

电路、器件和系统

中 册

(美) 拉·杰·史密斯 著

大连工学院电工学教研室 译

人 民 教 育 出 版 社

电路、器件和系统

中 册

大连工学院电工学教研室译

*

人民教育出版社出版

新华书店北京发行所发行

人民教育出版社印刷厂印装

*

开本 787×1092 1/16 印张 14 字数 321 000

1978年10月第1版 1979年8月第1次印刷

印数 00,001—35 000

书号 15012·0193 定价 1.20 元

内 容 提 要

拉·杰·史密斯著 大连工学院电工学教研室译

本书是一本电工入门教材,分电路、电子器件与机电器件三篇,译本分为上、中、下三册。上册第一篇主要讲述网络分析及信号响应,并介绍了系统概念;中册第二篇侧重于数字装置和运算放大器;下册第三篇则简要地叙述了电机并讲解了控制系统。全书比较注重基础理论的阐述,反映了一些电工领域的新成就,可供高等工业院校师生及科技人员参考之用。

中 册 目 录

第二篇 电子器件

第十章 电子管	201
10-1 电子运动.....	201
10-2 阴极射线管.....	206
10-3 真空二极管.....	210
10-4 双口电子器件.....	215
第十一章 半导体二极管	227
11-1 固体的导电现象.....	227
11-2 掺杂半导体.....	231
11-3 结型二极管.....	234
11-4 特殊用途二极管.....	239
第十二章 二极管的应用	245
12-1 二极管模型.....	245
12-2 整流器.....	248
12-3 滤波器.....	250
12-4 成形电路.....	256
第十三章 晶体管和集成电路	265
13-1 场效应晶体管.....	265
13-2 结型晶体管.....	269
13-3 集成电路.....	276
13-4 闸流晶体管.....	280
第十四章 数字装置	288
14-1 开关逻辑.....	288
14-2 电子开关.....	292
14-3 存储器.....	298
第十五章 逻辑电路	307
15-1 二进制数系.....	307
15-2 布尔代数.....	309
15-3 逻辑电路的分析.....	311
15-4 逻辑电路的综合.....	312
15-5 求最简化电路的图解法.....	316
15-6 计算机的结构.....	319
第十六章 放大器的偏置和大信号运行	326
16-1 实际的放大器.....	326
16-2 偏置电路.....	329
16-3 功率放大器.....	336
16-4 其它类型的放大器.....	342
第十七章 小信号模型	349
17-1 大信号和小信号.....	349
17-2 二极管.....	352
17-3 场效应晶体管.....	353
17-4 结型晶体管.....	357
第十八章 小信号放大器	369
18-1 RC 耦合放大器.....	369
18-2 频率响应.....	372
18-3 多级放大器.....	381
18-4 反馈放大器.....	383
第十九章 运算放大器	399
19-1 理想的运算放大器.....	399
19-2 典型应用.....	403
19-3 实际的运算放大器.....	410
19-4 模拟计算机.....	415

第二篇 电子器件

第十章 电子管

电子运动 阴极射线管

真空二极管 双口电子器件

电子学的历史以阴极射线的发现为起点而进入它的明天。它的发展是数学家、物理学家、工程师和发明家的卓越贡献,是在固体技术方面辛勤劳动的结晶。

1869年在希托夫和克鲁克斯研究阴极射线的同时,麦克斯韦正在发展他的电磁辐射的数学理论。之后不久,爱迪生于1883年观察到在真空中的电子导电现象。1888年,赫兹证实麦克斯韦关于无线电波存在的预言。1897年,汤姆生测定出 e/m 。1901年,马可尼成功地实现了横跨大西洋的无线电通讯。在爱因斯坦概括关于光电效应的理论之际,弗莱明于1904年做成第一个电子管——利用爱迪生效应的灵敏二极检波管。1906年迪福莱斯脱发明的三极管打开了电信号放大器的大门,由此导致1912年阿姆斯特朗的灵敏再生检波器和振荡器的出现。

史华金于1924年发明显象管,1939年发明光电倍增管,这样就开辟了电子学的一个新领域。华得逊-华德关于无线电发射和检测——也就是雷达的设想在第二次世界大战的冲击下得到很快的发展。战后生产上的需要和不断丰富的半导体物理学知识,导致了肖克莱、巴登和勃拉台因于1947年制成第一个晶体管和1954年皮尔逊制成硅太阳能电池。1958年,克尔勃的集成电路把包含多个半导体器件的完整电路制造在一个单块的小片上。爱因斯坦早在1917年就指出辐射激励发射的可能性,1953年汤斯运用这个概念实现了微波激射器的应用。1958年汤斯和肖厄洛又论述了把微波激射的原理应用于光学范围的设想,1960年马明根据这一设想成功地制成了脉冲红宝石激光器。

在这一章里,我们首先讨论电子器件的某些物理原理,以打下使用电子器件的基础。设计新的器件,更深入地学习这些基本原理是完全必要的。我们的目的仅仅是为了在通常应用中对现有电子器件的有效使用提供必需的知识。我们先考察单个电子在真空中的运动,并导出适用于阴极射线管的方程式。然后我们研究象在实际的真空管中那样的多电子的效应。最后我们分析某些主要的电子器件的特性和怎样达到放大的目的。

10-1 电子运动

电子模型是一个具有一定质量的带负电的粒子,它的尺寸在许多情况下可以忽略。根据许

多精心的测定, 电子的电量和质量是

$$e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ 库} \cong 1.6 \times 10^{-19} \text{ 库}$$

$$m = 9.109 \times 10^{-31} \text{ 公斤} \cong 9.1 \times 10^{-31} \text{ 公斤}$$

与氢离子相比, 氢离子带有与电子同样电量的正电荷, 而其质量约为电子的 1836 倍。如果质量、电量和初速为已知, 我们可以根据牛顿力学定律来说明单个电子或离子在电场和磁场中的运动规律。

