

波里论的已技可题

微波理论 的 电磁问题

[英] H.莫茨 著

72.4591

科学出版社

微波理论的电磁问题

[英] H. 莫茨 著

沈 宏 译

科学出版社

内 容 简 介

本书为英国 Methuen 物理问题丛书之一。该丛书以篇幅短小精悍而内容深入浅出著称。

本书较为全面而扼要地论述了微波中的基本理论问题，主要内容包括：速度调制理论、复杂形状谐振腔的场计算、波导的激发和不规则性问题等。书中对于这些问题的处理不是停留在定性描述的水平上，而是进一步作了具有一定深度的定量计算。

本书可供从事微波理论与技术的研究人员和大专院校有关专业的师生参考。

H. Motz

ELECTROMAGNETIC PROBLEMS

OF

MICROWAVE THEORY

Methuen & Co.

London, 1951.

微波理论的电磁问题

[英] H. 莫茨 著

沈 宏 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

*

1976 年 1 月第一版 开本：787×1092 1/32

1976 年 1 月第一次印刷 印张：5 9/16

印数：0001—14,020 字数：125,000

统一书号：15031·85

本社书号：396·15—7

定 价：0.55 元

译者前言

这本薄薄的专著早于 1951 年即已初版问世。但我们现在将它译成中文,并不感到过时,因为这本书总的说来(特别是从分析方法的角度看),是一本写得很好的、至今还很有价值的著作。

这本书的篇幅虽然不长,但它较为全面地论述了微波中的许多理论问题,例如速度调制理论、复杂形状谐振腔的场计算、波导的激发和不规则性问题,等等。对于这些问题的处理,不是停留在定性描述的水平上,而是作了具有一定深度的定量计算。书中若干处理方法直到现在仍然继续得到广泛应用;举例来说,近年来在复杂谐振腔的最佳设计中,场的数值计算几乎是唯一可行的方法,而这种方法在本书中是讨论得较为透彻的。

书中若干内容只能在文献中找到,也有些内容(正如原著作者在序言中所说的)是尚未发表过的材料。以短短的篇幅讨论这样多的微波理论问题,这在国内外已出版的微波书籍中,并不多见。因而,我们感到,将这本专著译成中文出版,将对我国的微波理论工作者,有所裨益。

原 序

要在—本很薄的专著中论述微波理论的整个课题当然是不可能的。本书试图通过一些实例来说明分析的方法。我们选择课题的意图是，希望本书对这个领域有一个大体平衡的叙述，在第一章中给出了这个领域的梗概。我们还进一步选出了一些例子，来说明一些具有广泛应用的方法，并对某些常被引用但无证明的结果作了推导。在处理某些资料时力求完整，从而使读者不必再去查阅文献（其中大多数在写作本书时尚未发表）。可惜，本书所依据的部分材料至今仍未发表，而且可能也不会再发表了。

我们假定读者具有相当好的电磁学知识。因此，本书中始终强调了电磁场概念。虽然，从对比于集总电路和传输线出发的分析方法，是很有用的，但本书也未包括进去。

目 录

译者前言	(i)
原序	(ii)
第一章 绪论	(1)
第二章 速度调制理论	(23)
第三章 速调管理论	(40)
第四章 空腔式磁控管中的模式选择	(57)
第五章 波导中的场关系式和麦克斯韦方程组	(82)
第六章 场的计算	(95)
第七章 波导中天线的阻抗	(120)
第八章 波导中不连续性的理论	(138)
附 录	(169)
文 献	(171)

32034

第 一 章

绪 论

微波是指波长范围约从半厘米到 50 厘米的电磁波。当然,这个范围的精确界限是相当不明确的,然而还是很有理由给这部分频谱一个特有的名称。要产生波长更短的、范围朝向红外的电磁波,还是困难的*。在厘米波区域被证明为有成效的技术依赖于利用谐振器和波导,其线长度和波长可以相比。在毫米波范围内设备的物理尺寸变得很小了。这时要达到所容许的公差,并在可利用的小空间中产生出大的功率源,是更加困难了。看来,在毫米波范围内似乎需要一种根本不同的技术。另一方面,在米波范围内波长更长的波,其产生和检测方法可利用通常的电子管电路,当然,也需加以变动使之适合特殊要求。

