

第一章

电子束的产生装置 ——电子枪

1.1 引言

电子束技术被广泛应用于高能物理、冶金工业、微电子工业、机械工业、航天与航空工业和医学卫生等各个领域，在国民经济和技术进步中起着非常重要的作用。利用电子束流完成各种加工和测量功能的装置，称为电子束设备。在电子束设备中，产生电子束的部件称为电子枪。若按产生电子束流的强弱划分电子枪的类别，则可分为强流电子枪和弱流电子枪两种。可以根据导流系数 $P = I/V^{3/2}$ 来确定空间电荷效应的强弱和电子枪发射电流的能力 式中 I 为电流， V 为阳极电压。当 I 的单位用安培 (A)， V 用伏 (V) 时， P 的单位为坎 (P)。导流系数小于 $10^{-9} \text{A/V}^{3/2}$ 时，一般为弱流电子枪，在这种情况下，电子束内的空间电荷效应可以忽略；强流电子枪的导流系数一般大于 $10^8 - 10^{-7} \text{A/V}^{3/2}$ 。

若根据电子发射方式划分类别，则可分为热发射枪和场发射枪两种。一般地说 当发射束流大于 10 mA 时 称为强流电子枪 这时应该考虑束内的空间电荷效应。当发射束流小于 $20 \mu\text{A}$ 时 称为弱流电子枪 通常可以不考虑束内的空间电荷效应。强流电子枪通常用于电子束焊接、电子束熔炼、电子束蒸发、加速器和磁控管等大功率电子束设备中。弱流电子枪适用于电子显微镜、电子探针、电子谱仪和电子束曝光等微细电子束仪器中。

1.2 弱流电子枪

1.2.1 基本结构

弱流电子枪产生具有弱束流的细束电子枪，它的基本结构由发射系

统和聚焦系统两部分组成，发射系统的作用是产生、加速和引出电子束；聚焦系统的作用将发散的电子束聚焦成像。弱流电子枪一般采用 3 电极结构 即热阴极 K、控制极 M 和阳极 A。常用的短焦距 3 极电子枪如图 1-1 所示：

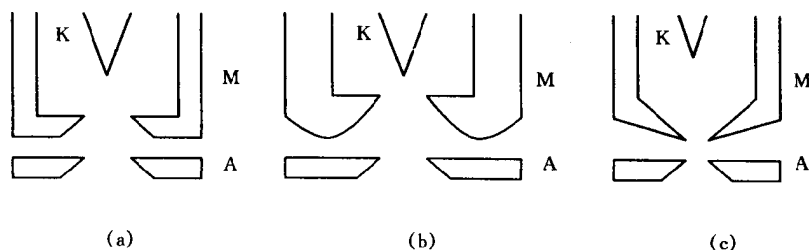


图 1-1 3 电极电子枪发射系统的结构

热阴极用来发射电子，要求具有发射电流大、发射稳定、熔点低和寿命长等优点。因此，必须选用逸出功低和化学稳定性好的材料，如可采用钨、钽和铯等材料 且将钨丝等材料制备成一定的形状 如发卡型、笔架型和螺旋型等。阴极发射电流密度 J 与阴极绝对温度 T 及阴极材料的逸出功 W_ϕ 之间有下列关系

$$J = AT^2 e^{-W_\phi/kT} \quad (1-1)$$

式中 A ——与材料有关的发射系数 k ——玻耳兹曼常数。

控制极（栅级）和阳极一般由不锈钢制成。控制极与阴极距离较近，做成罩式，控制极相对阴极加负电压，控制发射电子的大小，阳极加正电压用于加速电子，并使电子按一定的分布形式引出发射系统，所以阳极又称加速极或引出极。

在电子光学中，上述结构称为静电浸没透镜或阴极透镜。通常，阴极透镜后面连接主聚焦系统，主聚焦系统可以是静电透镜，也可以是磁透镜。在这些系统的联合作用下，可在靶上形成电子像。

有时，为了改善像点光斑边缘处的分辨率减小束张角，提高成像质量，可在阴极透镜与主透镜之间加一个预聚焦透镜，形成如图 1-2 所示的 4 电极结构。

图中 K、M 和 A_1 构成阴极透镜；3 个圆筒 V_1 、 V_2 和 V_1 组成的单电位透镜构成主聚焦系统（其中 A_2 和 V_1 是同电位）而在加速极 A_1 与主聚焦透镜单电位透镜的第一电极 V_1' 即 A_2 之间形成电位差 构成一个双圆筒会聚透镜，此透镜叫预聚焦透镜。预聚焦透镜可以减小电子束

