

行波管和返波管

苏联 A. Γ. 雷巴洛夫著



姚承业译



人民邮电出版社



行波管和返波管

苏联 A. Γ. 雷巴洛夫 著
姚 承 业 译

人民邮电出版社

А. Г. РЫБАЛОВ
ЛАМПЫ С БЕГУЩЕЙ И ОБРАТНОЙ ВОЛНОЙ
ВОЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО МИНИСТЕРСТВА
ОБОРОНЫ СОЮЗА ССР

1959

内 容 提 要

本书以通俗的形式清楚地说明了行波管和返波管的工作原理、构造以及使用时的注意事项。书中对行波管和返波管中所发生的现象作了定性分析，没有使用复杂的数学计算。

本书是微波通信、雷达等维护人员的良好读物，也可供无线电系学生和业余无线电爱好者阅读。

行 波 管 和 返 波 管

著 者：苏联 А. Г. 雷巴洛夫

译 者：姚 承 业

出版者：人民邮电出版社

北京东四 6 条 13 号

(北京市书刊出版业营业许可证出字第〇四八号)

印刷者：北京市印刷一厂

发行者：新华书店

开本 787×1092 1/32

1963 年 10 月北京第一版

印张 1 24/32 页数 28

1963 年 10 月北京第一次印刷

印刷字数 39,000 字

印数 1—3,650 册

统一书号：15045·总1369—无374

定价：(9) 0.20 元

引 言

在反雷达技术迅速发展的情况下，制造频率范围宽而工作距离远的雷达，就显得十分必要了。

制造上述雷达的问题，由于采用行波管和返波管而解决了一部分。这两种管子与其他的特高频真空管相较，具有许多的优点。

行波管和返波管最重要的优点是：固有噪声电平低，均匀放大的频率范围宽以及可在直至毫米波的范围內放大和产生电磁振荡。我們知道，工作频率范围与行波管相同的速調管，它的噪声系数約为25分貝，而行波管的噪声系数，却仅为6—12分貝；速調管和磁控管不需机械重調的工作頻带甚窄，仅占其整个工作频率范围的百分之几，而行波管和返波管的这种頻带却甚为寬闊——約为工作频率范围的百分之几十。当行波管和返波管用作分米波段和厘米波段雷达接收机的高頻放大器时，雷达的临界灵敏度提高很多，因之工作距离也就大为增加。此外，由于行波管高頻放大器具有寬闊的电子重調范围，因此采用这种放大器时，雷达接收机的频率范围亦得以增大。

返波管在大多数場合下用来在很寬的特高频范围（几千万赫）內，产生小功率和大功率的电磁振荡。現在已經制成小信号行波管放大器和返波管振荡器，并已分別用于放大和产生厘米波段的电磁振荡。

本书试图闡述行波管和返波管工作的物理基础。书中沒有使用复杂的数学运算，只对現象作了定性分析。所以在本书中，我們不打算对作用过程进行严謹的探討，并且在闡述中还作了一些簡化。

目 录

引言

行波管.....	1
1. 行波管的构造和工作原理	1
螺旋行波管的构造.....	1
行波管的工作原理.....	2
2. 借电子流放大电振荡	2
电子流与恒定电场的相互作用.....	2
电子流与交变电场的相互作用.....	4
电子簇流与交变电场的相互作用.....	8
用电子流激励电磁振荡.....	9
3. 行波管中的物理过程	10
传输线理论简介.....	11
对行波管内物理过程的简单分析.....	17
行波管中电磁振荡的放大.....	20
行波管的特性.....	23
1. 行波管的增益	23
关于行波管的增益的概念.....	23
输入信号的功率对行波管增益的影响.....	24
不匹配对行波管增益的影响.....	26
2. 行波管的灵敏度	27
行波管的灵敏度的概念.....	27
行波管的临界灵敏度.....	27
提高行波管的临界灵敏度的方法.....	28
3. 行波管的特点	29
行波管的工作频率范围.....	29
行波管的电子调谐.....	30
返波管.....	32