在 1938 到 1945 年的战争中,厘米波段出现了一种很成功的独特的技术,它已在英国和美国被用于雷达和通信。随后是气象方面的重要应用,并且进行了这个波长区域内分子吸收的许多有趣的研究。在本书中处理了从这个独特的厘米波技术提出的理论问题。

* 这是指本书出版时的技术水平。随着激光的出现,这种状况已经改观。以后整本书中的叙述都是指当时的水平,不另作注。——译者注

通常无线电技术在厘米波段

失效的原因

通常无线电电子管在厘米波段所以失效的原因已被布莱克(D. H. Black)很好地加以总结,他列出了限制短波电子管工作的七种主要因素。这些因素是相互关联的,合在一起使得通常的无线电电子管不适用于厘米波段。一个 $L-C$ 电路的波长可表示为

$$\frac{\lambda}{c} = 2\pi\sqrt{L \cdot C}, \quad c \text{ 是光速}$$

(1)对于短波,电子管的电容必须小。(2)引线的电感必须维持在低的值。针对这两种原因,电子管的尺寸必须是小的。(3)这样一来,必须利用从阴极所能获得的最大发射。(4)这导致了高的阳极耗散。(5)高的发射是在高温下获得的,因为电子管小,栅极变热起来,而栅极发射成为麻烦的来源,特别是对敷氧化物的阴极来说更是如此。(6)电子管容器内部的电介质损失变得重要了。(7)当电子管中电子的渡越时间达到半个振荡周期的数量级时,电子管的正常工作被破坏了。渡越时间所以变长是因为在为空间电荷所限制的放电中阴极邻近的电子受到了一种小力的作用。

众所周知,长度为 l 、所载电流幅度为 I_0 的偶极子,它的辐射和 $I_0^2 \left(\frac{l}{\lambda}\right)^2$ 成比例。当波长和导线长度是在相同的数量级时,辐射损失变大了。这就给电路元件加上了尺寸的限制。为了克服这种困难,可使用完全屏蔽的电路元件。于是,在厘米波段毫无例外地采用了同轴电缆和波导以进行传输。它们也构成电路元件。关于传输线理论的介绍,读者可参阅杰克逊(W. Jackson)教授所著的专论。拉蒙(R. L. Lamont)曾撰

写了以波导为题的引论。虽然现在这本书本身是完整的，但我们假定读者已熟悉了上述两本专论所处理的课题。

速度调制电子管

速度调制的原理是由海尔 (O. Heil)^[1]、布鲁奇 (Brüche) 和雷克纳格尔 (Recknagel)^[2] 以及哈恩 (W. C. Hahn) 和梅特卡夫 (G. F. Metcalf) 等提出的。其思想是利用渡越时间效应，从而借助于快速电子束以产生振荡。在这种方式下，通常电子管的限制很大地被克服了。电子束通过一对加有交流电压的栅极，而被速度调制，这就是说，在相继的时间上调制电极之间的电子束获得了周期性变化的速度。当电子束通过栅极而向前流动时，较慢的电子被那些通过栅极较晚但速度较快的电子跟上了，这样就形成了在空间中分隔开来的一团团电子，每一团都包含有快的和慢的电子。如果再使电子团的序列通过第二对被称为“捕获极”的栅极，那么它们就将产生按周期变化的电流。速度调制的全面分析将在第二和第三章作出。使电子和两个谐振器（见第 7 页）发生作用，这是瓦里安兄弟 (R. H. 和 S. F. Varian)^[4] 的思想。调制栅极形成了其中一个谐振器的一部分，而捕获栅极则结合在另一个谐振器之中。代替了采用两对栅极，也可采用空隙系统，如图 1.1 所示。第二谐振器通过导线回路和第一谐振器耦合起来。第一谐振器中任何自发的电压跳动都会建立起速度调制来，这种调制在漂移空间中转化为电子束的集聚，也称为相位调制。捕获电极被放在离开集聚电极最佳的距离上，在捕获电极上感应出的任何振荡都耦合到集聚电极去。如果耦合的相位关系是正确的话，速度调制就会因此而增大。如果转变为高频功率的直流功率超过了功率损耗，那么振荡就将建