电子在均匀电场中的运动

在图 10.1a 的两块平行的极板上加有电位差或电压时, 则在极板之间形成强度为 \mathcal{E} 的均匀电场。根据定义(式 1-5), 如果极板的间距较之极板的面积为小, 则

$$\mathcal{E} = -\frac{dv}{dl} = -\frac{V_b - V_a}{L} \text{ 伏/米} \quad (10-1)$$

若 $V_b > V_a$, 则 $V_b - V_a$ 为正值, 而电场为负(在图 10.1b 中指向左极板)。

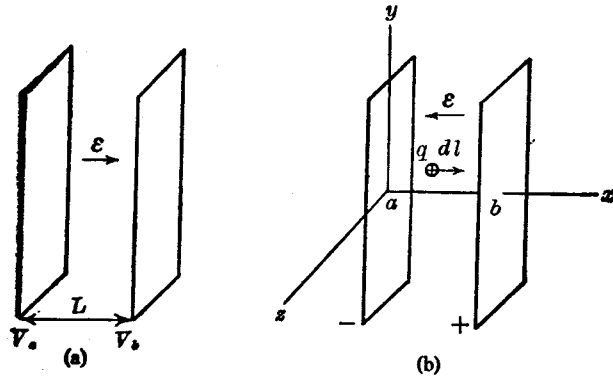


图 10.1 均匀电场中的电荷

根据定义(式 1-4), 电场强度是单位正电荷在电场中所受到的力。因此作用在电荷 q (单位为库仑) 上的力(单位为牛顿)

$$f = q\mathcal{E} \quad (10-2)$$

考虑到电荷 q 逆电场力方向移动 dl 所获得的能量为 dw (式 1-3), 那末 b 点相对于 a 点的电压为

$$V_{b,a} = \frac{1}{q} \int_a^b dw = \frac{1}{q} \int_a^b f dl = \frac{1}{q} \int_a^b q(-\mathcal{E}) dl = - \int_a^b \mathcal{E} dl \quad (10-3)$$

用文字表示, 电场中任意两点间的电位差(电压)等于电场强度的线积分。式(10-3)是式(10-1)的推论。

一般说来, 电荷量为 $-e$ 的电子在场强 \mathcal{E} 的电场中所受的力

$$f_x = (-e)(\mathcal{E}) = -e\mathcal{E} = ma_x$$

而加速度

$$a_x = -\frac{e\mathcal{E}}{m} \quad (10-4)$$

由此可见，电子在均匀电场中作等加速运动。这一情况与物体在地球引力场中的自由落体运动相似。以 u 表示速度而 x 表示位移，则运动方程式为

$$u_x = \int_0^t a_x dt = a_x t + U_0 = -\frac{e\mathcal{E}}{m} t + U_0 \quad (10-5)$$

$$x = \int_0^t u_x dt = \frac{a_x t^2}{2} + U_0 t + X_0 = -\frac{e\mathcal{E}}{2m} t^2 + U_0 t + X_0 \quad (10-6)$$

(参看例题 1)。

例 题 1

在两块长度为 L 、间距为 d 的水平放置的电子偏转板上，加有电压 V_D (图 10.2)。一个初速为 U_0 的电子由 x 的正方向进入原点。试求电子运动路径和电子离开极板区时的垂直位移。

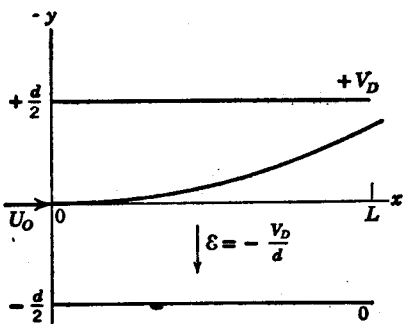


图 10.2 电子在均匀电场中偏转的计算

假设在 x 方向无电场，在 y 负方向则有程度为 $\mathcal{E}_y = -\frac{V_D}{d}$ 的均匀电场，所以，加速度

$$a_x = 0$$

$$a_y = -\frac{e\mathcal{E}_y}{m} = \frac{eV_D}{md}$$

即 x 方向的加速度为零，因而电子向右作等速运动。在 y 方向，电子向上作等加速运动。运动路径可表示为

$$x = U_0 t$$

$$y = -\frac{e\mathcal{E}}{2m} t^2 = \frac{eV_D}{2md} t^2$$

消去 t ,

$$y = \frac{eV_D}{2mdU_0^2} x^2 \quad (10-7)$$

可见电子运动轨迹为抛物线。

在电场的边界上 $x = L$ ，垂直位移

$$y = \frac{eV_D}{2mdU_0^2} L^2$$

若 V_D 超过某个值，位移 y 大于 $d/2$ ，电子将撞击极板。

电子加速运动所获得的能量

电子在电场中作加速运动时所获得的动能是由位能转换来的，正如自由落体的情况一样。由于电压是单位电荷所具有的能量，所以一个电子由电场中的 a 点“跌落”到 b 点时电位能的“损失”为

$$PE = W = q(V_a - V_b) = -e(V_a - V_b) = eV_{ba} \quad (10-8)$$

位能 PE 的单位用焦耳， V_{ba} 表示 b 点相对于 a 点的电位。

电子由于速度的增长而获得的动能恰好等于位能的“损失”，即

$$KE = \frac{1}{2} mu_b^2 - \frac{1}{2} mu_a^2 = PE = eV_{ba} \quad (10-9)$$

这个重要的公式表明，电子在电场中获得的动能仅仅与电子运动的起点与终点之间的电位差有关，而与运动的路径以及电场的结构无关(假定电场是不随时间变化的)。

通常我们关注的是单个电子能量变化所引起的效果。由于用焦耳作为单位来计量电子的能量，数值将是非常小的，而采用式 10-8 提供的单位较为方便。1 电子伏特是一个电子跌落穿过 1 伏特电位差时的能量损失。根据式 10-8，

$$1 \text{ 电子伏特} = (1.6 \times 10^{-19} \text{ 库})(1 \text{ 伏}) = 1.6 \times 10^{-19} \text{ 焦} \quad (10-10)$$