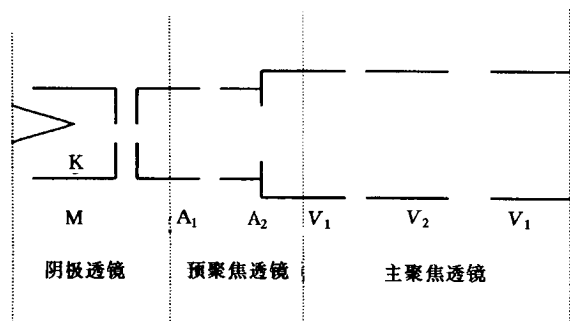


图 1-2 4 电极电子枪的结构

与轴之间的夹角，从而减少交叉截面的夹角，形成细束。具有预聚焦系统的电子枪发射系统称为 4 电极发射系统。一般显像管电子枪常用这种系统。

如果阴极透镜的加速极直接作为主透镜的第一电极，即不存在预聚焦系统的结构就称为 3 电极发射系统。对于在调制性要求不高的电子束管中(如示波管)，一般采用这种结构。如图 1-3 所示(图中的主聚焦透镜可采用 3 个圆孔膜片组成的单电位透镜构成，也可采用由 3 圆筒电极构成的单电位透镜)。

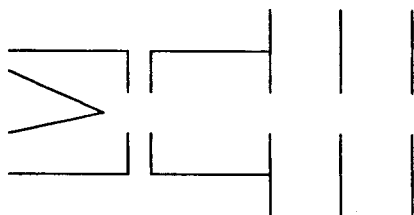


图 1-3 3 个圆孔膜片组成的电子枪

聚焦系统的作用是把从发射系统中引出的电子束聚焦成像于电子束管的终端。聚焦系统可以采用静电透镜，也可以采用磁透镜。为了减小体积 减轻重量 大多采用静电透镜。静电透镜可用双圆筒透镜或单电位透镜。如图 1-4(1)(2) 所示。

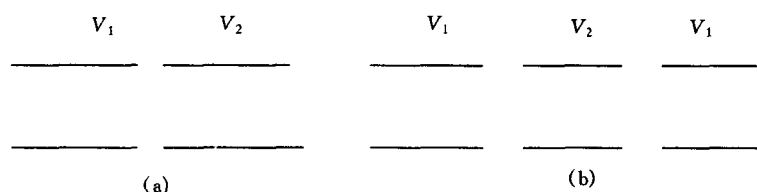


图 1-4 聚焦系统用透镜
(a)双圆筒透镜；(b)单电位透镜

1.2.2 作用原理

热阴极 K 通过外施电流加热，发射电子。该电子受阴极透镜会聚电场的作用，在控制极与加速极之间的区域内向轴收敛，收敛于轴线 C 处，形成交叉截面，通常称之为最小电子束截面。电子束离开交叉截面后，重新又形成一个发射的锥体，然后又经过主聚焦透镜的作用，再聚焦成像于屏上 如图 1-5 所示，若在聚焦透镜后面再增加一个偏转线圈，则可使像点偏移中心位置。像的亮度由电子束流的强度决定，该束流可通过控制极上加负电压的大小进行调节，用来调节束流强度的本领决定了电子枪的调制灵敏度。

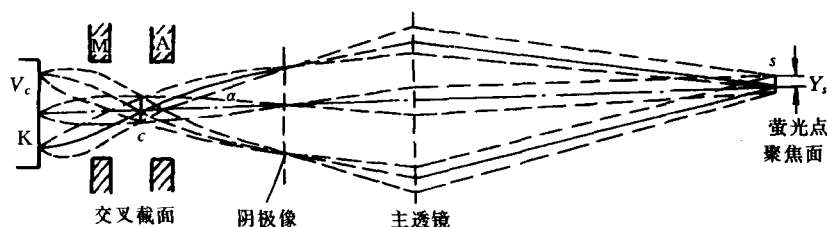


图 1-5 电子枪的电子轨迹和成像图

1.2.3 发射系统的调制特性及其性能参数

1. 发射系统承担着电子束产生和引出的作用。

因此，它是决定整个系统质量和性能的关键部件。一个好的发射系统应该具有电子束截面尺寸小和电流密度高的特性。

发射系统中，阴极电位一般为 0 电位 控制极为几百伏 加速极为几千伏。控制极对发射电子的调制作用可以从以下分析中看出。

当加速极电压 V_a 为定值时 可获得控制极电压 V_g 与阴极发射电流 I_k 之间的关系曲线如图 1-6 所示。

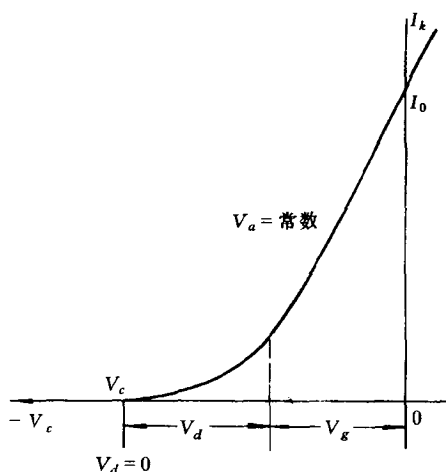


图 1-6 控制极电压 V_g 与阴极发射电流 I_k 之间的关系曲线

当控制极电压加到一定值 $-V_c$ 时, 由控制极电压在阴极中心点上建立起的排斥场与加速极电压在该点建立的加速电场相互抵消, 该点的合成电场为零。除该点外, 阴极的其余部分电场为负, 不产生阴极电流, 即电流 I_k 为零 处于截止状态 这时的控制极电压 $-V_c$ 称为截止电压, 而图中 $V_d = |V_c - V_g|$ 称为激励电压。

