

目 录

緒 論	(1)
§ 1 微波波段的定义和划分	(1)
§ 2 微波测量技术和微波测量儀器的特点	(3)
§ 3 微波測量儀器設計中問題的特点	(3)
§ 4 微波測量技术和測量儀器的发展	(4)
第一章 超高频三极管訊号发生器	
§ 1 超高频三极管振盪器电路的特点	(6)
§ 2 三极管振盪器中的反饋系数	(9)
§ 3 負載电阻对振盪器工作的影响以及 C_{ak} 与輸出功率的关系	(10)
§ 4 三极管振盪器在超高频时的工作状态	(11)
§ 5 三极管振盪器的实际电路	(17)
§ 6 振盪迴路	(18)
§ 7 調諧机构	(25)
§ 8 滑动短路器	(26)
§ 9 反饋裝置	(30)
§ 10 輸出耦合裝置和頻率微調裝置	(33)
§ 11 輸出衰减器	(37)
§ 12 振盪器的調制	(38)
§ 13 振盪器的頻率稳定問題	(43)
§ 14 三极管超高频訊号发生器的結構	(45)
§ 15 三极管振盪器結構設計中的若干問題	(49)
第二章 反射調速管訊号发生器	
§ 1 反射調速管的工作特性	(69)
§ 2 反射調速管振盪器的調諧方法	(71)
§ 3 同軸諧振腔的振盪模式	(77)
§ 4 諧振腔的計算	(79)
§ 5 振盪条件和振盪模的圖解	(82)
§ 6 振盪模的干涉	(87)
§ 7 TEM波干涉的防止及消除	(89)

D007/14

§ 8	寄生諧振的影响	(95)
§ 9	H波寄生諧振	(98)
§ 10	E波寄生諧振	(99)
§ 11	干涉抑制器和終端短路器中的寄生諧振	(101)
§ 12	終端短路器	(103)
§ 13	振盪器与負載的耦合	(113)
§ 14	振盪功率的穩定	(116)
§ 15	振盪頻率的穩定	(117)
§ 16	反射調速管振盪器中的調制	(125)
§ 17	調速管振盪器的电源供給	(133)
§ 18	反射調速管訊号发生器的結構	(137)
第三章	其他訊号发生器	
§ 1	毫米波訊号发生器	(14)
§ 2	晶体二极管倍頻器	
§ 3	噪声发生器	
第四章	衰减器	
§ 1	衰减量的定义	()
§ 2	設計衰减器时的一般性問題	()
§ 3	截止式衰减器的工作原理	()
§ 4	工作波型的純洁度	()
§ 5	干涉波型的分离	()
§ 6	波型滤波器	
§ 7	截止式衰减器的輸入阻抗变化	
§ 8	截止式衰减器輸入阻抗对衰减量的影响	
§ 9	阻抗匹配技术	
§ 10	关于E ₀₁ 型截止式衰减器的設計問題	(1)
§ 11	截止式衰减器的結構	(19)
§ 12	吸收式同軸綫衰减器	(21)
§ 13	吸收式波导衰减器	(22)
§ 14	极化吸收式衰减器	(23)
§ 15	利用微波鉄淦氧体的几种衰减器和单向器	(23)
§ 16	气体放电衰减器	(23)
第五章	伏特計式功率測量儀器	
§ 1	伏特計式功率測量儀器的基本原理与分析	(24)
§ 2	負載电阻的研究	(24)
§ 3	典型設備示例	(24)
第六章	热敏电阻式功率測量儀器	

§ 1	电桥电路	(252)
§ 2	热敏元件	(257)
§ 3	直讀式測熱敏电阻电桥的温度补偿	(263)
§ 4	热敏电阻座	(271)
§ 5	典型儀器介紹	(279)
第七章	量热計式功率測量儀器	
§ 1	量热計式功率測量儀器的基本工作原理	(286)
§ 2	水負載	(287)
§ 3	水流速度和溫差的測量以及水流系統	(292)
§ 4	誤差分析	(295)
§ 5	典型儀器介紹	(297)
第八章	其他功率測量儀器	
§ 1	微波功率指示器	(301)
§ 2	光度計式瓦特計	(311)
§ 3	利用电磁波的有質作用力的微波瓦特計	(312)
第九章	駐波測量儀器	
§ 1	对开槽測量綫的基本要求	(318)
§ 2	开槽傳輸綫	(318)
§ 3	槽	(319)
§ 4	探針	(322)
§ 5	探針的舌套	(325)
§ 6	平板型同軸測量綫	(327)
§ 7	开槽測量綫的机械結構設計問題	(328)
§ 8	开槽測量綫的具体結構	(336)
§ 9	自动測量綫	(347)
§ 10	无槽多探針測量綫	(350)
§ 11	挤压綫段	(352)
第十章	阻抗測量儀器	
§ 1	阻抗測量电桥	(355)
§ 2	惠斯登波导阻抗电桥	(355)
§ 3	双T波导阻抗电桥	(357)
§ 4	双T接头的制造和匹配問題	(362)
§ 5	单頻双T阻抗电桥及其有关問題	(366)
§ 6	多頻阻抗电桥	(371)
§ 7	环形阻抗电桥	(374)
§ 8	阻抗圖示儀	(375)
§ 9	阻抗比較儀	(384)