例如，一个电子脱离氢原子大约需要 13.6 电子伏特的能量。直线加速器给与一个电子的能量可以高达 200 亿电子伏特。

对于电子开始时为静止 ($u_0 = 0$) 而通过电压 V 加速这一特殊情况来说，按照式 10-9 中的 $u_0 = u$ 来求解，得出

$$u = \sqrt{2(e/m)V} = 5.93 \times 10^5 \sqrt{V} \text{ 米/秒} \quad (10-11)$$

在推导式 10-11 时，我们假定电子的质量 m 为常数，这只有在速度小于光速时才是正确的，光速 $c \cong 3 \times 10^8$ 米/秒。

例 题 2

求加速电压为 3600 伏时一个电子所能达到的速度。

假定电子速度小于光速 c ，应用式 10-11 求得

$$u = 5.93 \times 10^5 \sqrt{3600} = 3.56 \times 10^7 \text{ m/s}$$

在这种情况下，

$$\frac{u}{c} = \frac{3.56 \times 10^7}{3 \times 10^8} \cong 0.12$$

电子以例题 2 的速度运动时，质量的生长是可观的，实际所达到的速度大约比计算结果低 0.5%。当电压高于 4 或 5 千伏时，应该使用更为精确的公式(参看问题 1)。

电子在均匀磁场中的运动

磁场强度的一种定义方法(式 1-6) 是单位正电荷以单位速度垂直于磁场运动时所受的力。通常力用牛顿作为单位，则

$$f = qu \times B \quad (10-12)$$

式中 q 是电荷，单位为库； B 是磁通密度，单位为特斯拉(或韦/米²)。矢量积的方向由图 10.3

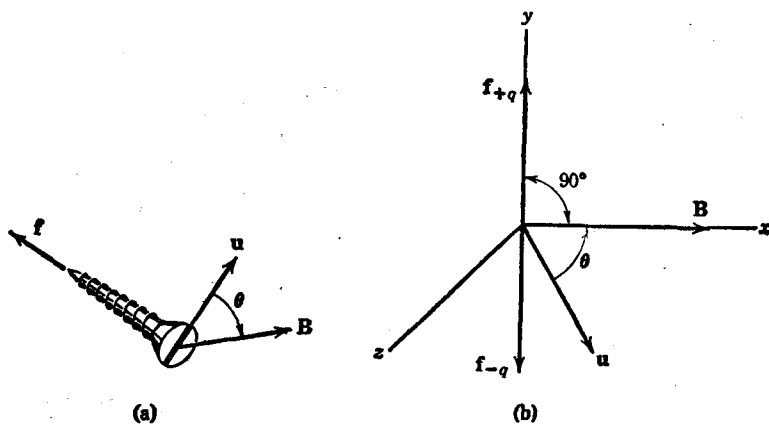


图 10.3 确定矢量积方向的右手螺旋定则

所示的右手螺旋定则来决定。由 u 的方向旋向 B 的方向，螺旋拧进的方向就是 f 的方向。力的大小等于 $quB \sin \theta$ ，方向总是跟 u 和 B 所确定的平面垂直。

式 10-12 与观察得到的以下三个事实是一致的：

1. 在磁场中静止的带电粒子(即 $u=0$)不受力。
2. 与磁通平行($\theta=0$)运动的带电粒子不受力。
3. 带电粒子运动的速度有与磁通垂直的分量时,受有方向与 u 垂直的作用力,因而速度(或速率)的大小是不变的。

根据第三点,我们可以断定磁场对带电粒子不作功,因而带电粒子的动能不变。

图 10.4 表示一个电子($q = -e$) 沿着纸平面以速度 U_0 进入 ($\theta = 90^\circ$) 磁通密度均匀的限定区域,电子受力方向如图所示,力的大小

$$f = eU_0B \quad (10-13)$$

运用右手定则可知,电子最初受力的方向是向下的,所以加速度也是向下的,因而电子的运动路径将发生如图所示的偏转。具有恒定的速度和恒定的正交加速度的粒子是沿圆周运动的。由于圆周运动引起的离心力等于磁场作用于电子的向心力,即

$$m \frac{U_0^2}{r} = eU_0B$$

因而圆周的半径

$$r = \frac{mU_0^2}{eB} \quad (10-14)$$

由此可见,运动半径随带电粒子的质量而改变,研究同位素的质谱仪正是以这一原理作为基础的。

电子在 \mathcal{E} 与 B 的复合场中的运动

一般情况下,电场与磁场相伴随而存在,并对运动电荷都有作用力,两者的合力为

$$f = q(\mathcal{E} + u \times B) \quad (10-15)$$

以前所说的两种特殊情况就可以从这个一般关系中推导出来。如果 \mathcal{E} 和 B 两者都存在,则电子的运动不仅跟 \mathcal{E} 和 B 的相对方位有关,而且与电子的初速有关。一个引人注意的情况是电子处于 \mathcal{E} 和 B 的方向互相垂直的场中,且其初速为零。初始,电子在 $-\mathcal{E}$ 的方向加速,电子一经起,立即受到 B 的作用力而迫使其运动路径弯曲,直到电子向着 $+\mathcal{E}$ 的方向运动,这时电子在负加速度的作用下使速度逐渐下降直到停止不动,电子一旦静止,表示第一个运动周期结束又开始了第二个运动周期。这种情况下,电子运动的路径类似于沿直线滚动的车轮上某一点的轨迹。这种曲线我们称之为摆线。

