

光学学报

静电聚焦同心球系统的成像电子光学 D 章:最小弥散圆与最佳像面位置的确定

周立伟*

北京理工大学光电学院, 北京 100081

摘要 由所导出的阴极透镜中普遍成立的二级近轴横向色差即著名的 Recknagel-Арцимович 表示式出发, 研究电子束形成的最小弥散圆以及最佳成像面的位置的确定, 考察由物面原点发射的电子束在栅状阳极上形成的散射圆以及整个阴极面发射所形成的交叉颈, 描绘由物面原点逸出的电子射束在成像段所形成的电子射线的包络。该研究有助于读者理解电子光学像管中电子行进的轨迹以及成像段的电子轨迹的发散与会聚。

关键词 成像系统; 像管; 成像电子光学; 静电聚焦阴极透镜; 电子束斑的焦散面; 最小弥散圆与最佳成像面位置的确定

中图分类号 O463

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0811004

Imaging Electron Optics of Electrostatic Focusing Concentric Spherical System Part D: Determination of Minimum Diffusing Circle and Optimal Image Position

Zhou Liwei*

School of Optics and Photonics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China

Abstract Start from the second-order paraxial lateral chromatic aberration of the cathode lens, that is, from the well-known Recknagel-Арцимович formula in the imaging electron optical system, this paper investigates the minimum diffusing circle formed by the electron beam, studies the determination of the position of the optimal imaging plane, investigates the contour of crossover formed by the electron beam emitted from the whole photocathode surface, as well as the diffusion circle on the cathode surface formed by the electron beam emitted from the origin, and depicts the envelope of the electron rays formed in the imaging section. The present paper will help the readers to understand the moving electron trajectory in the image tubes, as well as its beam convergence and divergence in the imaging section.

Key words imaging systems; image tubes; imaging electron optics; electrostatic focusing cathode lenses; focal diffusing surface of electron beam spot; determination of minimum diffusing circle and optimal imaging plane position

1 引言

对于成像电子光学系统, 电子束自光阴极逸出并在器件中行进, 其会聚与发散的状况, 以及它在成像面上图像的清晰程度是研究人员普遍关心的一个问题。尤其是从事变像管与像增强器的设

计者, 需要清晰了解电子束在器件中是如何行进的, 如何使成像面位于电子束斑最密集处, 以获得最佳的像质。本文将研究成像电子光学系统由物面原点发射的电子在栅状阳极上形成的散射圆以及整个物面发射的电子所形成的交叉颈, 并由所导出的阴极透镜中普遍成立的二级近轴横向色差

收稿日期: 2021-10-26; 修回日期: 2021-11-11; 录用日期: 2021-11-15

通信作者: *zhoulw@vip.sina.com

即 Recknagel-Арцимович 表示式出发,描绘由物面原点逸出的电子射束在成像段所形成的电子射线的包络,研究电子束形成的最小弥散圆,确定最佳成像面的位置。本文研究有助于理解电子光学系统中成像段的电子的行进轨迹及其形成的像差。

2 交叉颈与栅状阳极上的散射圆

在静电聚焦同心球系统中,可以由下面两个参量^[1]看出行进中的电子束的会聚状况:

1) 由阴极面物点以初条件参量 (ϵ_0, α_0) 射出的电子轨迹在栅状阳极上的散射圆半径 r_a , 其中, ϵ_0 为静止的光电子为获得其发射能量所要求的加速电位, 称为初电位, α_0 为电子初角度。这是考察由物点逸出的电子束的会聚状况。

2) 由阴极物面射出的电子束在交叉点处形成的散射圆(通常称为交叉颈)半径 r_c , 它是考察整个物面逸出的电子束的会聚状况。

栅状阳极上的散射圆半径 r_a 的大小是设计者关心的一个问题。它关系到由阴极物点出发的电子束的会聚状况。由 A 章(35)式出发, 可估计 r_a 的值为

$$r_a = R_a \sin \gamma = -R_a \frac{(n-1)(c_0 + d_0)}{b_1 d_0 + b_0 c_0} \sin \alpha_0, \quad (1)$$

