

## 部分屏蔽多极电子枪聚焦问题\*

何 国 柱  
(南开大学)

### 提 要

本文对于在有磁场下多阳极电子枪的电子注聚焦问题进行了理论分析。阴极处磁场可以具有任意屏蔽程度。得到了在加速场内描写电子轨迹的傍轴方程的解析解。在理论分析中,考虑了包括空间电荷效应的情况。

### 一、导 言

在制作强电流电子枪时,常常按照 Pierce 的建议,在阴极外包一外加电极<sup>[1]</sup>。如果使这外包电极和阳极的形状按照已知的形状制成,理论上电子将依直线运动全部通过电子枪的阳极孔。这种 Pierce 两极电子枪只能使电子注在电子枪内不分散。为了进一步聚焦和控制电子注,可在 Pierce 枪外再附加一些阳极,成为多阳极电子枪。利用各阳极间不同的电场造成电子光学系统,可使电子注聚焦符合各种电子管的设计要求。因为电子注的强度是因第一阳极与阴极间的电场而定,而电子注的最终动能是因最后一个阳极的电压而变,因此利用多阳极电子枪不但可以很方便地聚焦电子注,并且可以分别控制和变化电子注的电流强度和电子能量<sup>[2]</sup>。

为了克服电子从阴极射出后的热运动发散作用及加强聚焦能力,常常再把多极静电电子枪置于磁场之下。在阴极处的磁场强度可与电子枪的其他部分的磁场强度不同。根据在阴极处磁场强度的不同程度,一般可把电子枪分为(1)浸没;(2)全屏蔽;(3)部分屏蔽等三类。例如在行波管的使用中,常常把整个行波管放于一轴向均匀的磁场内。这种把电子枪完全浸没在均匀磁场的情况,如欲得到很好的聚焦作用,要求有相当强的磁场。于是磁铁的体积和重量就相当大而过于笨重。

另一种电子枪设计是用屏蔽片把阴极部分与磁场完全隔离开来。把电子枪的其他部分置于磁场之下,称为全屏蔽电子枪。如果磁场强度选择得合适,磁屏蔽片放的位置恰当,电子枪能达到很好的聚焦作用。全屏蔽电子枪所要求的磁场强度要比浸没电子枪所要求的小很多。很多高频电子管采用了全屏蔽电子枪。在无加速静电场而仅用磁场的浸没和全屏蔽电子枪方面已经进行了很多理论与实验工作<sup>[3]</sup>。

对同时有加速静电场和磁场存在的多极浸没和全屏蔽电子枪聚焦方面,陈宗善<sup>[4]</sup>曾进行了一些理论工作,并且和实验进行了比较。陈宗善和 Kovach<sup>[5]</sup>也曾用小波动法分析了行波管中浸没多极电子枪的聚焦问题。不过在他们的理论分析中,忽略了空间电荷效应。

\* 1962年11月19日收到;1963年4月5日收到修改稿。

近年来知道,如果把阴极部分地屏蔽起来,不但可以得到防止电子注由于热速度而引起的发散作用,而仍可以保持一部分全屏蔽电子枪聚焦的优点。一般做法是仍把多极电子枪的 Pierce 枪部分与其他部分在第一阳极处用磁屏蔽片隔开来,然后在阴极处另加比较弱的均匀磁场如图 1 所示。

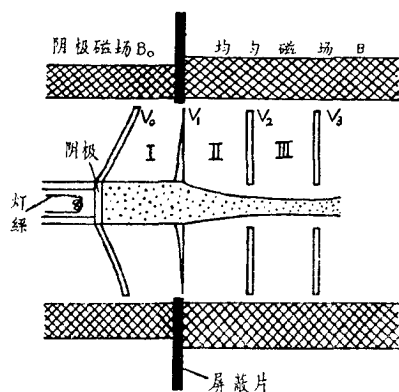


图1 部分屏蔽多极电子枪示意图

在高频电子注管中,例如行波管中电子注的聚焦问题,可分为两个区域考虑,即电子枪区域及作用区或称漂移区域。在作用区内,电子注与高频线路(例如行波管中的慢波结构)相作用,使电子注的动能转换成电磁场能。作用区内电子注的聚焦一般用均匀磁场或周期磁场或周期电场。在利用周期场聚焦电子注方面,近年来进行了很多理论分析及实验工作<sup>[6]</sup>。知道只有当电压、磁场强度、周期长度等满足某些条件下,电子注才能顺利地通过作用区。也就是说,有所谓禁区存在。在禁区内,电子注将不稳定而发散碰在管壁上。最近知道,阴极被屏蔽的程度和空间电荷效应对禁区的位置有很大的影响<sup>[7]</sup>。