1. 中等功率的和低功率的振盪返波管(O型振盪返波管)	35
构造和工作原理	35
O型振盪返波管中的物理过程	36
频率的电子调谐	39
2. 大功率振盪返波管(M型振盪返波管)	40
构造和工作原理	40
M型振盪返波管中的物理过程	45
行波管和返波管的构造、运用范围和维护特点	48
1. 行波管和返波管的构造	48
螺旋行波管	48
螺旋振盪返波管	48
电子枪	49
慢波系统	49
2. 行波管和返波管的运用范围和维护特点	50
行波管放大器	50
返波管振盪器	52

行 波 管

1. 行波管的构造和工作原理

螺旋行波管的构造

典型的螺旋行波管（图 1）由两个基本部分组成：电子枪和慢波系统。

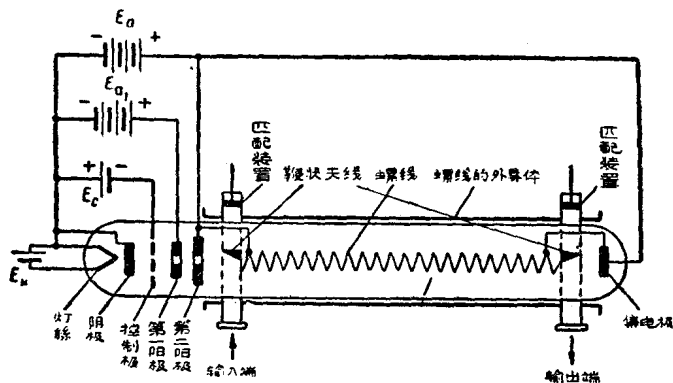


图 1 行波管的构造

第一个组成部分是电子枪。电子枪用以产生沿轴线通过螺旋线的细窄电子束。飞出螺旋线后，电子由接正电的电极（集电极）收集。

为使电子流聚焦，电子枪内阴极附近装有控制极和两个阳极；两阳极作成膜片状，在相对于螺旋线轴处开有小孔。控制极上一般加有数值不大（几伏）的正电压或负电压；而在第一阳极上，则加有数值为几十伏的正电压。选择这两电压的数值，就可以调节电子流的大小和使进入螺旋线的电子束聚焦。

第二阳极接有数百伏的正电压，調整正电压的数值，可以保证通过螺线的电子具有所需的飞越速度 v_0 。因此，第二阳极上的电压 U_0 通常就叫做加速电压或控制电压。

第二个組成部分是慢波系統。慢波系統实为一双导线同軸綫綫段。其內导线卷成螺旋，固定在行波管玻璃管頸的内部；其外导体为一金属管，行波管管頸便插在此金属管中。慢波系統用以减低电磁波沿螺綫軸传播（运动）的速度。

在螺綫的輸入端和輸出端各有一不大的鞭状天綫，其作用分别是将电磁能送入螺綫和在放大后再将电磁能取出。須在行波管中放大的高頻功率，加至螺綫的靠近电子枪的一端，放大后則由靠近集电极的一端取出。

行波管的工作原理

行波管的工作原理如下：当高頻电磁振盪作用于輸入天綫时，沿着螺綫开始有减速了的电磁波传播。电子流在沿螺綫軸前进时，与上述电磁波发生相互作用。結果，电子的动能便开始轉变成行波的电磁能。随着行波沿螺綫传播，这一能量不断地增大。因为行波传播緩慢（其速度与电子流的速度約略相等），所以便有可能得到甚大的能量。

2. 借电子流放大电振盪

在上一节中已經指出，行波管中电振盪的放大是由于运动的电子流和电磁波相互作用的結果。因此，如果要知道行波管的工作原理，就必须知道这种作用过程的物理实质。

电子流与恒定电場的相互作用

設有电子自电子枪的灼热阴极 K 飞出，它的初始动能为 W_0 。

(图2)。每一电子出现于阴极表面时,就受到第二阳极 A_2 的吸引。因此,任一这样的电子,一进入第二阳极的恒定电场,便开始作加速运动,并且电子的速度愈高,其动能也就愈大。

这种能量是从哪里得到的,当电子束通过电子枪时所得到的补充能量的能源在哪儿?

