

雷 达 技 术 小 丛 书

电 子 束 管

〔苏联〕M. A. 包依科夫 著



國防工業出版社

1 8 0 . 8 0

內 容 簡 介

本书系苏联軍事出版社出版的“雷达技术小丛书”之一。

书中叙述了电子束管工作的物理基础，电子束管的结构以及电子束管中发生的过程。指出了工作在雷达站显示器装置中的电子束管的使用及供电特点。

本书可供使用和維護雷达和装有电子束管的电子設備的技术人員閱讀。

ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВАЯ ТРУБКА

〔苏联〕 М. А. Бойков
ВОЕНИЗДАТ 1960

*

电 子 束 管

張玉功 邵昌儀 譯

*

國防工業出版社 出版

北京市書刊出版業營業許可證出字第 074 号

新华书店北京發行所發行 各地新华书店經售

国防工業出版社印刷厂印裝

*

787×1092 1/32 印張 3 1/2 74 千字

1966 年 3 月第一版 1966 年 3 月第一次印刷 印數：0,001—3,600 册

統一書號：15034·1086 定價：（科四）0.38 元

电 子 束 管

〔苏联〕M. A. 包 依 科 夫 著

張 玉 功 邵 昌 儀 譯

原序(节譯)

电子束管是一种利用細电子束(电子射綫)的电真空器件。其作用原理是以电子光学为基础的。

电子束管的作用是无慣性的,控制它只要求极少的能量。現在,电子束管已是一种极完善的多用途的器件,它广泛地用于測量技术、医疗、电视及其它科学技术部門。

将电子束管用作为雷达站的指示器(記錄器)尤其重要。用作为雷达站显示器的电子束管,它能够:

(1) 在其荧光屏上观察到从大量的物体(目标)上反射回来的脉冲,它們的总体就构成了周圍环境的景象;

(2) 区分出不同時間的反射脉冲,并測量出它們之間的時間間隔;

(3) 測量目标的距离;

(4) 比較屏上所观察到的反射脉冲的形状、大小和强度。

本书旨在簡要地叙述一些基本問題,这些問題說明了雷达站显示器的电子束管工作的物理实质。

目 录

原 序 (节譯)	2
1 电子束管中所应用的若干物理现象	5
电子束管及电子束的一般概念	5
电子束的特性	6
电子在电场中的运动	8
电子在磁场中的运动	12
最简单的电子光学系统	17
发光与发光物质	24
荧光屏的作用及结构	25
2 电子束管中的物理过程	28
电子束管的作用原理及一般特性	28
电子束的形成及其加速	31
电子束的聚焦及聚焦装置	34
电子束管荧光屏的工作	37
电子束的偏转及偏转系统	41
电子束管荧光屏上展开图象的获得	52
电子束管工作的若干特点及使用规则	56
3 脉冲雷达站显示器装置线路中的电子束管	59
雷达站的指示器	59
电子束管的供电	63
电子束管的辅助线路	67
获得锯齿形电压和电流的方法	74
4 静电控制电子束管	79
电子枪各部分的结构及作用	79

靜电控制管电子枪的典型結構.....	84
特殊类型的靜电控制管.....	87
靜电控制管中的失真.....	90
靜电控制管工作状态的选择.....	96
5 磁控制电子束管	99
磁控制管电子枪的典型結構	100
磁控制电子束管中的光栅失真	105
磁控制管接綫的若干特点及状态选择	109

1 电子束管中所应用的若干物理现象

电子束管及电子束的一般概念

图1是一种特殊类型的电真空器件，在此器件中，由阴极发射的电子，在带正电的各圆筒阳极的作用下，获得相当大的加速，并形成像光束一样的电子束，跑向涂有特种物质的屏上。由于电子的撞击，屏就开始发光（荧光），而当电