立起来。负载是利用另一个回路耦合到捕获电极的。损耗主要来源于电磁功率在谐振器壁上转换为热。因而谐振器的内表面是由高电导的材料银或铜制成。这种类型的电子管现在常称为速调管。原来它们是作为功率发生器的。

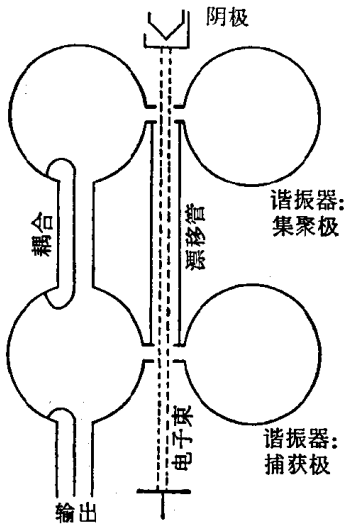


图 1.1 速调管

然而，作为高功率源时，它们目前已被空腔式磁控管所替代。对于低功率测量的目的来说，反射式速调管是一种有用的振荡源，它是原始速调管的一种变型。另一种形式的基于海尔的原始建议的振荡器电子管已由标准电话及电缆公司制造出来。

在反射式速调管中阴极 C (图 1.2) 发射出的电子

被聚焦系统 F 形成电子束，通过重入式谐振空腔的空隙，腔上加有相对于阴极的直流高压。当电子离开空隙时，它们被一个反射极 M 所减速，反射极相对于阴极是负的，形状是使它的作用成为电子的镜面。和以前一样，如果电子受到这些小电压的作用后在有利的时间上返回到空隙，那么因谐振器中电磁场能量的自发跳动而激起的振荡就持续下来。为了了解时间条件，首先考虑一个电子，它在第一次飞行中是在最大加速电压的瞬间通过谐振器空隙的。假定它返回时所经过的时间间隔等于振荡周期，或周期的整倍数。空隙上的电压是在和以前相同的方向，而返回的电子将被减速，于是释放出能量并恢复为谐振器所包容的场能。比第一个电子早半个周

期穿越过空隙并且原来是被减速的电子，当它返回时，只要它和第一个电子在相同的时刻到达空隙，同样也将被减速。因此，有利的时间是，这个较慢电子的渡越时间，即从谐振器空隙飞向反射极又回到空隙的时间，应该比先前考虑的电子的渡越时间短半个周期。虽然这个电子的速度比第一个电子的速度较慢，但它的渡越时间较短，因为它将不象第一个电子那样飞得靠近反射极。将反射极设计得合适，就能实现正确的时间条件。在电压为最大或最小的时刻第一次穿越过空隙的电子，它们的渡越时间之差应等于 $1/4$ 周期。如果这些时间条件被满足，这就是说，当大多数返回电子将能量释放到空隙时，谐振器中的高频振荡就将建立起来。

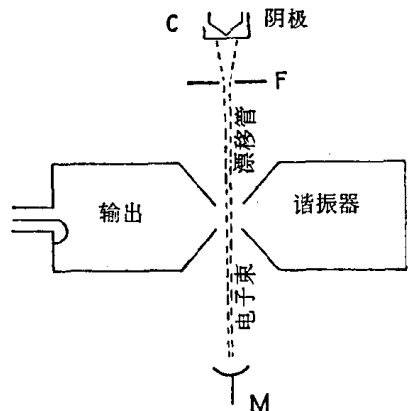


图 1.2 反射式速调管

在第三章中将给予完整的讨论。

行 波 管

1942年康普夫纳 (R. Kompfner)^[7] 陈述了另一种速度调制管的思想，在这种管子中电子和高频电磁波以相同的速度行进。举例来说，2500伏的电子束以近似于 $1/10$ 的光速行进。康普夫纳想到，将高频电磁波送入一条外管为全金属而内导体为螺旋铜线的传输线，从而将波的速度减慢下来。波沿螺旋线行进，其向前的轴向速度是波速的轴向分量。