因此有必要把现有的关于全屏蔽或浸没多极电子枪聚焦问题的理论分析工作,推广到可应用于阴极处可有任意屏蔽程度的情况。此外,因为在强电流电子注的聚焦问题中,空间电荷效应起着主要的作用,因此在以下的理论分析中,也着重讨论了空间电荷效应在这种情况下对聚焦的影响。

## 二、电子注轮廓的轨迹方程

假设电子注内电子的运动是层流的,也就是说电子的轨道彼此不交叉,电子注最外层电子永远处于最外层,则电子注的轮廓或最外层电子的轨道,一般认为可用傍轴电子轨迹方程来描述<sup>[5]</sup>,即满足下式:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{V'}{2V} \frac{dr}{dz} + \left( \frac{V''}{4V} + \frac{1}{8} \frac{\eta B^2}{V} \right) r - \frac{1}{8} \frac{\eta B_0^2}{V} \left( \frac{r_0}{r} \right)^4 r - \frac{I}{4\pi\epsilon\sqrt{2\eta} r V^{\frac{3}{2}}} = 0, \quad (1)$$

其中  $z$  和  $r$  分别表示电子在轴向和径向的坐标;  $I$  为电子注的电流,  $V = V(z)$  为轴上电位分布;  $V'$  和  $V''$  为在  $z$  方向  $V(z)$  的第一次和第二次微分;  $B_0$  和  $B$  分别为在阴极处及电子枪其他部分的均匀磁场强度;  $\eta$  为电子的荷质比;  $\epsilon$  为介电常数。

如果我们用阴极半径  $r_0$  作为测量单位,即令  $R = \frac{r}{r_0}$  作为变数,则(1)式可写为

$$R'' + \frac{V'}{2V} R' + \left( \frac{V''}{4V} + \frac{\eta B^2}{8V} \right) R - \frac{1}{8} \frac{\eta B_0^2}{V} \frac{1}{R^3} - \frac{A}{V^{\frac{3}{2}} R} = 0, \quad (2)$$

其中  $A = \frac{I}{4\pi\epsilon\sqrt{2\eta} r_0^2}$ , 空间电荷效应的大小决定于  $A$  值。

从图 1 可知,因为仅在轴向有磁场,电子注在第 I 区域内可认为按直线运动的。我们须要知道的是在第 II 和第 III 等区域内电子注的轮廓。在第 II 和第 III 等区域内,假设轴

上电注分布可用直线函数描写, 例如在第 II 区域内,  $V(z)$  可写为  $V(z) = (V_2 - V_1) \frac{z}{d_2} + V_1$ , 于是  $V'$  为常数,  $V'' = 0$ .

假定电子注在电子鎗内的波动不很大, 可用微小波动法处理, 令  $R = 1 + \delta$ ,  $\delta$  为远小于 1 的量. 将  $R = 1 + \delta$  代入(2)式, 忽略二級小的量, 即令  $R^{-1} \approx 1 - \delta$  和  $R^{-3} \approx 1 - 3\delta$ , 则(2)式可写为

$$\delta'' + \frac{V'}{2V} \delta' + \left( \frac{\eta B^2}{8V} + \frac{3}{8} \frac{\eta B_0^2}{V} + \frac{A}{V^{\frac{3}{2}}} \right) \delta + \left( \frac{\eta B^2}{8V} - \frac{1}{8} \frac{\eta B_0^2}{V} - \frac{A}{V^{\frac{3}{2}}} \right) = 0. \quad (3)$$