§ 10 定向耦合器式阻抗測量儀	(387)
第十一章 波長測量儀器	
§ 1 諧振腔	(394)
§ 2 雙諧振腔耦合系統	(396)
§ 3 一些簡單形狀的諧振腔的主波型	(397)
§ 4 諧振腔的設計	(411)
§ 5 設計舉例	(414)
§ 6 機械上的考慮	(420)
§ 7 溫度和濕度的影響	(422)
§ 8 實際波長計電路	(427)
§ 9 實際波長計的結構	(437)
§ 10 應用光學測量法的波長測量設備	(446)
第十二章 頻譜分析測量儀器	
§ 1 某些高頻脈衝的頻譜	(455)
§ 2 頻譜分析的基本方法	(459)
§ 3 頻譜儀的靜態分辨能力和分析誤差	(460)
§ 4 分辨能力和分析速度之間的關係	(463)
§ 5 頻譜儀的動態分辨能力	(466)
§ 6 頻譜儀的最佳分辨能力和分析速度	(470)
§ 7 自動頻譜分析儀在分析重複性脈衝訊號時的情況	(472)
§ 8 外差式自動頻譜分析儀設計中的主要問題	(474)
§ 9 頻譜儀的靈敏度	(473)
§ 10 外差式頻譜儀中的質頻響應	(482)
§ 11 外差式頻譜儀中的頻率穩定性問題	(481)
§ 12 外差式頻譜儀的結構	(485)
第十三章 諧振腔參數測量儀	
§ 1 諧振腔參數測量儀的基本工作原理	(499)
§ 2 諧振腔比較儀	(506)
§ 3 Q比較儀	(507)
§ 4 頻標式諧振腔測量儀	(507)
§ 5 衰減式Q值測量儀	(513)
第十四章 頻率測量儀器	
§ 1 微波頻率計	(517)
§ 2 頻率標準	(518)
§ 3 微波精密頻率計的實際結構	(523)
§ 4 分子鐘和原子鐘	(535)
§ 5 利用順磁諧振效應的頻率計	(533)

緒 論

§1 微波波段的定义和划分

整个电磁振荡频谱，按其产生及探测方法，可以划分为两大区域。第一个区域，从波长最短的宇宙射线、 γ 射线、X射线以至可见光、红外线、远红外线，统称为光学区域。这些电磁振荡的产生方法，主要是基于各种微粒的能态跃迁，其频率（波长）取决于这些微粒的量子论的特性。至于探测方法，则主要是基于量子效应的光电过程或光化学过程。另一部份波长较长的电磁振荡统称为无线电波。无线电波的产生是和电磁现象直接相联系的，其频率可以通过电路的几何形状和尺寸而加以控制。探测方法主要是将高频电磁能量转变为机械运动（例如，电表指针的摆动，扬声器的震动，电子射线在荧光屏上的运动等）。

所谓“微波”是指无线电波的高频区域，在这区域中，设备的尺寸是与振荡波长可以相比拟的。换言之，即从技术的特点着眼，而并不确切地定义一个具体的频率范围。目前，大致上可以认为微波波谱的下边界约为2—3毫米的波长，因为更短的波长，目下还难以产生及探测。此外，在更短的波长下，仪器和设备的尺寸将小得不切实际，在此情况下，采用光学方法将更为适当。即使在毫米波段中，某些测量（例如频率或波长）也开始采用光学方法了。微波波谱的上限，取决于集总参数电路和普通电子管所能有效地工作的频率。一般说来，这个界限频率约在300—500兆赫左右。但是，在大功率的设备中，有时甚至在100厘米波长时，也使用波导系统。

在微波技术中，通常按波长的数量级来划分波段，如表1所示。此外有时还把毫米波再划分为长、中、短三段，如表2表所示。雷达中所用的1.25厘米波段，有时也称为准毫米波波段。

表1

波 段 名 称	波 长 范 围 (厘米)	频 率 范 围 (兆赫)
米波 (公尺波)	≥ 100	≤ 300
分米波 (公寸波)	100—10	300—3000
厘米波 (公分波)	10—1	3000—30000
毫 米 波	1—0.1	30000—300000
亚 毫 米 波	≤ 0.1	≥ 300000

表2

分 波 段 名 称	波 长 范 围 (毫米)	频 率 范 围 (千兆赫)
长 毫 米 波	≥ 7.5	≤ 40
中 毫 米 波	7.5—4	40—75
短 毫 米 波	≤ 4	≥ 75

在雷达技术中，则根据常用的波长，划分为若干个波段，每段用一个拉丁字母来作为代号，如表3所示。在研究分子特性的微波波谱学中，其所用代号则又有所不同，如表4所示。

表3

波 段 代 号	标称波长(厘米)	标称频率(千兆赫)
L	50/23	0.6/1.3
S	10	3
C	5.5	5.5
X	3.2	10
J	1.5	20
K	1.25	24
Q	0.8	34

表4

波 段 代 号	标称波长(毫米)	标称频率(千兆赫)
K	12.5	24
J	8	35
I	6	50
H	4	75
G	2.5	120
F	1.5	200

§ 2 微波測量技術和微波測量儀器的特點

從原則上說，在任何一个以分布參數電路為基礎的微波系統中，它的工作情況取決於其內部的電磁場結構。據此，必須測量出整個系統中的電場和磁場分布，才能明白確切地了解該系統的全部情況。但是，在實際上，還沒有簡單直接地進行這種測量的方法，因而不得不求助於間接而實用的方法。

下列兩個關係式是大家熟悉的：

$$\vec{P} = \vec{E} \times \vec{H} \quad (1)$$

$$\vec{Z} = \frac{\vec{E}}{\vec{H}} \quad (2)$$

由此可見，功率和阻抗的測量，將間接地描繪出電場和磁場的分布情況。這就決定了這兩類測量的重要性。除此以外，頻率（或波長）測量的重要性是不言而喻的。一方面，振盪頻率是高频振盪的一個基本參量。另一方面，電磁場在系統內的分布情形往往取於系統的尺寸與振盪波長之間的相對關係。

