

(内部发行 注意保存)

“国外电子器件”译丛之二

第三届国际超高频管会议报告选辑

(1960 年在德国慕尼黑召开)

“国外电子器件”編輯組編

1963 年 6 月

前 言

在編写 1962 年国外电子器件水平时，考虑到几年来对各种类型的器件作了較全面的阐述，一年来的进展不大，这些題目再写难免有重复。为确保质量并征詢有关方面的意見后，决定选譯 1960 年在德国慕尼黑召开的第三屆国际超高频管會議上宣讀的十一篇报告。其中有六篇是綜合性地討論及分析有关超高频管及其工艺上的問題，有五篇是涉及一些专题性的工艺。前六篇基本上能反映各該管及譯文題在現阶段的进展及現存的問題。为便于了解文中所談的某个問題的細节，凡原文附有参考文献的，均抄印在譯文后。

編者

目 录

微波管的靜电聚焦·····	1
高功率速調管·····	15
大功率行波管的新发展·····	22
O 型返波管的新近发展·····	28
从管子可靠性的观点来考虑超高频管的工艺問題·····	35
新型极高频金属陶瓷管·····	52
电子管的慢波綫·····	54
行波管的慢波綫——制造和檢驗·····	59
高功率通过微波窗的研究·····	63
速調管蜂窝状栅极制造的一些工艺問題·····	70
适用于微波窗的通用金属-介质封接·····	72

微波管的靜电聚焦

J. R. Hechtel

I. 前 言

大多数微波管运用細长的电子注。因为这种电子注的导流系数較高(約为 10^{-6} 安/伏 $^{3/2}$)，空間电荷效应占有重要的作用。这意味着，一束沒有外聚焦場作用的电子注将迅速增大它的起始寬度。

抑制电子注过度扩散的最古老和最常用的方法，是运用平行于理想的电子运动方向的均匀磁場。这种磁場可以用电磁铁(螺旋管)或永久磁铁产生。这二种方法都有它們的缺点。电磁铁消耗能量，并且要求用体积和重量超过管子本身体积和重量的功率源。永久磁铁除了体积和重量大以外，还有外杂散場。对于某些材料而言，磁場尚取决于溫度。

在某些行波管和返波振盪器中，均匀磁場已为周期性空間磁場代替。在这种情况下，可以减去相当的重量和空間。但是，溫度补偿問題仍然存在。

上述的缺点在地面系統中不是太严重，但如果微波管用在航空或卫星系統中，則显得很重要。

微波管的靜电聚焦能避免所有这些缺点，很吸引人。靜电聚焦的想法和速調管原理一样，出現很早。Hahn 和 Metcalf(1) 在第一篇論速調管的文章里已提出靜电透鏡的問題。自此以后，已有許多不同的聚焦設計提出，它們的某些設計已有实际試驗。但是，微波管要求的高导流系数使較长的电子注的靜电聚焦极其困难，只在最近几年，在这方面取得了某些进展。

微波管中聚焦电子注的問題与其他电子器件(如电子显微鏡或阴极射綫管)中遇到的电子光学問題很不同。它的目的不是形成一

个物象，而是在一定长度的电子注上保持接近恒定的电子注直径，并尽可能保持恒定的层状电子流。这意味：向外的空間电荷力必須由反向的聚焦力每时每刻地，或平均地补偿。在理論处理中，电子光学中常被忽略的空間电荷力起着重要的作用。

微波管中另一点要考虑的是电子注直径与周围电极內径的比例。在大多数电子器件中，这种比例保持得低，以使球面象差降为最小。但在微波管中情况完全不同。由于周围的电极主要是产生高频場的作用，电子注必須尽可能靠近这些电极通过，以便电子注与电場之間获得良好的耦合。如果这些电极又是靜电聚焦系統的一部份，則此系統将有强烈的球面象差。包括这种效应在內，使得这問題的理論处理十分困难。例如，常用的傍軸射綫理論就不能足够精确地描述电子注边界上的电子軌迹。

微波管聚焦系統的一个重要特点是对电子注起始条件的稳定性。即对电子注的起始斜率、直径和电流的正确值的某种偏移不应导致电子注直径不可容忍的改变。

在討論提出的或試驗过的各种系統以前，将考虑能起聚焦作用的几种基本的电子光学系統。它們是“单透鏡”和在同軸圓柱体間以及平行平面間的电場。所有其他比較复杂的系統都可归結成这些基本的系統。

单透鏡：

最簡單的单透鏡由三个沿共同軸綫排列的光闌組成(图 1)。二个外电极具有相同的电位。对置电极的电位可以較高或較低。在軸对称情况下，光闌中的孔是圓形的。如果每个光闌都用被对称平面分隔的二个半无限平面代替，那么相同的布置可用来聚焦带状或片状电子注。

如众所知，在內电极的电压高于或低于外

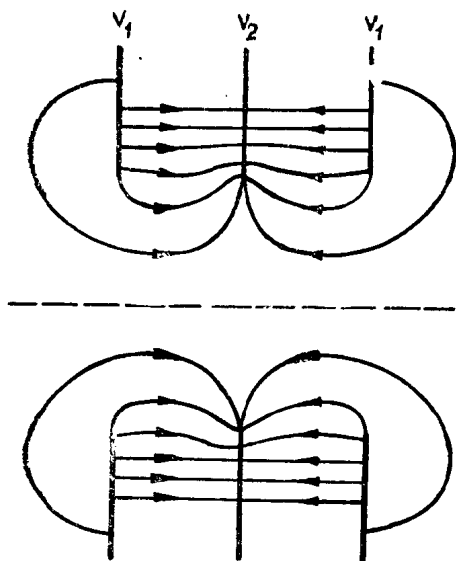


图1 “单透镜”的电场。

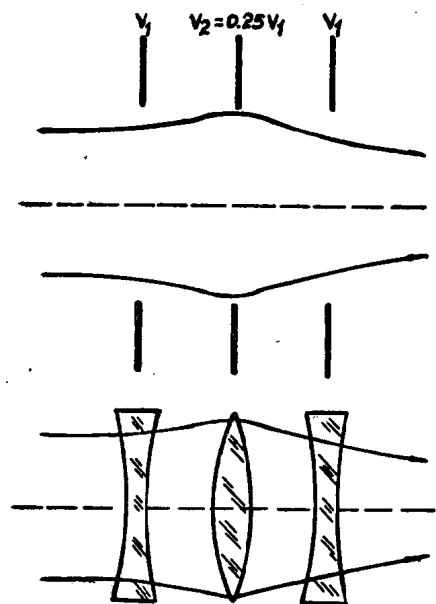


图2 忽略空间电荷效应的“单透镜”中的电子轨迹，以及“单透镜”的光学模拟。

电极的电压情况下，单透镜总是收敛的。图2表示在内电极的电压低于外电极的电压情况下平行于轴线进入透镜的电子的轨迹。

现在考虑存在空间电荷情况下的相同的透镜(图3)。在一定的空间电荷密度下，向外的平均空间电荷力将等于透镜的平均聚焦力。这意味着，平行于轴线进入透镜的电子注也将平行于轴线离开透镜。这就是微波管中电子注聚

焦的情况。

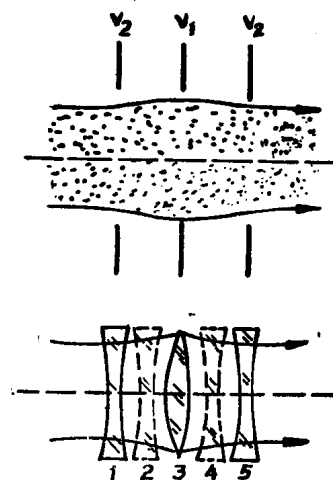


图3 包括空间电荷效应的“单透镜”中的电子轨迹，以及光学模拟。透镜2和4表示空间电荷。

同轴圆筒之间的偏转聚焦：

从电子光学的早期起，就已经知道同轴圆筒之间电场的聚焦性质。图4示出没有空间电荷的这种系统中的电子轨迹。从共同的点或线源发出的电子流聚焦在与中心的距离相同，并具有127°角位移的点或线上。现在考虑有空间电荷情况下相同的系统(图5)。如果某区域内的全部电子在圆形轨道上运动，对于每个电子而言，电力和离心力之和必须等于零。这个条件引出以下表示这种电子流导流系数的公式：

$$P = I/V_0^{3/2} = 42 \times 10^{-6} w \Delta r / r_0^2 \text{ 安/伏}^{3/2} \quad (1)$$