令  $\rho = \frac{\eta B^2}{2V'^2} V$ , 代入(3)式, 可得

$$\frac{d^2 \delta}{d\rho^2} + \frac{1}{2\rho} \frac{d\delta}{d\rho} + \left[ \frac{1+3K}{4} \frac{1}{\rho} + \frac{A'}{\rho^{\frac{3}{2}}} \right] \delta + \left[ \frac{1-K}{4} \frac{1}{\rho} - \frac{A'}{\rho^{\frac{3}{2}}} \right] = 0, \quad (4)$$

其中  $K = \frac{B_0^2}{B^2}$ , 表示阴极屏蔽程度, 可称为屏蔽系数;  $A' = \sqrt{\frac{2}{\eta}} \frac{1}{BV'}$ ,  $A$ . 令  $\delta = \rho^{\frac{1}{4}} y$ , 代入(4)式, 可得

$$\frac{d^2 y}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dy}{d\rho} + \left[ \frac{1+3K}{4} \frac{1}{\rho} + \frac{A'}{\rho^{\frac{3}{2}}} - \frac{1}{16} \frac{1}{\rho^2} \right] y = A' \rho^{-\frac{7}{4}} - \frac{1-K}{4} \rho^{-\frac{5}{4}}. \quad (5)$$

再令  $\rho = \left( \frac{x}{a} \right)^2$ , 代入(5)式, 可得

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dy}{dx} + \left[ \frac{1+3K}{a^2} - \frac{1}{4x^2} + \frac{4A'}{ax} \right] y = 4A' a^{-\frac{1}{2}} x^{-\frac{3}{2}} - (1-K) a^{-\frac{3}{2}} x^{-\frac{1}{2}}. \quad (6)$$

上式为利用微小波动法, 在一般情况下描述电子注輪廓的方程式. 下面我们按可否忽略空間电荷的情况分别討論.

### 三、忽略空間电荷效应下的电子注輪廓

当空間电荷效应可以忽略时,  $A'$  趋近于 0. 再令  $a^2 = 1 + 3K$ , (6)式变为

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dy}{dx} + \left[ 1 - \frac{1}{4x^2} \right] y = -\frac{1-K}{(1+3K)^{\frac{3}{4}}} \frac{1}{x^{\frac{1}{2}}}. \quad (7)$$

在浸沒电子鎗的情况下,  $B_0 = B$ ,  $K = 1$ , 则(7)式变成一个齐次微分方程式

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dy}{dx} + \left[ 1 - \frac{1}{4x^2} \right] y = 0. \quad (8)$$

陈宗善和 Kovich 曾考虑了这种情况<sup>[5]</sup>. 知道(8)式的两个解为  $l = \frac{1}{2}$  和  $-\frac{1}{2}$  的 Bessel

函数, 即  $y_1 = J_{\frac{1}{2}}(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin x$ , 和  $y_2 = J_{-\frac{1}{2}}(x) = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos x$ .

我們知道非齐次微分方程(7)的解可由齐次微分方程(8)的解而求得<sup>[8]</sup>. 設  $y$  为(7)式的解, 則

$$y = C_1 y_1 + C_2 y_2 + y_2 \int \frac{P y_1}{\Delta(y_1, y_2)} d\omega - y_1 \int \frac{P y_2}{\Delta(y_1, y_2)} d\omega, \quad (9)$$

其中  $P = -\frac{1-K}{(1+3K)^{\frac{3}{4}}} \frac{1}{x^{\frac{1}{2}}}$  为(7)式的非齐次项,  $\Delta(y_1, y_2) = y_1 y_2' - y_2 y_1'$ . 将  $y_1$  和  $y_2$  代入

(9)式, 经过积分, 可得

$$y = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} (C_1 \sin x + C_2 \cos x) - \frac{1-K}{(1+3K)^{\frac{3}{4}}} x^{-\frac{1}{2}}. \quad (10)$$

将  $y = \rho^{-\frac{1}{4}} \delta$ ,  $x = a \rho^{\frac{1}{2}}$  和  $\rho = \frac{\eta B^2}{2V'^2} V$  代回(10)式, 得

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{(1+3K)^{\frac{1}{4}}} [C_1 \sin(DV^{\frac{1}{2}}) + C_2 \cos(DV^{\frac{1}{2}})] - \frac{1-K}{1+3K}, \quad (11)$$

其中  $D = \left[ \frac{(1+3K)\eta B^2}{2V'^2} \right]^{\frac{1}{2}}$ .

