机因为用途不同，对它提出不同的要求，下面这些指标，是有共同性的，但每一指标，对于不同用途的接收机来说，它的重要性是不同的。

(1) 灵敏度：灵敏度是接收机的主要指标之一，它表示接收机接收微弱信号的能力，无线电设备的作用距离愈远，接收机的灵敏度就要愈高。

(2) 通频带：超高频接收机的通频带一方面要保证信号的波形失真小，另一方面要满足最佳的信号/噪音，通频带愈宽，波形失真愈小，但是信号/噪音就变坏。所以通频带要看接收机的用途来决定，一般说来，是很宽的。

(3) 选择性：对选择性的要求，因为接收机的用途不同，而有很大的差别，广播接收机（调频和电视）的选择性要很高，而雷达接收机没有什么特殊的要求，当然，对任何接收机来说，在保证一定通频带的条件下，选择性愈高愈好。

(4) 抗干扰性：前面所讲的外部干扰，乃专指自然干扰，即宇宙干扰或天电干扰而言，除了这种干扰以外，还有各种人为干扰，它包括干扰电台的干扰，工业干扰和敌人为了破坏我方无线电设备的工作而发出来的干扰等。接收机必须能在强烈的各种不同的外部干扰之下正常工作。

(5) 稳定性：超高频接收机不应该有自激，而且还要远离自激状态。在使用过程中，它的主要指标不应有显著的变化。

此外，还根据不同情况，提出机械强度，重量，电力消耗以及经济等要求。

* * * *

祖国社会主义建设的速度，一日千里，国防建设，工农业生产和其他经济建设，以及人民生活等方面，都要求数量更多的和质量更高的超高频接收机。同时，今天通往宇宙空间的大门，已经打开，星际航行和宇宙通信的时代，已经到来，无线电设备的作用距离，要增加到上亿公里，才能实现宇宙通信。要完成这些任务，不仅要有深厚的理论基础和丰富的生产实践的知识，而更重要的，要具有正确的思想指导，所以要努力学习马克思列宁主义和毛泽东思想，刻苦钻研科学理论，积极参加生产劳动，做一个又红又专的技术干部，才能完成这一伟大的使命。

第一章 接收——放大管工作在超高频时的性能

§ 1.1 概 述

随着无线电技术的发展,使用的频段就逐渐从长波、中波、短波向超短波发展,从无线电技术开始诞生时起,放大高频的微弱讯号就一直是一个很重要的问题。怎样来放大超高频的微弱讯号就是从本章起接下去这几章中要讨论的问题。

我们已经分析过,由于板一栅极间的极间电容 C_{ga} 的影响,在频率相当高时可能导致放大器的自激。因而对每种管子都有它的极限的稳定放大量 K_{yct} 。已知:

$$K_{yct} = 0.42 \sqrt{\frac{S}{\omega C_{ga}}} \quad (1.1)$$

其中 S 是管的跨导。当频率 ω 增加至某一值 ω_k 时,可使 $K_{yct}=1$ 。这时放大器就失去了放大的性能。 ω 继续增加将有 $K_{yct}<1$ 。因此可将 f_k 看作是放大器能稳定工作的极限频率。将(1.1)变换后得:

$$f_k = 0.028 \frac{S}{C_{ga}} \quad (1.2)$$

看来,似乎尽可能地增加 S 和减小 C_{ga} 能使 f_k 提高,但是在这里我们只是注意了 C_{ga} 的影响而忽略了其他因素。实际上,随着频率的增高,许多以前被忽略的因素的影响就开始显现出来了。这些影响放大器工作的因素主要有:

1. 损耗(包括介质损耗、辐射损耗等……);
2. 引线电感和极间电容;
3. 电子在管内电极间的渡越时间。

如所周知,介质损耗、辐射损耗、集肤效应和涡流损耗等均随着频率的增加而增加。采用新的材料,在管的结构上妥善安排,可以在相当程度上减低损耗,详细讨论这方面的问题超出了本课程的范围,在本章的最后一节叙述工作在超高频的电子管的结构时,将概略地提到有关这方面的一些考虑。