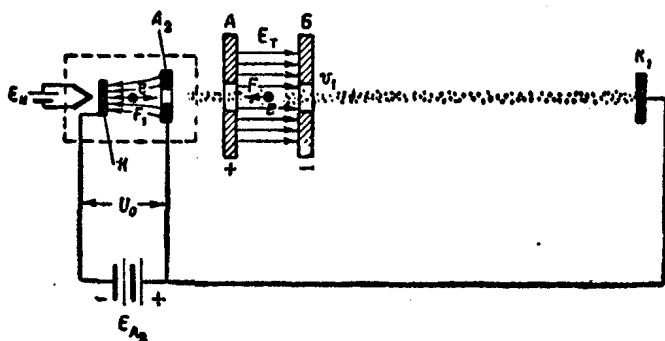


图2 电子流与电容器 AB 的恒定电场间的相互作用:
 K_1 —集电极, A_2 —第二阳极, K —阴极

要回答这个问题,让我们先回忆一下电子流在电池 E_{A_2} 的电压 U_0 在阳极和阴极间所建立的电场的作用下所发生的加速现象。电场使电子流加速的同时就做了功,也就是消耗了自己的能量;此能量立即由直流电源 E_{A_2} 来补充。所以由电子枪射出的电子束便不断地带走电子枪直流电流 E_{A_2} 的电能。在一定的条件下,此能量可以转交给电磁场,从而使该电磁场加强。为了说明这一点,先来探讨一下电子流通过空气电容器两充电极板 A 、 B 间的情形。为方便起见,我们以单个电子 e 的飞行为例。

设电子束中的某一电子 e 以速度 v_1 通过极板 A 的小孔,进入电容器电场。与此电场发生相互作用后,其运动受到减速。事实上,带负电荷的电子 e 为充正电的极板 A 所吸引,而被充

负电的极板 B 排斥。因此，电子受到与其运动方向相反的力 F 的作用。在此作用下，电子的运动速度减低，同时便将自己的一部分动能交给减速电场 E_T 。在 A 、 B 两极板间飞过的电子愈多，电容器电场所得到的能量就愈大。可见，只要 AB 空间有电子流通过，电容器的电场便依靠电子枪直流电源的能量而加强。

从对电子流与恒定电场的相互作用的研究中，可以得出如下的结论：

1. 如果电场的力线的方向与电子运动的方向相反，那么电子便将由由此电场加速，而获得电场的能量；
2. 如果电场的力线与电子的运动同向，那么电子的运动速度便将在此电场中减慢，同时将自己的能量交给电场；
3. 电子流在与恒定电场相互作用的同时，可以借直流电源的能量加强此电场。

电子流与交变电场的相互作用

设将交流正弦电压 $u_{\sim}$ 接于 A 、 B 两极板(图 3)。这时在两极板间便产生交变电场

$$E_{\sim} = E_{\text{max}} \sin \frac{2\pi}{T} t,$$

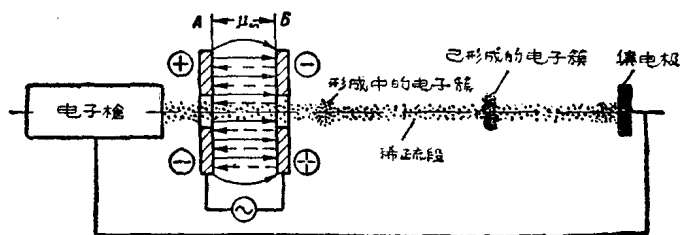


图 3 电子流与交变电场间的相互作用

式中 E_{max} ——极板间的电场的最大强度，通常称为交变电场的幅值；

T ——电振荡的周期；

π ——常数($\pi \approx 3.14$)。

我们将交变电场 $E_{\sim}$ 的场强变化情形以曲线绘出(图4)。垂直轴表示电场强度的数值。水平轴表示时间。

从图4中可以看出，电容器电场的数值和方向均随时间而变化。在第一个半周内，电场是减速场，而在第二个半周中，却是加速场，余类推。

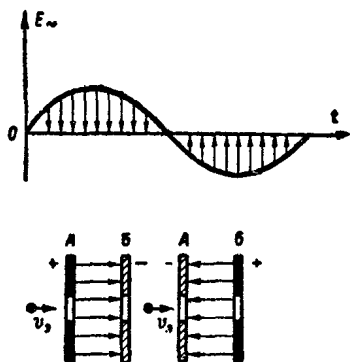


图4 极板A、B间的电场

如果电容器的两极板间有均匀的电子流通过，那么，在第一个半周中电子流将被电场所减速，而在第二个半周中则将被电场所加速。由此，电子流便将时而交出—部分能量给电场，时而由电场获得能量。结果，在电振荡的一个或若干个全周内，电子流交给电场的能量总和为零。换句话说，连续的电子流在通过交变电场时，虽然与电场也发生相互作用，但并不将自己的能量交给电场。