逐渐增大控制极电压 V_g 阴极发射电流 I_k 随之增大, $V_g > 0$ 时 出现栅流, 一般不工作于此种状态。在阴极 K 与阳极 A 之间放置加有负电位的控制极可达到控制电子流的目的。发射系统除了可以调节电子流外, 还可以会聚阴极发射出的电子流。发射系统的轴上电位 ϕ 电位变化率 ϕ' 及二阶导数 ϕ'' 的分布曲线如图 1-7 所示。电子从阴极发出后, 通过阴极表面处的近似均匀场 I 区 形成抛物线运动 这时因电场的轴向分量作用 形成电子弯曲 而收敛 在 II 区 等位面向左弯曲, $\phi'' > 0$ 这时 电子受到强会聚作用, 电子在这个强会聚作用下, 形成最小截面圆; 当电子进入加速极附近 III 区时 等位面向右弯曲 这时 电子将受到一个发散作用, 成为发散区, 因此, 电子通过最小截面圆后, 形成发散状, 电子轨迹如图 1-5 所示。

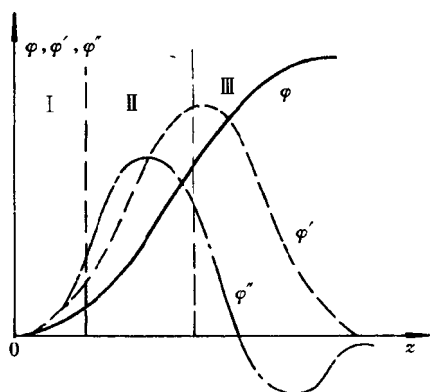


图 1-7 发射系统的电位 ϕ 与电位变化率 ϕ' 及二阶导数 ϕ'' 的分布曲线

2. 最小截面圆半径

当电子轨迹满足旁轴条件，并且不考虑像差和能量分散时，可以用下面方式求解最小截面圆的半径。根据电子光学理论，物与像之间满足下列的关系式：

$$r_0 = r_i \frac{\sqrt{\phi_i}}{\sqrt{\phi_0}} \frac{\sin \theta_i}{\sin \theta_0} \quad (1-2)$$

式中 r_0 ——阴极发射区域半径；

ϕ_0 ——阴极等效电位；

θ_0 ——从阴极对称轴线上一点对交叉界面的张角；

ϕ_i ——交叉截面处的电位；

θ_i ——阴极面上发射的电子在最小截面圆处的会聚角。

当 $\theta_0 = \pi/2$ 时 阴极电子的发射角最大 这时 $\sin \theta_0 = 1$ 极限情况下，交叉截面圆半径 r_i 可以写成

$$r_i = r_0 \frac{\sqrt{\phi_0}}{\sqrt{\phi_i}} \frac{1}{\sin \theta_i} \quad (1-3)$$

但实际上的最小截面圆半径比计算值大，主要原因有几个方面：

(1) 阴极发射的电子能量分散大 与平均速度相差较大；

(2) 阴极发射面处电子密集 空间电荷作用显著；

(3) 阴极发射不满足旁轴条件，存在严重的像差。为了减少最小截面圆半径 r_i 需要减小阴极等效电位 $\phi_0 = KT/e$ 即减少阴极温度 减少

阴极发射半径 r_0 和增加交叉点的电位 ϕ_i 以及增大阴极发射电子在交叉点处的会聚角。但减小阴极发射半径与增大会聚角是相互制约的，因此最有效的方法是减小阴极温度 KT 和提高交叉点处的电位。

由于交叉点处电子的分布没有明确的边界，因此通常由电流密度的情况来决定最小截面圆半径的大小，一般对应于电流密度为束中心值的 $1/e$ 处的半径被定义为最小截面圆半径。

当阴极发射半径为 r_0 时，由于电子的径向初速可以表示为 $v_{0r} = \sqrt{V_{0r}} = \sqrt{\phi_0} \sin\theta_0$ 因此交叉截面圆的半径也可表示为：

$$r_c = r_0 \frac{\sqrt{V_{0r}}}{\sqrt{\phi_c}} \frac{1}{\sin\theta_c} \quad (1-4)$$