(11)式中的积分常数  $C_1$  和  $C_2$  可由电子注的初始条件求出. 设电子注在进入我们正考虑的第II区时的初始条件为: 当  $z = 0$  时,  $\delta = \delta_1$  和  $\delta' = \delta'_{1+}$ . 因为在  $V_1$  阳极两边的电场强度可能不同, 于是由于小孔现象, 电子注在穿过  $V_1$  阳极时, 运动轨迹的斜率应按下式变化. 在考虑空间电荷效应情况下<sup>[2]</sup>, 可知

$$\delta'_{1+} - \delta'_{1-} = \frac{V'_I - V'_{II}}{4V_1} - \frac{AW}{r_0 V_1^{3/2}}, \quad (12)$$

其中  $\delta'_{1-}$  和  $\delta'_{1+}$  分别为在  $V_1$  阳极左右处的归一斜率. 在我们的情况下,  $\delta'_{1-} = 0$ ;  $V'_I$  和  $V'_{II}$  为在第I和第II区内的电场强度;  $W$  为第一阳极的厚度.

根据初始条件求出  $C_1$  和  $C_2$ , 可得结果如下:

$$\begin{aligned} \delta = & \delta_1 \cos[D(V^{\frac{1}{2}} - V_1^{\frac{1}{2}})] + \frac{2\sqrt{V_1}}{V'} \frac{\delta'_{1+}}{D} \sin[D(V^{\frac{1}{2}} - V_1^{\frac{1}{2}})] - \\ & - 2 \left( \frac{1-K}{1+3K} \right) \sin^2 \left[ \frac{D}{2} (V^{\frac{1}{2}} - V_1^{\frac{1}{2}}) \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

在磁场浸没阴极情况下, 即  $K = 1$  时, (13)式化简为

$$\delta = \delta_1 \cos \left[ \left( \frac{2\eta B^2}{V'^2} \right)^{\frac{1}{2}} (V^{\frac{1}{2}} - V_1^{\frac{1}{2}}) \right] + \left( \frac{2V_1}{\eta B^2} \right)^{\frac{1}{2}} \delta'_{1+} \sin \left[ \left( \frac{2\eta B^2}{V'^2} \right)^{\frac{1}{2}} (V^{\frac{1}{2}} - V_1^{\frac{1}{2}}) \right], \quad (14)$$

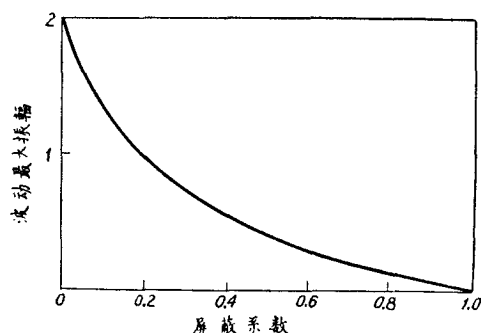


图2 在忽略空间电荷情况下, 电子注在加速区内最大波动振幅因屏蔽系数的变化

此即陈宗善和 Kovich 的结果.

比较(13)与(14)式可知, 电子注的波动周期因屏蔽程度的增加而相应地减短. 在完全屏蔽的情况下, 比在浸没情况下的波动周期减少一半. 此外, 由于(13)式比(14)式多一个正弦函数的平方项, 可知当部分屏蔽时, 波动的振幅增加了一个缩减项. 同时也可看出, 当电子注完全平行进入第II区时, 即  $\delta_1 = \delta'_{1+} = 0$  时, 在部分屏蔽情况下, 与浸没情况不同, 电子将不再能平行流过, 而将有波动. 这波动的最大振幅将因屏蔽系数的增加而减小, 变化情况可见图2. 当然因为我们

用的是微小波动法,在图 2 中只有屏蔽系数比较大或波动振幅很小的部分是比较适用的. 当波动得比较大时,应当是不可靠的. 特别是当波动最大振幅超过 1 时,说明在忽略了空间电荷的情况下,电子可能穿过轴. 这也超出了层流理论的研究范围.