在上例中，不存在电子枪电源的能量转交给电容器交变电场的现象。但是交变电场对电子流并非毫无影响。由于交变电场和电子流间的相互作用，在极板B和集电极之间发生了电子群聚现象(参看图3)，也就是形成了不均匀的电子流：有的区域电子群聚，有的区域电子稀疏。群聚的电子通常称为电子簇。为了了解电子簇的形成过程，我们来探讨一下电容器电场

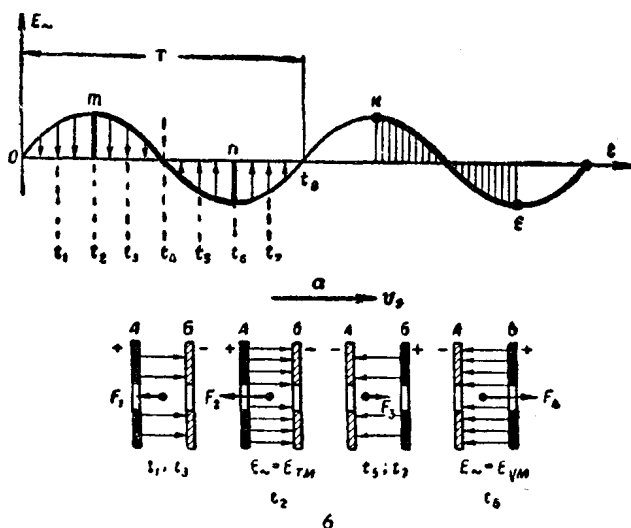


图 5 电容器电场中电子速度的变化；

α —电子群聚的时域；

σ —不同瞬间的电容器电场

中电子速度变化的特点（图 5）。

假定所有的电子皆以初速 v_1 进入 AB 空间。由于电容器两极板间的电场是交变电场，因此于不同的瞬间进入此电场的电子便将受到不同的力 F 的作用。事实上，在 t_1 和 t_3 时间间隔（图 5, α ）内飞过 AB 空间的电子，受到力 F_1 的减速（图 5, σ ）。而在稍迟一点，在 t_2 瞬间飞过上述空间的电子则将受到力 F_2 ($> F_1$) 的减速，因为这时电场的强度更大。经过若干时间以后，减速场变为加速场，因此在 t_5 、 t_6 、 t_7 等瞬间通过电容器的电子便将得到不同的加速，也就是将具有不同的速度，或如通常所说的那样，将受到速度调制。

在实际中，于 t_4 瞬间，即于减速场转变为加速场的瞬间（图 5, α 中 mn 时域）通过 A 、 B 极板间的电子流最使人感到

兴趣。

在 t_2 、 t_3 、 t_4 、 t_5 、 t_6 諸瞬間飞出 AB 空間的电子，将具有不同的速度。首先进入极板 B 和集电极間的空间的，是于 t_2 瞬間通过电容器的电子，而后是于 t_3 瞬間通过电容器的电子，余类推。为便于进行以下的討論，我們將相应地以 2、3、4、5、6 来表示这些电子。

不难看出，电子流 2 虽然最先由极板 B 飞出，但由于在减速場最强时通过电容器，因此具有最小的速度 v_2 (图 6)。电子流 3 飞出的時間較迟，所受的减速場的作用也較小，因此其