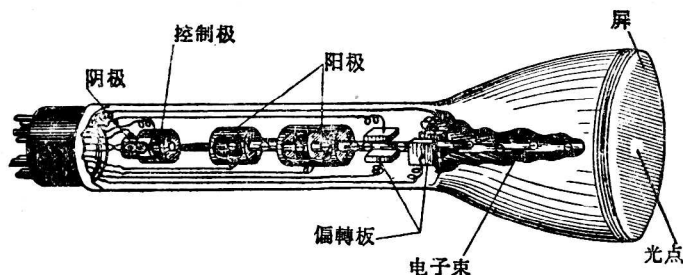


图1 电子束管

子束不移动时，在屏的中心就形成一圆形光点。在近代优良的管子中光点直径不超过0.2毫米。产生并利用这种电子束的器件，就叫做电子束管。

电子束管中产生的细电子束，借助于电场和磁场，在整个屏上沿两个互相垂直的方向偏转。使电子束偏转的电场和磁场，是由偏转板或者偏转线圈建立的。

电子束由电子组成。电子是带有最小负电量的物质微粒。电子的电量为 $e = 4.8 \times 10^{-10}$ 绝对静电单位 (CGSE) 或 1.6

RAO 50/03

$\times 10^{-20}$ CGSM 单位, 电子的静止质量为 $m = 9.1 \times 10^{-28}$ 克。

不难看出, 在电子质量如此微小的情况下, 在外加电压作用下, 电子束在电子束管中的运动实际上可以看作是无惯性的[●], 因此, 能在荧光屏上直接观测到电路中发生的许多不同的过程 (其中也包括时间很短的过程)。

在雷达中, 电子束管用来指示雷达接收机输出的信号以及用来研究雷达站线路中发生的电过程。

电子束的特性

在电子束许多特性中, 必须指出的有以下几种:

激发荧光的能力 电子束本身是不可见的, 我们看见的只是由于电子照射时, 在某些物体上的发光(荧光)。例如, 在电子的作用下, 红宝石发红色的光, 铀玻璃发深绿色的光, 硅铈矿石发绿色的光等等。因此, 电子束具有激发荧光的特性, 许多固体和液体都有这种荧光。发生荧光的现象, 在技术中极为广泛地被采用, 电子束管荧光屏的工作就是根据这个现象。

传播的直线性 电子束是直线传播的。这一点可以这样来证明: 如果在屏的前面电子束的路径上放上任何一个物体, 这个物体就在屏上形成一个影子, 即一个暗区。影子的形状就象由阴极发生的光照射物体而形成的一样。

众所周知, 在均匀媒质中光是以直线传播的, 同样, 电子束也是以直线传播的。紧靠阴极处的电子束垂直于阴极表面, 因此, 如果阴极是一平面, 束就是平行的; 如果阴极是凹面, (盘形) 束就是会聚的。如果借助于凹面阴极将电子束会聚在一块不大的铂金板上, 板就被灼热, 甚至有可能被

● 在频率为 10^7 赫以上时, 电子就开始显著地表现出惯性来。

熔化。这表明电子束有相当大的能量。

束中电子由于相互排斥引起的发散 电子束从阴极飞出以后,不能保持其原有的截面。束中电子逐渐以扇形向各个方向发散出去。这是由于带同号电的电子相互排斥的结果,若不采取使束会聚的措施,电子就要散开,只有电子中那些具有最大速度的电子才能到达荧光屏。

撞出二次电子 以高速度落到固体或液体上的电子,在一定的条件下能够从物体中打出二次电子来(二次电子发射)。这时,若有加速场存在,就会产生新的电子束,为和一次电子束区别,它们称为二次电子束。

二次电子束的逸出功[●]由丧失了自身速度的入射的一次电子的能量来获得。为了打出二次电子,要求一次电子有某一最小速度。二次电子的速度与一次电子的速度比起来是很小的。

由于二次发射,管壁及管内由非导电物质所做的各部分就可能呈现某种程度的导电性。因此,电子束管的绝缘体,尤其是高压电路中的绝缘体,应该谨慎地防止电子束的撞击,因为在绝缘性能被破坏的情况下,有发生击穿的危险。