#### 四、包括空间电荷效应的情況

在考虑空间电荷效应下,电子束的轮廓应满足(6)式. 这个非齐次微分方程式的解,应可由下面的齐次微分方程式的解来表示:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dy}{dx} + \left[ 1 - \frac{1}{4x^2} + \frac{4A'}{ax} \right] y = 0, \quad (15)$$

令其中  $a = (1 + 3K)^{\frac{1}{2}}$ . 我們知道,在忽略空间电荷效应的情况下,(15)式的解为

$$C_1 \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin x + C_2 \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos x.$$

現在利用变化振幅的方法来解决(15)式. 令  $C_1$  和  $C_2$  为因  $x$  而变的未知函数,于是設  $y = C_1(x) \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin x + C_2(x) \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos x$  为(15)式的解. 代入(15)式. 如欲满足(15)式,則  $\sin x$  和  $\cos x$  的系数应分别为零,亦即  $C_1(x)$  和  $C_2(x)$  满足下式

$$\frac{d^2 C_1}{dx^2} - 2 \frac{dC_2}{dx} = -\frac{4A'}{ax} C_1. \quad (16)$$

$$\frac{d^2 C_2}{dx^2} + 2 \frac{dC_1}{dx} = -\frac{4A'}{ax} C_2. \quad (17)$$

現在可以用解联立周期方程組常用的方法来处理上两式. 假設  $C_1'$  和  $C_2'$  为因  $x$  而緩慢变化的函数,亦即可令  $C_1$  和  $C_2$  的二次微分項为零,于是(16)和(17)式变为

$$\frac{dC_2}{dx} = \frac{2A'}{ax} C_1, \quad (18)$$

$$\frac{dC_1}{dx} = -\frac{2A'}{ax} C_2. \quad (19)$$

用  $C_2$  乘(18)式与  $C_1$  乘(19)式相加,然后积分,可得

$$C_1^2 + C_2^2 = d^2. \quad (20)$$

根据(18)和(20)式可得

$$C_2 = d \sin \left( \frac{2A'}{a} \ln x \right),$$

$$C_1 = d \cos \left( \frac{2A'}{a} \ln x \right).$$

于是可知

$$y_1 = d \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \sin \left( x + \frac{2A'}{a} \ln x \right) \quad (21)$$

应为(15)式的一个近似解. 将这个解代入(15)式可知,在空间电荷系数  $A'$  比較小的情况下,(21)式很好地满足(15)式. 也可看出  $y_2 = d \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos \left( x + \frac{2A'}{a} \ln x \right)$  应为(15)式的另

一个近似解。

現在我們得到了齐次微分方程(15)式的两个解。于是非齐次微分方程式(6)的一个特解应可由下式表出：

$$y = y_1(x) \left[ D_1 - \int^x \frac{P(\omega)y_2(\omega)}{\Delta(y_1, y_2)} d\omega \right] + y_2(x) \left[ D_2 + \int^x \frac{P(\omega)y_1(\omega)}{\Delta(y_1, y_2)} d\omega \right], \quad (22)$$

其中  $\Delta(y_1, y_2) = y_1(\omega)y_2'(\omega) - y_2(\omega)y_1'(\omega)$ ,  $D_1$  和  $D_2$  为两常数。  $P(\omega)$  为非齐次项, 即  $P(\omega) = 4A'a^{-\frac{1}{2}}\omega^{-\frac{3}{2}} - (1-K)a^{-\frac{3}{2}}\omega^{-\frac{1}{2}}$ 。代入(22)式, 并化简, 可得

$$y = D_1 y_1(x) + D_2 y_2(x) + a^{-\frac{3}{2}} x^{-\frac{1}{2}} \int^x \left[ 1 - K - \frac{2A'(3+5K)}{a\omega + 2A'} \right] \times \\ \sin \left( \omega - x + \frac{2A'}{a} \ln \frac{\omega}{x} \right) d\omega. \quad (23)$$