引线电感和电子渡越时间对电子管工作的影响是本章要讨论的问题。通常将放大器当作一个有源四端网络来讨论。这时管的输入阻抗是表征这个四端网络特性的重要参量。因此本章将着重讨论引线电感、电子渡越时间对输入阻抗的影响。在超高频时,管的其他参数的特性,也将予以说明。

超高频接收机的灵敏度主要受限于它的内部噪声。由于引线电感和电子渡越时间的影响,将使得管的内部噪声增加。这个问题将在下章中予以讨论。

作为预备知识,我们先来研究一些电子管中的基本关系式。

§ 1.2 运动电荷的感应电流定律

在长波无线电中,我们建立了这样的概念,即板极(或其他电极)电流等于每秒钟落在板极上电子的数目乘上电子的电荷。

即

$$i = ne$$

(1.3)

这里 n 为每秒钟内落在板极上电子的数目, e 为电子的电荷。实际上, 由于电子有一定的质量, 因此它从阴极飞往板极需要一定的时间。当管工作在超高频波段时, 这时振荡周期 T 就开始变得和电子在电极间的渡越时间 τ 可相比拟、甚至有 $T < \tau$ 。在这种情况下, (1.3) 就不能正确反映管内电流的规律了, 为此我们必须回头来从电工学一些基本定律出发来研究管内电流的问题。

设有一阳极和阴极都接地的平行板二极管的极间距离为 d 。有一薄层电荷(其电量为 q_0)从阴极 K 向阳极 A 运动, 它与阴极的距离为 x (见图1.1), 根据静电学的定理得知, 此电荷层将在阴极和阳极上分别感应起电荷 q_A 和 q_K 且有

$$q_A + q_K = q_0 \quad (1.4)$$

同时, 我们知道在电荷层和 K 及 A 间都是均匀电场, 在电荷层和 K 及 A 间的电场强度分别为

$$E_K = \frac{q_K}{\epsilon_0 s} \quad (1.5)$$

$$E_A = \frac{q_A}{\epsilon_0 s} \quad (1.6)$$

其中 ϵ_0 为真空的介电常数, s 为电极的面积。

设有一单位电荷从阴极出发跑到阳极, 由于 A 、 K 联接在一起, 故此电荷所作的功等于零, 注意到电荷层两边的电场强度的方向相反, 故有

$$\frac{q_K}{\epsilon_0 s} x = \frac{q_A}{\epsilon_0 s} (d - x)$$

将 (1.4) 的关系代入得:

$$q_K = \frac{q_0}{d} (d - x) \quad (1.7)$$

$$q_A = \frac{q_0}{d} x \quad (1.8)$$

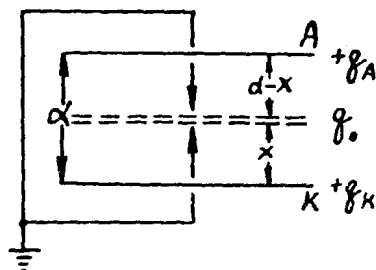


图 1.1

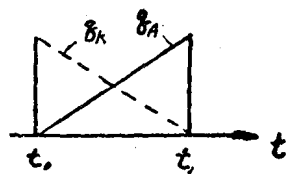


图 1.2

可见当电荷层从阴极向阳极运动时, 在阳极和阴极上感应的电荷也重新分配。如果电荷层以等速从 K 向 A 运动, 则感应电荷 q_A 和 q_K 随时间而变化的关系将有如图1.2所示的图形, 这里 t_0 是电荷层从阴极 K 出发的时间, t_1 是电荷层到达阳极 A 的时间。因为 A 和 K 接联在一起, q_A 和 q_K 的变化就在接联 A 和 K 的外电路中产生电流。显然这个电流是由于感应电荷 q_A 和 q_K 的重新分配, 也就是说是由于电荷层 q_0 的运动而感应出来的, 因此称它为感应电流 i_H , 它的数值可依下式求出:

$$i_H = - \frac{dq_K}{dt} = \frac{dq_A}{dt} = \frac{q_0}{d} \frac{dx}{dt} = \frac{q_0 v}{d} \quad (1.9)$$