在电场及磁场作用下的偏转特性 如果在电子运动的路径上放两块平板,一块带正电,另一块带负电,那么带负电的电子束将会离开带负电的平板而向带正电的极板靠近。因此,电子束具有在电场中偏转的特性。

磁场对电子也有偏转作用。由于电子束是一束运动的电子流,和导体的电流一样,在电子束的周围产生一固有的磁场。管子内部的场与电子束的场相互作用,将使束偏向某一方向。

● 逸出功可理解为在真空中从金属内打出一个电子所必须消耗的能量。

在電場及磁場作用下電子發生偏轉的特性，給出了簡便地解決有關電子束的聚焦及偏轉問題的可能。為了實現這個目的，建立了一些作用類似於光學透鏡的專門系統。

電子在電場中的運動

假設具有負電量 e 的電子處於電容器的兩塊極板之間（圖 2），一塊極板帶正電，另一塊帶負電。在電容器電場力的作用下，電子將從正極板向負極板運動。

場作用在電子上的力 F_s 等於電子電量 $(-e)$ 與電場強度 E 的乘積

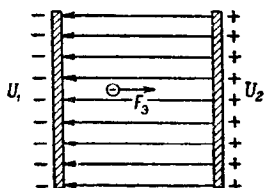


圖 2 電子在縱向電場中的運動

$$F_s = -eE. \quad (1)$$

由於電子帶負電，這個力與電場強度矢量[●]方向相反。

如果在場形成的瞬間，電子在左邊極板的近旁，而且它的初速等於零，那末場將電子由電位 U_1 的極板移向電位 U_2 的極板所消耗的全部功就變成為電子的動能 $\frac{mv^2}{2}$ 。由於場做功等於 $e(U_2 - U_1)$ ，電子就得到了這一能量，也就是

$$\frac{mv^2}{2} = e(U_2 - U_1),$$

式中 m ——電子的質量；

v ——電子在路徑終點的速度；

e ——電子電量；

● 矢量——不僅表示數值大小，而且還表示其作用方向的量（例如速度、力）。

U_1 和 U_2 ——电容器极板的电位。

电子在路徑終点的速度由式

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}(U_2 - U_1)} \quad \text{或} \quad v = \sqrt{\frac{2e}{m}U} \quad (2)$$

来确定，式中 U ——电子路徑終点与起点之间的电位差。

将 e 和 m 以绝对静电系单位代入该公式，而 U 用伏特表示（一静电单位电位差等于 300 伏），可得

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m}U} = \sqrt{\frac{2 \times 4.8 \times 10^{-10}}{9.1 \times 10^{-28}} \cdot \frac{U}{300}}$$

$$= 5.93 \times 10^7 \sqrt{U} \text{ (厘米/秒)} \approx 600 \sqrt{U} \text{ (千米/秒)}。 \quad (3)$$

电子的动能通常用电子伏表示。一电子伏等于一个电子通过终点与起点电位差为 1 伏的路程后具有的能量。因而，具有一电子伏能量的电子的飞行速度

$$v = 600 \sqrt{U} = 600 \sqrt{1} = 600 \text{ (千米/秒)}。$$

因此，落入电场中的各个电子向正电极运动的同时，并得到相当大的速度，这个速度仅仅由电子路徑的终点与起点之间的电位差来决定。

如果电子的速度在它落入电场时不等于零 ($v \neq 0$)，它在每一瞬间的速度应该是初速与由电场力所得速度的几何和。这时有以下三种情况：

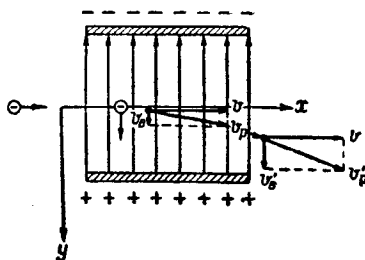


图 3 电子在横向电场中的运动

1) 电子初速与场力的作用方向相同或相反（见图 2）。对于这种情况，电子的运动变成为匀加速或匀减速（当电子初速与场力作用方向相反时）

直綫运动。

2) 电子初速垂直于場力的作用方向(见图3)。在这个場的作用下, 电子向正电极板运动, 其速度 v_x 随着电子接近极板而增加。电子初速 v 維持不变。在这两个速度 (v 和 v_x) 的作用下, 在跑出电容器場的范围以前, 电子沿抛物綫运动。以后, 它沿直綫繼續前进, 但已經沿另一个方向并具有另一个速度了。