在微波波段中，功率和頻率（波長）是唯一地能夠作出絕對測量的兩個參量。至於阻抗，一般只能進行相對的測量，換句話說，就是以某一標準阻抗（通常是傳輸系統的波阻抗）作為參考，而測量出其相對值。

微波測量技術的特點決定了測量儀器的特點。

§ 3 微波測量儀器設計問題中的特點

微波測量儀器通常包括兩個組成部份，即高频系統（分布參數電路）和低频系統（集總參數電子路）。後者通常是作為儀器的指示器和控制系統。這兩個系統作為儀器中的兩個不可缺少的組成部份，是互相依賴的，所以它們的設計是不能互相分割孤立的。但是在這兩個系統中，它們的工作特性的分析是通過不同的理論基礎而獲得的：高频系統依靠電磁場和長綫理論，而電子電路則以集總參數電路理論為基礎。因此，這兩部份的設計問題就往往迥然而異。

低频系統的設計問題是另一門課程——無線電測量儀器——的任務。

至於高频系統的設計，則存在着某些特殊的困難問題。首先，既然高频系統的工作特性取決於其內部的電磁場分布，所以問題就涉及到電磁場和長綫理論，涉及到偏微分方程的求解問題。這往往是一個極端複雜的問題。有些問題至今還未能得到完全的解決。有些問題，雖然獲得了在理論上相當滿意的解決，而其結果卻是那麼複雜，以致在實際設計計算中根本無法加以利用。除此以外，分析一個現存系統的工作特性是一個問題，而反過來，當給定了對系統工作特性的要求以後，要求設計出最佳的系統結構形式又是另外一個問題。而後一問題往往比前一問題困難複雜得多。

为此，在高频系统的设计中，往往不得不依靠实际的测量试验，尝试修改。在这方面，前人的经验总结、测试数据和典型设计是很有帮助的。此外，还可以根据相似理论，利用现存的高频系统的详细资料来设计另一个工作于另一频段上的新系统。另一方面，当新的设计的实验工作比较困难时，同样也可以根据相似理论来进行模型试验。例如，在发展和研制毫米波波段的仪器时，就往往在3厘米波段的模型上进行试验和改进。

根据相似原理，在改变试件的几何尺寸和工作频率时，其材料的电磁特性亦应相应地作适当改变，以满足下列关系：

$$\mu \varepsilon l^2 f^2 = A \quad (3)$$

$$\mu \sigma l^2 f^2 = B \quad (4)$$

其中A和B是常数， l 是试件的线性尺度。

例如，把一系统的线性尺度 l 放大一倍时，如果 μ 和 ε 维持不变，则工作频率应降为原来的 $\frac{1}{2}$ ，以满足公式(3)。这时，为了同时满足公式(4)，就要求 σ 增大一倍。这一点在某些情况中是十分重要的，例如在谐振系统中导体壁和绝缘介质中的损耗对其工作特性有极显著的影响。但另一方面，也有许多（甚至可以說絕大多數）高频元件中的导体和介质损耗不大，而且对其工作特性影响极微的。这时，在确定电磁场分布时，导电率并不起重大的影响，或者说，元件的阻抗几乎与导电率无关。在这种情况下，条件(4)也不一定要求满足。

有时也会遇到这样的情况，就是工作频率不变，但是要缩小高频系统的尺寸。在这种情况下，最简单的办法就是利用另一种介电常数 ε 更大的新介质代替原有的介质或空气填充。由条件(3)可见，当要求尺寸缩小一半时，新的介质材料的介电常数应为原来的4倍。

当然，并不是系统的全部尺寸都要照比例增大或缩小的，主要是系统内电磁场存在着的那部分空间及其界面。除此以外，例如波导壁的外部尺寸等无关紧要的部分自然不受此限。

根据以上所述，还导出了微波测量仪器的另一个特点，就是型号规格系列的繁复化。例如，在低频时一个设计精良的电阻衰减器可以从直流一直工作到20—30兆赫，即包括整个音频和射频频段。但在微波波段中，却不得不为10厘米、3厘米、1厘米等各个分波段设计制造不同的衰减器。

§4 微波测量技术和测量仪器的发展

根据以上所述，不难看出，在较低频段中的测量方法和测量仪器，除小部份经过适当的修改后可以引用于微波波段中以外，大多数是完全不适用的。这就要求创造出完全不同的新颖的方法和仪器。

随着分米波和厘米波技术的发展 and 掌握，在近二十年来，在这个波段内，对于测量技术和测量仪器方面已经掌握和积累了极其丰富的经验。在这一门课程中所讲授的，主要就是有关这两个波段中的测量仪器的设计制造经验的一个基本总结。

但是，把这些經驗直接移用于目前正在蓬勃發展并已開始實際應用的毫米波波段中，却并非永遠都是成功的。首先，隨著波長的縮短，測量設備的尺寸也就愈來愈小，對機械結構製造的精密度和光潔度的要求就愈來愈高，甚至大大超過了現有的工藝水平和加工能力。此外，由於波導元件和絕緣介質內的損耗隨頻率升高而劇增，也帶來了附加的困難。這些都促使我們尋求解決問題的新途徑，希望能創造出其尺寸不受波長限制的測量設備來。在這方面已經進行了一系列的探索和試驗，導致了利用電磁波的干涉和繞射現象，電磁波的有質作用力，馬留斯定律，法拉第效應等一系列新的光學測量方法和測量設備來。其中有些技術或設備雖然目前尚未廣泛的付諸實用，但無疑是極有發展前途的。

另一方面，新的微波材料和元件的發展，例如，微波鈦鎳氧磁體，和新微波半導體器件等，也給微波測量儀器开辟了廣闊的新前途。利用這些新元件，可以實現以前認為是幾乎不可能的幻想，使我們有可能製造出用電氣方法調諧的波導元件，從而消除了精密機械傳動和加工的困難問題，並創造出寬波段的半自動化和全自動化的精確儀器來（如阻抗圖示儀等）。