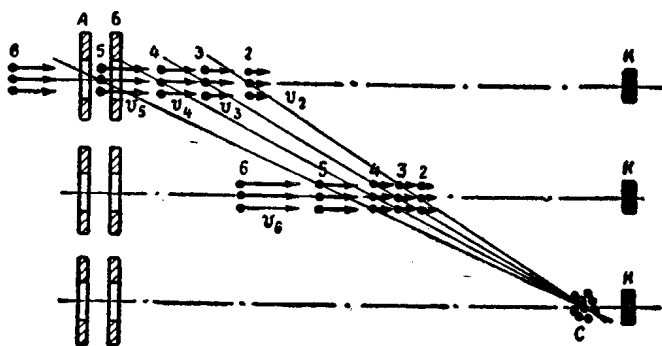


图 6 电子簇的形成过程

运动速度 $v_3 > v_2$ 。电子流 4 通过 A 、 B 极板間时，不改变自己的速度 ($v_4 = v_1$)，这是因为在它通过电容器的瞬間，电容器电場的数值为零。电子流 5 在通过电容器后，获得速度 $v_5 > v_4$ ，因为当它通过电容器时，电場已变为加速場，余类推。因此，在 mn 时域，电子由极板 B 飞出的時間愈晚，則其运动的速度将愈大。这些电子在极板 B 和集电极之間自在地飞行时，逐渐赶上前面的电子，经过一段時間便形成了电子簇。随着向集电极

愈飞愈近，电子簇便不断地疏散。一方面这是因为具有负电荷的各电子，相互之間发生排斥，而另一方面則因为各自的速度本不相同，在某一瞬間它們群聚，以后便又会逐渐散开。

以上是 mn 时域內的电子的情况。 $n\kappa$ 时域 (图 5, a) 內的电子則不形成电子簇，因为当这些电子飞过 AB 空間时所获得的速度不是使之群聚，而是使之疏散。次一电子簇由 κf 时域的电子形成，余类推。这样一来，在极板 B 和集电极間的空間內，便将形成一个跟一个的电子簇；各电子簇間的时间間隔 T ，則与电容器两极板間的电振盪的周期相等。

由上可見：

1. 当交变电場和均匀电子流相互作用时，此电場并不加强；
2. 在交变电場的作用下，均匀的电子流群聚成時間間隔等于电場振盪周期的一个跟着一个的电子簇。

电子簇流与交变电場的相互作用

在上述各例中，通过电容器的都是均匀的电子流。現在假設通过 AB 空間的，是時間間隔等于电容器交变电場振盪周期的諸电子簇 (图 7)。

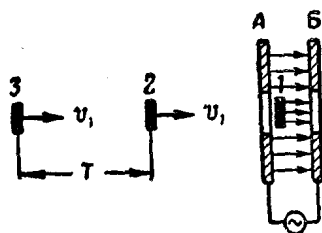


图 7 电子簇流与交变电場的相互作用

設第一个电子簇于两极板間具有最大的减速电場 (图 8, t_{m1} 瞬間) 时，进入 AB 空間。在通过此电場时，电

子簇将自己的一部分动能交給电場。由于次一电子簇滞后整整

一周，所以当其进入 AB 空间时，同样也遇到了最大的减速电场 (t_{m_2} 瞬间)。此电子簇也将自己的一部分能量交给交变的电场，余类推。

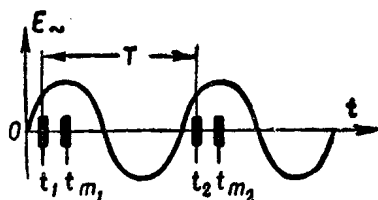


图 8 通过减速电场时电子簇的时间关系位置

可见，与交变电场具有一定的时间关系的电子簇流，可以将自己的一部分动能交给该电场。

如果电子簇不是在 t_{m_1} 、 t_{m_2} 等瞬间通过减速电场，而在 t_1 、 t_2 等瞬间通过，那末电场所得到的能量便较小。

用电子流激励电磁振荡

现在我们来证明，利用电子流可以将直流电源的能量转换为电磁振荡的能量。为此，我们利用一由电子枪和带振荡槽路的两对极板所组成的电路（图 9）。电子流通过两对极板而到达集电极 K_1 。