这种管子的简图如图 1.3 所示。

进来的波建立起电子束的速度调制。被调制的电子束接着感应出沿螺旋线的行波，等等。由于这种相互作用，波的放大作用沿着管子按指数增大。这种管子适于用为宽波段放大器，这是因为它不依赖于使用可调谐振器。已经证明，信号噪声比是有利的。

皮尔斯 (J. R. Pierce) 在分析这种类型管子中波的传播时，注意到沿管子出现的衰减并不扰乱管子的性能（例如，螺旋线可由电阻比铜大很多材料制成）。他和菲尔德 (L. M. Field) 一道，研究出具有分布或集总衰减的管子，它们没有在康普夫纳的原始管子中出现过的自激振荡。可能获得的放大为 20—30 分贝。

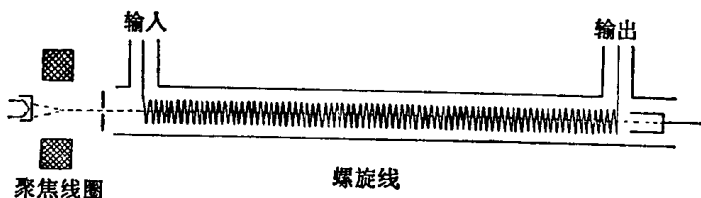


图 1.3 行波管

利用芒福德 (W. W. Mumford) 研究出的宽频带匹配器件，菲尔德和奎特 (G. F. Quate) 已能作出噪声系数约为 11 分贝的管子，它在电子束被取消时使信号衰减掉 80 分贝。将来有可能使雷达放大器在有发射机时工作在几毫瓦的饱和功率电平上。战时的惯例，接收机在发射时间内应利用特殊的称为发射接收 (TR) 管*的气体开关加以保护。

* TR 为发射接收 (Transmit Receive) 之缩写。——译者注

谐 振 器

考虑一个由高电导率材料作成的封闭表面。当研究黑体辐射理论时，常假设有这样一个封闭面。众所周知，在金属封闭面中能够存在电磁振荡。理论上这些振荡相当于麦克斯韦 (Maxwell) 方程组的解，它们在面的外部为零，在内部为有限，并且如果材料是完全导体，每一振荡均具有确定的频率。在完全导体的情形下，边界面上电场强度的切向分量消失了。这样，想象一个形状是立方体、线长度为 a 的空腔。设电场强度和立方体的某一边互相平行，再设这个方向和笛卡儿坐标系的 z 轴互相平行。在立方体各面中的四个面上必须是场强度的波节。设这些面平行于 $z-x$ 和 $z-y$ 平面。场的变化是正弦形的，并且在任何方向上可能存在的最长的波，其波长为 $2a$ 。设沿平行于场矢量的 z 方向场是常量。在 $x-y$ 平面上场分布可表示为

$$Ae^{j\omega t} \sin \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi y}{a} = A \frac{e^{j\omega t}}{2} \left\{ \cos \left(\pi \frac{x-y}{a} \right) - \cos \left(\pi \frac{x+y}{a} \right) \right\} \quad (1.1)$$

ω 是振荡频率。

在这种情形中，容易找到自由空间中具有相同振荡频率的平面波波长。整个空间可想象被分隔为网眼长度为 a 的立方格子。可以看出，公式左边的驻波包含有两个分别由公式右边两项所表示的驻波，而每个驻波则由两个行波 [例如 $Ae^{j\omega t \pm \frac{\pi}{a}(x-y)}$] 的叠加所产生，它们沿立方体的一个对角面在相反的方向上传播。这些行波的波长为 $a\sqrt{2}$ 。