为简便计, 在这里和以后, 我们将普通长、中、短波无线电技术总称之为长波无线电。

注意到这时并没有电子落在阳极 A 上, 这是和长波无线电中的概念不相一致的。这个感应电流的新概念正是我们下面要研究的超高频电子管的重要基础。

现在来讨论实际二极管的情况。这时阴极 K 和阳极 A 间充满了运动电荷。设 ρ 为电荷密度, v 为电荷运动的速度, s 为电极的面积。取一薄层 dx (图1.3), 则根据 (1.9) 可得在外电路中的感应电流 di_H 为

$$di_H = \frac{s\rho v}{d} dx$$

因为 $\rho = j$, j 为电流密度, 故有

$$di_H = \frac{sj}{d} dx$$

两边对 x 从 0 至 d 积分, 则得到由于 $A-K$ 间全部运动电荷在外电路所感应的电流, 同时注意到 $sj = i_k(x, t)$, $i_k(x, t)$ 是管内的对流电流, 它是 x 和 t 的函数, 得到

$$i_H = \frac{1}{d} \int_0^d i_k(x, t) dx \quad (1.10)$$

已知电极间的对流电流 i_k 和 x 与 t 的关系, 利用这个公式就可以求出运动电荷在外电路中的感应电流。从 (1.10) 式可见, 不论在任何时刻, 外电路中的感应电流均等于在同一时刻电极间的对流电流的平均值。

在长波无线电中, 电子在极间的渡越时间 τ 远小于振荡周期 T , 此时可认为 i_k 与 X 无关, 由 (1.10) 式得:

$$i_H = \frac{i_k}{d} \int_0^d dx = i_k \quad (1.11)$$

由此可见, 长波无线电中关于管的外部电路中电流的概念只是这里所研究的一般关系式 (1.11) 的特殊情况。在超高频时, $T \gg \tau$ 的关系不再成立, 此时 i_k 在极间不同截面有不同的数值, 即 i_k 不仅是时间 t 的函数, 而且也还是距离 x 的函数。为了求出外部电路中的感应电流就必须用一般的关系式 (1.10) 而不能用 (1.11), 也就是说, 长波无线电中的概念在这里失效了。

(1.10) 式是研究电子管工作在超高频时的特性的基本公式, 在以后的讨论中我们将要用到它。

必须注意, 我们在推导本节中的公式时, 忽略了运动电荷所产生的磁场, 并认为电场传播的速度是无限大, 这些假定在电荷运动的速度 v 远小于电场传播的速度 C ($v \ll C$) 以及极间距离 d 远小于电磁波的波长 λ ($d \ll \lambda$) 时是完全合理的。

还应该指出从 (1.10) 式求出的只是由于电极间运动电荷所感应的电流。如果要计算外电路中的总电流时还必须计及流过极间电容的电容电流 i_c , 即总电流 i 是感应电流 i_H 和电容电流 i_c 之和:

$$i = i_H + i_c \quad (1.12)$$

其中 i_c 的数值可依下式求出:

$$i_c = C \frac{\partial U}{\partial t} \quad (1.13)$$

这里 C 是极间电容, U 是加在电极间的交流电压。

§ 1.3 超高频二极管小信号理论

首先我们来研究平行板二极管中电流的基本关系式, 为此, 又要回到电工学的一些基本方程。

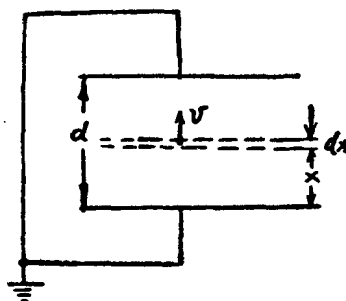


图 1.3

$$i = \rho v + \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} \quad (1.14)$$

$$eE = km = \frac{d^2 x}{dt^2} \quad (1.15)$$

$$\operatorname{div} \epsilon E = \epsilon \frac{\partial E}{\partial x} = \rho \quad (1.16)$$

其中 i ——电流密度, 安/厘米²;

ρ ——电荷密度, 库/厘米³;

v ——电子运动速度, 厘米/秒;

E ——电场强度, 伏/厘米;

t ——时间, 秒;

x ——空间坐标, 厘米;

e ——电子电荷, 库;

m ——电子质量, 克;