当空间电荷效应可忽略时, 即  $A' = 0$  时, 则(23)式还原为

$$y = \sqrt{\frac{2}{\pi x}} (D_1 \sin x + D_2 \cos x) - \frac{1-K}{(1+3K)^{\frac{3}{4}}} x^{-\frac{1}{2}},$$

与(10)式相符合。

当空间电荷效应比较小的情况下, (23)式还可以进一步化简, 可将积分积出。把积分号内的函数展开, 只保留  $A'$  的一次项, 忽略  $A'$  的二次以上各项, (23)式可写成

$$y = D_1 y_1(x) + D_2 y_2(x) + a^{-\frac{3}{2}} x^{-\frac{1}{2}} \left\{ -(1-K) + (1-K) \frac{2A'}{a} \int^x [\ln \omega \cos \omega \cos x + \right. \\ \left. + \ln \omega \sin \omega \sin x] d\omega - \frac{2A'}{a} (3+5K) \cos x \int^x \frac{\sin \omega}{\omega} d\omega + \frac{2A'}{a} (3+5K) \sin x \right. \\ \left. \int^x \frac{\cos \omega}{\omega} d\omega \right\}. \quad (24)$$

根据正弦积分  $\int^x \frac{\sin \omega}{\omega} d\omega = Si(x)$  和余弦积分  $\int^x \frac{\cos \omega}{\omega} d\omega = Ci(x) - C$ , 可得

$$\int^x \ln \omega \cos \omega d\omega = \ln x \sin x - Si(x)$$

和

$$\int^x \ln \omega \sin \omega d\omega = Ci(x) - \ln x \cos x - C,$$

其中  $C$  为欧拉常数。于是(24)式可写成

$$y = D_1 y_1 + D_2 y_2 + a^{-\frac{3}{2}} x^{-\frac{1}{2}} \left\{ -(1-K) + \frac{8A'}{a} \times \right. \\ \left. \times (1+K) [\sin x Ci(x) - \cos x Si(x) - C \sin x] \right\}. \quad (25)$$

将  $y = \rho^{-\frac{1}{4}} \delta$  代回(25)式可得

$$\delta = \frac{D_1}{a^{\frac{3}{2}}} \sin \left( x + \frac{2A'}{a} \ln x \right) + \frac{D_2}{a^{\frac{3}{2}}} \cos \left( x + \frac{2A'}{a} \ln x \right) - \frac{1-K}{1+3K} + \\ + \frac{8A'(1+K)}{a^3} [\sin x Ci(x) - \cos x Si(x) - C \sin x]. \quad (26)$$

和不考虑空间电荷的情况一样, (26)式中的两个积分常数  $D_1$  和  $D_2$ , 可由电子注进入第 II

区时的初始条件求出, 即当  $z = 0$  时,  $\delta = \delta_1$  和  $\delta' = \delta'_1$ , 根据这两个条件求出  $D_1$  和  $D_2$ , 然后可把(26)式写成

$$\begin{aligned} \delta = & (\delta_1 - B_1) \cos \left[ D(V^{\frac{1}{2}} - V_1^{\frac{1}{2}}) + \frac{A'}{(1+3K)^{\frac{1}{2}}} \ln \frac{V}{V_1} \right] + \frac{\delta'_1 - B_2}{f} \times \\ & \times \sin \left[ D(V^{\frac{1}{2}} - V_1^{\frac{1}{2}}) + \frac{A'}{(1+3K)^{\frac{1}{2}}} \ln \frac{V}{V_1} \right] - 2 \left( \frac{1-K}{1+3K} \right) \times \\ & \times \sin^2 \left[ \frac{D}{2} (V^{\frac{1}{2}} - V_1^{\frac{1}{2}}) + \frac{A'}{2(1+3K)^{\frac{1}{2}}} \ln \frac{V}{V_1} \right] + \frac{8A'(1+K)}{(1+3K)^{\frac{3}{2}}} \times \\ & \times [\sin(DV^{\frac{1}{2}})Ci(DV^{\frac{1}{2}}) - \cos(DV^{\frac{1}{2}})Si(DV^{\frac{1}{2}}) - C \sin(DV^{\frac{1}{2}})], \end{aligned} \quad (27)$$