3) 电子初速 v 的方向与場的方向成 α 夹角, α 的数值大于零, 但小于 90° 。这种最普遍情况下的电子軌迹, 很容易用几何电子光学[●] 的方法来确定。

“电子光学”这一名称是根据与“光綫光学”名称类似而产生的。光綫在折射媒质中的运动与电子在电场及磁场中的运动很相似。事实上, 如果光綫由一种媒质进入另一种媒质的偏轉程度是由折射率而定, 那末电子速度的变化就可作为电子由場的一种电位进入另一电位时的偏轉的度量。

光綫射到两种具有不同折射率 n_1 与 n_2 的透明媒质边界时, 按如下熟知的定律折射:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (4)$$

类似地, 电子由一个等位面[●] 进入另一个等位面时, 由于速度 v 发生变化, 所以电子方向也就随之改变。

为了証明这一規律的正确性, 讓我們来討論具有速度 v_1 的电子由电位 U_1 的区域 I 进入較大电位 U_2 的区域 II 的情况

- 电子光学——物理学的一个部門。它研究电子在各种电场及磁场中的运动規律, 以获得所需要的运动軌迹。
- 場各点电位相同的面称为等位面。場的力綫总是垂直于等位面。质点沿等位面运动时場力不作功。

(图4)。为了清楚起见，我們假定电位在边界 AB 上的变化不連續，而是跳跃的。

电子在靜电场中的速度由場的电位数值来决定，如果在电位 U_1 的区域 I 中电子已具有 v_1 的速度，那末在进入电位 U_2 的区域 II 时，电子的速度将增加到 v_2 值。

讓我們来看一看速度增加的过程是怎样发生的。为此，我們把电子速度分解成两个分量——等位面的法向分量 (v_{1y}) 和切向分量 (v_{1x})。

显然，当电子穿过两个等位面夹层 ($U_1 - U_2$) 时，分量 v_{1x} 不变，即 $v_{1x} = v_{2x}$ ，因为它是沿等位面的方向的。因此，速度增加到 v_2 值只有靠 v_{1y} 分量的增加来实现，在进入电位 U_2 的区域时， v_{1y} 增加到 v_{2y} 值。

假設通过界面以后分量 v_{1y} 增加了两倍，变为 v_{2y} 。把 v_{2y} 值取在等位面的正法綫 (OO' 綫) 上，我們便得到速度 v_2 ，其方向和速度 v_1 不同。

由图可得

$$\sin \alpha_1 = \frac{v_{1x}}{v_1} \text{ 及 } \sin \alpha_2 = \frac{v_{2x}}{v_2},$$

即 $v_1 \sin \alpha_1 = v_{1x} \text{ 及 } v_2 \sin \alpha_2 = v_{2x}$

因为 $v_{1x} = v_{2x}$ ，所以我們可以写成

$$v_1 \sin \alpha_1 = v_2 \sin \alpha_2 \text{ 或 } \frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{v_2}{v_1}. \quad (5)$$

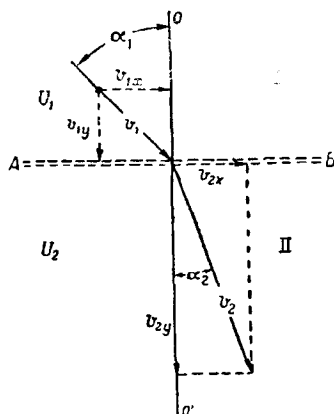


图4 通过等位面时电子轨迹的折射

因此，电子在电场中运动的轨迹，在由一个等位面进入另一个等位面时，就像光线由一种媒质进入另一种媒质的折射一样，发生转折，而且表示电子轨迹转折定理的公式(5)也和以前列出的表征光线折射规律的公式(4)相类似。