隨著 H_{01} 型圓柱波導寬頻帶遠距離通訊研究工作的发展，對微波測量提出了一系列的新任務，要求創制出一系列完全新穎的測量儀器和設備來，如圓柱波導中的電磁場結構分析測量儀器，波導傳輸線路不均勻性測量儀器等等，形成了微波測量儀器中的一個新興的部門。

新型的微波傳輸系統（帶狀綫，單根綫等）的研究也提出了創制另一系列新穎的測量儀器的任務。

微波測量技術和測量儀器曾經對原子和分子的微波波譜學的發展作出過出色的貢獻。反過來，微波波譜學的發展也為微波測量儀器开辟了另一方面新的發展途徑。基於微波波譜學的成就，已經創制出了新型的頻率和時間測量基準。經過今後一段時期的努力改進，有取代現行的天文時間測量原基準的趨勢。在微波波譜學的基礎上，也產生了一些寬頻帶頻率測量設備的雛型。

總而言之，在微波測量儀器的未來發展前面，有着非常廣闊的天地。所提出的新任務是十分艱鉅的，但前途却是樂觀的，前景是光輝燦爛的。

第一章 超高频三极管讯号发生器

一具完善的讯号发生器包括振盪器、调制器、輸出裝置、測量裝置以及电源供电設備等部分。

利用現代的超高频三极管和分布參數振盪迴路，可以产生頻率高达10千兆赫的振盪。但一般說來，使用在3千兆赫以上的頻率是不容易的。在3千兆赫以下的頻段中，三极管的工作十分良好。振盪頻率所受到供电电源电压变动的影響，不象調速管振盪器中那样严重。因而电源設備就不象調速管訊号发生器中的那么复杂龐大。在三极管振盪器中很容易得到脉冲调制。但是，調頻是困难的。

除此之外，超高频三极管的现代工业产品，一般都能产生足够大的振盪功率。在高频微波接收机的測量工作中，訊号发生器只要有 10^{-14} 瓦左右的极微弱輸出功率就够了。在最常遇到的簡單的駐波測量中，則一般需要几个毫瓦的功率。不过，为了防止測量过程影响訊号发生器的輸出功率或頻率，通常在訊号发生器与被測系統之間插入一个衰減量不小于10分貝的衰減器。这样一来，就要求訊号发生器能够輸出几十毫瓦的功率。此外，在某些測量中，例如在衰減量的測量或天綫的測量等工作中，訊号发生器所輸出的功率只有一小部分能达到指示儀器中，这样就要求訊号发生器的輸出功率达到几百毫瓦。总而言之，对一般应用來說，訊号发生器有一瓦左右的輸出功率是足够的了。在現代的超高频三极管中，得到这样的振盪功率是不难的。

在微波波段中，外激功率放大器是极端困难的。因此，照例是从自激振盪器中直接輸出到負載上。这样一来，振盪器本身就应该同时完成两个任务：它一方面是一个高效率的振盪器，保证在相当稳定的頻率下以足够的振盪功率供給負載，同时它里面应当完成所需要的调制。

在下面，我們主要集中注意力在与超高频三极管强力自激振盪器的工作有关的一些問題中。

§1 超高频三极管振盪器电路的特点

大家都知道，在頻率很高的时候，由于各种損耗的增加、迴路諧振阻抗減小以及电子慣性的影响，使放大器和振盪器的輸出功率和效率都大为下降。

除此以外，由于电子慣性的影响，板流基波和柵压之間有一个附加的相位移，根据振盪器中的相位平衡条件，这就导致在負載中的电压与板流基波之間出現一个相位差

$$\varphi_z = -\varphi_k - \varphi_s \quad (I-1)$$

其中， φ_k 是反饋系數的相位移，

φ_s 是电子管折合跨导的相角。

如果反饋系數是实數，即 $\varphi_k = 0$ ，則当頻率上升时，由于电子慣性的影响， φ_s 随之增大， φ_z 亦因之而增大。随着負載失諧的加甚，輸出功率就更加降低，因为

$$p = \frac{1}{2} I_{a1} U \cos \varphi_z$$

(I-2)

为了保证最大功率输出，应该适当地调整反馈系数的相位。因此，在超高频振荡器中，照例是采用双迴路的振荡电路。其中一个迴路用以调整振荡频率，而另一个迴路则用来调整反馈系数。在一个典型三端振荡器电路中，可以有如图 I-1 所示的三种结构形式。视两个迴路公共点的所在，分别称为 (a) 共栅电路，(b) 共板电路和 (c) 共阴极电路。因为通常两个迴路的公共点是接“地”（接到机壳上）的，所以有时也称为栅极接地、板极接地和阴极接地电路。不过应该指出，在放大器中，为了避免寄生耦合，两迴路的公共点是必须接地的，但是在自激振荡器中，既然要调整板路与栅路之间的耦合，实际上那一点接地是无关紧要的。

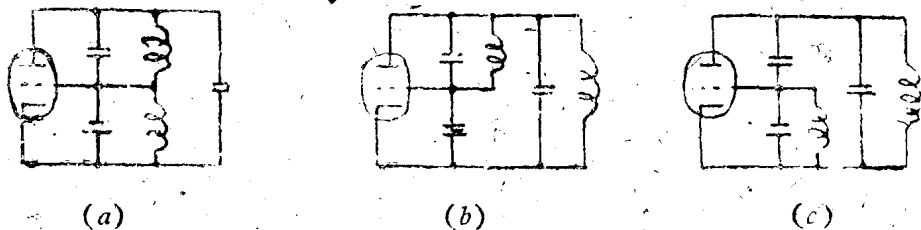


图 I-1

在今后所进行的分析中，我们只考虑电子管的极间电容的作用，而忽略电极的引线电感，因为在现代超高频三极管中，引线电感是相当小的。

首先研究一下共栅电路（图 I-2）。根据自激条件，栅阴电路的阻抗应当是电容性的，因此可以用一个等效电容 C'_{gk} 来代替 C_{gk} 和 X_k 的组合：