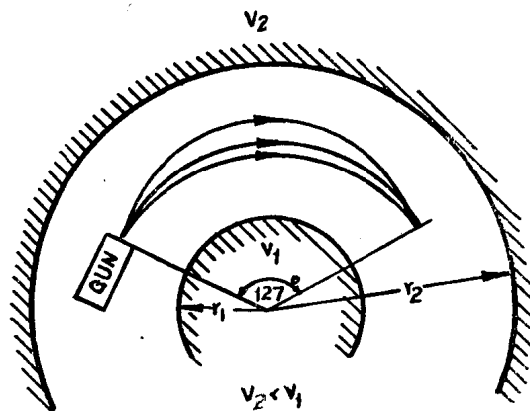


图4 忽略空间电荷效应的同轴圆筒之间的电子轨迹。

式中 w 是轴向电子注的宽度。令人惊奇的是，

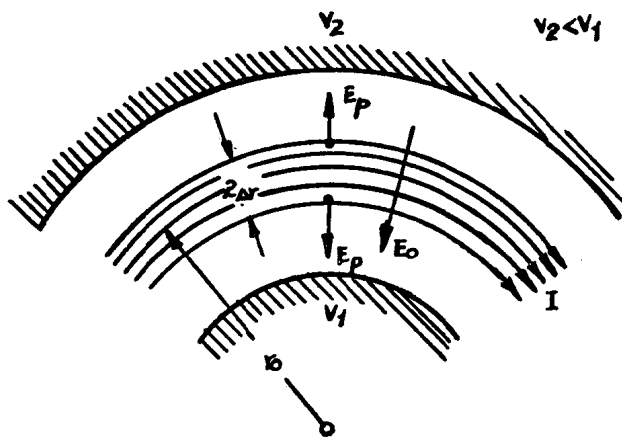


图 5 包括空间电荷效应的同轴圆之间的电子轨迹。

求导流系数的表示式不包括产生聚焦场的二个圆柱的电压和半径，而仅仅包括电子流的曲率半径和它的厚度。当然，电子呈半径为 r_0 的圆周运动这一事实暗含着产生这种运动的电场的某些条件。

举例：

$$\Delta r = 0.1 \text{ 厘米}$$

$$r_0 = 1 \text{ 厘米}$$

$$w = 1 \text{ 厘米}$$

我们获得导流系数为：

$$P = 4.2 \times 10^{-6} \text{ 安/伏}^{3/2}$$

这种比较高的导流系数说明了微波管中运用这种聚焦方法的有效性。

电子的圆形运动可以与沿轴的纵向运动相结合。例如在 Harris 的聚焦系统、Watkin 的旋注管，以及苏联的旋束管中都是这样。径向的聚焦性质当然不受轴向的增加运动所改变。

平行板之间的偏转聚焦：

图 6 示出平行板之间的电场的聚焦性质。靠近低压电极的 A 点进入到偏转场的电子具有比 B 或 C 点低的速度。因此，曲率半径对于各种轨迹是不同的。这就导致了阴极射线管偏转系统设计者十分熟悉的聚焦作用。

在空间电荷影响下，这种系统的性质又显得更为重要。由于偏转场的聚焦性质趋向于减少电子注的厚度，而空间电荷效应趋向于增加

它，我们可以假设：对于某种空间电荷密度，这二种效应相互抵消(图 7)。满足这种条件的导流系数是：

$$P = 21 \times 10^{-6} w t / R^2 \text{ 安/伏}^{3/2} \quad (2)$$

式中 w 是垂直于 x 和 y 的电子注的宽度。 R 是电子轨迹的曲率半径。我们再次获得了一个较为令人惊奇的结果。能够在平行电极之间的偏转场中聚焦的片形电子注的导流系数仅取决于电子注的厚度，以及电子在这电场中所描绘的轨迹的曲率半径。

将此方程式与同轴圆柱方程式比较，我们看出这二个方程式是一致的。这意味着，同轴圆柱之间的电场和平行电极之间的电场在空间电荷条件下聚焦片形电子注的能力是等效的。

任何引起电子按曲线轨迹运动的电场都具有聚焦性质，并且能用在空间电荷条件下限制带形电子注，这个概念显然首先是由 W. E. Water(2) 想出的。

II. 均 匀 场

2.1. 纯空间电荷场(空间电荷聚焦)：

目前所用的各种聚焦方法中最简单的一种就是除了电子注的空间电荷场以外不再运用其他电场的方法。有时这种方法称为“空间电荷聚焦”。由于不存在真正的聚焦作用，这个定名有些令人误解。

如果电子注用某种起始收敛进入管中；则通过给定横截面和长度的空管的电子注所传输的电流为最大。考虑一个直径 d 和长度 l 的圆形管，如图 8 所示。边缘电子的起始斜率必须是：

$$\tan \gamma = -\frac{d}{l}$$

这意味着电子的起始方向与宽为 d 、长为 l 的矩形的对角线一致。电子以它们进入的角度离开管子。最小电子注直径由下式给出：

$$d_{\min} = 0.43 d$$

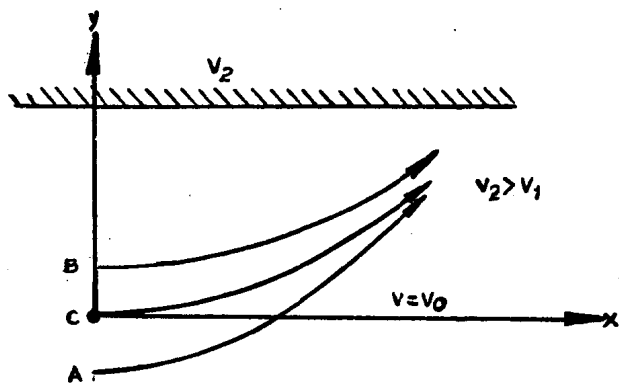


图 6 没有空间电荷的平行平面之间的电子轨迹。

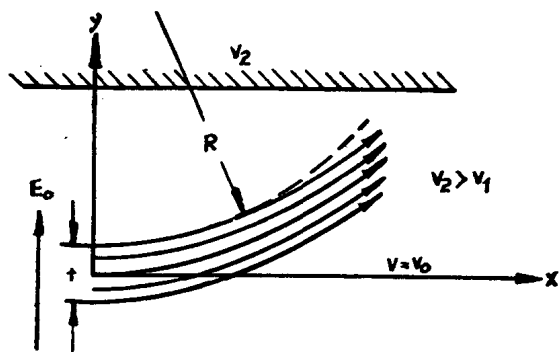


图 7 包括空间电荷效应的平行平面之间的电子轨迹。

这种电子注的导流系数是：

$$P = 39 \times 10^{-6} (d/l)^2 \text{ 安/伏}^{3/2} \quad (3)$$

如果与 l 比较 d 不是太小，则可达到较高的导流系数。在无栅速调管中，如果 d 变得太大，漂移管直径 d 受电子注耦合系数的限制，因为电子注耦合系数在轴附近迅速衰减。用归一化的单位量度， kd 的上限大概是 2。速调管中的长度 l 由二个相邻空隙之间的距离给出。在振荡器中，最常用接近 $3.3\pi = 10.4$ 的 $k \cdot l$ 归一化值。这个值也可以看作双腔放大器中的典型数值。用这些值我们获得导流系数的近似值， $P \approx 1.5 \times 10^{-6} \text{ 安/伏}^{3/2}$ 。这个数值并没有考虑到高频场

的透镜效应，这种效应使导流系数的最大可用值略有减少。

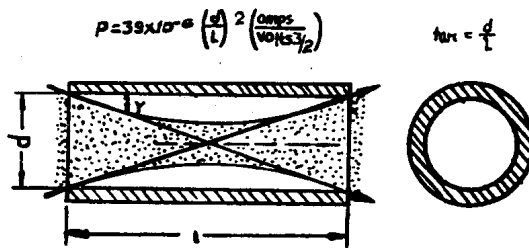


图 8 圆柱形电子注在最佳条件下的空间电荷聚焦。

如果用片形电子注，情况就略有不同。为了通过矩形横截面的漂移管传输最大可能的电流，我们又有这种条件：即电子注在进入管子时是收敛的。但是，如果电子的热速度忽略不计，至少理论上最小的电子注厚度为零，（比较图 9）。