式中: $b_0 = \cos \alpha_0$; $c_0 = 1 - 2n(n-1) \frac{\epsilon_0}{\Phi_{ac}} \sin^2 \alpha_0$; $d_0 = 1 - 2(n-1) \frac{\epsilon_0}{\Phi_{ac}} \sin^2 \alpha_0$; $b_1 = \left(1 + \frac{\Phi_{ac}}{\epsilon_0} - n^2 \sin^2 \alpha_0\right)^{1/2}$; R_a 为栅状球面阳极 A 的曲率半径; γ 为 A 章图 1 中 D 点的角度坐标; $n = \frac{R_c}{R_a}$, R_c 为球面阴极 C 的曲率半径。将(1)式展开并引入近轴条件, 于是有

$$r_a^* = 2(R_a - R_c) \sqrt{\frac{\epsilon_r}{\Phi_{ac}}} \left[\left(1 + \frac{\epsilon_z}{\Phi_{ac}}\right)^{1/2} - \left(\frac{\epsilon_z}{\Phi_{ac}}\right)^{1/2} \right], \quad (2)$$

式中: 上标 * 表示近轴条件下的情况; ϵ_z 为轴向初速对应的初电位; ϵ_r 为径向初速对应的初电位; Φ_{ac} 为栅状阳极 A 对于阴极 C 的电位。当 $\alpha_0 = 90^\circ$ 时, r_a^* 取最大值, 它可以表示为

$$r_a^* \Big|_{\alpha_0 = \frac{\pi}{2}} = 2(R_a - R_c) \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\Phi_{ac}}} = 2l \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\Phi_{ac}}}, \quad (3)$$

式中: l 为平面阴极至平面阳极的距离。(3)式实质上是 B 章(38)式。这说明, 阳极上的散射圆半径的大小仅与光阴极至阳极的距离有关, 而与电极的形状基本无关。这个结论对于成像电子光学系统的设计者具有重要的参考价值。

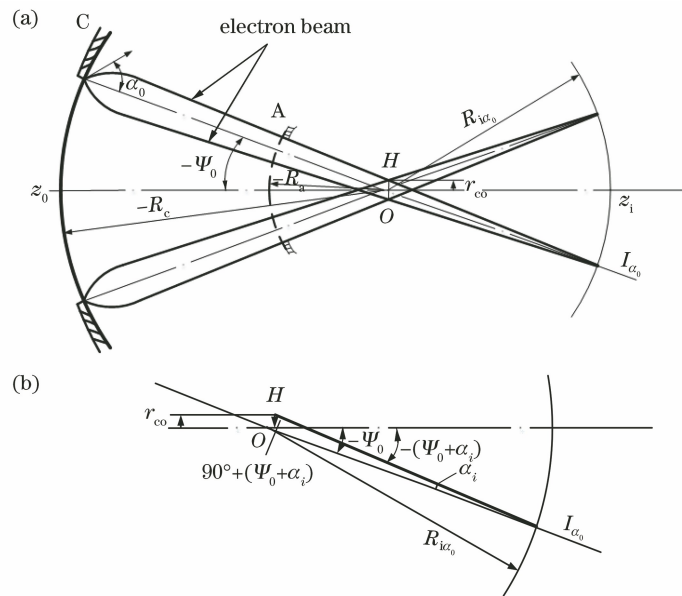


图 1 静电聚焦同心球系统中电子束的交叉颈。(a)交叉颈的形成;(b)交叉颈尾部放大图

Fig. 1 Crossover formed by electron beam in electrostatic focusing concentric spherical system.

(a) Formation of crossover; (b) enlarged view of crossover tail

交叉颈反映整个物面逸出的电子束的会聚状况。令 r_{co} 为电子束会聚所形成的交叉颈半径, 如图 1 中所示的 OH 线段; θ_0 为半个阴极面上有效尺

寸(物面高度 r_0)与中心 O 所对应的角度, θ_0 以系统轴线 Oz_0 为起始轴, 逆时针为正。按照图 1 中所示的三角形 $\triangle OHI_{\alpha_0}$, 则有

$$\frac{r_{cr}}{\sin(-\alpha_i)} = \frac{R_{i\alpha_0}}{\sin[90^\circ + (\psi_0 + \alpha_i)]}, \quad (4)$$

式中: α_i 为电子轨迹在交点 I_{α_0} 处与 $\varphi=0^\circ$ 轴线的交角; $R_{i\alpha_0}$ 为轨迹交轴位置。故可求得交叉颈半径 r_{cr} 的表示式为

$$r_{cr} = -R_{i\alpha_0} \frac{\tan \alpha_i}{\cos \psi_0 - \sin \psi_0 \tan \alpha_i}, \quad (5)$$

其中, 轨迹交轴位置 $R_{i\alpha_0}$ 及其斜率 $\tan \alpha_i$ 皆以 A 章 (42)、(43) 式表示。

若将 A 章 (42)、(43) 式代入 (5) 式, 取零级近似, 则可得到用于电子枪估计交叉颈半径 r_{cr} 的表达式:

$$r_{cr} \approx -R_c \frac{1}{\cos \psi_0} \left(\frac{\epsilon_r}{\Phi_{ac}} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