交叉点的形成如图 1-8 所示。

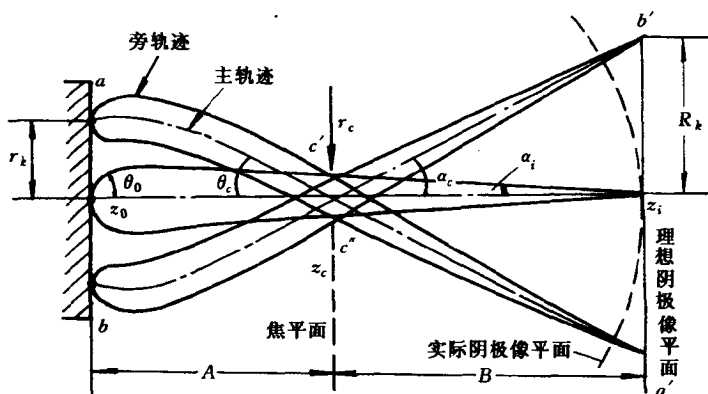


图 1-8 交叉点的形成

3. 最小截面圆处的电流分布

在研究最小截面圆处的电流分布时，通常假定忽略电子枪发射系统的像差和空间电荷效应。电子离开阴极时的初始速度按麦克斯威分布，每单位时间约从阴极发射电子的径向初速从 v_c 到 $v_c + dv_c$ 速度间隔内（相当于等效电位从 V_{0r} 到 $V_{0r} + dV_{0r}$ 间隔）的电子数目应为

$$dN = A \exp\left(-\frac{eV_{0r}}{KT}\right) dV_{0r} \quad (1-5)$$

式中 A ——发射常数；
 K ——玻耳兹曼常数
 T ——阴极工作温度（绝对温度）

阴极发射电流应该由具有各种径向初速的电子组合而成，即可表示为

$$I_0 = e \int_0^\infty A \exp\left(-\frac{eV_{0r}}{KT}\right) dV_{0r} \quad (1-6)$$

如果在交叉截面半径处，大部分电子的径向初速小于 $v_{0r} = \sqrt{V_{0r}}$ ，那么在交叉截面半径处的电流可以表示为

$$I = e \int_0^{V_{0r}} A \exp\left(-\frac{eV_{0r}}{KT}\right) dV_{0r} \quad (1-7)$$

即

$$I = I_0 [1 - \exp(-\frac{eV_{0r}}{KT})] \quad (1-8)$$

应用式 1-4) 将 V_{0r} 代入上式 可得

$$I_c = I_0 [1 - \exp(-\frac{r_c^2}{r_0^2} \frac{e\phi_0}{KT} \sin^2 \theta_c)] \quad (1-9)$$

应用上式 得电流的微分形式为

$$dI_c = I_0 \frac{2r_c \sin^2 \theta_c}{r_0^2} \frac{e\phi_c}{KT} \exp\left(-\frac{r_c^2}{r_0^2} \frac{e\phi_c}{KT} \sin^2 \theta_c\right) dr_c \quad (1-10)$$

因此可得，交叉截面半径处的电流密度为

$$J = \frac{dI_c}{2\pi r_c dr_c} = I_0 \frac{1}{\pi r_0^2} \sin^2 \theta_c \frac{e\phi_c}{KT} \exp\left(-\frac{r_c^2}{r_0^2} \frac{e\phi_c}{KT} \sin^2 \theta_c\right) \quad (1-11)$$

交叉截面中心处有 $r_c = 0$ 因此交叉截面中心处的电流密度为

$$J_{\max} = J_0 \frac{e\phi_c}{KT} \sin^2 \theta_c \quad (1-12)$$

式中 $J_0 = I_0 / \pi r_0^2$ 。因此，交叉截面处的各点的电流密度也可表示为

$$J = J_{\max} \exp\left(-\frac{r_c^2}{r_0^2} \frac{e\phi_c}{KT} \sin^2 \theta_c\right) \quad (1-13)$$

交叉截面的位置一般在调制极与加速极之间，通常调制极的电位变化对交叉点位置影响不大。

4. 电子枪的亮度

电子枪的亮度 β 定义为单位立体角内发射出的电子流密度，可以写为

$$\beta = \frac{I_0}{\pi r_c^2 \alpha_c^2} \quad (1-14)$$

式中 I_0 ——电子束形成的交叉界面处的电流；

r_c ——交叉界面处的半径；

α_c ——由交叉截面发出的电子束发散角，亮度单位 $(\text{A}/\text{cm}^2) \cdot \text{sr}$ 。

对于热阴极电子枪，亮度可由下式表示：

$$\beta = \frac{j_0 e V_0}{\pi k T} \quad (1-15)$$

式中 j_0 ——阴极饱和热发射电流密度；

V_0 ——阳极加速电压；

T ——阴极温度；

k ——玻耳兹曼常数。

亮度与阴极发射的电子流密度和阳极电压成正比，而与阴极温度成反比。

1.3 强流电子枪

在大功率电子束设备，自由电子激光和微波电子管中都需要由束流强度大和密度高的电子束流，能够产生这种大电流，高密度电子束流的电子枪称为强流电子枪。强流电子枪与弱流电子枪的区别可用表征空间电荷效应大小的导流系数 P 来表示。其主要形式是皮尔斯 (Pierce) 枪形式。电子枪的导流系数由下式定义为

$$P = I/V^{\frac{3}{2}} \quad (1-16)$$

式中 I ——电流；

V ——阳极电压。

导流系数 P 可用来表示空间电荷效应的强弱和电子枪发射电流的能力。当 I 的单位用安培 (A)， V 用伏 (V) 时， P 的单位为柯 (P)。弱流电子枪的导流系数一般小于 $10^{-9} \text{A}/\text{V}^{\frac{3}{2}}$ ，在这种情况下，电子束内的空间电荷效应可以忽略；强流电子枪的导流系数一般大于 $10^{-8} - 10^{-7} \text{A}/\text{V}^{\frac{3}{2}}$ ，这时电子束内的空间电荷效应成为影响束聚焦的重要因素。是否考虑空间电荷效应是强流光学与弱流光学的重要区别。