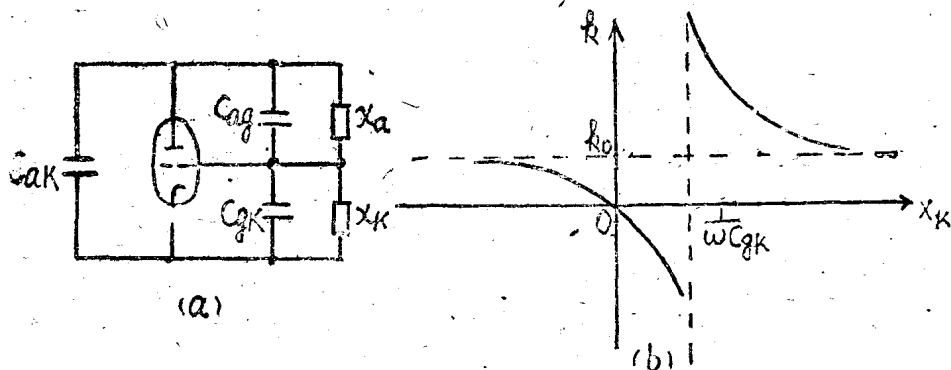


图 I-2

$$C'_{gk} = C_{gk} \left(1 - \frac{1}{\omega C_{gk} X_k} \right) \quad (I-3)$$

于是反馈系数可以写为下列形式：

$$k = \frac{C_{ak}}{C'_{gk}} = \frac{k_0}{1 - \frac{1}{\omega C_{gk} X_k}} \quad (I-4)$$

其中， $k_0 = \frac{C_{ak}}{C_{gk}}$ 。由此可见，反馈系数是频率、电子管的参数和栅阴电路电抗

X_k 的函数。 k 和 X_k 之间的关系示于图 I-2b 中。

振荡频率取决于振荡系统的谐振条件：

$$\frac{1}{X_a} = \omega \left(C_{ag} + \frac{C_{ak} C'_{gk}}{C_{ak} + C'_{gk}} \right) = \omega \left(C_{ag} + \frac{C_{ak}}{1+k} \right) \quad (I-5)$$

由此可见， X_a 应是电感性的。此外，振荡频率不但取决于 X_a 之值，而且也取决于反馈系数，即取决于栅阴电路。但是后面这种依从关系是比较弱的，因为当 k 变化时

(记得 $k > 0$)，总电容量 $C_{ag} + \frac{C_{ak}}{1+k}$ 的变化是不大的。可以说，板栅电路主要决定振荡频率，而栅阴电路则主要决定反馈系数。两者的调整几乎是互不相关的。通常先调整板栅电感，得到所需频率后，然后调整栅阴电感以获最大功率输出。这时振荡频率略有变动，如果必要，可以重新略为调整一下板栅电感，以得准确的振荡频率。这种调整的方便性决定了共栅电路的广泛应用。

在共板电路中(图 I-3)，板阴电路的阻抗应当是电容性的。因此，同样可得

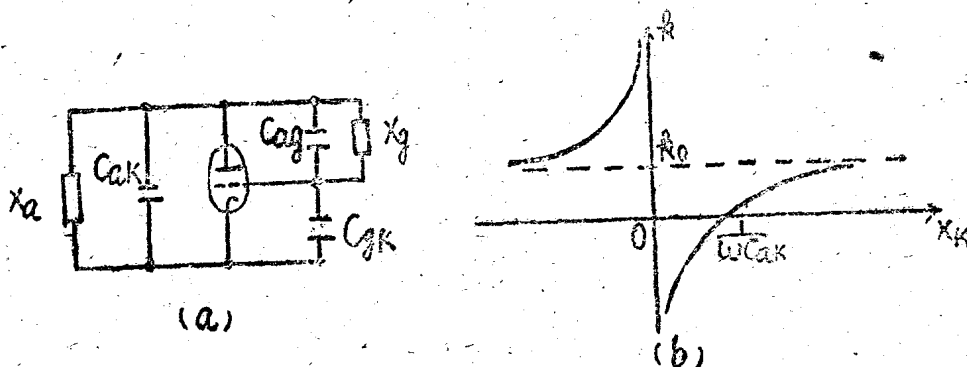


图 I-3

$$k = \frac{C'_{ak}}{C_{gk}} = k_0 \left(1 - \frac{1}{\omega C_{ak} X_k} \right) \quad (I-6)$$

$$\frac{1}{X_a} = \omega \left(C_{ag} + \frac{C'_{ak} C_{gk}}{C'_{ak} + C_{gk}} \right) = \omega \left(C_{ag} + \frac{k}{1+k} C_{gk} \right) \quad (I-7)$$