由此可以估计交叉颈与半个阴极面有效尺寸的比值 η_0 :

$$\eta_0 = \frac{r_{cr}}{-R_c \sin \psi_0} \times 100\% = \frac{2}{\sin 2\psi_0} \sqrt{\frac{\epsilon_r}{\Phi_{ac}}} \times 100\%, \quad (7)$$

当 $\alpha_0 = 90^\circ$ 、 $\psi_0 = -45^\circ$ 和 $\frac{\Phi_{ac}}{\epsilon_0} = 1.6 \times 10^4$ 时, $\eta_0 = 1.58\%$ 。

由 (7) 式可见, 在零级近似下, η_0 与系统的结构形状无关, 仅与电子的逸出初能与加速电位的比值有关。上述结论对于研究电子枪的交叉颈具有重要意义。

现对 Крынин^[2] 建议加限制光阑的问题进行讨论。根据 (3) 式, 令极间距离等于 20 mm, $\frac{\epsilon_0}{\Phi_{ac}} = 10^{-4}$, 则逸出电子束在阳极孔阑的半径最大将不超过 0.2 mm。如果把如此小孔径的限制光阑放在阳极位置上, 则不但截获了中心电子束, 而且截获了轴外逸出的电子束, 这妨碍了大尺寸阴极面图像的形成。由此可见, 在像管中, 自阴极面以任意角度射出的电子束在强场作用下迅速聚成细束, Крынин 试图用光阑限制成像电子束是没有任何实际意义的。

但是, 在某些像管中, 可以在电子束行进途径的交叉点位置上放置附加光阑, 使其孔径等于或大于交叉颈。但它的作用并不是切除从整个阴极面射出的电子束, 而是切除杂散电子以尽可能地减少屏上发出光线对于光阴极的反馈作用。

3 最佳像面位置、最小弥散圆的确定

本系列论文的 B 章证明了对于同心球型电子

光学系统, 轴上点像差主要是由二级近轴横向色差 Δr_2^* [B 章 (17) 式] 所确定。由此从具体的系统中证明了影响系统成像质量的 Recknagel-Арцимович 公式普遍成立。它表明, 影响电子光学系统图像清晰度的二级近轴横向色差, 与电极的具体结构、静电电位的具体分布无关, 而与逸出电子的初电位和初角度、阴极面上的场强, 以及系统的放大率有关。

下面由二级近轴横向色差的 Recknagel-Арцимович 表示式出发^[3-4], 确定系统的最佳像面位置及最小弥散圆^[1,5]。首先, 令 $\epsilon_z = \epsilon_0 \cos^2 \alpha_0$, $\epsilon_r = \epsilon_0 \sin^2 \alpha_0$, 将 B 章 (17) 式表示为

$$\Delta r_2^* = \frac{2M\epsilon_0}{E_c} \sin \alpha_0 \left(\cos \alpha_0 - \sqrt{\frac{\epsilon_{z_1}}{\epsilon_0}} \right), \quad (8)$$

式中: M 为横向放大率; E_c 为阴极面上的电场强度; ϵ_{z_1} 为轴向初电位。在 (8) 式中代入置换式, 可得

$$\Delta \rho = \frac{E_c}{M\epsilon_0} \Delta r_2^*, \quad (9)$$

式中: $\Delta \rho$ 为无量纲的近轴横向色差, 可表示为

$$\Delta \rho = 2 \sin \alpha_0 \left(\cos \alpha_0 - \sqrt{\frac{\epsilon_{z_1}}{\epsilon_0}} \right). \quad (10)$$

由 (10) 式可见, 当 α_0 改变时, 与 $\frac{\sqrt{\epsilon_{z_1}}}{\sqrt{\epsilon_0}}$ 相对应的每一个像面上, $\Delta \rho$ 就有一个确定的弥散圆半径的极大值。给定一个 $\frac{\sqrt{\epsilon_{z_1}}}{\sqrt{\epsilon_0}}$ 值, 即给定一个像平面位置, 就可以确定在哪个角度 α_0 下, $\Delta \rho$ 取极大值。为此, 求 $\Delta \rho \left(\frac{\sqrt{\epsilon_{z_1}}}{\sqrt{\epsilon_0}}, \alpha_0 \right)$ 的极值条件。因为 $\Delta \rho$ 只是作为 α_0 的函数, 在某个 α_0 下, 取 $\Delta \rho$ 的极大值 $\Delta \rho_{1v}$ 。现先求 $\Delta \rho$ 对 α_0 的偏微商:

$$\frac{\partial(\Delta \rho)}{\partial \alpha_0} = 2 \left(\cos 2\alpha_0 - \sqrt{\frac{\epsilon_{z_1}}{\epsilon_0}} \cos \alpha_0 \right), \quad (11)$$