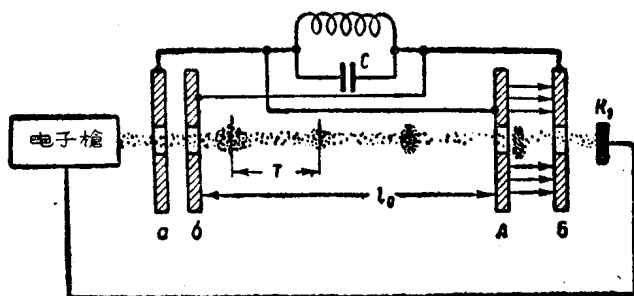


图 9 用电子流激励高频电磁振荡

设在 LC 槽路中，由于电子的热运动（由电流的涨落引起）而产生频率为 f_0 的微弱振荡。此振荡的交流电压 $v_{\sim}$ 在极板

a, b 和极板 A, B 間产生频率为 f_0 的交变电場。电子流在通过极板 a, b 时, 受到速度調制, 其后在 bA 空間中运动时, 便形成時間間隔等于槽路振盪周期 $T = \frac{1}{f_0}$ 的諸电子簇。两对极板間的距离 l_0 和电子的初速的选择, 应保証电子簇通过 A, b 两极板間时, 其間具有最大的减速場。

电子簇在 A, B 两极板間通过时, 将自己的一部分动能給予电場, 从而維持了槽路中的初始振盪。如果电子簇給予槽路的能量, 大于其中的能量損耗, 那么槽路中的初始振盪便将增强, 而成为等幅振盪。

应說明的是: a, b 两极板間的交变电場并不消耗能量, 因为通过此两极板的是均匀的电子流。在此电場的作用下, 只发生电子的速度調制以及其后的电子群聚。由此可見, 在 aA 段发生电子群聚, 而在 AB 段, 直流电源的能量便轉換为电磁振盪的能量。

上面所述的电子流同交变电場的相互作用过程, 通常在产生特高频振盪的双槽路速調管中得到利用。这种相互作用过程略加改变后, 还用在現代雷达設備中常見的單槽路的、即反射速調管中。

在行波管中, 高频电磁振盪的放大过程也完全与此相同, 其中运动的电子簇将自己的一部分能量給予行波。但是, 在速調管中与电子流发生相互作用的电場, 仅在時間上变化; 而在行波管中与电子流互相作用的高频电場, 則不仅在時間上, 而且在空間上都有变化。

3. 行波管中的物理过程

行波管中电振盪的放大, 在原理上与速調管中的沒有什

么不同。产生放大的基础是：在电子簇通过待放大的电磁振荡的减速电场时，此高频电场便从直流电源得到电能。

在行波管中，电子簇是在螺线的高频电场中形成的，并其中运动，而该电场则又是因放大后的电磁波沿螺线运动而产生的。可见，要明了待放大的电磁波与电子流间的相互作用过程，就必须了解高频电场在螺线中的分布特性。为此，应首先弄清传输线中的物理过程。

传输线理论简介

为了将振荡器的高频电磁能传输给负载，通常使用一般线同轴线——一导体放在另一导体内的高频电缆（图 10）。

与一般的电感、电容分别集总地表现在线圈和电容器上的振荡槽路不同，双线传输线是一种参数沿线长均匀分布的电路，事实上，每一长度为 Δl 的传输线段，即使很短，也都具有一定的电感 ΔL 和电阻 Δr ，而在两导线线段之间则有电容 ΔC （图 11）。

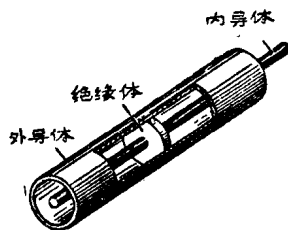


图 10 同轴线段

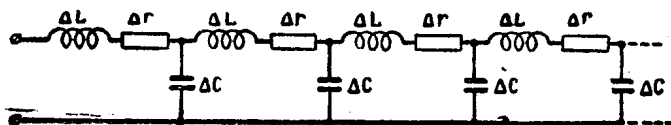


图 11 同轴线段的等效电路

双线传输线的特性决定于其单位长度上所呈现的电感 L_0 、电容 C_0 和电阻 r_0 的数值。在无线电技术上使用的双线传输的线段中，损耗一般都很小，因此在分析这些线段中的物理