其中

$$\begin{aligned} B_1 = & \frac{8A'(1+K)}{(1+3K)^{\frac{3}{2}}} [\sin(DV_1^{\frac{1}{2}})Ci(DV_1^{\frac{1}{2}}) - \cos(DV_1^{\frac{1}{2}})Si(DV_1^{\frac{1}{2}}) - C \sin(DV_1^{\frac{1}{2}})], \\ B_2 = & \frac{4A'(1+K)}{(1+3K)^{\frac{3}{2}}} \frac{DV'}{V_1^{\frac{1}{2}}} [\sin(DV_1^{\frac{1}{2}})Si(DV_1^{\frac{1}{2}}) + \cos(DV_1^{\frac{1}{2}})Ci(DV_1^{\frac{1}{2}}) - \\ & - C \cos(DV_1^{\frac{1}{2}})], \\ f = & \frac{DV'}{2V_1^{\frac{1}{2}}} + \frac{A'}{(1+3K)^{\frac{1}{2}}} \frac{V'}{V_1}, \quad D = \left[ \frac{(1+3K)\eta B^2}{2V'^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \end{aligned}$$

用(27)式我們可以描繪出电子在各种不同屏蔽程度的电子鎗內的軌迹。也考虑了空間电荷效应对电子軌迹的影响。当然由于我們在推导中所用过的假定, (27)式只适用于电子注波动得不很大, 同时空間电荷密度不很强的一些情况。另外在推导中我們所采取的軸上电位分布为綫性函数的假設, 也是当空間电荷密度比較弱时才更接近于实际情况。在完全忽略空間电荷效应的情况下,  $A' = 0$ , (27)式还原为(13)式。

从(27)式可以看出, 电子注在加速場內的波动周期, 不但因屏蔽系数而变, 也因空間电荷强度而变。和(13)式比較知道, (27)式中除了具有一个因屏蔽程度的影响而使波动振幅縮減的項(即第三項)以外, 尚增添了一个因空間电荷影响而发散的第四項。因此可能利用(27)式, 选择适当的屏蔽系数用来克服空間电荷的发散作用, 从而提高电子注通过电子鎗的效率, 空間电荷效应也通过  $B_1$  和  $B_2$  对电子注波动的振幅有所影响。

### 参 考 文 献

- [1] Pierce, *J. Appl. Phys.*, **11** (1940), 548.
- [2] 何国柱, *IRE Trans. ED-2* (1955), 10.
- [3] 王兆振, *Proc. IRE*, **38** (1950), 135; Müller, *Telefunken. Z.*, **26** (1953), 95.
- [4] 陈宗善, *J. Electronics and Control*, **4** (1958), 523.
- [5] 陈宗善和 Korich, *J. Electronics and Control*, **3** (1957), 287.
- [6] Mendel, *Proc. IRE*, **43** (1955), 327; Clogston and Heffner, *J. Appl. Phys.*, **25** (1954), 436; Mendel, Quate and Yocum, *Proc. IRE*, **42** (1954), 800; Изрицкий *Радио Теоника и Электроника*, **5** (1960), 255.
- [7] 何国柱, *中国科学*, **8**(1959), 1471.
- [8] Morse and Feshbach, *Methods of Theoretical Physics*, p. 529 (1953).

## ON THE FOCUSING OF PARTIALLY SHIELDED MULTI-ELECTRODE ELECTRON GUN

Ho KUO-CHU

(*Nankai University*)

### ABSTRACT

The problem of focusing high current electron beam in a multi-electrode electron gun with magnetic field has been analysed theoretically. The cathode of the gun may be partially shielded magnetically. The paraxial-ray equation for describing the electron trajectory in the accelerating region is solved in closed form. The space charge effect has been included.