1.3.1 强流电子枪基本结构

在现代电子束技术中，自由电子激光和微波电子管中都需要大电流和高电流密度的电子束，因此需要强流电子枪。强流电子枪通常由球面阴极、聚束极和带圆孔的阳极组成。与传统的弱流枪不同，在枪的阴极透镜区，电子束并不形成交差截面，即最小截面圆，而是形成向束轴收敛的

层流形式，并形成高密度电子束流。形成的电子束流通过一个过渡区后，进入由电场或磁场构成的聚束系统，最后打到收集极上，如图 1-9 所示。在微波电子管中，微波管的主要工作区是在聚束系统区域，电子束在行进过程中，与聚束区内微波系统中传播的高频电磁场相互作用，进行能量交换，完成微波信号的激励和放大。

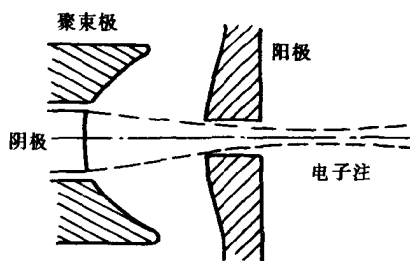


图 1-9 强流电子枪

在不同的应用中 要求电子束具有不同形状的横截面 如有矩形横截面的带状电子束，圆形横截面的圆柱状电子束和环形横截面的空心圆柱状电子束等。因此，需要设计不同结构的电子枪。目前强流电子枪的设计主要采用皮尔斯枪的设计方法。这种方法是采用以切出的电子注边缘轨迹分布为边界条件，求解电子注外的拉氏方程，并得到等位面的分布。然后按照等位面确定电极形状，并加以适当电位，这样就可形成皮尔斯枪。

一般皮尔斯枪有三种形式 平行注皮尔斯枪、圆柱形皮尔斯枪和球形注皮尔斯枪。

1.3.2 平行电子注皮尔斯枪

平行电子注皮尔斯枪可以产生矩形截面的电子柱，它可从由理想的平行二极管产生的电子注切出。如图 1-10 所示 即令电子注从设为零电位的阴极平面 $z=0$ 出发，以零初速沿垂直与该平面法向，即 z 向运动 对于平行于 z 轴运动的均匀电子注 电位函数满足泊松方程 且在直角坐标下可以写为：

$$\frac{d^2 V}{dz^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1-17)$$

利用能量守恒定律可以得到 $v = \sqrt{2\eta V}$ ，因此电流密度可以用下式表示：

$$J = \rho v = \rho \sqrt{2\eta V}$$

将上式代入式 1-17 中有

$$\frac{d^2 V}{dz^2} = -\frac{J}{\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} V^{-1/2}$$

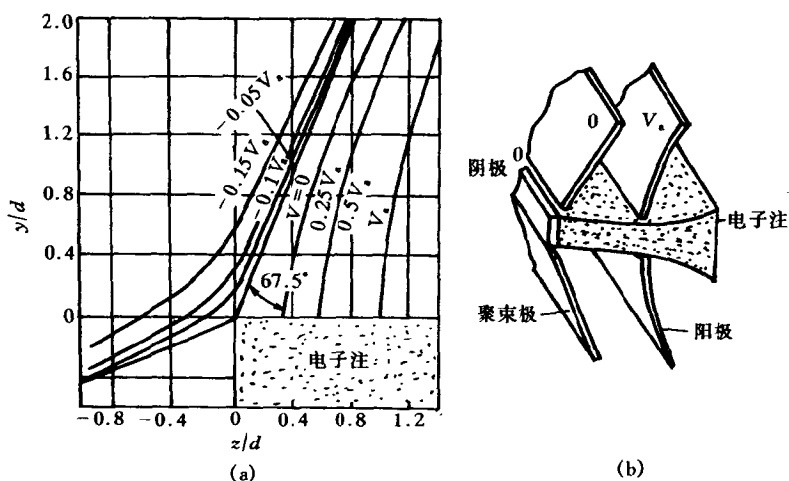


图 1-10 矩形电子注的聚束极与阳极之间的等位面分布
(a) 矩形截面电子注外空间等位线分布；(b) 矩形截面电子注成形系统

方程 (1-19) 的解为

$$V(z) = \left(\frac{9J}{4\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} \right)^{2/3} z^{4/3} = A z^{4/3} \quad (1-20)$$