由此可确定极值的条件:

$$\sqrt{\frac{\epsilon_{z_1}}{\epsilon_0}} = \frac{\cos 2\alpha_v}{\cos \alpha_v}, \quad (12)$$

式中: α_v 为相应的逸出角。

$$2 \cos^2 \alpha_v - \sqrt{\frac{\epsilon_{z_1}}{\epsilon_0}} \cos \alpha_v - 1 = 0. \quad (13)$$

对 (13) 式取极值, 便可确定弥散圆半径的大小。此时, 角度 α_v 对应于像面位置的关系式为

$$\cos \alpha_v = \frac{\sqrt{\frac{\epsilon_{z_1}}{\epsilon_0}} \pm \sqrt{\frac{\epsilon_{z_1}}{\epsilon_0} + 8}}{4}, \quad (14)$$

由物理条件 $\cos \alpha_v \geq 0$ 可知, (14) 式的 \pm 号应取正值。

如果以 α_v 来表示 $\Delta\rho_{1v}$, 则由(10)、(12)式可得

$$\Delta\rho_{1v} = -2 \sin \alpha_v \left(\frac{\cos 2\alpha_v}{\cos \alpha_v} - \cos \alpha_v \right) = 2 \frac{\sin^3 \alpha_v}{\cos \alpha_v}. \quad (15)$$

由(12)、(15)式可见, $0 \leq \frac{\sqrt{\epsilon_{z_1}}}{\sqrt{\epsilon_0}} \leq 1$, α_v 被限制在 $[-\pi/4, \pi/4]$ 的范围内, 于是, $\Delta\rho_{1v}$ 在 $[-1, 1]$ 之间变化。

由(10)式可知, 对于极限像面, 即令 $\sqrt{\epsilon_{z_1}} = 0$, 则有

$$\Delta\rho_t = \sin 2\alpha_v, \quad (16)$$

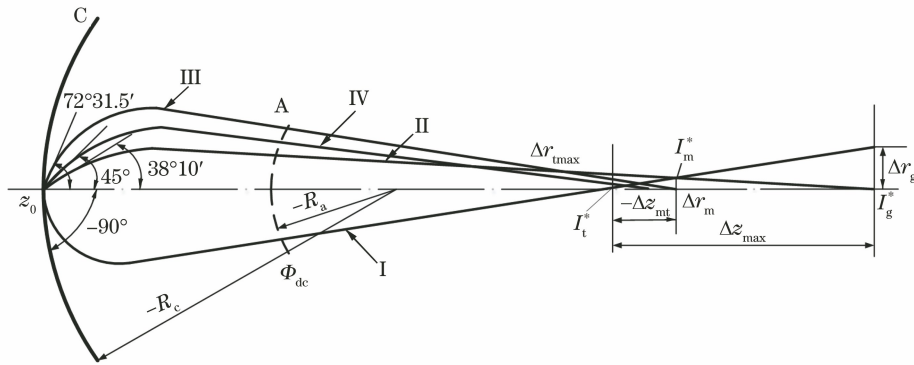


图 2 最佳像面位置与最小弥散圆的确定

Fig. 2 Determination of optimal image plane position and its minimum diffusion circle

因此在 $[-\pi/4, \pi/4]$ 内的电子射束与轴相交之前, 弥散圆半径由焦散线决定; 而在轨迹与轴相交之后, 自极限像面开始, 散射圆半径的大小由 $\alpha_0 = \pm 90^\circ$ 的轨迹所决定。由(10)式可知, 当 $\alpha_0 = \pm 90^\circ$ 时, $\Delta\rho$ 亦取极大值, 将它以 $\Delta\rho_{2v}$ 表示:

$$\Delta\rho_{2v} = \mp 2 \sqrt{\frac{\epsilon_{z_1}}{\epsilon_0}}. \quad (17)$$

于是, 当 $0 \leq \frac{\sqrt{\epsilon_{z_1}}}{\sqrt{\epsilon_0}} \leq 1$, $\alpha_0 = \pm 90^\circ$ 时, $\Delta\rho_{2v}$ 在 $[-2, 2]$ 范围内变化。根据上面的讨论, 当相应的像面位置在 $[0, 1]$ 内变化时, $\Delta\rho_{1v}$ 和 $\Delta\rho_{2v}$ 按相反的趋势单调变化。