倘若电场和磁场是非均匀的,电子运动的轨迹通常很难用数学来分析。应用在电子显微镜中和在阴极射线管中供电子聚焦的电子透镜是非均匀场的实例。

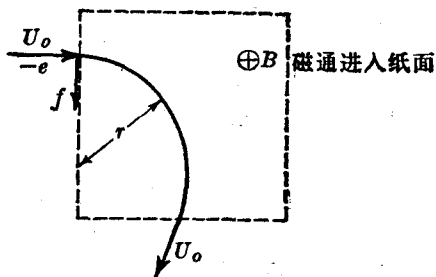


图 10.4 电子在均匀磁场中的运动

10-2 阴极射线管

电视显象管和示波器中的精密电子显示管就是当年克鲁克斯和汤姆森研究阴极射线的抽气管的现代化成品。构成阴极射线的电子质量很小,也就是惯性不大,因而能够跟上电磁场的迅速变化;电子的电荷量与质量的比值很高,因而易于偏转和控制。高速电子的能量可以很方便地转换为可见光,于是观察它们的运动就轻而易举的了。由此可见,阴极射线管(C-R管)^①是一个理想的信息处理器件;从我们学习的观点来看,也是电子运动原理的巧妙应用。

阴极射线管的主要部件

阴极射线管的主要部件如图 10.5 所示。电子枪产生聚焦的电子束,偏转系统用来改变电子束的运动方向,荧光屏将电子束的能量转换为可见光。

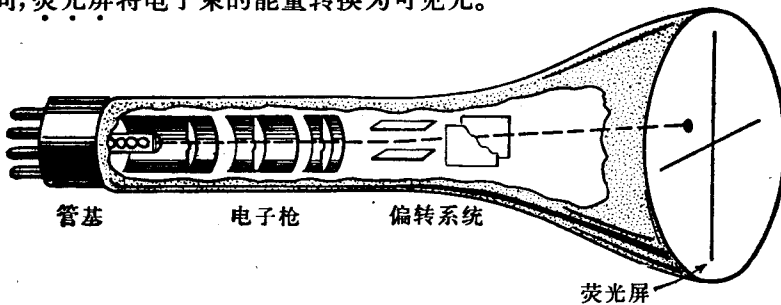


图 10.5 阴极射线管的主要部件

电子枪 电子从热阴极(图 10.6a)发射出来,穿过圆柱形控制极的小孔。控制极的负电压(相对于阴极)对电子起排斥作用,因而这个负电压的大小控制着电子束的强度。加于聚焦阳极和加速阳极上的正电压 V_F 和 V_A 所建立起来的电场,使穿过控制极的电子加速。在这些阳极之间的空间形成了一个电子透镜(图 10.6b);由电压差 $V_A - V_F$ 所形成的电力线和等位线产生精

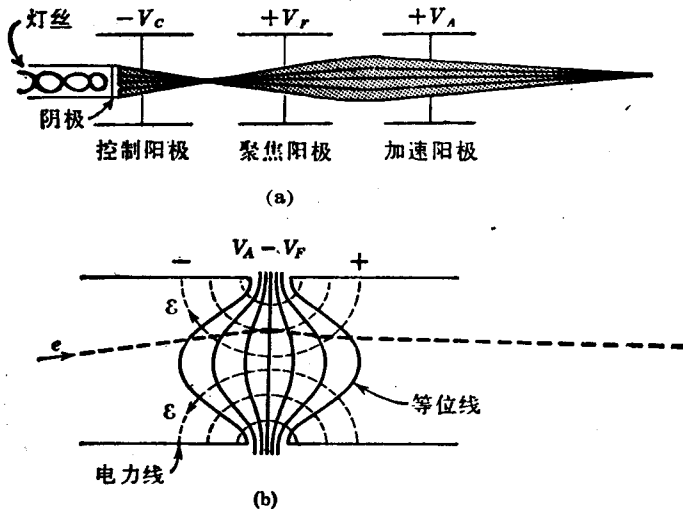


图 10.6 采用电场聚焦的电子枪

^① C-R 是 cathode-ray(阴极射线)的缩写——译者注。

确的聚焦作用。电场使发散的电子向前加速，同时使电子获得一个向着轴线的分速度而向屏幕的电子束轴线方向集中。

偏转系统 在电视显象管里，电子束在荧光屏上左右移动的频率是每秒 15750 周，呈现的图象是由 525 根亮度变化的水平线条组成。利用磁场或者电场，就可以使电子束偏转。图 10.7 表示电子枪所产生的电子束射入电场垂直偏转板时的情况。

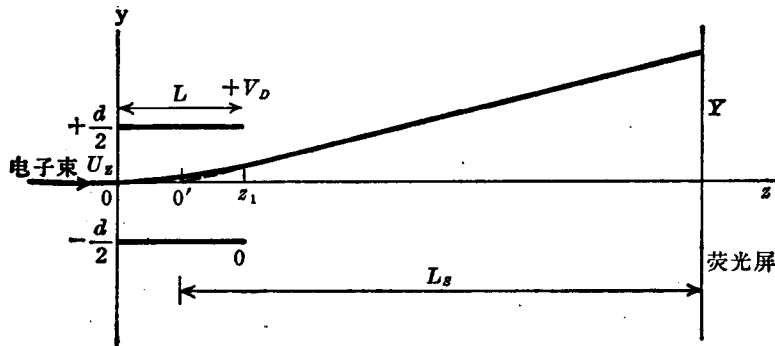


图 10.7 电场偏转系统

我们可以用上面学过的关于电子运动的知识来计算电子束在荧光屏上的偏转。按照图 10.7 的坐标系，由式 10-11 得到电子束的轴向速度

$$U_z = \sqrt{2eV_A/m} \quad (10-16)$$

式中 V_A 为加速极电压。在偏转场内，电子运动的轨迹为抛物线(式 10-7)