上式表示了空间电荷限制下的电子注中的电位分布，电位分布与 z 的 $4/3$ 方成正比。设阳极电位给定为 V_a ，阴极与阳极的间距为 d 时，则系数 $A = V_a/d^{4/3}$ 。如果保持电子注平行运动，应在 y 方向没有电场作用，则边值问题为

$$\begin{cases} V = V_a \left(\frac{z}{d} \right)^{4/3} \\ \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} = 0 \end{cases} \quad (1-21)$$

这时电位分布只与 z 有关，而与 y 和 x 无关。电子注外的电位应满足拉氏方程，且边界上沿 y 方向的电场强度也为零，因此有

$$\begin{cases} V = A z^{4/3} \\ \frac{\partial V}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \end{cases} \quad (1-22)$$

设电子注内外的位函数用下式表示，

$$\begin{aligned} V &= \operatorname{Re}[A(z + iy)^{4/3}] = \operatorname{Re}[A(z^2 + y^2)^{2/3} e^{i\frac{4}{3}\theta}] \\ &= A(z^2 + y^2)^{2/3} \cos \frac{4}{3}\theta \end{aligned} \quad (1-23)$$

式中 $\theta = \arctan \frac{y}{z}$ ，则不难论证在边界 $y=0$ 处， $V = Az^{4/3}$ 。这表明，上式的解函数是成立的。因而电子注外的电位分布也可由 (1-24) 式决定。设电子注外的某一等位面与阴极等电位，即令上式中的 $V=0$ V 和 $z=0$ 则零值等位线方程为

$$Ay^{4/3} \cos\left(\frac{4}{3} \arctan \frac{y}{z}\right) = 0 \quad (1-24)$$

因式中 $y \neq 0$ 所以 $\cos\left(\frac{4}{3} \arctan \frac{y}{z}\right) = 0$ ，可得

$$\begin{aligned} \arctan \frac{y}{z} &= \frac{3\pi}{8} = 67.5^\circ \\ y &= z \tan 67.5^\circ \end{aligned}$$

因此若将聚束极的形状制成为一个与电子注边界成 67.5° 的等位面，则可使电子注在行进中不发散。

加速电极 阳极 的形状由下式决定

$$A(z^2 + y^2)^{2/3} \cos\left(\frac{4}{3} \arctan \frac{y}{z}\right) = V_a \quad (1-25)$$

聚束极与阳极之间的等位线面分布和各电极形状如图 1-11 所示。

1.3.3 球形皮尔斯枪

球形皮尔斯枪由同心球状电极形成，产生锥形电子注，如图 1-11 所示。

用外球的内表面作阴极，内球的外表面作阳极，电子沿径向电力线运动。在充满空间电荷的球形电极中，电位满足泊松方程，它在球坐标系中的表达式为

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dV}{dr} \right) = -\frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (1-26)$$

这时，电流可以用下式表示：

$$I = -4\pi r^2 \rho v \quad (1-27)$$

式中 $v = \sqrt{2\eta V}$ 。因此方程 (2-27) 可以写成

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dV}{dr} \right) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 r^2 \sqrt{2\eta V}} \quad (1-28)$$

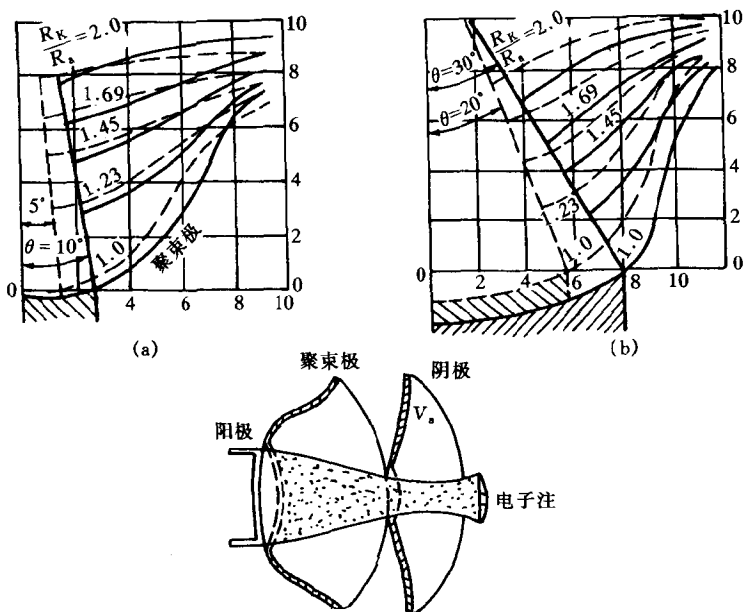


图 1-11 产生锥形电子注的球形皮尔斯枪

式中 V ——距中心点为 r 处的电位。

在忽略电子的初速和在空间电荷限制下，上述问题的边界条件为

$$\begin{cases} V(r) \Big|_{r=R_b} = 0 \\ \frac{dV}{dr} \Big|_{r=R_b} = 0 \\ V(r) \Big|_{r=R_a} = V_a \end{cases} \quad (1-29)$$