如果电子注的起始厚度是 b ，它的宽度是 a 以及漂移管的长度是 l ，那么电子注的最大可用导流系数近似为：

$$I/V_0^{3/2} = \frac{ab}{l^2} \times 84 \times 10^{-6} \text{ 安/伏}^{3/2} \quad (4)$$

起始斜率用下式给出：

$$\tan \gamma = -\frac{2b}{l}$$

为了计算最大可能的导流系数，与圆形电子注的情况相似，假设电子注的归一化起始厚度 $kb = 2$ ，归一化长度 $kl = 10$ 。为了在电子注的横向保持接近恒定的高频电场， a 不允许超过自由空间波长 λ_0 的一定分数，例如 $\lambda_0/5$ 。根据这种假设，并且电压是 10 千伏，我们得到导流系数 $P = 10.6 \times 10^{-6} \text{ 安/伏}^{3/2}$ 它比用圆形电子注所能获得的最大可能的导流系数要高得多。

空间电荷聚焦方法已在具有圆形截面电子注的速调管放大器和振荡器中利用。在 3000 兆赫频率时，已获得 1 千瓦左右的连续波功率。在 10,000 兆赫时，连续波功率为几百瓦。频率高达 11,000 兆赫，功率电平接近 20 瓦（连续波）的放大器已在研制。

有时候为在较高的脉冲功率电平工作，管

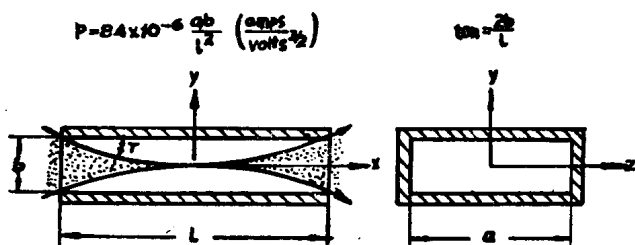


图 9 带形电子注的空间电荷聚焦。

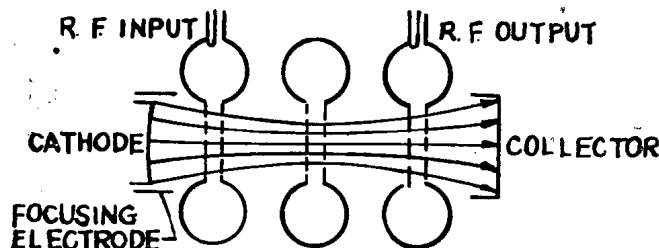


图 10 用空间电荷聚焦的速调管放大器的简图。

RF input 高频输入端, RF output 高频输出端, Cathode 阴极, Collector 收集极, Focusing Electrode 聚焦极

中使用栅极。这些栅极允许用比较大的电子注直径,而不损害电子注耦合系数。在用比较大的电子注直径时,电子注也可以更长一些。用这种方法有可能构成一个3腔放大器(3)。图10示出Sperry Rand公司研制的这类管子的简图。它的峰值功率输出是37千瓦,增益是30分贝,频率960—1215兆赫。频率范围从2700—2900兆赫的相似的管子的峰值功率输出为15瓩。

这种原理的主要缺点在于电子注电流的一部份被栅极截获。这不仅降低了管子效率,而且引起栅极温度升高(它使这种管子的平均功率限制在较低值)。

2.2. 同轴圆筒聚焦

同轴圆筒之间电场的聚焦简质已应用在各种低功率和中功率振荡器和放大器中。已经采用这种方法的有二方面:

(1) 电子在垂直于聚焦圆筒的轴线的平面中运动。轨迹接近圆形。Versnel 和 Jonker(4), (5)研制的无磁铁“磁控管”代表这种电子运动。

(2) 电子在螺旋轨道上运动。这意味: 在

轴线方向上有一个恒定的速度分量叠加在(1)中所述的运动上。这种例子如: 所谓的“Harris 流”(6), Techernov 的“旋束管”(7)、(8), 以及 Watkins 和 Wada 的“旋注管”(9)。

图11示出无磁铁“磁控管”的简图。内聚焦圆筒被隙缝分成8个相等的条带。这些带与短路传输线(图中没有示出)共同组成谐振电路。电子枪产生带形电子注。适当调节电压和在沒有高频场时,电子呈圆形运行。如果电子在二个邻近隙缝之间的渡越时间接近等于谐振线路的半周期,则振荡是可能的。在高频场中已经获得或损失能量的电子接近外圆筒或内圆筒,如图11所示。

这种管子的电气数据如下:

频率 $f = 230 - 420$ 兆赫
电子注电压 $V_0 = 100 - 260$ 伏
电子注电流 $I = 1.4 - 5.9$ 毫安
导流系数 $I/V_0^{3/2} = 1.4$ 微安/伏 $^{3/2}$
电子注传输系数 $= 50 - 60\%$
高频功率 $=$ 几十毫瓦

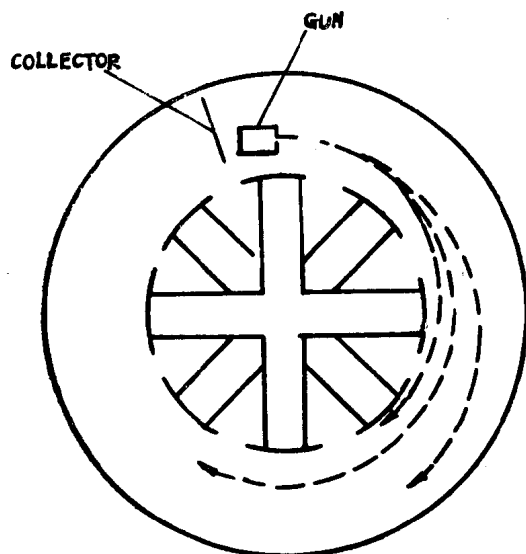


图 11 Versnel 和 Jonker 的无磁铁磁控管。

Collector 收集极 Gun 电子枪

用 Versnel 和 Jonker 给出的尺寸, 此系统的导流系数十分接近根据方程式(2)算得的

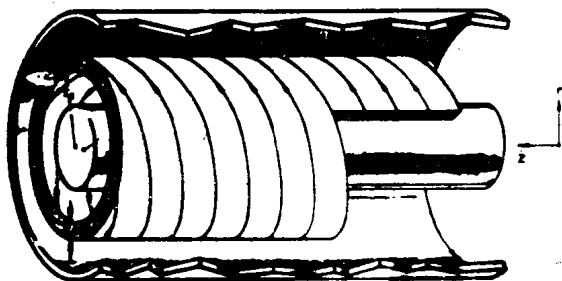


图 12 旋注管、旋束管和 Harris 流中所用的同轴圆筒之间的螺旋形电子流。

理論值。这种管子仅仅有理論的意义,因为它受限制在一小功率电平,并且不能进行电子調諧。

考虑第二种情况,即电子在螺旋形轨道上运动,如图12所示。除了方位角速度 v_θ 以外,现在还有纵向速度分量 v_z 。再假设 Δr 与 r_0 比較是小的,能够在这系統中聚焦的最大电流由下式給出:

$$I = 265 \times 10^{-6} \frac{\Delta r}{r_0} V_\theta \times \sqrt{V_z} \quad (5)$$

引入螺旋形电子軌道的螺距角 α , V_z 和 V 可以用 V_θ 表示,反之也成立。现在可将最大导流系数写成以下几种形式:

$$I/V_\theta^{3/2} = 265 \times 10^{-6} \Delta r/r_0 \tan \alpha \quad (6)$$

$$I/V_z^{3/2} = 265 \times 10^{-6} \Delta r/r_0 \cot \alpha \quad (7)$$

$$I/V^{3/2} = 265 \times 10^{-6} \Delta r/r_0 \sin \alpha \cos^2 \alpha \quad (8)$$

函数 $\sin \alpha \cos^2 \alpha$ 在 $\alpha = 35.3^\circ$ 时具有最大值。在这种值时,导流系数是:

$$I/V^{3/2} = 102 \times 10^{-6} \Delta r/r_0 \text{ 安/伏}^{3/2} \quad (9)$$

为了获得电子注与高频結構之間的最大相互作用,高频电場的方向应与电子运动的方向相同。滿足这种条件是不容易的。目前,大多数高频結構产生的电場不外乎二种方向: θ 方向和 z 方向。在这二种情况下,只有部份的总电子能量能轉換成高频功率^{*}。如果电場为 θ 方向,有用的能量与总能量之比由下式給出:

$$V_\theta/V = \cos^2 \alpha,$$

若电場是 z 方向,其比值为

$$V_z/V = \sin^2 \alpha.$$

我們容易了解:在高频場为 θ 方向时 α 角

应该小。但是,根据方程式(6), α 应该大才能获得大的电流。因此必須有个折衷的措施。

如果高频場是 z 方向,則存在相似的情况。为了与电子注有良好的相互作用, α 应该大(接近 $\frac{\pi}{2}$)。为了获得大电流,根据方程式(7), α 应该小。