显然, 对应于 $\sqrt{\frac{\epsilon_{z_1}}{\epsilon_0}}$ 的像面上散射圆半径将由 $\Delta\rho_{1v}$ 、 $\Delta\rho_{2v}$ 中较大者决定。上面已经指出, $\Delta\rho_{1v}$ 与 $\Delta\rho_{2v}$ 是按相反的趋势单调地改变着。因此不难发现, 弥散圆半径取最小值的像平面位置应该由下述条件决定:

式中: $\Delta\rho_t$ 为极限像面上的弥散圆半径。

当 $\alpha_v = \pm (\pi/4)$ 时, $|\Delta\rho_t|$ 取极大值, 且 $|\Delta\rho_t|_{90^\circ-\alpha_v} = |\Delta\rho_t|_{\alpha_v}$, $|\tan \alpha_i|_{90^\circ-\alpha_v} > |\tan \alpha_i|_{\alpha_v}$ 。

这说明, 如果将 α_v 限制在 $\frac{\pi}{4} \geq \alpha_v \geq -\frac{\pi}{4}$ 内, 则在极限像面上, 逸出角为 α_v 的电子射线与该像面的交点与逸出角为 $90^\circ - \alpha_v$ 的电子射线相同, 但斜率的绝对值要小。在过极限像面后, 在轨迹与轴相交之前, α_v 的轨迹在 $90^\circ - \alpha_v$ 的轨迹之上。由图 2 可见, 密集电子轨迹的包络线(焦散线, 实质上是回转的焦散面)由 $[-\pi/4, \pi/4]$ 的电子轨迹所决定。而(15)式正是焦散线的表示式, $\Delta\rho_{1v}$ 表示 α_0 在 $[-\pi/4, \pi/4]$ 内的电子束与轴相交前在某一像面上的散射圆半径。

$$\Delta\rho_{1v} = \Delta\rho_{2v}. \quad (18)$$

根据(15)、(17)式, (18)式可表示为

$$-2 \sqrt{\frac{\epsilon_{z_1}}{\epsilon_0}} = 2 \frac{\sin^3 \alpha_v}{\cos \alpha_v}. \quad (19)$$

将极值条件[(12)式]代入(19)式, 则 α_v 应满足如下条件:

$$\frac{\sin^3 \alpha_v}{\cos 2\alpha_v} = -1, \quad (20)$$

(20)式亦可写成如下形式:

$$\sin^3 \alpha_v - 2\sin^2 \alpha_v + 1 =$$

$$(\sin \alpha_v - 1)(\sin^2 \alpha_v - \sin \alpha_v - 1) = 0. \quad (21)$$

不难得到 $\sin \alpha_v$ 的 3 个解:

$$\sin \alpha_{v_1} = 1, \quad \sin \alpha_{v_{2,3}} = \frac{1 \pm \sqrt{5}}{2}. \quad (22)$$

对于所讨论的情况: $0 \geq \alpha_v \geq -\frac{\pi}{4}$, 只剩下一个合理的解:

$$\sin \alpha_v = \frac{1 - \sqrt{5}}{2} \approx -0.618, \quad (23)$$

可以确定 α_v :

$$\alpha_v = -38^\circ 10'。 \quad (24)$$

由此得到如下的结论:最小弥散圆位于 $\alpha_0 = \pi/2$ 的电子轨线和 $\alpha_v = -38^\circ 10'$ 的电子轨线相交[即 $\alpha_0 = -(\pi/2)$ 的电子轨线和 $\alpha_v = 38^\circ 10'$ 的电子轨线的相交]处,如图 2 所示。

图 2 中假定逸出电子射线均是 $\epsilon_0 = \epsilon_m$ 的单体束情况(ϵ_m 为最大初电位),射线 I 表示由阴极原点 z_0 以 $\alpha_0 = -90^\circ$ 的初角度射出的近轴电子轨线,它在高斯像面上形成最大弥散圆(半径为 Δr_g^*);射线 II 表示由阴极上同一原点 z_0 以 $\alpha_v = 38^\circ 10'$ 的初角度射出的近轴电子轨线,垂直于轴并过射线 I 和射线 II 交点的平面为最佳像平面,从而形成最小弥散圆(半径为 Δr_m^*);射线 III 表示以 $72^\circ 31.5'$ 逸出的电子轨线,它与光轴交于最佳像面位置 I_m^* 处;射线 IV 表示以 45° 逸出的电子轨线,它在极限像面 I_t^* 处形成弥散圆(半径为 Δr_t^*)。

将决定最小弥散圆的像面位置称为最佳像面位置,则有

$$\sqrt{\frac{\epsilon_{z_1}}{\epsilon_0}} = \frac{\cos 2\alpha_v}{\cos \alpha_v} = -\frac{\sin^3 \alpha_v}{\cos \alpha_v} = 0.30028, \quad (25)$$