ϵ ——介电常数, 在这里它等于 8.85×10^{-14}

k ——比例常数, 其值为 10^{-7} 。

(1.14) 式代表管内任一点的总电流密度, 即对流电流密度和位移电流密度之和。

(1.15) 即电子运动方程式 (牛顿第二定律), 这里我们忽略了电子流产生的磁场对它本身运动的影响。在电子运动速度远小于光速时, 这样做是完全允许的。

(1.16) 即静电场中高斯定理的微分形式。将 (1.16) 代入 (1.14), 并注意到

$$v = \frac{dx}{dt}$$

$$\text{则得} \quad i = \epsilon \left(\frac{\partial E}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial t} \right) \quad (1.17)$$

显然 (1.17) 式括号的部分是 E 对 t 的全微分故可将它改写成

$$i = \epsilon \frac{dE}{dt} \quad (1.18)$$

将 (1.15) 代入 (1.18) 得

$$\frac{e}{km\epsilon} i = \frac{d^2 x}{dt^2} \quad (1.19)$$

(1.19) 式是电子管理论中非常重要的关系式, 它指明管内的总电流密度与电子的加速度对时间 t 的微分成正比。

利用 (1.19) 可以得出电子在管内的位置、速度和加速度等的关系式。

这里我们只讨论 (1.19) 的稳态解; 即设 i 是由直流分量和交流分量所组成的。

$$i = i_0 + i_1 e^{j\omega t} \quad (1.20)$$

以 (1.20) 代入 (1.19), 逐次积分, 设 t_0 是电子从阴极飞出的时间, 坐标原点放在阴极表面, 假定在阴极表面电子运动速度及加速度均等于零。*

*这实质上是只讨论空间电荷饱和的情况, 并假定阴极具有无限的发射能力。由于有空隙电荷, 在阴极表面附近将形成空隙电荷和出现最低电位点。从阴极出来的电子只有一部分初速足够大的才能穿过这个最低电位点以近于零的速度, 从最低电位点开始继续向阳极运动。由于这个最低电位点与阴极很靠近, 因此, 一次近似时可以认为它就与阴极表面重

合。这就是假设在阴极表面上电子运动的初速等于零的依据。由于阴极具有无限的发射能力，阴极表面的电场强就必为零（否则将从阴极拉出无穷多的电子，在阴极表面形成密度为无穷大的电子云，而这是不可能的）。由(1.15)式可见，此时必有电子运动的加速度等于零。

得到，

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{e}{km\epsilon} \left[I_0(t-t_0) + \frac{I_{\sim}}{j\omega} (e^{j\omega t} - e^{j\omega t_0}) \right] \quad (1.21)$$

$$\frac{dx}{dt} = \frac{e}{km\epsilon} \left[-\frac{I_0}{2} (t-t_0)^2 + \frac{I_{\sim}}{(j\omega)^2} (e^{j\omega t} - e^{j\omega t_0}) - \frac{I_{\sim}}{j\omega} e^{j\omega t_0} (t-t_0) \right] \quad (1.22)$$

$$X = \frac{e}{km\epsilon} \left[-\frac{I_0}{6} (t-t_0)^3 + \frac{I_{\sim}}{(j\omega)^3} (e^{j\omega t} - e^{j\omega t_0}) - \frac{I_{\sim}}{(j\omega)^2} (t-t_0) e^{j\omega t_0} - \frac{I_{\sim}}{2j\omega} (t-t_0)^2 e^{j\omega t_0} \right] \quad (1.23)$$

有了这些基本关系式，我们就可以进入对关心的问题的研究了。

在我们这里，所关心的是管的外部特性，对二极管来说，则是它对交流所呈现的阻抗 Z （或导纳 Y ），亦即加在它两极间的交流电压 $U_{\sim}$ 和流过它的电流的交流分量 $I_{\sim}$ 之比。为了求出 Z （或 Y ）可从两个方面着手进行，或者是假定 $I_{\sim}$ 已知，通过管内电子运动的基本方程，找出 $U_{\sim}$ 和 $I_{\sim}$ 的关系，或者假定 $U_{\sim}$ 已知，通过类似的步骤找出 $I_{\sim}$ 和 $U_{\sim}$ 的关系。从而求得 Z 。两个方法所得到的结果相同。不过第一个方法（假定 $I_{\sim}$ 为已知）推导的过程比较明显，物理概念较清楚，下面我们就根据苏联学者 $B. H.$ 西福罗夫通讯院士所叙述的这个方法来讨论有关的问题。以第二个方法为基础的讨论请参看 $A. A.$ 柯洛索夫所著的“谐振系统与谐振放大器”一书中第十九、三十章。