$$y = \frac{eV_D}{2mdU_z^2} z^2 = kz^2 \quad (10-17)$$

在偏转场 $z = z_1 = L$ 处，电子束的斜率

$$\frac{dy}{dz} = 2kz = 2kL \quad (10-18)$$

穿出偏转场后电子束作直线运动，到达荧光屏的直线路径的方程式为

$$y - y_1 = \frac{dy}{dz}(z - z_1) = 2kL(z - z_1)$$

这里 $z_1 = L, y_1 = kz_1^2 = kL^2$ ，代入上式，解之得：

$$y = 2kL(z - L) + kL^2 = 2kL\left(z - \frac{L}{2}\right) \quad (10-19)$$

若 $y = 0$ ，则 $z = L/2$ ，式 10-19 导致这样的结论，即可认为电子束由虚源 $0'$ 沿直线路径前进。荧光屏的距离 $z = L_s + L/2$ ，由式 10.16 和 10.17 得出电子束在屏幕上的偏转为

$$Y = 2kLL_s = \frac{eV_D LL_s}{mdU_z^2} = \frac{eV_D LL_s}{md} \cdot \frac{m}{2eV_A} = \frac{LL_s V_D}{2dV_A} \quad (10-20)$$

即在屏幕上的垂直偏转与加在垂直偏转板上的电压 V_D 成正比。要完成水平方向的偏转必须再加一组水平偏转板(参看例题 3)。

例题 3

若 $L=2\text{cm}$, $L_s=30\text{cm}$, $d=0.5\text{cm}$, 总的加速电压为 2kV , 求阴极射线管的偏转灵敏度 (每伏信号电压的偏转厘米值)。

由式 10-20, 偏转灵敏度

$$\frac{Y}{V_D} = \frac{LL_s}{2dV_A} = \frac{0.02\text{m} \times 0.3\text{m}}{2 \times 0.005\text{m} \times 2000\text{V}} \times 100 = 0.03\text{cm/V}$$

若要得到合适的偏转, 譬如说 3cm , 则需要 100V 电压。在实际的示波器中, 放大器可将小于 0.1V 的输入信号电压放大到合适的数值。

荧光屏 荧光屏能将电子束的一部分动能吸收并转换为光能。电子束撞击荧光屏时, 荧光屏上立即出现荧光, 接着便是磷光。屏幕材料的选择取决于应用。实验用示波器的屏幕以发绿光的中余辉磷光体比较合适, 眼睛对于绿光敏感, 余辉可保证图象的稳定。彩色电视显象管, 要使视频范围内各种不同波长的信号显示出来, 必须采用短余辉磷光体。雷达屏幕则需要长余辉磷光体。

阴极射线示波器

阴极射线示波器(CRO)由阴极射线管(CRT)和适当的辅助电路组成, 它可以使光点在屏幕的 x 方向和 y 方向的偏转正比于水平和垂直偏转极上的电压。它是一种精确而方便的实验仪器, 具有理想的输入特性, 其频率响应可高达几兆赫。

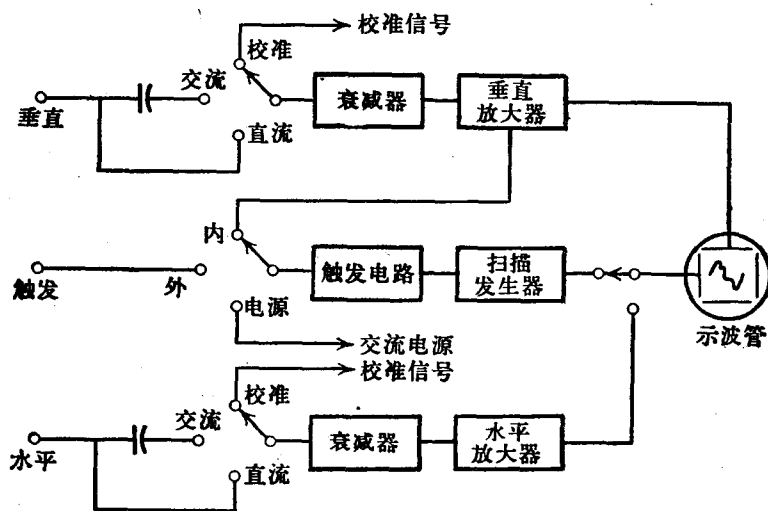


图 10.8 阴极射线示波器的基本部件

图 10.8 是阴极射线示波器的基本部件的方框图。光点的垂直偏转正比于“垂直”端的输入信号, 作校准时, 垂直放大器输入端与仪器内部的校准信号接通。衰减器使大输入电压精确地按比例衰减。扫描发生器使光点的水平偏转与时间成正比。对应于内部垂直信号(“内”)的某一瞬间, 扫描发生器被触发而在屏幕的左侧开始扫描, 也可以对应于外部信号(“外”)或交流电源(“电源”)的某一瞬间开始扫描。取代扫描发生器的, 可将水平放大器与“水平”端的信号接通, 因而

形成与信号成正比的偏转。辉度控制由改变电子枪的栅极电位来实现^①，而聚焦控制则取决于聚焦极的电位。

电压测量 示波器的屏幕加上按厘米刻度的比例尺时，我们就可以把它用来测量电压。当垂直偏转灵敏度置于 0.1 伏/厘米位置，则偏转 2.5 厘米即为 0.25 伏。测量电压的方法也可用来测量电流，只要将电流通过阻值为已知的电阻。

时间测量 校准过的扫描发生器可用于时间测量。将扫描发生器置于 5 毫秒/厘米，则屏幕上 2 厘米的间距就相当于 10 毫秒即 0.01 秒。测出信号波的周期，就可决定信号的频率。