按公式(3)，考虑到电子的速度正比于电子路径终点与起点间电位差的平方根，并把产生电子处的起始电位当作零，可以写出

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \frac{v_2}{v_1} = \sqrt{\frac{U_2}{U_1}}。 \quad (6)$$

为了寻求电子的轨迹，应当用等位线将场分成许多的薄层，每一薄层的电位是跳变的，而每层间的电位是一常数。找出在每一层上电子速度的变化以后，可作出所求的轨迹。

分析式(5)和(6)可以得出如下结论：

(1) 在加速场中运动时 ($U_2 > U_1$) 电子束向等位线的法线趋近，即折射角 α_2 比入射角 α_1 小 (见图4)；换言之，加速场可以阻止电子发散；

(2) 在减速场中运动时 ($U_2 < U_1$)，折射角 α_2 比入射角 α_1 大，电子束明显地偏离等位线的法线，即在减速场中电子束发散。

电子在磁场中的运动

和电场不同，磁场对处于其区域内的电子不是随时都起作用的。例如，如果进入磁场的电子初速等于零 ($v=0$)，则磁场对它不发生作用。当电子运动方向与磁力线方向相同或相反时，场对电子也不起作用。

只有当电子的运动切割场的力线时，也就是与磁力线成

某一 α 夹角飞行时，磁場才对电子起作用。在特殊情况下，当 $\alpha=90^\circ$ 时，場力迫使电子圍繞力綫沿垂直于力綫平面上的圆周运动。在較一般的情况下，当 $\alpha<90^\circ$ 时，場力使电子沿螺旋綫运动：就好象圍繞磁力綫旋进一样。

磁力对电子作用的这种特性表明：在运动着的电子的周圍，在垂直于运动軸綫的平面內产生一电子的固有磁場，它和外場叠加。合成場在电子运动的一方增强，而在另一方减弱。合成場对运动电子的不均匀性使电子被場力推出其切割的区域，也就是使电子軌迹弯曲。在电子运动和力綫同向 ($\alpha=0^\circ$) 或反向 ($\alpha=180^\circ$) 的情况下，外場的畸变对称于电子运动的軸綫，因此合成場的不均匀性就不会发生。这样，也就不会产生影响电子軌迹的力。在这种場中，电子沿外部場的力綫运动。

作用在磁場中电子上的力 F_m 的数值，在一般情况下，等于电子电量 e 、磁場强度 H 、速度 v 以及磁場强度 H 矢量方向和电子速度 v 方向夹角 α 的正弦四者的乘积，即

$$F_m = eHv \sin(H, v)。 \quad (7)$$

式 (7) 表明，当电子沿力綫移动时 (H 和 v 間夹角等于 0 或 180°)，場对电子不起作用 $F_m=0$ 。当电子垂直于場力綫方向运动时 (H 和 v 夹角等于 90° 或 270°)，場以最大的力作用于电子，即

$$F_m = eHv。 \quad (8)$$

如果 e 用絕对电磁系单位表示， H 用絕对电磁系单位 (奥斯特)，速度 v 用每秒厘米，那么力就是达因。作为一个例子，我們来决定作用在具有 4900 电子伏动能并垂直于磁場力綫运动的电子上的力，磁場强度 $H=10000$ 奥。利用公式

(3), 首先求出电子的速度

$$v = 600\sqrt{U} = 600\sqrt{4900} = 600 \cdot 70 = 42000 \text{ 千米/秒。}$$

然后, 求出作用在电子上的力

$$F_m = eHv = 1.6 \times 10^{-20} \times 10000 \times 42000 \times 10^5 \approx 6.7 \times 10^{-7}$$