在一定效率时能获得的最大导流系数示于下表:

表 I. 在 $\Delta r/r_0 = 0.1$ 时图 12 的聚焦系統的效率 and 最大导流系数

效率	θ 方向的高频場		z 方向的高频場	
	α°	$\frac{I}{V_\theta^{3/2}} \left[\frac{\mu \text{ 安}}{\text{伏}^{3/2}} \right]$	α°	$\frac{I}{V_z^{3/2}} \left[\frac{\mu \text{ 安}}{\text{伏}^{3/2}} \right]$
90%	18.5	8.8	71.5	3.0
75%	30	15.3	60	8.8
50%	45	26.5	45	26.5

可以看到,在效率高于50%时, θ 場給出較高的导流系数。因为 $\Delta r/r_0 = 0.1$ 不代表上限,当效率是90%时, $10-20 \times 10^{-6}$ 安/伏^{3/2} 导流系数是完全可行的。不幸,目前所有的高功率电平的高频結構都是 z 方向的电場。

如果高频場的方向能够与电子的方向取得一致,电子注的全部能量便可轉換成高频能量。如前所述,当螺距角是 35.3° 时可获得最大导流系数。

这种聚焦方法的主要問題可能是电子注的正确注入。

存在几种实现电子注正确注入的方法。在旋束管和旋注管中,利用純靜电場把必需的速度分量 v_θ 和 v_z 給予电子。在 Harris 流系統中,使 z 方向的电場与径向的磁場結合应用。

旋注管[9]:

图13示出旋注管,即頻率范围1.2—2.4千兆赫的返波振盪器的图象。与无磁鉄“磁控管”相似,它的內聚焦圆筒用高频結構代替。但

^{*} 通过在减速場降低电子速度以恢复无用部份的电子能量是可能的,但是难以实现,特别是在旋轉能量的情况下。

是，旋注管在二个重要特点与 Versnel 管不同。第一，电子具有与轴平行的速度分量，因此，与高频结构有重复的相互作用。第二，组成高频结构的条带用欧姆电阻终接。因此，电路是非谐振的，并且管子能在宽的频率范围内进行电子调谐。管子的特性可以用以下数据说明：

线路-阴极电压	$V_c = 500 - 1700$ 伏
外圆筒（底极）-阴极电压	$V_s = 135$ 伏
集电极电流	$I = 0.45 - 1$ 毫安
电子注传输系数	16—43%
导流系数	$I_{\text{cath}}/V_{\text{beam}}^{3/2} \approx 0.1 - 0.5 \times 10^{-6}$ 安/伏 ^{3/2}
高频功率	1—10 毫瓦

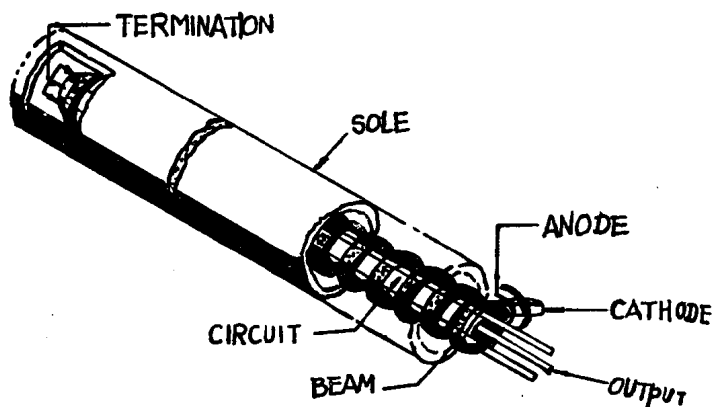


图 13 旋束管振荡器图
Termination 终端, sole 底极, circuit 线路,
Anode 阳极, Cathode 阴极, Beam 电子注,
Output 输出端。

从电子光学的观点出发，电子注正确注入聚焦系统代表着一个复杂的三维问题。然而至今，现有的方法无论是电解槽，橡皮膜，还是电阻网络板没有能解决这个问题。在电子注的进入条件得到改善的情况下，管子的效率（现在是 1% 左右）有可能改进。

旋束管：

在苏联的旋束管中，电子在螺旋线与内轴导体之间运动，如图 14 所示。电子注的注入问题通过将圆柱形阴极、聚焦电极、和阳极的端部做成特殊的形状，已经得到很精致的解

决。以下数据由 Tchernov 给出：

频率	$f = 1.5 - 2.5$ 千兆赫
内电极的电压	$V_i = 1.8$ 千伏
螺旋线电压	$V_h = 1.5$ 千伏
电流	$I = 25$ 毫安
输出功率	$P = 10 - 12.5$ 瓦
效率	25—30%
最大的电子注传输系数	98%
导流系数	0.4 微安/伏 ^{3/2}

另一个旋束管，频率范围为 3—3.75 千兆赫，在电流较低时（6 毫安），有 23% 的效率。

采用相同的聚焦系统的一个 S 波段返波振荡器，如有一个电压改变，调谐范围是 20—30%，如有二个电压改变，调谐范围是 1:2。这种管子的高频功率是几十毫瓦。

Harris 流：

图 15 示出 Harris 聚焦系统的简图。产生环状电子注的电子枪装在磁路内部，这里的磁场为零。电子离开电子枪以后只有 z 方向的一个速度分量。当通过磁路空隙中的径向场时，电子这样偏转：整个电子注开始围绕轴线旋转。角速度 θ 可以根据 Busch 定理进行计算：

$$\theta = \frac{e}{m} \frac{\varphi}{2\pi r^2}$$

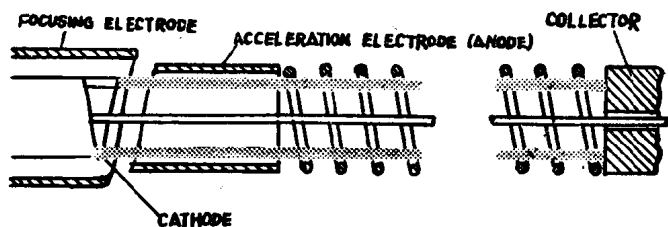


图 14 旋束管的横截面（简图）。
Focusing Electrode 聚焦极, Acceleration Electrode
(Anode) 加速极 (阳极) Cathode (阴极) Collector (收集极)

此处 φ 是通过电子注的总的磁通量， r 是电子与轴的距离。在离开磁场以后，电子进入二个同心圆柱之间的电场，就在这里产生上面谈到的聚焦作用。

在 Harris 介绍的实验中, 电子注电压是 1000 伏, 电子注电流是 500 毫安。这与十分高的导流系数值 16×10^{-6} 安/伏^{3/2} 对应。根据方程式 (9) 计算出的最大理论值与此值十分接近。在电子枪没有截获电流的情况下, 聚焦系统的电子注传输系数约为 60% 左右。

用 Harris 方法的一个超高频行波管由 Grumly [10] 制成。这个管子的数据如下:

频率	$f = 250-800$ 兆赫
轴向电子注电压	$V_z = 134$ 伏
电子注电流	$I = 5$ 毫安
导流系数	$I/V_z^{3/2} = 3.2 \times 10^{-6}$ 安/伏 ^{3/2}
电子注传输系数	75—90%
最大高频功率	120 毫瓦
最大效率	12%
最大小信号增益	$G = 18$ 分贝