波形显示 显示高频波或短持续时间波形是阴极射线示波器独特的性能。如果在垂直输入端(y)和水平输入端(x)加有随时间而变化的电压时，屏幕上就显现出一个图象。倘若一个电压的周期是另一电压的整数倍，则得到的图象是稳定的。在 x 输入端加上由扫描发生器所提供的锯齿波扫描电压(图 10.9a)，使 x 轴的偏转与时间成正比。信号电压加在垂直偏转板上，则电子束在 y 轴的偏转与信号的幅值成正比。只要扫描电压与信号电压同步，荧光屏上将显示出信号电压的时间函数曲线(图 10.9c)。消隐电路使电子束在扫描終了后的回扫过程不在屏幕上看起来。非重复出现的电压，采用长余辉荧光材料来显示就更加看得清楚，或用高速照相作为永久的记录。

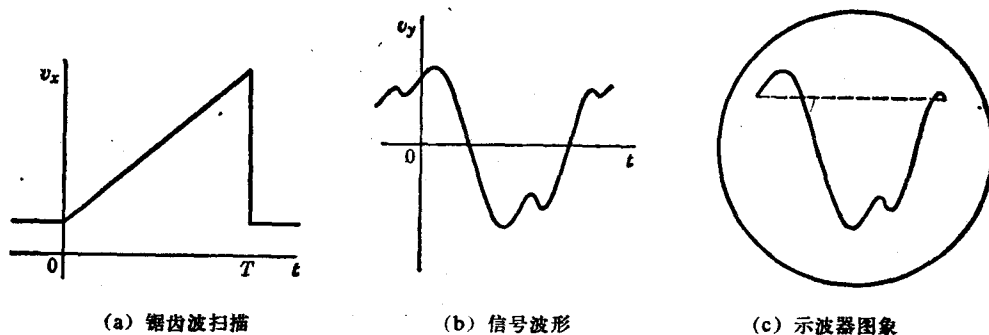


图 10.9 周期信号电压的显示

X-Y 图示 两个周期变量之间的关系，可以在水平放大器的输入端加一个正比于 x 的电压，并在垂直放大器输入端加一正比于 y 的电压而显示出来。二极管或晶体管的特性曲线可以用这个方法很快地显示出来。作磁滞回线显示时，在垂直放大器的输入端加入(与 B 成正比的)感应电动势，而在水平放大器输入端则加入(与 H 成正比的)电压降 iR 。由于示波器中水平放大器与垂直放大器设有公共接地端，因此在作特性显示时必须注意电路的接线。

相位差测定 两个同频率的正弦电压分别接在 X 和 Y 输入端，则两者的相位差可由屏幕上的曲线确定(图 10.10)。当外加电压 $v_x = V_x \cos \omega t$ 而 $v_y = V_y \cos(\omega t + \theta)$ 时，可以证明两者的相位差

$$\theta = \sin^{-1} \frac{A}{B} \quad (10-21)$$

① 原文为“An intensity control varies the accelerating potentials in the electron gun”——译者注。

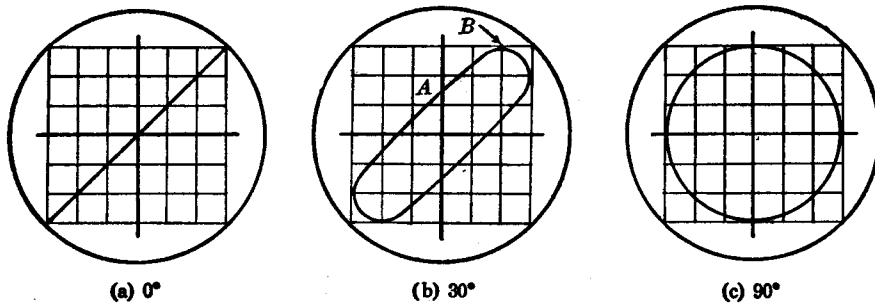


图 10.10 用示波图形确定相位差

式中 A 为 x 偏转为零时 y 的偏转, B 为 y 的最大偏转。至于两者中那个越前或落后则由电路的参数确定。

频率比较 当一个输入端的正弦电压的频率是另一输入端正弦电压的某个倍数时, 荧光屏上显示出一个稳定的图形, 这种图形称为利萨育图。若频率比为 1:1, 则利萨育图与图 10.10 类似。频率比为 1:2 和 2:3 时, 利萨育图形如图 10.11 所示。对于一个稳定的图形, 频率之比恰好等于包围图形的长方形的切点数之比。描绘两个信号对应于同一瞬间的 x 和 y 偏转, 就能预先估计出图形来。

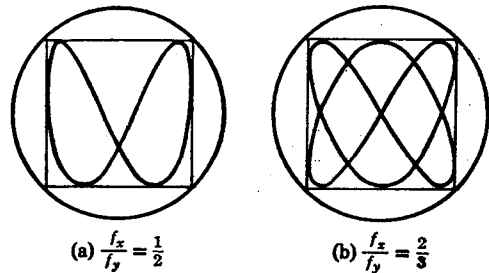


图 10.11 比较两个正弦波频率的利萨育图

10-3 真空二极管

阴极射线管可以用电场或磁场对空间单个电子的作用来分析。作为第二步, 象普通的真空管那样, 我们现在要考虑真空中包含着许多电子的情况。首先我们研究产生大量电子的过程, 而后讨论空间电荷的影响, 在这个基础上, 根据伏安特性来确定真空二极管的性能。

电子发射

原子的玻尔模型, 可以满意地用来说明在空间是如何获得自由电子的。先回想一下氢原子, 它的原子核只有一个质子, 围绕原子核的轨道上只有一个电子。更复杂的原子模型, 原子核里增加了更多的质子和中子, 轨道群 (或者叫做壳层) 上分布着更多的电子。电子有秩序地充满一个壳层, 再开始填另一新的壳层。元素的化学性质取决于外层轨道的价电子。优良的导体, 象铜和银, 外层轨道上只有一个电子。