其中， $C'_{ak} = C_{ak} - \frac{1}{\omega X_k}$

由此可见，共板电路的调整，具有和共栅电路相似的特点。但当反馈系数 k 改变时，频率的变化比较大一些。

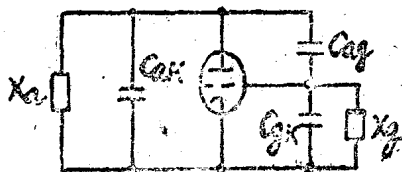
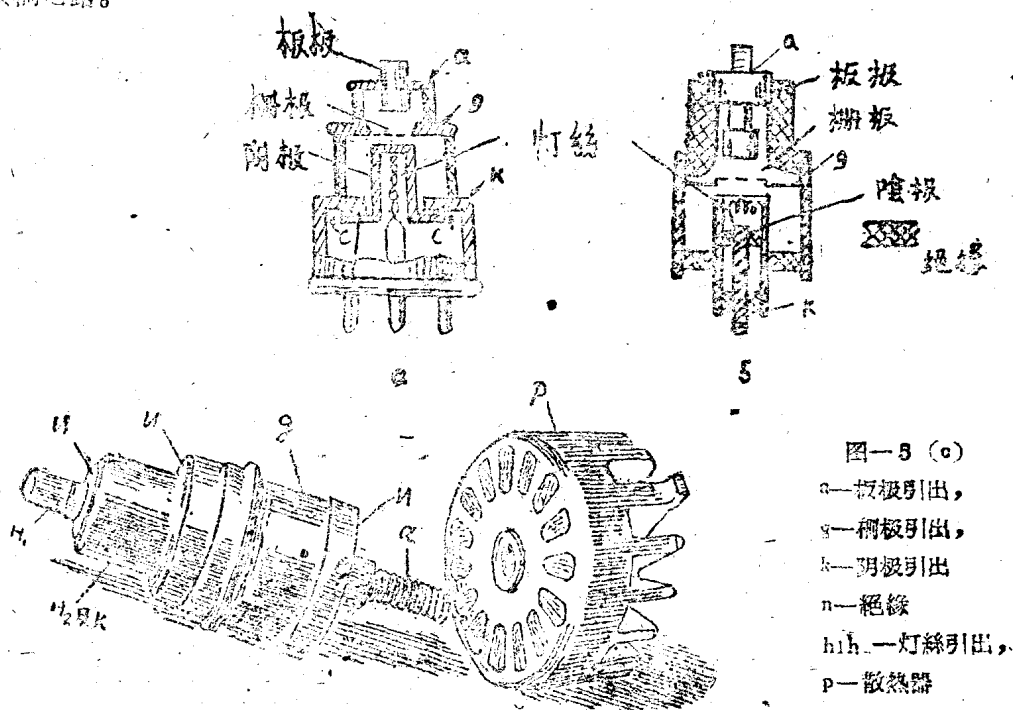


图 I-4

在共阴电路中(图 I-4)，为了要产生自激，栅阴电路和板阴电路的阻抗都应该是电感性的。振荡频率和反馈系数与两个回路参数之间的关系大体上都同样密切。两者之间互相独立地分别进行调节是不可能的。因此，共阴电路在超高频时是极少应用的。

除此以外，为了保证低损耗和高效率，振荡器的交流板压振幅 U 应尽可能大，而激励电压振幅 U_g 应尽可能小。在共栅电路中，实际如在板栅回路上的电压是 $U_{ag} = (U + U_g)$ ，栅阴回路上的电压是 U_g ，因此板栅回路的储能远大于栅阴回路的储能。从板栅回路中可以得到很大的输出功率。在共板电路中，板栅回路上的电压 $(U + U_g)$ 和栅阴回路上的电压 (U) 都相当大。负载可以和任一回路耦合，但是在无负载的那一回路上的损耗，显然比共栅电路中的栅阴回路上的损耗大些。

总而言之，共栅电路是最优越的。正因为如此，所以现代超高频三极管的工业产品中，其结构形式（图 I—5）也通常特别适于作共栅使用。我们今后的研究，也仅限于共栅电路。



§2 三极管振荡器中的反馈系数

在前面一节中，我们假定反馈系数是实数。实际上，由于电路上包含有电阻（首先是负载电阻），反馈系数是一个复数，即除其绝对值外，还有一个相位移。

如果把振荡电路绘成如图 I—6 所示的一般形式，则反馈系数可以写为

$$k = -\frac{Z_{gk}}{Z_{gk} + Z_{ag}} \quad (I-8)$$

其中 Z_{gk} 和 Z_{ag} 都是复量，其中包括外回路的参数，电子管的极间电容以及负载电阻和损耗；

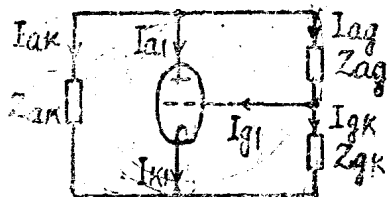


图 I—6

$$Z_{gk} = R_{gk} + jX_{gk}$$

$$Z_{ag} = R_{ag} + jX_{ag}$$

考虑到 X_{gk} 与 $(X_{ag} + X_{gk})$ 是異号的, 由公式 (I-8) 可得 k 的相角

$$\varphi_k = \arctg \frac{X_{gk} R_{ag} - X_{ag} R_{gk}}{X_{gk} (X_{gk} + X_{ag})} \times \frac{1}{1 + \frac{R_{gk}}{X_{gk}} \cdot \frac{R_{gk} + R_{ag}}{X_{gk} + X_{ag}}}$$

考虑到电抗值总是比电阻值大得多, 故

$$\varphi_k = \arctg \left[\frac{X_{gk} R_{ag} - X_{ag} R_{gk}}{X_{gk} (X_{gk} + X_{ag})} \right] \quad (I-9)$$

当迴路参数改变时, 方括号内的值可以从 $-\infty$ 变到 $+\infty$, 故 φ_k 的变化范围为。

$$-\frac{\pi}{2} \leq \varphi_k \leq \frac{\pi}{2}$$

考虑到在共栅电路中, 应有 $\varphi_k > 0$, 而 X_{gk} 与 X_{ag} 和 X_{gk} 是異号的, 因此必须使 $X_{gk} < 0$, $X_{ag} > 0$ 这实际上就是电容三端电路产生自激的必要条件。