在立方形封闭面中可能有无穷多数目的其它振动。它们

对应的场图案在平行于立方体边缘的三个方向上具有半波长的整数倍 n_1, n_2, n_3 。适当叠加在空间格子中一些合理方向上传播的行波,就能得到这些振动。在物理学教科书中[参阅朱斯(Joos)著《理论物理》(*Theoretical Physics*),574页,1934年版]证明了自由空间波长可表示为

$$\lambda^2 = \frac{4a^2}{n_1^2 + n_2^2 + n_3^2} \quad (1.2)$$

当然,频率由关系式 $\nu = \frac{c}{\lambda}$ 给出。前面的例子是从 $n_1 = n_2 = 1, n_3 = 0$ 得到的特殊情形。

从式(1.2)看出,对数字 n_1, n_2, n_3 作任何互换都将给出相同的频率。这样,对某一给定频率而言,可能有几种空间的场分布。退化是封闭面形状具有对称性的结果。现在想象金属壁被连续地变形。场图案将连续地变化,但仍然将有无穷数目的可能振动。然而,如果变形破坏了某种对称性,原来退化的场图案将在不同的方式下变化,因而某些退化就消失了。当继续变形中出现了新的对称性时,某些频率又会并拢起来。然而,任何具有无穷导电壁的封闭面只能容纳某些确定频率的周期性变化的场,因而称它为谐振器是适宜的。当谐振器通过小的开孔和外界沟通时,受影响最大的将是那些波长和孔尺寸可以相比的一些振动。一些辐射能将逸出。结果是,在逸出辐射的波长范围内谐振频率将不是确定得很分明的,而会同时发生在一连续频带内的自由振荡。空腔中波的激发可以利用通过小孔插入的天线来实现。

在有限导电率制成的谐振器中,振荡是阻尼的。能量损失是由于场透入金属。在每一振荡周期中,透入腔壁的一部分电磁能转变为热。在有关电磁学的教科书中给出了集肤深度 δ 的定义,依此定义转换的量等于包含在厚度为 δ 的金属

表皮中的电磁能。将此金属表皮中的磁场强度 H 取作等于表面上的场强度，则每个周期中能量损失等于

$$\frac{1}{2} \delta \mu \int H^2 ds, \quad \delta = \sqrt{\frac{\rho}{2\omega\mu}} \quad (1.3)$$

这里积分遍及谐振器表面， μ 是磁导系数， ρ 是金属的电阻率。通常给出一个阻尼常数 Q 的定义，它等于 2π 乘以谐振器中存储的能量和每周能量损失之比。 Q 可以表示为

$$\frac{2\sqrt{2}\pi \int H^2 dv}{\sqrt{\frac{\rho}{\omega\mu}} \int H^2 ds} \quad (1.4)$$

设在谐振器中建立起电磁能为 W 的振荡。在一小段时间 dt 中能量损失 dW 可表示为

$$-dW = \frac{\omega}{Q} W dt \quad (1.5)$$

因而 W 按下列公式依指数衰落

$$W = e^{-\frac{\omega}{Q}t} \quad (1.6)$$

我们现在来证明，腔壁电导率为有限值的谐振器并不具有确定得很分明的谐振，而是在一个有限频带内谐振¹⁾。与此同时，我们也将看到，一个具有小孔(辐射从小孔逸出)的谐振器在一个有限频带内辐射能量。在后一情形中，也可假定逸出的辐射能量比例于谐振器所含的能量，这能量因此按指数减少。

考虑阻尼振荡 $e^{-At} \sin \omega_0 t$ 。即可看出，可以将它当成一个包含有连续频带及变化幅度 $F(\omega) d\omega$ 的电磁波的波包。我

1) 在通常电路理论中已经证明，阻尼振荡电路的谐振曲线其宽度决定于 $Q = \frac{\omega L}{R}$ 。这是以下所作普遍考虑的一个特殊情形，这种考虑不依赖于集总参数的概念。