若令 $\epsilon_{z_1} = \epsilon_0 \cos^2 \delta_0$,则与最佳像面位置相对应的逸出角 δ_0 为

$$\delta_0 = \pm 72^\circ 31.5'。 \quad (26)$$

根据(17)式,有

$$\Delta \rho_{\min} = \mp 2 \sqrt{\frac{\epsilon_{z_1}}{\epsilon_0}} = \mp 0.60056, \quad (27)$$

式中: $\Delta \rho_{\min}$ 为无量纲的最小弥散圆半径。

由(9)式可得,最小弥散圆的半径为

$$\Delta r_{\min} = \mp 0.6 \frac{M\epsilon_0}{E_c}, \quad (28)$$

折合到阴极上的最小弥散圆的直径为

$$2 \left| \frac{\Delta r_{\min}}{M} \right| = 1.2 \left| \frac{\epsilon_0}{E_c} \right|。 \quad (29)$$

通常, ϵ_0 取光电发射时电子的最大初电位 $\epsilon_{\max} = \epsilon_m$ 。(29)式表明,无论是具体的同心球型电子光学系统还是阴极透镜,折合到阴极上的最小弥散圆的直径仅与电子的最大初电位 ϵ_m 和阴极面上的场强 E_c 的比值有关。这个结果对于成像器件的分辨本领的研究具有重要的意义。

由 B 章(12)~(14)式可确定位于 $\sqrt{\frac{\epsilon_{z_1}}{\epsilon_0}} = 0.3$ 的

最佳像面与位于 $\sqrt{\frac{\epsilon_{z_1}}{\epsilon_0}} = 0$ 的极限像面之间的距离:

$$\Delta z_{\text{mt}} = 0.6 \frac{M^2 \sqrt{\Phi_{\text{ac}} \epsilon_0}}{E_c}。 \quad (30)$$

图 2 表示两电极同心球系统中各个像面对应的位置, I_g^* , I_m^* 和 I_t^* 分别对应于高斯像面、最佳像面和极限像面的位置。显然,极限像面 I_t^* 与高斯像面 I_g^* 的距离可用一级纵向近轴色差表示:

$$\Delta z_{\text{ig}} = \Delta z_{\text{max}} = -\frac{2M^2 \sqrt{\Phi_{\text{ac}} \epsilon_0}}{E_c}, \quad (31)$$

式中: Δz_{max} 为极限像面与高斯像面的距离。极限像面、最佳像面与高斯像面上的散射圆半径的关系为

$$\Delta r_t^* : \Delta r_m^* : \Delta r_g^* = 1.0 : 0.6 : 2.0, \quad (32)$$

(32)式正是 Seman 当初提出 R-A 表示式的依据。

4 成像段区域电子轨迹形成的弥散圆与焦散面

下面讨论成像段区域电子轨迹的弥散所形成的圆锥面与焦散面^[1,5-6]。由上所述,从阴极面原点 z_0 射出的电子束并不聚焦于一点,但总可以找到电子轨线十分密集的那部分包络曲面,这就是所谓的焦散面。显然,单色电子束的焦散面由 $\Delta \rho = \Delta \rho_{1v}$ 绕光轴旋转得到。从阴极面上 z_0 点射出的平面电子束在极限像面与高斯像面之间的光轴上形成焦散线。图 3 中的粗线表示焦散线和焦散曲面的形状。此回转的

焦散面在子午面上的截线可以由 $\Delta \rho_{1v} = 2 \frac{\sin^3 \alpha_v}{\cos \alpha_v}$ 确

定,其中, $\cos \alpha_v$ 已由(14)式给出,若该式中的 $\sqrt{\frac{\epsilon_{z_1}}{\epsilon_0}}$ 以 $\cos \delta_0$ 表示,它可表示为

$$\cos \alpha_v = \frac{\sqrt{\cos^2 \delta_0 + 8} + \cos \delta_0}{4}, \quad (33)$$

由此可以解得

$$\sin \alpha_v = \frac{\sqrt{8 - 2\cos^2 \delta_0 - 2\cos \delta_0 \sqrt{\cos^2 \delta_0 + 8}}}{4}, \quad (34)$$

$$\sin^3 \alpha_v = \frac{4 - \cos^2 \delta_0 - \cos \delta_0 \sqrt{\cos^2 \delta_0 + 8}}{32} \times$$

$$\sqrt{8 - 2\cos^2 \delta_0 - 2\cos \delta_0 \sqrt{\cos^2 \delta_0 + 8}}。 \quad (35)$$