§3 負載电阻对振荡器工作的影响以及 C_{ak} 与输出功率的关系

为了分析简便起见, 假定电子管的渗透率 $D \approx 0$, 这个假定在问题的定性研究中并无影响, 而在定量研究中引起的误差也很微。

振荡的稳定条件为

$$k Z_S \bar{S} = 1 \quad (I-10)$$

这里 $Z_S = \frac{Z_{ak} (Z_{gk} + Z_{ag})}{Z_{ak} + Z_{gk} + Z_{ag}}$ 是板极总負載阻抗,

$\bar{S} = \alpha_1 S$ 是电子管的平均跨导, S 是电子管的跨导,

$\alpha_1 = \frac{S}{\bar{S}}$ 称为折合系数, 它是板流基波系数 α_1 以及板流上下截止角 ψ_1

和 ψ 的函数:

$$\alpha_1 = \frac{1}{\alpha_1 (\cos \psi_1 - \cos \psi)}$$

在共栅电路中,

$$Z_{ak} = \frac{1}{j\omega C_{ak}} = \frac{1}{jB_{ak}}$$

如果忽略栅阴电路中栅流損耗及迴路損耗不計, 則

$$Z_{gk} \approx \frac{1}{jB_{gk}}$$

这里 $B_{ak} > 0$, 至于 Z_{ag} 則含有一个相当大的电阻部分, 可以得到两个方程:

$$\left. \begin{aligned} B_{ag} (B_{gk} + B_{ak}) &= B_{gk} B_{ak} - G_{ag} S \\ B_{ag} S &= G_{ag} (B_{gk} + B_{ak}) \end{aligned} \right\} \quad (I-11)$$

在两个方程中消去 P_{ag} 并引入 α_i , 得

$$\alpha_i^2 (B_{gk} + B_{ak})^2 - \frac{B_{gk} B_{ak} S}{G_{ag}} \alpha_i + S^2 = 0 \quad (I-12)$$

因为 α_i 不可能是负数, 所以方程 (I-12) 只有在下列条件下才能有正确的解:

$$\left(\frac{B_{gk} B_{ak}}{G_{ag}} \right)^2 - 4 (B_{gk} + B_{ak})^2 \geq 0$$

或
$$\frac{1}{B_{gk}} + \frac{1}{B_{ak}} \leq \frac{1}{2 G_{ag}}$$

由此可见, 要保证产生振荡, 应有

$$\left. \begin{aligned} B_{gk} &\geq 2 G_{ag} \\ B_{ak} &\geq 2 G_{ag} \end{aligned} \right\} \quad (I-13)$$

因为
$$B_{gk} = \omega C_{gk} - \frac{1}{X_k}$$

所以在适当选择栅阴回路电抗 X_k 值时, 第一个条件总是能够满足的, 至于第二个条件则要求

$$\omega C_{ak} \geq 2 G_{ag} \quad (I-14)$$

但是
$$G_{ag} = \frac{2 P_{ag}}{U_{ag}^2} = \frac{2 P_{ag}}{\xi_{ag}^2 E_a^2} \quad (I-15)$$

这里 $\xi_{ag} = \frac{U_{ag}}{E_a}$, 它的值一般不小于 0.75。所以, 为了保证能产生自激振荡,

应令

$$\omega C_{ak} > 7 \frac{P_{ag}}{E_a^2} \quad (I-16)$$

正是由于这个原因, 在某些专门作自激振荡器用的超高频三极管中, 在管内采取特殊措施来加大 C_{ak} 的值。例如, 陶瓷金属管 $\Gamma И-11Б$ 和 $\Gamma И-12Б$, 除 C_{ak} 值以外, 其余全部参数都是完全相同的。前者是为振荡器用的, $C_{ak} = 0.16$ 微微法。后者是放大器用的, $C_{ak} = 0.04$ 微微法, 如果必要使振荡器工作于较低的频率, 以致不能满足公式 (I-16) 或 (I-14) 使反馈不足时, 应在振荡器中加上额外的管外反馈。

§4 三极管振荡器在超高频时的工作状态

在超高频时, 电子惯性的影响不能不考虑。在这种情况下, 电子管中的电流电压关系是非常复杂的。苏联科学院通讯院士格林堡 (Г. А. Гринберг) 在 1936 年首先发表了二极管中电流和电压关系的严格的解 [1]。其后, 在此基础上, 苏联和其它国家的许多学者创立了超高频三极管的理论 and 工程算法。由于格林堡方程是非常复杂的而烦难的, 在这里我们只限于扼要的介绍一下苏联技术科学副博士拉姆 (Г. С. Рамм) 在 1947—1950 年期间根据格林堡的工作而提出来的工程计算方法 [2]。

首先，應該了解使用这种方法进行計算的几个前提条件。

1. 电子管中的阴极电子电流小于飽和电流，并且电子管的电极是平行平板形的。如果是圆柱形的电极，則圆柱电极的半徑应比极間距离大得多。換句話說，即能够用 $3/2$ 次方定律来进行計算。