只可能存在一定的电子轨道, 而且只有当轨道上的电子具有一定的不连续的能级时, 该原子才是稳定的。电子从一个与能级 W_1 相对应的轨道上跃迁到与较低能级 W_2 相对应的轨道时, 产生频率为 f 的电磁量子辐射

$$W_1 - W_2 = hf \quad (10-22)$$

式中 $h = 6.626 \times 10^{-34}$ 焦-秒, 称为普朗克常数。

某个轨道的电子所具有的能量，包含电子在轨道上运动的动能和电子相对于正离子位置的位能，这里所说的正离子代表所有剩余的中性原子。假如其他原子彼此很靠近(如在固体中)，电子的能量将受邻近原子中电荷分布的影响。在晶体中，原子排列得很整齐，同一壳层上的电子可能具有的能量，聚集而成为能带。能带之间的能量范围叫作禁带。

电子必须具有相当于把它从正常轨道移到无限远处所需的能量才能脱离正常运行的轨道而进入空间。这个能量叫做表面位垒能 W_B ，用来克服剩下的净正电荷对这个电子的吸引力。在绝对温度零度时，金属内部电子的能量在零到最大值 W_M 的范围内变化。电子逸出金属表面需要对它做的最小功叫做逸出功 W_w ，即

$$W_w = W_B - W_M \quad (10-23)$$

就铜来说 $W_w = 4.1$ 电子伏特，而铯的 $W_w = 1.8$ 电子伏特。

电子发射所需要的能量可以用各种不同的方法来获得。放射性材料自然发出的“ β 射线”(还发出 α 和 γ 射线)就是一种电子发射。电子吸收了量子的电磁能而发射称为光电发射。强电场的电位能引起的发射称为强电场发射。一个以高速运动的电子将动能传给固体表面内的一个或多个电子而使其逸出称为二次电子发射。这些电子发射方法都可加以应用，可是最重要的方法是热电子发射，这种方法是将固态导体加热以增加电子的能量。

物体的温度是对物体的分子、原子以及电子在运动中所储存的动能的一种度量。各种粒子的能量分布范围很广，但是与温度 T 相对应的平均能量可表示为 kT ，这里 $k = 8.62 \times 10^{-5}$ 电子伏特/绝对温度，叫做波尔兹曼常数。当温度高于绝对零度时，金属中电子能量的分布有所改变，其中有的电子具有大大超过 W_M 的能量。统计分析表明电子为了逸出金属表面而吸取足够能量的概率与 $e^{-W_w/kT}$ 成正比。高温时，许多电子具有的能量将超过 W_B ，发射电流的密度实际可以达到每平方厘米 1 安培的数量级。商品化的阴极使用低逸出功和高熔点的特殊材料。

空间电荷

典型的真空二极管的结构如图 10.12 所示。在抽成真空的玻璃外壳内，装有圆筒形的阳极，或称板极。高电阻材料做的灯丝用来加热阴极。加热的电源电压为 V_a 。阳极加有相对于阴极

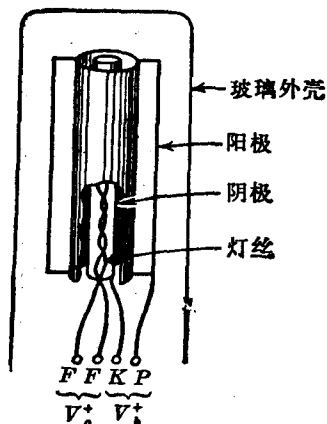


图 10.12 典型的真空二极管的构造

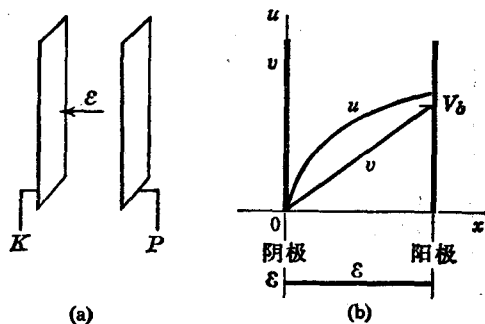


图 10.13 理想真空二极管中电位、电场强度和电子速度的分布

为正的电压 V_0 。阴极发射的负电子为阳极所吸收，然后通过外部的负载电路而又回到阴极。

我们所注意的是真空二极管的 $v-i$ 特性，它对检波和整流起着重要的作用。为了简化分析，让我们先讨论图 10.13a 所示的一个理想二极管。在这个二极管中，阴极和阳极为二块平行的平板极板，抽成真空的空间只有少量电子存在。这时阴极与阳极之间的电位 v 的分布如图 10.13b 所示。极板间的电场是均匀的。从阴极对阳极来说，电场强度为 $-\mathcal{E}$ 。电子由阴极逸出时的初速为零，它受到电场的加速力等于 $-e\mathcal{E}$ ，因此电子在任一点的速度 u 与 \sqrt{v} 成正比(式 10-11)。

阴极温度升高，发射的电子越来越多，而且其中有些电子具有可观的初始速度(10 毫安的发射电流大约相当于阴极每秒发射 6×10^{16} 个电子)，这样就使极板间的空间始终存有大量电子。电荷相互之间的排斥力使阴极附近的电子加速减慢，而在阳极附近的电子则加速得更快。由于电子所获得的动能是 $\frac{1}{2}(mu^2 - mU_0^2) = eV_0$ ，所以电子的最终速度决定于 V_0 。当到达某个温度时，每秒钟阳极电子流刚好等于阴极的发射率。阴极温度进一步升高，发射率将随之增长，但是由于有些电子受到空间电荷的排斥而折回阴极，这时称为阳极电流受空间电荷限制。