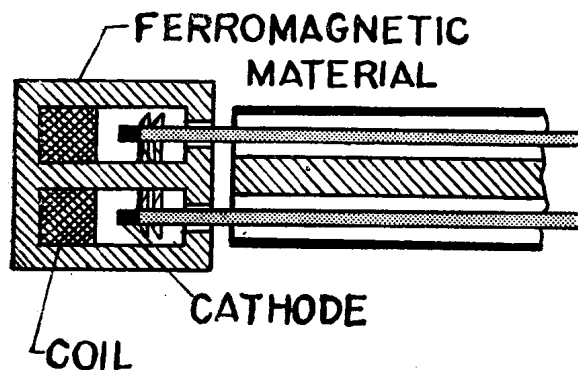


图 15 根据 Harris 的聚焦系统。
Ferromagnetic material 铁磁性材料
Coil 线圈, Cathode 阴极

III. 周期场

3.1. 聚焦实心电子注的系统

上面已经谈过, “单透镜”能够补偿“短”的电子注中的空间电荷效应。因此人们提出对于“长”的电子注运用连续的单透镜的想法。实现这种想法有几种可能。一种十分简单的结构是由距离相等的电位高低相间的环状圆片或圆

环组成(图16)。另一种方法是利用二根螺旋线之间有电位差的双丝螺旋线的直流电场。加速

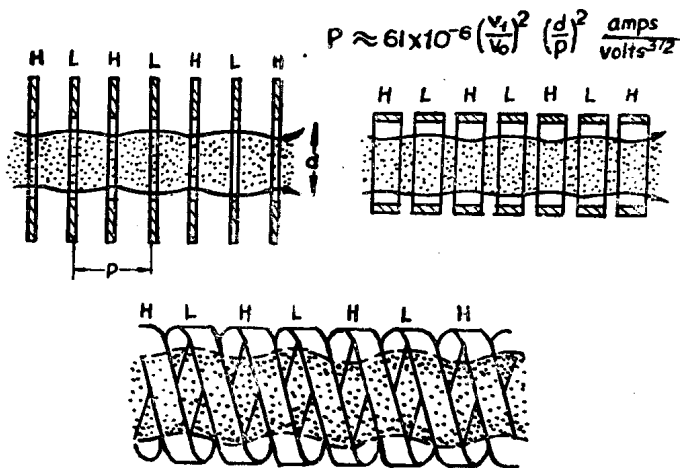


图 16 实心电子注的聚焦系统

器中所用的四极电场在微波管中可能没有益处。在这种情况下, 电极的形状与高频结构可能不易结合。

周期性聚焦的理论分析由 Glogston 和 Heffner(11)、Barnes (12)、Tien (13、14)、Pierce (15)、Siekanowicz 和 Vaccaro (16) 给出。为了简化, 不得不作出一系列的假设和忽略。这些假设之一是, 电位 V 在 z 方向作正弦变化。这意味着: 只用电位级数表示式中的前二项。另一种常用的假设是: 聚焦电压(即高压电极与低压电极之间的电位差)与平均电子注电压 V_0 比较是小的。尽管作了这些简化, 计算仍然十分复杂, 并且计算的结果总是具有使人不容易直接解释的形式。由于某些假设在高导流系数电子注的聚焦系统中并不能十分好地得到满足, 因此管子设计者很难估算所得结果的数值。

由于理论的复杂, 本文只能给出某些比较重要的结果。首先, 对于某些起始条件, 实际上可以维持平行的电子流。电子注作小幅度的扇形变化且其空间周期等于聚焦结构周期。在低电位区域, 电子接近聚焦结构, 否则反之。在用环形圆片或圆环组成的聚焦系统中(其平均电子注直径 d 与周期 P 比较是小的), 导流系数由下式近似给出:

$$P \approx 61 \times 10^{-6} (V_1/V_0)^2 (d/P)^2 \text{ 安/伏}^{3/2} \quad (10)$$

式中 V_1 是聚焦电压。在这种情况下，电流密度在电子注的横截面上是恒定的。为了在一定的电子注直径时获得高的导流系数，聚焦电压 V_1 必需大，周期 P 必需小。但是方程式 (10) 不太适合于计算最大可得导流系数，因为方程是根据 $V_1 \ll V_0$ 以及 $d \ll P$ 的假设推导出来的。让我们假设 $V_1 = 0.5V_0$ 以及 $d = 0.5P$ ，希望方程式 (10) 仍然能够给出相当精确的结果。根据这些值计算出 3.8×10^{-6} 安/伏^{3/2} 的导流系数完全在微波管感兴趣的范围以内。

在电子注半径 r_0 的值可以与 P 比较时，如果整个横截面上要保持平行的电子流，电流密度必定朝电子注边缘方向增加。这点可以看作是聚焦系统的球面象差的结果。对于给出空间电荷密度作为半径函数的更为复杂的公式，应该参考 Tien 的文章 (13)。

同样，Tien 也把双螺旋线作为周期性聚焦结构处理，并且以径向电流分布为例。在这种系统中，轴线上的电流密度接近零。

在行波管或返波振荡器中，双螺旋线可以同时作为慢波线和聚焦结构。

Tien (14)、Ayers 和 Evans (17) 已将这个原理应用于返波振荡器中。最近，Blattner、Vaccaro、Guccia 和 Johnson (18) 又在行波管中应用这一原理。

Tien 报导：在电子注和聚焦电压为 480 伏，电流为 1 毫安时，最大的电子注传输系数为 78%，这些值给出导流系数为 0.1×10^{-6} 安/伏^{3/2}。在 3—3.5 千兆赫之间的频率时可以观察到振荡。

Ayers 和 Evans 的返波振荡器设计在 x 波段，电子注电压为 250—1300 伏，给出的最大高频功率为 20 毫瓦。Ayers 使用了能产生空心电子注的电子枪以代替具有理论要求的电流密度分布的电子注。无中心导体，在电子注的内边缘就不存在空间电荷力，因此聚焦力将把内电子推向轴线，直到空间电荷与聚焦力间的平衡获得恢复。根据这些考虑，可以得出结论，

电子注内的起始电流分布不太重要。确实，电流分布与理想情况不一致不会影响电子注的边缘，但会导致电子注内电子的径向振荡。

Blattner、Vaccaro、Guccia 和 Johnson 设计的行波管，频率范围接近从 2 到 3.5 千兆赫。在实验管中，无高频时电子注的传输系数高达 99.2%，有高频时为 98.5%。电子注电压是 2000 伏，聚焦电压 $V_H - V_L$ 的值接近相同，电流是 50 毫安。根据电子注电压算得的导流系数是 0.56×10^{-6} 安/伏^{3/2}。在频率 1.9 千兆赫时，测得 21 瓦饱和功率，相应于 23 分贝增益。假设收集极电压与电子注电压相同，管子的效率是 20%。这种管子的电子枪产生的电子注在横截面上的电流密度接近恒定。与空心电子注的情况相似，电流分布将在聚焦系统内改变，因而引起电子的径向振荡。

在 Hergenrother 和 Bowers (19) 的返波振荡器中，有一个分成二个分隔部份的交叉指线路，因此连续的指可以接通到不同的直流电压上。每个指的中部扩展成一个能使电子注通过的圆孔。与 Ayers 的管子相似，它也采用起始空心电子注。这管子的频率范围是 1—2 千兆赫，平均高频功率为 1 瓦，效率约 5%。

Siekanowicz 和 Vaccaro (16) 提出解决高导流系数电子注的聚焦问题的新措施。他们的方法与 Pierce 电子枪设计中所用的方法相似。现考虑在垂直于 x 方向无限延伸的具有均匀电流密度 J 的电子流。在此电子流内安置一系列的栅极，如图 17 所示。这些栅极具有高低交替的电位 V_H 和 V_L 。对于某一电流密度，低压栅极的电位梯度将等于零。因此，电位分布由下式给出：

$$x/x_0 = \left(\sqrt{\frac{V(x)}{V_L}} + 2 \right) \left(\sqrt{\frac{V(x)}{V_L}} - 1 \right)^{1/2} \quad (11)$$