2. 极間距离比工作波长小得多，电子运动速度比光速小很多，以致不必应用相对論。

3. 电极的綫性尺度应比极間距离大得多，以致边缘效应可以忽略不計。

4. 阴极电流截止角等于 $\frac{\pi}{2}$ ，并假定渗透率 $D=0$ ，而且柵极对电子的穿越完全没有机械障碍。

5. 振盪迴路調到諧振，并且品质因数足够高，以便得到所需的等效負載电阻 R_{ag} 值（图 1—7）。

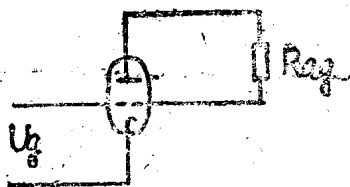


图 1—7

电子管的固有电抗归入外电路中計算。計算的条件是在正常板压下获得最大的輸出功率和效率。

既然假定阴极电子电流不致达到飽和，于是可以根据 $3/2$ 次方定律写出在低頻时的阴极电子电流最大值 I_k 等于阴极的发射电流 I'_k 。这里 A_k 是阴极的工作面积，以平方厘米为单位。 d_{gk} 是柵阴极間距离，以厘米为单位。

$$I'_k = 2.33 \times 10^{-6} U_g^{\frac{3}{2}} \frac{A_k}{d_{gk}^2} \quad (1-17)$$

在很高的頻率下，由于电子惯性的影响，一部分电子不能达到板极而中途折返阴极附近，形成空間电荷，因此，实际的阴极电子电流最大值 I_k 将小于阴极的发射电流 I'_k ，两者的比值取决于电子的渡越时间：

$$\frac{I_k}{I'_k} \approx \frac{9}{8} \theta_{gk} \quad (1-18)$$

$$\text{这里 } \theta_{gk} = \frac{\omega d_{gk}}{e} = \frac{6380 d_{gk}}{\lambda \sqrt{U_g}} \quad (1-19)$$

θ_{gk} 称为电子在柵阴中間的虛波越角，以弧度为单位， λ 为工作波长。

当 θ_{gk} 等于临界值 $\theta_{gkk} = 2$ 时，阴极电子通角恰好等于 $\frac{\pi}{2}$ ，这时阴极电子电流的最大值等于

$$I_k = \frac{9}{8} \frac{I'_k}{\theta_{gkk}} = \frac{I'_k}{2.25} \approx U_g^{\frac{3}{2}} \frac{A_k}{d_{gk}^2} \times 10^{-6} \quad (1-20)$$

因此，應該根据公式 (1-20) 的关系，来选择电子管，使其发射电流能滿足 $2.25 I_k$ 的

要求。

阴极电流的直流分量和基波分量分别为

$$I_{k0} = I_k F_{k0} \quad (1-21)$$

$$I_{k1} = I_k F_{k1} e^{j\varphi_{k1}} \quad (1-22)$$

F_{k0} , F_{k1} 及 φ_{k1} 之值, 可以由图 I-8 所示曲线根据 θ_{gk} 之值求得。图中实线为 F_{k0} ,

虚线为 F_{k1} , $\beta = -\frac{E_g}{U_g}$ 。

板流的直流分量及基波分量分别为

$$I_{a0} = I_{k0} = I_k F_{k0} \quad (1-23)$$

$$I_{a1} = I_k F_{a1} e^{j\varphi_{a1}} \quad (1-24)$$

图 I-9 示 F_{a1} 及 φ_{a1} 在不同的 θ_{gk} 值时与 θ_{agk} 之间的关系, 这里

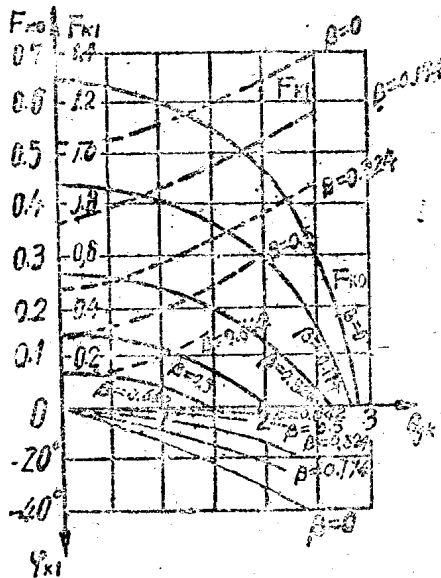


图 I-8

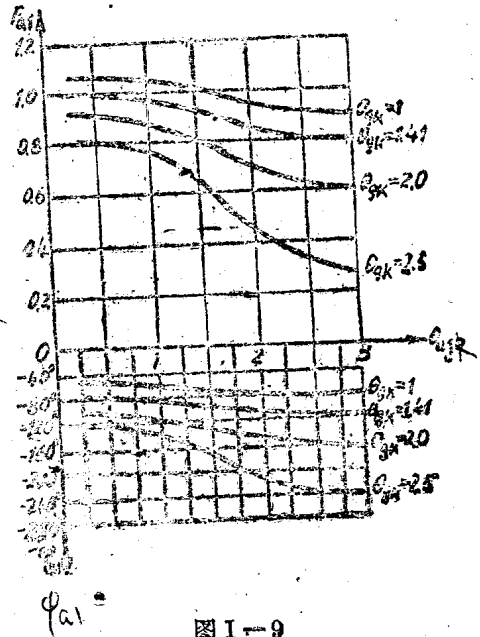


图 I-9

$$\theta_{agk} = \frac{6330 d_{ag}}{\lambda \sqrt{E_a (1 - 0.82 \xi_{ag})}} \quad (1-25)$$

其中

$$\xi_{ag} = \frac{U_{ag}}{E_a}$$

从图 I-10 可见, θ_{gk} 对板流基波的影响比 θ_{agk} 大得多。因此, 应设法使 θ_{gk} 尽可能小。由公式 (1-19) 可见, 当电子管已选定时, 在一定的工作波长下, 减小 θ_{gk} 的唯一办法就是增大 U_g 之值。但是由公式 (1-20) 可知, U_g 的值受到电子管发射电流的限制, 不能任意地无限增大。因此, 应该根据电子管的_{最大}发射电流密度来选择激励电压 U_g 之值。在连续工作状态下的激活阴极中, 最大发射电流一般为