达因。

尽管力的数值相当小, 但由于电子质量很小 ($m = 9.1 \times 10^{-28}$ 克), 它就给电子一个极大的向心加速度。因此, 在磁场中电子轨迹的弯曲一般都是相当大的。

作用于在磁场中运动的电子上的力 F_m 总是垂直于速度 v 方向和磁场 H 矢量方向 (图 5), 也就是它垂直于通过这两个方向的平面。该力的方向可以根据右手定则决定。右手定则是这样叙述的: 将分开姆指的右掌, 放得使磁力线穿入手掌, 而并拢的四个手指指向电子运动的方向, 则伸开了的姆指就指出 F_m 的方向。

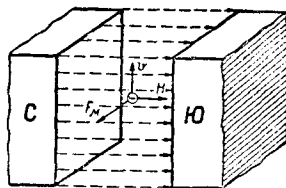


图 5 磁场强度矢量、电子速度和作用在磁场中电子上的力的方向之间的关系

在均匀磁场中, 如果电子进入场时初速 v 垂直于场强 H , 被弯曲了的电子轨迹是一半径为 r 的圆周。要使质量为 m 、直线速度为 v 的电子沿圆周以圆周速度 v 旋转 (磁场只改变速度的方向, 但不改变其大小), 需要对电子加一个向心力 $F = \frac{mv^2}{r}$ (其中 r —— 圆周半径)。力 $F_m = eHv$ 就是磁场中的这个力, 因此

$$\frac{mv^2}{r} = eHv。$$

电子旋转的圆周半径可由下式来决定,

$$r = \frac{mv^2}{eHv} = \frac{m}{e} \cdot \frac{v}{H} \quad (9)$$

如果将(2)式中电子速度 v 数值代入(9)式,同时知道电子在进入磁场前通过的电位差,则可得

$$r = \frac{mv}{eH} = \frac{m}{eH} \sqrt{\frac{2e}{m} U} = \sqrt{\frac{2m}{e}} \cdot \frac{\sqrt{U}}{H} \quad (9a)$$

将 U 以伏特,而 H 以奥斯特表示并将必需的一些数值以绝对单位制代入后,便得到轨迹的圆周半径公式

$$r = \sqrt{\frac{2 \times 9.1 \times 10^{-28}}{1.6 \times 10^{-20}}} \times \frac{\sqrt{10^8 U}}{H} = 3.4 \frac{\sqrt{U}}{H} \text{ 厘米} \quad (10)$$

采用上面例子中用过的条件,半径等于

$$r = 3.4 \frac{\sqrt{U}}{H} = 3.4 \times \frac{\sqrt{4900}}{1 \times 10^4} = 3.4 \times \frac{70}{10^4} \approx 2.4 \times 10^{-2} \text{ 厘米}。$$

这样小的半径(十分之几毫米)是由于场力 F_m 给电子巨大的向心加速度而得到的。在微弱的磁场中,例如在强度为 $H=10$ 奥的磁场中,在同样的电子动能(4900 电子伏)的情况下,电子旋转的半径将相当大,即是

$$r = 3.4 \frac{\sqrt{U}}{H} = 3.4 \frac{\sqrt{4900}}{10} = 3.4 \frac{70}{10} = 23.8 \text{ 厘米}。$$

由此可见,磁场强度 H 的变化大大地影响电子轨迹的形状。半径 r 随 H 的减小而增加,反之,半径 r 随 H 增加而减小。

如果电子速度方向与场力方向所构成的夹角不等于 90° ($\alpha < 90^\circ$),则电子的速度 v 可分解为两个分量(图6):轴向分量($v \cos \alpha$)和径向分量($v \sin \alpha$),轴向分量 $v \cos \alpha$ 和场不发生作用,因为它沿着场的力线的方向,而场的径向分量($v \sin \alpha$)垂直于场的方向,就与场相互作用。正是这个分量迫使电子围绕场的力线作旋转。