为了以后讨论的方便起见，我们先来看看直流时二极管的工作情况。

为此，假定 $I_{\sim}=0$ ，并设 $t-t_0=\tau_0$ 。这里 τ_0 是在直流时电子从阴极至某一平面 x （电子到达这里的时间为 t ）的渡越时间。这样，前面得到的关系式 (1.19)、(1.20)、(1.23) 就变成：

$$\frac{d^3x}{dt^3} = -\frac{e}{km\epsilon} \cdot I_0 \quad (1.24)$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{e}{km\epsilon} I_0 \tau_0 \quad (1.25)$$

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{e}{2km\epsilon} I_0 \tau_0^2 \quad (1.26)$$

$$X = -\frac{e}{6km\epsilon} I_0 \tau_0^3 \quad (1.27)$$

为了找出 U_0 （加在二极管的电压）和 I_0 关系，必须先求管内电场 E 和 I_0 的关系。再由

$$U_0 = \int_0^d E dx \quad (1.28)$$

的关系求出 U_0 来。

利用 (1.15) 式，并将 (1.25) 的关系代入得：

$$E = \frac{km}{e} \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{I_0 r_0}{\epsilon} \quad (1.29)$$

再将 (1.27) 中的 r_0 代入上式化简后得:

$$E = \sqrt[3]{\frac{6kmI_0^2}{e\epsilon^2}} d$$

$$\therefore U_0 = \int_0^d E dx = \frac{3}{4} \sqrt[3]{\frac{6kmI_0^2}{e\epsilon^2}} \cdot d^{4/3} \quad (1.30)$$

或者:

$$I_0 = \frac{4\epsilon}{9} \sqrt{\frac{2e}{km}} \cdot \frac{U_0^{3/2}}{d^2} \quad (1.31)$$

(1.31) 式即熟知的电子管中的二分之三次方定律。由此可见, 由我们这里所导出的基本方程所求得解和以前在电子管课程中用解泊松方程所得到的结果完全一致。实际上泊松方程是我们这里所用的基本方程的特殊情况, 它可直接由 (1.16) 式得出。它只能用来处理静电场的问题, 对交变电场就无能为力了。

由 (1.31) 式, 可求出二极管直流跨导 S (内阻 R_i 的倒数):

$$S = \frac{\partial I_0}{\partial U_0} = \frac{1}{R_i} = \frac{2\epsilon}{3} \sqrt{\frac{2e}{km}} \cdot \frac{U_0^{1/2}}{d^2} \quad (1.32)$$

设 $x=d$ 由 (1.27) 可求得电子从阴极到阳极的渡越时间 τ_0 ,

$$\tau_0 = \sqrt[3]{\frac{6kmed}{eI_0}} = \sqrt{\frac{9km}{2e}} \cdot \frac{d}{U_0^{1/2}} \quad (1.33)$$

由 (1.31)、(1.32)、(1.33) 可得到以后要用到的关系式

$$\frac{eI_0}{km\epsilon^2} = \frac{12R_i}{\tau_0^4} \quad (1.34)$$

作了上面这一系列的准备工作之后, 我们就可以进入本题的讨论了。

所谓小讯号理论就是假设

$$U_{\sim} \ll U_0 \quad (1.35)$$

即加在二极管上的交流电压远小于其上的直流电压。

由于有交流电压的存在, 电子渡越时间 $t - t_0$ 就不再是常量, 而是和交流电压的振幅及振荡周期有关了。根据小讯号的假设, 可以近似地认为, 在直流时, 电子渡越时间为

$$t - t_0 = \tau = \text{const} \quad (1.36)$$

而在有小讯号存在时则为

$$t - t_0 \approx \tau + \Delta\tau \quad (1.37)$$

其中 $\Delta\tau$ 为某一取决于讯号振幅与周期的小量, 这样我们就有

$$t_0 = (t - \tau) - \Delta\tau \quad (1.38)$$

$$(t - t_0)^2 \approx \tau^2 + 2\tau\Delta\tau \quad (1.39)$$

$$(t - t_0)^3 \approx \tau^3 + 3\tau^2\Delta\tau \quad (1.40)$$

将 (1.38) — (1.40) 代入 (1.23) 式中, 忽略 $\Delta\tau^2$ 及 $\Delta\tau^3$ 以上各高次项化简后得:

$$X = \frac{e}{km\epsilon} \left\{ \frac{1}{6} I_0 \tau^3 + \frac{1}{2} I_0 \tau^2 \Delta\tau + \frac{I_{\sim}}{(j\omega)^3} [e^{j\omega t} - e^{j\omega(t-\tau)}] - \frac{I_{\sim}\tau}{(j\omega)^2} e^{j\omega(t-\tau)} - \frac{I_{\sim}\tau^2}{2j\omega} e^{j\omega(t-\tau)} \right\}$$

代入 (1.27) 的关系, 就可求出 Δr :

$$\Delta r = \frac{2I_{\sim}}{I_0 r^2} \left\{ -\frac{1}{(j\omega)^3} + \left[\frac{1}{(j\omega)^3} + \frac{r}{(j\omega)^2} + \frac{r^2}{2j\omega} \right] e^{-j\omega r} \right\} e^{j\omega t} \quad (1.41)$$

和以前一样, 为了找 $U_{\sim}$ 和 $I_{\sim}$ 的关系, 就须先计算 E , 据 (1.15) 有

$$\begin{aligned} E &= \frac{km}{e} \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{km}{e} \cdot \frac{e}{km\epsilon} \left[I_0(t-t_0) + \frac{I_{\sim}}{j\omega} (e^{j\omega t} - e^{j\omega t_0}) \right] \\ &= \frac{1}{\epsilon} \left\{ I_0 r + I_0 \Delta r + \frac{I_{\sim}}{j\omega} [e^{j\omega t} - e^{j\omega(t-r)}] \right\} \end{aligned} \quad (1.42)$$

可以认为, E 包括有交流分量 $E_{\sim}$ 和直流分量 E_0 两部分,

$$E = E_0 + E_{\sim} \quad (1.43)$$

其中 E_0 由 (1.29) 决定。

将 E_0 的值代入 (1.42), 并注意 (1.41) 的关系, 得

$$E_{\sim} = \frac{2I_{\sim}}{\epsilon r^2} \left\{ -\frac{1}{(j\omega)^3} + \frac{r^2}{2j\omega} + \left[\frac{1}{(j\omega)^3} + \frac{r}{(j\omega)^2} \right] e^{-j\omega r} \right\} \quad (1.44)$$

这样就可以直接计算 $U_{\sim}$ 了,

$$U_{\sim} = \int_0^d E_{\sim} dx = \int_0^r E_{\sim} \cdot X'(r) dr$$

这里

$$\begin{aligned} X'(r) &= \frac{d}{dr} \left(\frac{e}{6km\epsilon} I_0 r^3 \right) \\ &= \frac{e I_0}{2km\epsilon} r^2 \end{aligned}$$

积分后, 得

$$\begin{aligned} U_{\sim} &= \frac{e I_0 I_{\sim}}{km\epsilon^2 (j\omega)^4} \cdot \left[(2 - j\omega r) - (2 + j\omega r) e^{-j\omega r} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{6} (j\omega r)^3 \right] \end{aligned} \quad (1.45)$$

从而

$$\begin{aligned} Z = \frac{U_{\sim}}{I_{\sim}} &= \frac{e I_0}{km\epsilon^2 (j\omega)^4} \cdot \left[(2 - j\omega r) - (2 + j\omega r) e^{-j\omega r} \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{6} (j\omega r)^3 \right] \end{aligned} \quad (1.46)$$

注意到 $I_{\sim}$ 是交流分量的电流密度, 亦即电极每单位面积上的电流。因而 (1.46) 所表示的是单位电流面积上二极管对交流所呈现的阻抗。

进一步, 据 (1.27), 取 $x=d$ 得

$$d = \frac{e I_0 r_0^3}{6km\epsilon} \quad (1.46)$$

并设 $\omega r_0 = \theta$, θ 是渡越角, 代入 (1.45), 得

$$Z = R + jX$$

其中

$$R = \frac{e I_0}{km\epsilon^2 \omega^4} \cdot [2(1 - \cos \theta) - \theta \sin \theta] \quad (1.48)$$

$$X = -\frac{d}{\epsilon \omega} - \frac{e I_0}{km\epsilon^2 \omega^4} [\theta(1 + \cos \theta) - 2 \sin \theta] \quad (1.49)$$