为求解方程简便，引入新的变量 α 和 γ 且 α 是 γ 的函数而与电极的尺寸相关 将 α 代入电位表达式中 有

$$V(\alpha) = \left(\frac{9I}{16\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta}} \right)^{2/3} \alpha^{4/3} \quad (1-30)$$

令

$$\gamma = \ln\left(\frac{r}{R_b}\right) \quad (1-31)$$

将式 (1-30) 和式 (1-31) 代入方程式 (1-28) 后 可得 α 与 γ 的关系如下

$$3\alpha \frac{d^2\alpha}{d\gamma^2} + \left(\frac{d\alpha}{d\gamma}\right)^2 + 3\alpha \frac{d\alpha}{d\gamma} - 1 = 0 \quad (1-32)$$

对应的边界条件为 $\alpha(\gamma) \Big|_{\gamma=0} = 0$ 。

应用麦克劳林级数 将 α 展开成 γ 的幂级数

$$\alpha = \alpha_0 + \left(\frac{d\alpha}{d\gamma}\right)_0 \gamma + \frac{1}{2!} \left(\frac{d^2\alpha}{d\gamma^2}\right)_0 \gamma^2 + \cdots + \frac{1}{n!} \left(\frac{d^n\alpha}{d\gamma^n}\right)_0 \gamma^n + \cdots \quad (1-33)$$

式中的下表“0”表示 $\gamma=0$ 式的值。

由方程 (1-32) 和边界条件可定出幂级数中的各系数，最后可得

$$\alpha = \ln\left(\frac{r}{R_k}\right) - \frac{3}{10} \left[\ln\left(\frac{r}{R_k}\right) \right]^2 + \frac{3}{40} \left[\ln\left(\frac{r}{R_k}\right) \right]^3 - \frac{63}{4 \cdot 400} \left[\ln\left(\frac{r}{R_k}\right) \right]^4 + \frac{13 \cdot 311}{6 \cdot 160 \cdot 000} \left[\ln\left(\frac{r}{R_k}\right) \right]^5 \quad (1-34)$$

式中 r ——为等位区边缘离中心的距离。

由于外球面为阴极 且有 $r < R_k$ 即 $\gamma < 0$, α 应为负值。

将 $r = R_k$ 和 $V = V_a$ 代入 (1-31) 式得

$$I = I_a = \frac{16\pi\epsilon_0 \sqrt{2\eta}}{9 \left[-\alpha \left(\frac{R_b}{R_a} \right) \right]} V_a^{3/2} \quad (1-35)$$

上式表示空间电荷限制下，球形二极管中电流与电压满足二分之三次方定律。将上式代入式 (1-32) 可得同心球系统中空间电荷限制下的电子注中电位分布有

$$V(r) = V_a \left[\frac{-\alpha \left(\frac{R_k}{r} \right)}{-\alpha \left(\frac{R_k}{R_a} \right)} \right]^{4/3}$$

沿电子轨迹法向有 $\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} = 0$ ，即 $\frac{\partial V}{\partial \theta} = 0$ ，沿电子轨迹得电位场的边界条件为

$$\begin{cases} V = V_a \left[\frac{-\alpha \left(\frac{R_k}{r} \right)}{-\alpha \left(\frac{R_k}{R_a} \right)} \right]^{4/3} \\ \frac{\partial V}{\partial \theta} = \frac{\partial V}{\partial \phi} = 0 \end{cases} \quad (1-36)$$

方程式 (1-35) 中的 I 为对应于整个球 (4π rad 立体角) 中的电流。

对于半锥角为 θ 的锥体中 电子注电流为

$$I_0 = \frac{1 - 2\cos\theta}{2} I = 14.67 \times 10^{-5} \frac{1 - \cos\theta}{\alpha^2} V^{3/2} \quad (1-37)$$

或

$$V = \frac{1}{14.67 \times 10^{-5}} \left(\frac{I_0}{1 - \cos\theta} \right)^{2/3} \alpha^{4/3} = A\alpha^{4/3} \quad (1-38)$$

方程式(1-38)决定了锥形电子注边界上的电位分布。它是获得锥形电子注所必须满足的第 1 个边界条件。

实现锥形电子注的第 2 个条件是在电子注内及电子注边界上应满足

$$\frac{dV}{d\theta} = 0$$

式中 θ 为球形系统的半锥角。

这样在球形电极空间电荷的限制下, 电子注的电位分布可以计算出来, 在确定了电位分布以后, 就确定了电子枪聚焦电极的形状。在图 1-11 中的 (a) 和 (b) 给出了具有 4 种不同会聚角的电极形状。

用类似的方法可以求出无限长同轴双圆筒形二极管中沿电子轨迹所满足的电位及其边界条件 它们为

$$\begin{cases} V = V_a \left(\frac{r}{R_a} \right)^{2/3} \left[\frac{-\beta(\frac{R_b}{r})}{-\beta(\frac{R_b}{R_a})} \right]^{4/3} \\ \frac{\partial V}{\partial \theta} = \frac{\partial V}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (1-39)$$