将(33)~(35)式代入(15)式,结合(9)式,便得到折合到阴极面上的弥散圆半径值:

$$\Delta r_{1v} = \pm \frac{M\epsilon_0}{8E_c} (\sqrt{\cos^2 \delta_0 + 8} - 3\cos \delta_0) \times \sqrt{8 - 2\cos^2 \delta_0 - 2\cos \delta_0 \sqrt{\cos^2 \delta_0 + 8}}。 \quad (36)$$

(36)式描绘了成像电子光学系统由光阴极物面原点逸出的电子束在成像段区间由极限像面 $\cos \delta_0 = 0$ 至高斯像面 $\cos \delta_0 = 1$ 形成的焦散面的形

状,该式表示逸出角 α_0 在 $[-\pi/4, \pi/4]$ 内的电子束与轴相交之前在某—像面上的散射圆半径。其数据如表 1 中的 $\Delta\rho_{1v}$ 所示。

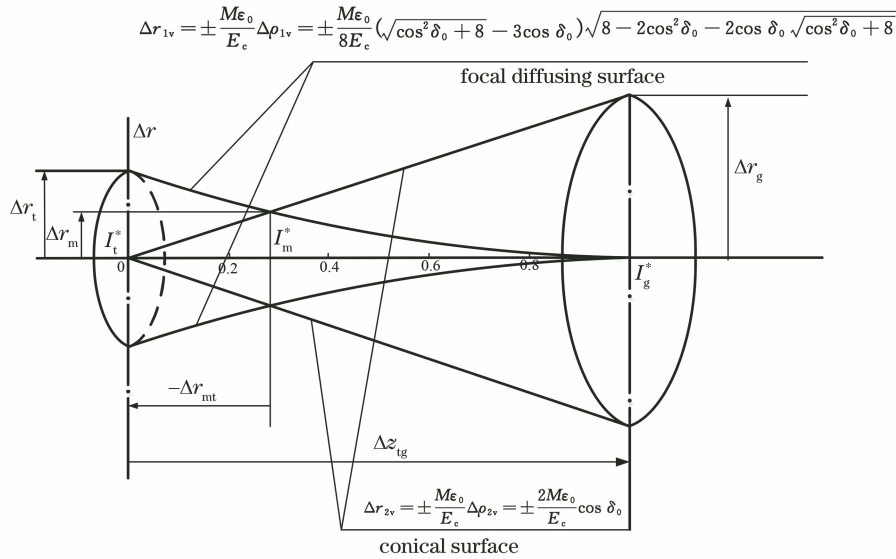


图 3 轴上点的电子束在成像段所形成的焦散面与圆锥面

Fig. 3 Focal diffusing surface and conical surface at imaging section formed by electron beam emitted from axial object point

表 1 轴上物点逸出的电子束在极限像面至高斯像面间形成的横向像差(束斑)

Table 1 Lateral aberration formed by electron beam emitted from axial object point from limiting image plane to Gauss image plane (image spot)

$\cos \delta_0$	0	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
$\Delta\rho_{1v}$	1.00000	0.86117	0.72792	0.60090	0.48096	0.36901	0.26630	0.17444	0.09576	0.03414	0
$\Delta\rho_{2v}$	0	0.20000	0.40000	0.60000	0.80000	1.00000	1.20000	1.40000	1.60000	1.80000	2.00000

逸出的电子轨迹与轴相交之后,自极限像面开始,散射圆半径由逸出角 α_0 为 $[-\pi/2, \pi/2]$ 的轨迹所决定。根据(17)式, $\Delta\rho$ 取极大值,将它用 $\Delta\rho_{2v}$ 表示。于是,由(9)式可得

$$\Delta r_{2v} = \mp \frac{2M\epsilon_0}{E_c} \cos \delta_0. \quad (37)$$

(37)式描绘了电子束由极限像面 $\cos \delta_0 = 0$ 至高斯像面 $\cos \delta_0 = 1$ 形成的圆锥面的形状,如图 3 所示。其数据如表 1 中的 $\Delta\rho_{2v}$ 所示。应该指出,上述结论是基于单色束且不考虑初角度分布求得的。当考虑逸出电子的初角度和初能量分布时,最小弥散圆的大小及其对应的最佳像面位置将会有相应的变化。

5 结束语

研究了成像电子光学系统由阴极物面原点发射的电子在栅状阳极上形成的散射圆以及整个物面发射的电子所形成的交叉颈,并由所导出的成像电子

光学系统中普遍成立的二级近轴横向色差即 Recknagel-Арцимович 表示式,描绘了由物面原点逸出的电子射束在成像段所形成的电子射线的包络,确定了电子束形成的最小弥散圆以及最佳成像面的位置。本文有助于理解电子光学系统中成像段的电子的行进轨迹以及电子光学横向像差的形成。

后 记

以下几点是本系列文章的总结。

1) 本系列文章最初思考的问题

在研究静电聚焦成像系统的电子光学之初,主要思考两个问题:(1)傍轴电子光学理论和方法不能用来解决成像电子光学问题,近轴电子光学理论只能解决理想成像,而且只适合解决邻近对称轴区域的电子光学问题;(2)成像电子光学系统的横向像差是否是当时学术界普遍认为的仅有三级的几何横向像差?