代入 (1.34) 的关系, 最后得

$$R = \frac{12R_i}{\theta^4} \left[2(1 - \cos\theta) - \theta \sin\theta \right] \quad (1.50)$$

$$X = -\frac{d}{\epsilon\omega} - \frac{12R_i}{\theta^4} \left[\theta(1 + \cos\theta) - 2\sin\theta \right] \quad (1.51)$$

这里所得出的就是二极管工作时对交流所呈现阻抗的电阻和电抗分量 (对单位电极面积而言的)。

从 (1.51) 式可见, 二极管在超高频时所呈现的电抗由两部分组成。其一是由管的极间静态电容 $C_i = \frac{\epsilon}{d}$ 所产生, 另一则是由于电子运动所生。

当波越角 θ 很小时 (在超高频接收机中的电子管常常是处在这种工作状态), (1.50)、(1.51) 还可以化简, 将 $\cos\theta$, $\sin\theta$ 展成幂级数, 并忽略高次项, 得

$$\begin{aligned} Z &\approx R_i \left[\left(1 - \frac{\theta^2}{15} + \dots \right) - j \left(\frac{3}{10}\theta - \frac{1}{84}\theta^3 + \dots \right) \right] \\ &\approx R_i \left(1 - j \frac{3}{10}\theta \right) \end{aligned}$$

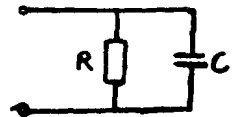


图 1.4

或者改变成导纳的形式得: $Y = \frac{1}{Z} \approx \frac{1}{R_i} \left(1 + j \frac{3}{10}\theta \right)$

这时, 二极管在超高频时的等效电路可画成如图 1.4 所示的形式

其中 $R = R_i$ (1.52)

$$C = \frac{1}{\omega} \frac{3}{10} \frac{\theta}{R_i} = \frac{3\tau}{10R_i} = \frac{3}{5} \frac{\epsilon}{d} = \frac{3}{5} C_i \quad (1.53)$$

可见, 此时等效电容为管的静态电容的 $3/5$ 倍, 等效电容的减小是由于由运动电子在管的外电路中感应而生的电流要比加在二极管上的交流电压要滞后一个相角, 亦即它是呈电感性的, 因而就部分地抵消了流过极间电容的电容电流, 从等效电路来看, 则表现为等效电容减小。

最后, 我们还要求出管内对流电流 I_k 的分布情况, 根据电流连续定律, 在管内任一截面上对流电流 I_k 与位移电流 I_c 之和等于电路中的总电流 $I_{\sim}$, 注意到

$$I_c = C_i \frac{\partial U_{\sim}}{\partial t} = j\omega\epsilon E_{\sim}$$

故设 $I_{\sim} = I_k + j\omega\epsilon E_{\sim}$

将 (1.44) 代入, 经过变换后得

$$\begin{aligned} I_k &= \frac{2I_{\sim}}{(j\omega)^2 r^2} \left[1 - (1 + j\omega r) e^{-j\omega r} \right] \\ &= -\frac{2I_{\sim}}{\theta^2} \left[(1 - \cos\theta - \theta \sin\theta) + j(\sin\theta - \theta \cos\theta) \right] \end{aligned} \quad (1.54)$$

当 θ 很小时, 近似地有

$$I_k \approx I_{\sim} \left[\left(1 - \frac{\theta^4}{4} \right) - j \frac{2\theta}{3} \right] \quad (1.55)$$

最后的式子当 $\theta < 1$ 弧度时, 误差约为 3%。

§ 1.4 超高频放大管的输入导纳 (I) —— 电子惯性所引起的

在本节里我们仅限于讨论由于电子惯性所产生的电子管的输入导纳。为此我们将完全不

考虑各电极引线以及板—栅间的电容 C_{ga} 的影响, C_{ga} 是前早已熟知的了; 引线电感 (主要是阴极引线电感) 的影响将在下节中单独来讨论。

先讨论三极管的情况。为了简单明了起见, 我们作如下的假设:

1. 各电极是无穷大的平行平面; 且栅网具有如下的特性: 它能将网两边的电场完全隔离, 同时它本身又不吸收电子, 即它对电场具有完全的不可透过性, 而对电子则具有完全可透过性, 由于这一特性, 就使得板—栅和栅—阴两个空间的电场互不干扰, 且两个空间中均具有均匀电场, 由于这一特点就使得栅流不会是电子落在它上面所引起的。当栅网足够密, 并在栅极上加有足够的负偏压时, 上述假设是可认为接近实际情况的。而接收—放大管通常正是具有这样的结构和工作状态。

2. 通常在板—栅间加有相当高的直流电压, 而在栅—阴间则加有直流负偏压, 因此电子在栅—阴间的渡越时间 τ 远大于板—栅间的渡越时间 τ_{ga} , 即 $\tau \gg \tau_{ga}$, 因此一次近似时, 可以认为 $\tau_{ga} = 0$ 。

后一假设并无原则意义, 以后将指出, 我们完全有能力处理 $\tau_{ga} \neq 0$ 情况。

此外, 在上节讨论二极管时所作假设在这里也完全有效, 这里就不再重复了。

为了来处理所提出的问题, 可以将三极管看作两个串联的二极管。这样, 我们就可以直接运用上节的结果了。

在着手定量分析以前, 我们先来一些定性的分析。设在栅—阴间加上交流电压 $\dot{U}_g$, 此时栅流 $\dot{i}_g$ 就等于流过两个串联二极管 (栅—阴和板—栅) 的电流之差, 如图 1.5。计及相位关系, 可写出下面的关系式

$$\dot{i}_g = \dot{i}_{g1} - \dot{i}_{g2} \quad (1.56)$$

这里 $\dot{i}_g$ 、 $\dot{i}_{g1}$ 、 $\dot{i}_{g2}$ 都是复数。

根据假设 2、 $\tau_{ga} = 0$, 因此有

$$\dot{i}_{g2} = \dot{i}_{k2} \quad (1.57)$$

这里 $\dot{i}_{k2}$ 是在栅极平面上面的对流电流。

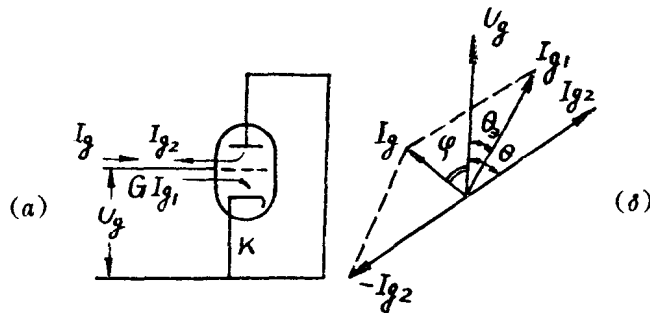


图 1.5

由于 $\tau_{ga} \approx 0$, 当栅极电压 $\dot{U}_g$ 在某一相位时有一群电子从阴极 K 跑出来, 当这群电子跑到栅极平面的下面时, 栅极电压将不是保持在原来的数值, 而是改变了某一相角。也就是说在栅极平面下面的对流电流 $\dot{i}_{k1}$ 要比 $\dot{U}_g$ 滞后某一相角 θ 。根据假设 1, 栅极不吸收电子, 故有 $\dot{i}_{k1} = \dot{i}_{k2}$ 因此 $\dot{i}_{k1}$ 从而 $\dot{i}_{g2}$ 也是落后 $\dot{U}_g$ 同一相角。为简便计, 将 $\dot{i}_{k1}$ 、 $\dot{i}_{k2}$ 统称之为栅极平面上的电流 $\dot{i}_k$ 。

为了找出 $\dot{i}_{g1}$, 就必须利用 (1.10), 即 $\dot{i}_{g1}$ 系由在栅—阴间全部运动的电子感应产生的, 亦即栅—阴间对流电流的平均值。相对于 $\dot{U}_g$ 而言, 在阴极表面上对流电流的相角为