式中

$$x_0 = aV_L^{3/4} J^{1/2}$$

$$a^2 = 2.33 \times 10^{-6} \text{ 安/伏}^{3/2}$$

现在只考虑电子注具有有限横截面的同样系统。为了维持直线性的电子流，电子注边缘的电位分布必需与方程式 (11) 给出的相同。

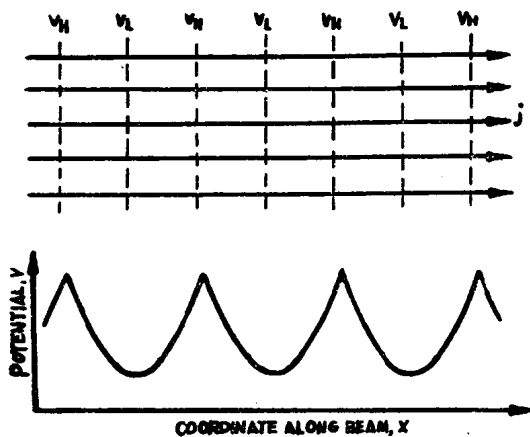


图 17 当栅极在高低交替的电位时电子流中的电位分布。

Potential (V) 电位 (伏), Coordinate Along beam 沿电子注的坐标

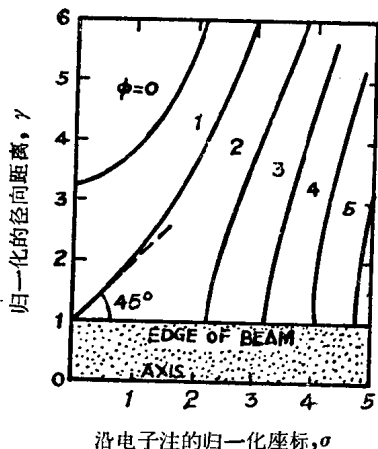


图 18 在具有直线性电子流的电子注外面的电位分布。

edge of beam 电子注边界, Axis 轴

如果改变电子注以外的区域中 (这里没有空间电荷) 的电位分布, 这点才有可能。新的未知的电位分布可以用电介槽, 或通过基于拉普拉斯方程的数字计算求解。图 18 示出圆形横截面电子注的计算结果。图 18 的等位线确定了维持电子注边缘要求的电位分布所必需的电极形状。

形状象 $\phi = 1$ 的等位线的低压电极可以用形状象 $\phi = 0$ 的等位线的零电位电极代替。如从低压边看, 高压电极的形状应该是凸形的。这个条件在低压电极安放在高压电极两边的周

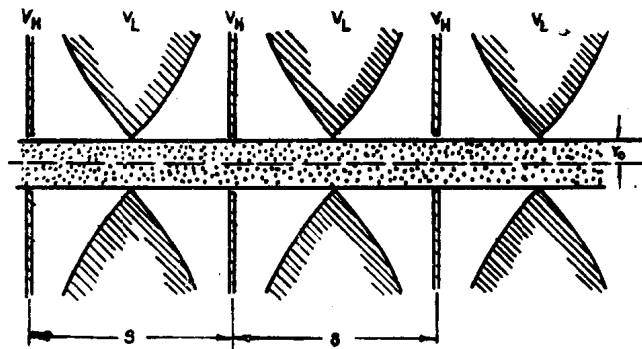


图 19 产生近似直线性电子流的轴对称系统。

期性系统中是不能满足的。求理论解的最可能的途径是运用能让电子注通过的带孔的薄圆片, 如图 19 所示。对于圆形电子注而言, 在给定的电压 V_H 时, 用这种方法能够聚焦的最大导流系数是:

$$I/V_H^{3/2} = 14.7 \times 10^{-6} (2r_0/s)^2 \text{ 安/伏}^{3/2} \quad (12)$$

在这种情况下, 低压电极的电压:

$$V_L = 0.25 V_H$$

将此导流系数与圆环或圆片系统的导流系数作比较是有意义的。假设 $V_L/V_H = 0.25$, 我们发现:

$$I/V_H^{3/2} = 11 \times 10^{-6} (d/P)^2 \text{ 安/伏}^{3/2}$$

这二个值完全用不同的方法推导而得, 因而有特别好的一致性。

Siekanowicz 和 Vaccaro 给出以下的实验数据:

$$d/P = 0.31$$

$$V_H = 850 \text{ 伏}$$

$$V_L = 260 \text{ 伏}$$

$$\text{有效电压 } V_{eff} = 445 \text{ 伏}$$

$$I = 30 \text{ 毫安}$$

$$I/V_{eff}^{3/2} = 3.2 \times 10^{-6} \text{ 安/伏}^{3/2}$$

$$\text{电子注传输系数} = 96\%$$

如果电子的渡越时间与给出的周期性聚焦系统中的相同, 则有效电压就是指加到速度恒定的电子注上的电压。理论上算得的导流系数 $I/V_{eff}^{3/2} = 4.1 \times 10^{-6} \text{ 安/伏}^{3/2}$ 。

基于这种新的聚焦方法, Belohoubek, Siekanowicz 和 Vaccaro (20) 研制出一种以横

杆结构为慢波线的实验型行波管。电极安置在横杆透镜之间，它们借扼流圈同高频结构直流导线支柱隔开。因为电极必须产生高频场和静电聚焦场，最佳聚焦条件所要求的电极形状必须作相当的修改。这个管子的电气数据如下：

$$f = 9.2 \text{ 千兆赫}$$

$$V_H = 31.6 \text{ 千伏}$$

$$V_L = 10.4 \text{ 千伏}$$

$$I = 3 \text{ 安 (峰值)}$$

电子注传输系数 = 86% (没有高频时)

= 76% (有高频时)

高频功率 $P = 10 \text{ 千瓦 (峰值)}$

效率 = 30% (用降压集电极)

大讯号增益 $G = 12 \text{ 分贝}$

用有效电压 V_{eff} 表示的电子注导流系数为：

$$P_{eff} = I/V_{eff}^{3/2} = 1.5 \times 10^{-6} \text{ 安/伏}^{3/2}$$

3.2. 空心电子注：

如前所述，实心电子注中的最大电流近似的随着电子注直径 d 的平方而增长。这说明 d 应该尽可能大。但是，这样会产生由电子注耦合系数引起的更严格的限制，即 d 如果变得过大，则电子注耦合系数在电子注的中央会迅速下降，如果用空心电子注代替实心电子注，这些困难显然不存在。换句话说，不必牺牲电子注与高频场之间的良好耦合，就能获得较高的导流系数。

用静电场聚焦空心电子注有几种方法。首先考虑电子注内部没有导体的情况。运用在电子注外的聚焦结构，如图20所示，系统是不稳定的。为了使它稳定，Chang (21) 提出利用电子注在轴线周围旋转产生的离心力作附加的向外力。电子注的旋转可以用Harris系统中所用的相似的方法产生，即利用电子枪与聚焦结构之间的区域中的径向磁场产生。根据Chang的意见，这个系统应该比利用Brillouin流或Harris流的系统更为稳定。在Chang介绍的实验中，聚焦结构是一个2.3毫米内径的双螺旋线，每毫米1.9圈(图20,a)。实验结果是：

平均电压

$$V_{av} = 650 \text{ 伏}$$

螺旋线之间的电位差

$$V_H - V_L = 700 \text{ 伏}$$

$$I = 1 \text{ 毫安}$$

电子注传输系数

$$95\%$$

导流系数

$$I/V_{av}^{3/2} = 0.06 \times 10^{-6} \text{ 安/伏}^{3/2}$$

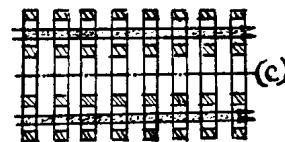
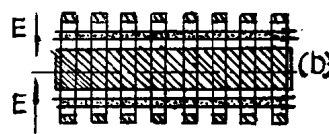


图 20 空心电子注的聚焦系统

Sauseng (22) 提出周期性聚焦结构在空心电子注外面，导电圆柱在空心电子注里面的一个系统，如图20b所示。聚焦结构可由一组电位高低交替的 V_H 和 V_L 的连续圆环组成。将电压 $V_Z < \frac{1}{2}(V_H + V_L)$ 加到内导体上，产生电子的电位凹陷，使电子在内导体和聚焦结构之间的空间里沿稳定途径移动。Sauseng (22) 和 Johnson (23) 对这系统作了理论和实验的研究。Sauseng 给出了以下的实验数据：

平均电子注电压

$$V_B = 150 \text{ 伏}$$

聚焦电压

$$V_H - V_L = 150 \text{ 伏}$$

电子注电流

$$I = 17 \text{ 毫安}$$

导流系数

$$I/V_B^{3/2} = 9.4 \times 10^{-6} \text{ 安/伏}^{3/2}$$

电子注传输系数

$$62\%$$

对于较小的电流，电子注传输系数可达

82%。Johnson 报导了导流系数在 1.2×10^{-6} 到 8×10^{-6} 安/伏 $^{3/2}$ 間电子注传输系数为 85% 到 97%。平均的电子注电压为 400 伏左右。