阳极和阴极间的这种情况可用图 10.14 表示。相互之间的关系由下列各式表示：

$$u = \sqrt{U_0^2 + 2ev/m} \quad (10-24)$$

$$\mathcal{E} = -\frac{dv}{dx} \quad (10-25)$$

$$\rho u = J \quad (10-26)$$

$$\rho = \epsilon \frac{d\mathcal{E}}{dx} \quad (10-27)$$

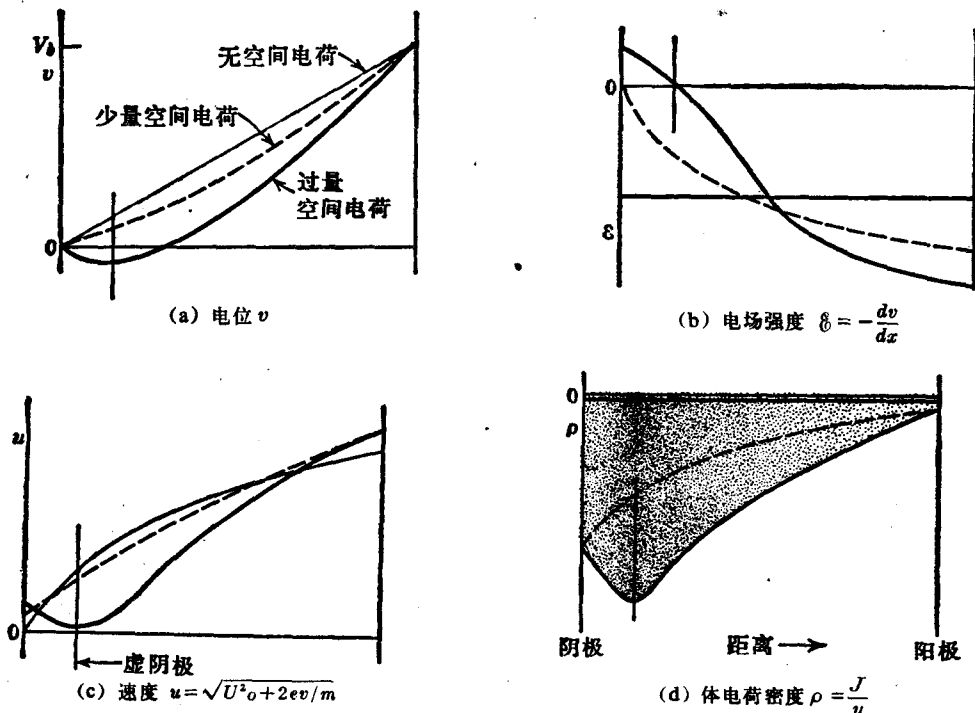


图 10.14 二极管运行状态

式 10-24 和式 10-25 是大家熟悉的。式 10-26 表示电流密度 J (安/平方米) 等于空间体电荷密度 ρ (库/立方米) 与速度 u (米/秒) 的乘积。由于电子通过某一个中间面, 必须穿过任何其他的面, 因而电流密度为常数。由高斯定律可得出公式(10-27)。高斯定律表明穿过任一闭合面的净电通量等于该闭合面所包含的总电荷量^①。

通常真空管的阴极温度很高, 工作在过发射状态。实际的电压分布如图 10.14a 中的粗实线所示。电场强度 $\mathcal{E} = -\frac{dv}{dx}$ 的分布如图 10.14b 所示。阴极附近的电场对阴极发射的电子起排斥作用。只有那些动能最大的电子才能越过。图 10.14c 为其速度分布图。由于负空间电荷的作用, 阴极发射出的快速运动的电子将减速, 在电位最低点达到速度的最小值(式 10-24), 而后电子又被加速。因为电流密度为常数(式 10-26), 所以电子速度最小的区域也就是电荷密度最大的区域(图 10.14d)。这个效应犹如电子是从阴极外某一速度最低处发射出来的, 可以这样说, 这里存在一个虚阴极。

真空二极管特性

解式 10-24 至 10-27 的四个联立方程式, 即可得到真空二极管的 $v-i$ 特性。假如电子初速 U_0 可以略去不计, 并设虚阴极处为 $x=0$, 阳极在 $x=b$ 处的电压为 V_b , 那末解答为

$$\begin{aligned} v &= V_b \left(\frac{x}{b} \right)^{4/3} & \mathcal{E} &= \mathcal{E}_b \left(\frac{x}{b} \right)^{1/3} \\ u &= u_b \left(\frac{x}{b} \right)^{2/3} & \rho &= \rho_b \left(\frac{x}{b} \right)^{-2/3} \end{aligned}$$

(我们可以用 $J = \rho u = \rho_b u_b = \text{常数}$ 来核对这些解答。)

当真空二极管的运行受空间电荷限制时, 这时靠近阳极处的体电荷密度为

$$\rho_b = \epsilon \left. \frac{d\mathcal{E}}{dx} \right|_{x=b} = -\epsilon \left. \frac{d^2 v}{dx^2} \right|_{x=b} = -\frac{4\epsilon}{9b^2} V_b = -k_1 V_b$$

以 $U_0 = 0$ 代入式 10-24, 得到电子在阳极附近的速度

$$u_b = \left(\frac{2e}{m} \right)^{1/2} V_b^{1/2} = k_2 V_b^{1/2}$$

由阳极流向阴极的阳极电流(图 10.16)是

$$I_b = -J_b A = k_1 k_2 A V_b V_b^{1/2} = K V_b^{3/2} \quad (10-28)$$

实验证明, 平行的平板型电极的二极管符合式 10-28 的“ $\frac{3}{2}$ 次方定律”, 圆筒型电极的实用二极管(图 10.12)也是如此, 但实际设计计算时往往采用制造厂的图表资料。

① $\psi = \oint D dA = \epsilon \oint \mathcal{E} dA = \int dq = \int \rho Adx$

式中 ψ = 电通量
 D = 电通量密度 = ψ/A
 ϵ = 介电常数 = D/\mathcal{E}
 Adx = 单元体(图 10.15)

解之得 ρ 的方程式 10-27。

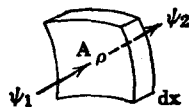


图 10.15 $d\psi = \rho Adx$