在空间电荷限制下 球形二极管中电流与电压也满足二分之三次方定律

$$I = I_0 = \frac{8}{9} \pi \epsilon_0 \sqrt{2\eta} \frac{1}{R_a \left[-\beta(\frac{R_b}{R_a}) \right]^2} V_a^{3/2} \quad (1-40)$$

根据上面的电场分布可以确定电子枪结构, 并获得需要的电子注形状。当电子注经阳极孔发出后 必须经过聚束系统 才能保持电子注的形状和横截面。聚束系统可由静电聚束系统或磁场聚束系统组成, 一般可采用周期的静电系统或周期的磁场系统。

在球形皮尔斯枪中, 阳极孔具有发散作用, 锥形电子注通过阳极孔时 电子注本身的空间电荷作用和阳极孔的发散作用 使锥形电子注轨迹散开。

1.3.4 圆柱形皮尔斯枪

微波电子器件中常采用圆柱形电子注。圆柱形电子注的阴极和加速极的形状应使电子注边缘上的电位分布满足

$$V(r_0, z) = Az^{4/3} \quad (1-41)$$

要使电子注在半径 r_0 处保持不变 应有径向场分量为零 即

$$\frac{\partial V(r_0, z)}{\partial r} = 0 \quad (1-42)$$

应用计算机模拟或电解槽试验可以确定电极曲面的形状如图 1-12 (a) 所示。聚束极与平行注电子枪相似, 有一与轴成 67.5° 的半锥角形成的锥面构成 半锥角随离轴距离增大 由 67.5° 增大 逐渐到 71° 。圆柱形皮尔斯枪结构如图 1-12(b) 所示。

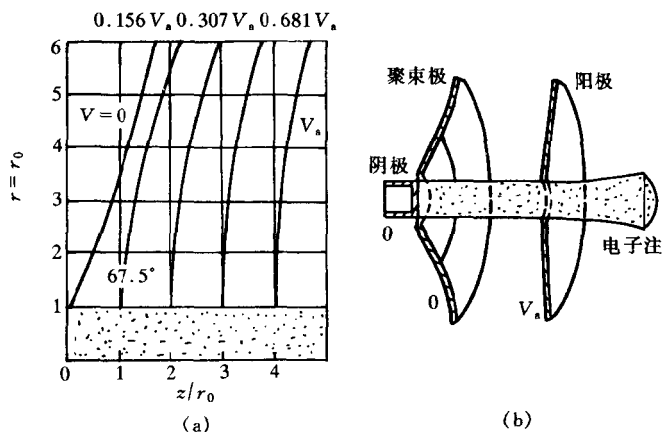


图 1-12 圆柱形皮尔斯枪结构和空间电位分布

(a) 空间等位线分布; (b) 电子枪结构

1.4 一些特殊性能的电子枪

1.4.1 弱流层流枪

所谓层流枪就是在阴极透镜区域中, 电子束不形成交叠点, 具有层流性质的电子枪。这种枪已经应用于摄像管中。如图 1-13 所示。

在层流枪中, 阴极表面的电场较为均匀, 阴极面上的发射电流密度也较均匀, 电子在阴极透镜区中作流线型层流运动。层流枪有如下优点:

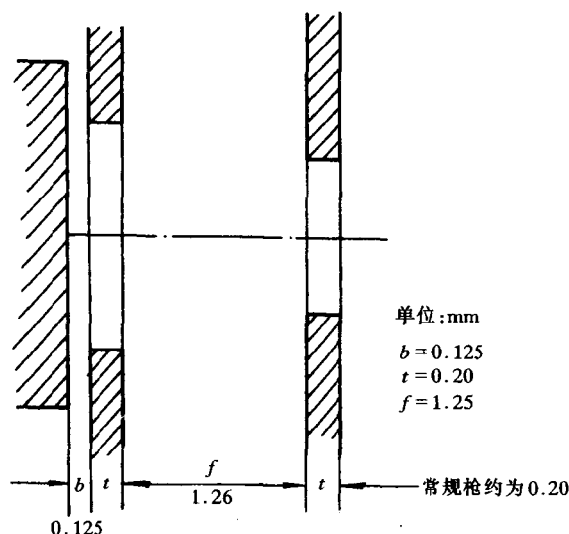


图 1-13 层流枪

- (1) 束流密度是交叉枪的 2~3 倍；
- (2) 较小的透镜像差；
- (3) 较小的能量分散；
- (4) 较小的空间电荷效应；
- (5) 较高的灵敏度。

1.4.2 低能枪

在表面科学的研究中，使用的能量范围常常需要在几十到几百电子伏特的范围内，利用电子束轰击物体表面产生的各种效应来分析样品表面成分与结构。用来产生上述能量范围的电子束的电子枪称为低能电子枪。低能电子枪应具有下列优点：

- (1) 束点细、束流大；
- (2) 电子束能量低；
- (3) 束收敛角小；
- (4) 色散小；

为了能获得色散小又能满足垂直上靶的电子束，一般改用层流的皮尔斯枪发射系统。

下面给出三种低能电子枪的结构。如图 1-14 所示。