Johnson 指出, 他的实验和理论说明这个系统对进入条件十分不灵敏。他相信, 电子注的稳定性很佳, 甚或优于一般的电子注。

Ghang (24)、(25) 和 Johnson (23) 已经研究了在空心电子注里和外利用聚焦结构的系统 (图 20 c)。Ghang 称这种方法为“双周期静电聚焦”。聚焦结构通常由一组连续的圆环或者双螺旋线构成。如果这二种结构具有相同的周期性, 则加电压存在二种可能性。具有相同的 Z 座标的电极可以有相同的或相反的电压; 如图 21 所示。虽然聚焦的型式和电子轨迹有所不同, 但是正如 Johnson 指出的, 在二种情况下实际的聚焦作用是一样的。

由 Ghang 制作的一个行波管, 它的内外聚焦结构都有双螺旋线。它的外部双螺旋线也作为慢波线。Ghang 给出了以下的数字:

平均电子注电压 $V_B = 180$ 伏

聚焦电压 $V_H - V_L =$ 二种双螺旋线都是 200 伏

电子注电流 $I = 4$ 毫安

导流系数

$$I/V_B^{3/2} = 1.7 \times 10^{-6} \text{ 安/伏}^{3/2}$$

电子注传输系数 97%

频率 $f = 2950$ 兆赫

高频功率 100 毫瓦

增益 $G = 10$ 分贝

效率 14%

Ghang 说明, 在双周期静电聚焦系统中电子的电位凹陷比所有其他系统中更陡。这意味着这个系统应该比各种已知的聚焦方法更加稳定。

Johnson 从理论上比较了双周期系统和 Sauseng 的方法。几何形状虽然相同 (用圆柱体代替一个聚焦结构), 但 Sauseng 的系统需要高出 40% 的聚焦电压才能聚焦相同的电流。由于 Sauseng 的结构较简便, 较高的聚焦电压

可以部份地补偿。

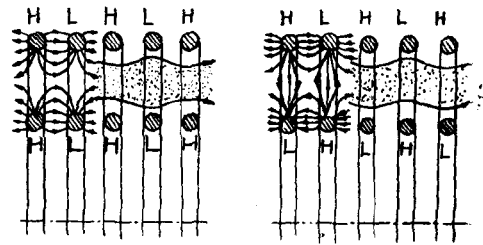


图 21 空心电子注的二种双周期聚焦方法

3.3. 带形电子注

如忽略边缘效应, 则带形电子注的聚焦表现了一个二维问题。已经运用的有三种系统:

(1) 在电子注两边放有电位高低交替的一组电极。这等效于 Ghang 的双周期聚焦系统。以交叉指线作慢波线的返波振荡器特别适用作这个系统。慢波线分成为与不同电位接通的二个部分, 因此它的指是处在高低交替的电位。频率范围大一倍的这类管子已被巴黎 G. S.F 公司的 Charles 和 Gentner 所研制。

(2) Hogg (27) 提出了致偏聚焦的巧妙方案, 并作了尝试。Hogg 研究出二种适用于返波振荡器的新的聚焦方法, 即“单梯”和“双梯”结构 (图 22 和 23)。这些系统的主要优点是, 整个高频结构具有相同的直流电位。周期性聚焦电场用围绕高频结构的辅助电极产生。用单梯结构获得的最大电子注传输系数是 50%, 用双梯结构得到的是 70%。在二种情况下, 电子注电压是 750 伏, 导流系数是 0.5×10^{-6} 安/伏 $^{3/2}$ 。用单梯式慢波线的返波振荡器的调谐范围从 1.4 到 2.3 千兆赫, 另一个用双梯式慢波线的返波振荡器的调谐范围从 1.4 到 2.6 千兆赫。根据 Hogg 的介绍, 它的功率输出在 100 毫瓦左右。在这些系统中电子注的进入条件是很严格的。

(3) Kompfner 提出一个称作滑雪式 (slalom) 的聚焦系统 (28), (29)。它由一排安置在二个负电极中间的正的杆或导线构成, 如图 24

中所示。在正确的进入条件下，注入的电子注呈正弦形交織地穿过导綫而不撞击导綫。同时，导綫或杆可以是高频慢波結構的一部份。如 Cook、Kompfner 和 Yocom 所述，这种系統中的电子是等电位的。这种聚焦結構与 Hogg 的单梯結構有些相似，它的主要区别在于：在 Hogg 的系統中电子注总是在慢波結構的同一边。

在一次測量电子注的實驗中，Cook、Kompfner 和 Yocom 測出电子注傳輸系数是 97%，导流系数是 2×10^{-6} 安/伏^{3/2}。在导流系数是 4.2×10^{-6} 时，电子注傳輸系数仍是 92%；在导流系数是 12.7×10^{-6} 时，它下降为 48%。

472

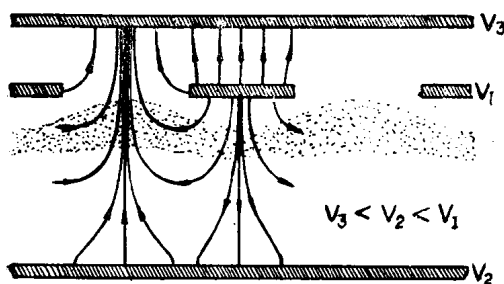


图 22 根据 Hogg 的原理构成的单梯式聚焦系統中的電場和电子注途径。

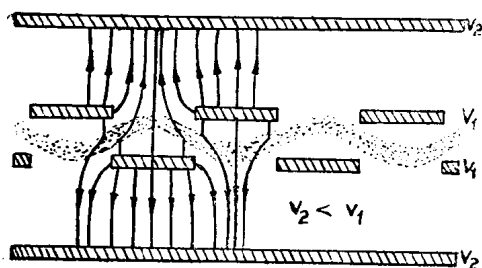


图 23 根据 Hogg 的原理构成的双梯式聚焦系統中的電場和电子注途径。

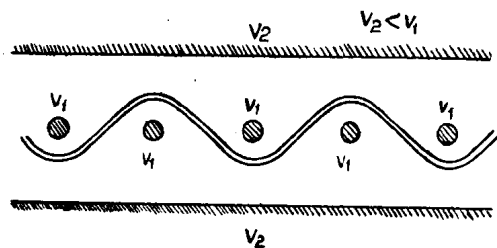


图 24 带形电子注的滑雪式聚焦 (slalom-focusing)。

电子注电压值比較低，为 265 伏。

在頻率范围从 3.3 到 4.3 千兆赫的返波振盪器中，电子注傳輸系数只有 15%。在这种情况下，大家认为造成电子注傳輸系数低的主要原因是注入条件不良。

本文介紹的三种方法不是聚焦带形电子注仅有的方法。例如 Sauseng 的方法可以用在带形电子注和圆柱形系統中。

IV. 結 論

微波管的靜电聚焦已获得有重大的进展。与常用的磁聚焦比較，它节省重量、空間和能量，因此改进了管子的效率。外杂散場是不存在的，且聚焦与溫度无关。由于离子被强電場迅速吸引，噪声性质和阴极寿命都有改进。

許多聚焦方法已經提出或者經過了試驗，取得了不同程度的成功。目前还难以說明各种系統間工作性能的差别。在大多数情况下，不良的电子注进入条件被认为是电子注傳輸系数低的主要原因。

第一批靜电聚焦返波振盪器和中功率行波管已成功地作了測試。靜电聚焦速調管的工作做的还較少。

解释各种聚焦系統性能的理论已有发展。尽管如此，在大多数現有理論中，簡單化的預示数值的假設过多了。因此聚焦系統的設計大部份是凭經驗的。为了更好理解已有的系統及取得进一步的进展，必須作更多的理論工作。包括空間电荷效应的电子光学，仍然处在十分原始的阶段。几乎所有情况中，問題都是过于的复杂，不能通过分析求解。模拟計算机，如电介槽或电阻网络板等，已证实是解决这些問題的最得力的工具。当然，用这种方法是不能得出通解的。每个具有最佳性能的系統的設計是耗費時間的。与經過良好校正的一般的光学系統的設計所需的時間比較，看来，这种程序是完全合理和正当的。将来最重要的問題可能是研制象差較小的更好的电子枪，以及詳細地