们可写(对于 $t \geq 0$)

$$e^{-At} \sin \omega_0 t = \int_0^{\infty} F(\omega) \sin \omega t d\omega \quad (1.7)$$

并且根据傅里叶 (Fourier) 变换(见附录)

$$F(\omega) = \frac{1}{\pi} \left\{ \frac{A}{A^2 + (\omega - \omega_0)^2} - \frac{A}{A^2 + (\omega + \omega_0)^2} \right\} \quad (1.8)$$

对于我们所感兴趣的频率范围和阻尼常数, 第二项可以忽略掉。可以看出, 一个阻尼系统的自由振荡具有一种连续谱, 其幅度分布的形状使人想起了谐振曲线。由此可见, 一个开口很大的结构, 或一个具有不良导电壁的空腔, 不适于作为谐振器。在速调管中, 谐振器是由集聚电子束所激发的。电子束交付给谐振器的高频能量决定于最大的减速空腔电压 V_R 。为此, 可给出分路阻抗 Z_r 的定义, 它是一个纯电阻, 其值是使谐振器表面上的热损失等于 $V_R^2/2 Z_r$ 。对于一个给定的振荡模式, 分路阻抗由谐振器的几何形状和壁的电导率定出。通常应用具有最低的可能频率的振荡, 因为其它模式的损失均较高。分路阻抗可表示为

$$Z_r = \frac{\sqrt{2} \left(\int_{-\infty}^{\infty} E_z dz \right)^2}{\mu\omega \sqrt{\frac{\rho}{\omega\mu}} \int H^2 ds} = \frac{\sqrt{2} \left(\int_{-\infty}^{\infty} E_z dz \right)^2}{\sqrt{\mu\rho\omega} \int H^2 ds} \quad (1.9)$$

式中 $\int_{-\infty}^{\infty} E_z dz$ 是轴向电场强度的线积分, 积分遍及于电子的路径。

在第六章中将概述一种应用很广泛的数值计算方法, 它可用来决定谐振器中的场图案。只要知道了场图案, 就可决定阻尼常数 Q 和分路阻抗 Z_r 。下面将看到, 谐振器在空腔式磁控管中也有着重要的作用。空腔的频谱和有关的场模式也能利用第六章中阐明的方法找到。

空腔式磁控管

为了雷达的需要，要求有高的发射机功率。在1940年，当时在奥利芬特 (M. L. Oliphant) 教授领导下的英国海军研究组的成员，伦德尔 (J. T. Randall) 和布特 (H. A. H. Boot)^[5]，曾指出有可能从一种新型管子即空腔式磁控管获得所需的功率输出。在大战时期，在10厘米波长上给出峰值功率500千瓦的管子已经在工作。从那时起功率输出显著地提高了，已能获得的效率为50%或更高。所需的磁场在2000到3000高斯的数量级，500千瓦管子的直流电压为28千伏。雷达发射机工作于脉冲状态，脉冲宽度为几个微秒，重复频率为每秒500次或更高。

赫尔 (A. W. Hull) 的磁控管以作为高频振荡源而著称。它包含有一个灯丝，为一个同轴圆柱形阳极所包围。在平行于柱轴的方向加上均匀磁场。在空腔式磁控管中阳极由一个阳极块所代替，它是一个具有轴向槽的厚壁铜圆柱。图1.4示出了两种典型的空腔式磁控管的横截面。图(a)称为槽-孔型，图(b)称为径向翼型。图上还示出了输出系统，基本上是一根同轴线其内线在某一空腔内部形成回路。

若干个槽和阳极与阴极间的环形空间合在一起，形成了一个空腔。图1.4(a)还示出了一个轴向截面，图上可看到两端的空腔。

产生高频振荡的机理有若干点和速调管振荡的机理类似。阳极块上的多个槽可以看成是由一系列速调管谐振器空隙弯成的圆周。在直流阳极电压和磁场的作用下，电子获得沿圆周方向的速度分量。哈特里 (D. R. Hartree) 教授和他的合作者证明了，电子将集聚成团，形如车轮之辐而扫过谐振