研究电子枪与聚焦系统之间的区域。

对微波管的静电聚焦有许多工作正在进行,并且这方面的发展很迅速。在一定范围内,良好设计的静电聚焦系统没有理由认为不能够相当于或超过现有的最好的磁铁系统。

参考文献

1. W. C. Hahn and G. F. Metcalf, "Velocity modulated tubes", Proc. IRE, 27 (1939) pp. 106-116.
2. W. E. Waters, "Rippling of thin electron ribbons", J. Appl. Phys., 29 (1958) pp. 100-104.
3. C. Veronda, "New pulse klystron amplifier for the 960—1.215-Mc region", Electrical Engineering, 71 (1952) pp. 686-689.
4. A. Versnel and J. L. H. Jonker, "A magnetless magnetron", Philips Res. Reps., 9 (1954) pp. 458-459.
5. A. Versnel, "Magnetless magnetron", Le Vide, 12 (1957) pp. 59-63.
6. L. A. Harris, "Axially symmetric electron beam and magnetic field systems", Proc. IRE, 40 (1952) pp. 700-708.
7. Z. S. Tchernov, "Interaction of electromagnetic waves and electron beams with centrifugal-electrostatic focusing", MRI Symposium Proc., VIII, (1958) pp. 339-344.
8. Z. S. Tchernov, "Interaction of electromagnetic waves and electron beams with centrifugal-electrostatic focusing", Proc. IEE, 105 (1958) pp. 594-595.
9. D. A. Watkins and G. Wada, "The helitron oscillator", Proc. IRE, 46 (1958) pp. 1700-1705.
10. C. B. Crumly, "A UHF traveling-wave amplifier tube employing an electrostatically focused hollow beam", IRE Transactions, ED-3 (1956) pp. 62-66.
11. A. M. Clogston and H. Heffner, "Focusing of an electron beam by periodic fields", J. Appl. Phys. 125 (1954) pp. 436-447.
12. C. Barnes, "Periodic focusing of electron beams", Stanford Electronics Res. Lab., Tech. Rep. No. 33 (1954).
13. P. K. Tien, "Focusing of a long cylindrical electron stream by means of periodic electrostatic fields", J. Appl. Phys., 25 (1954) pp. 1281-1288.
14. P. K. Tien, "Bifilar helix for backward-wave oscillators", Proc. IRE, 42 (1954) pp. 1137-1143.
15. J. R. Pierce, "Theory and design of electron beams", D. Van Nostrand Company, Inc., New York (1954) pp. 194-213.
16. W. W. Siekanowicz and F. E. Vaccaro, "Periodic electrostatic focusing of laminar parallel-flow electron beams", Proc. IRE, 47 (1959) pp. 451-452.
17. W. R. Ayers and K. R. Evans, "Electrostatic periodically focused backward wave oscillator", Paper given at the IRE Electron Devices Meeting in Washington, D. C. (1959).
18. D. J. Blattner, F. E. Vaccaro, C. L. Cuccia and W. C. Johnson, "Medium power L- and S-band electrostatically focused traveling-wave tube", RCA Rev., XX (1959) pp. 426-441.
19. R. C. Hergenrother and W. A. Bowers, "An electrostatically focused backward-waves oscillator", Paper given at the IRE Electron Devices Meeting in Washington, D. C. (1959).
20. E. Belohoubek, W. Siekanowicz and F. E. Vaccaro, "An electrostatically focused high power traveling-wave-tube", Paper given at the IRE Electron Devices Meeting in Washington, D. C. (1959).
21. K. K. N. Chang, "Confined electron flow in periodic electrostatic fields of very short periods", Proc. IRE, 45 (1957) pp. 66-73.
22. O. Sauseng, "Ober die Entwicklung einer elektrostatischen Fokussierung von zylindrischen Elektronenohlstrahlen", Diss. Techn. Hochschule Wien 1956.
23. C. C. Johnson, "Periodic electrostatic focusing of a hollow electron beam", IRE Transactions, ED-5 (1958) pp. 233-243.
24. K. K. N. Chang, "Biperiodic electrostatic focusing for high density electron beams", Proc. IRE, 145 (1957) pp. 1522-1527.
25. K. K. N. Chang, "An electrostatically focused traveling-wave-tube amplifier", RCA-Rev. XIX (1958) pp. 86-97.
26. P. Palluel and A. K. Goldberger "The O- type carcinotron", Proc. IRE, 44 (1956) pp. 333-345.
27. H. A. C. Hogg, "Periodic electrostatic beam focusing", Proc. I.E.E., Paper No. 2751 R, (1959) pp. 1016-1020.
28. J. S. Cook, R. Kompfner and W. H. Yocom, "Slalom focusing", Proc. IRE, 45 (1957) pp. 1517-1522.
29. J. S. Cook, W. H. Louisell and W. H. Yocom, "Stability of an electron beam on a slalom orbit", J. Appl. Phys., 29 (1958) pp. 583-587.

钟曼莉译

李道隆校

高 功 率 速 調 管

K. H. Krechen

I、高功率速調管的种类

近十年来,高功率速調管的品种总是在增加,其频率复盖范围自77000兆赫至200兆赫或波长自4毫米至1.5米。管子的主要元件(谐振腔)的尺寸反比于工作频率,因而对于上述频率范围,几何尺寸限制了能达到的使用功率极限。4毫米波段谐振腔的尺寸不同于1米波段,它正比于 $1/f$,这里缩小为 $1/250$ (图1)。

200兆赫放大管谐振腔的直径约为一呎(30—35厘米)。对应地,77000兆赫器件的谐振腔直径仅0.060吋(1.5毫米)。事实上,整个4毫米速調管完全能通过波长为1米速調管的漂移管。电子注直径有相应的降低。在77000兆赫管中,电子注直径比.020吋(0.5毫米)小一些。这样电子注电流密度就得提高,但受到阴极发射,电子注压缩比及窄管道中容纳电子注的能力的限制。进一步的限制是由于金属热传

导限制的最大热耗散(防止金属在电子轰击下甚至在适当的冷却时而熔化),以及电路元件的趋肤损耗。因而低于1厘米波长的高功率速調管的最高平均功率电平降至数百瓦,而在4毫米波段降至数瓦。

在频率范围的另一端,即1500兆赫或更低情况下,还没有管子在任何情况下能达到受几何尺寸决定的功率极限。

目前,对于低频管的限制因数是很多的;例如聚焦极与阳极间的击穿电压(脉冲宽度大于10微秒)及现有的各类型输出窗最大容许功率。两者与管内的真空条件,特别是等离子区的条件有关。因此,极高真空时对等离子区和离子及电子产生的进一步研究变得十分重要。

对宽频带行波管及磁控管型器件(如高效率的增幅管)而言,速調管的特点是高增益。已制成的同步調諧多腔速調管的稳定增益已增加到90分贝。这相当于功率放大倍数为 10^9 。这样的管子,假定有10兆瓦的输出功率峰值,

则所需的激励功率仅10毫瓦。在高增益系数下,二次电子在电子注反方向掠过,内反馈就有迅速增长的可能。因此,可靠工作速調管的实际增益系数低于60分贝或70分贝。在速調管谐振腔参差調諧情况下,可牺牲增益换取频宽。用这种方法制成的兆瓦级宽频带速調管的频宽大于5%,而增益仍达40—50分贝。

II、功率速調管的效率

高功率级速調管在能达到的极大效率下工作是很重要的。现代同步調諧速調管容易做到效率为40%左右,特别是电子注导流系数低于2微朴的器件,收集

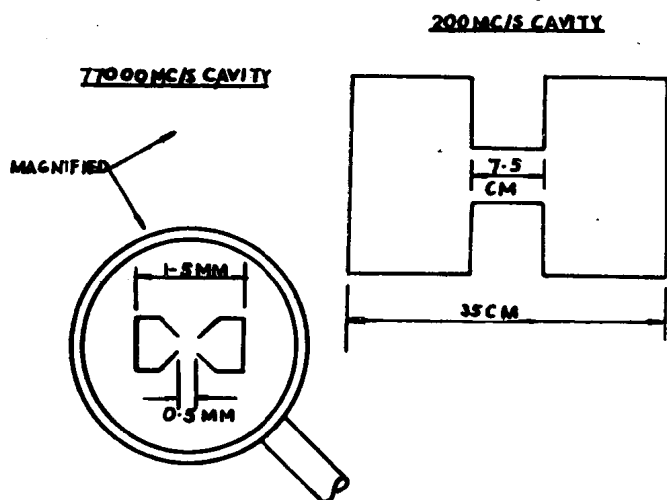


图1 200兆赫及77000兆赫速調管谐振腔的尺寸比较

77000 MC/S cavity 77000 兆赫谐振腔
200 MC/S cavity 200 兆赫谐振腔
Magnified 放大图