2) 成像电子光学研究的切入点

科学研究从何处切入是解决问题的关键。如果

能找到一个可以求得解析解的成像电子光学系统的理想模型,从它入手,把它的成像规律、实际轨迹和近轴轨迹等都研究透了,便能对理想成像、横向像差等有一个正确理解和把握。由此出发,可指导一般静电成像电子光学系统理论与设计。最终,选择两电极同心球静电聚焦系统中电子运动的轨迹作为研究的切入点。

3) 从前人研究中找存在的问题

对于静电聚焦球对称系统的电子光学,尽管德、英、俄等国的一些科学家也曾研究过,但他们的重点是研究电子在同心球系统内部运动的轨迹,得到的仅是电子初速为零的轨迹的近似解。这样的处理对于研究系统的成像特性是远远不够的,需要研究如何求得电子从阴极面轴上点逸出后通过同心球系统后与轴相交的精确着陆点。

4) 找电子轨迹精确解与近轴解是本研究的关键

本研究找到了两电极与多电极同心球静电聚焦系统自阴极逸出的电子轨迹的成像位置的精确解以及近轴解,并把它表达成级数展开的形式,由此解决了理想成像等电子光学性质概念和定义电子光学像差的问题。由静电聚焦同心球系统电子光学理想模型所具有的矛盾特殊性出发,研究宽电子束成像矛盾的普遍性,这对成像电子光学的深入研究具有指导意义。

5) 本课题研究的新发现

本课题的研究得到了如下的新进展、新结论和新认识:

(1) 导出了自阴极面逸出的电子在静电聚焦同心球系统中的新的轨迹表示式。它如同光线光学由一个折射面过渡到下一个折射面的追迹公式,不但能用于研究两电极同心球系统的电子光学,而且也适用于研究任意多个电极同心球系统的电子追迹。

(2) 找到了电子束自阴极面逸出并经过同心球系统后最终会聚的精确落点,即电子轨迹的精确解,这为研究理想成像、讨论电子光学性质和定义横向像差打下坚实基础。与此同时,给出了两电极静电同心球系统中圆柱坐标系下由阴极面原点逸出的实际电子轨迹的解析表示式,纠正了一些文献中存在的谬误。

(3) 由精确解导出了静电聚焦同心球系统中电子轨迹的近轴解,它正是电子运动方程或轨迹方程的解析解,证明了所提出的理论之无误。

(4) 给出了成像系统的电子光学横向像差新的

定义,提出了成像电子光学系统的轴上点横向像差乃是近轴横向色差与几何横向像差的合成,而不仅仅是当时电子光学学术界普遍认为的只有几何横向像差。

(5) 证实了不论是两电极、多电极同心球系统,还是一般的静电聚焦成像电子光学系统,决定系统鉴别率的是二级近轴横向色差,它仅与逸出电子的初电位、初角度、阴极面上的场强,以及系统的线性放大率有关,而与系统的具体电极结构及轴上电位分布无关。本研究证实了 Seman 提出的确定成像电子光学系统鉴别率的 Recknagel-Арцимович 表示式普遍成立。

(6) 考察了成像系统中电子束形成的最小弥散圆以及最佳成像面位置的确定,形象地展示了成像段所形成的电子射线的包络。

6) 评价

1993 年,作者出版了一部学术专著《宽束电子光学》,详细总结了作者与所领导的团队在成像电子光学领域探索的研究成果,其中包括本系列文章“静电聚焦同心球系统成像电子光学”和 2019 年发表的“电磁聚焦同心球系统成像电子光学”系列文章的一些内容。这部专著得到了国内外 12 位光电子领域科学家的高度评价与赞誉。2000 年,诺贝尔奖金获得者普罗霍洛夫院士高度赞扬了作者在成像电子光学研究的科学成果,认为这是关乎创建科学学派的工作,他在作者当选为俄罗斯联邦工程科学院外籍院士的贺电中称:“您是您的科学学派的创立者”。

致谢 作者对清华大学张海涛教授在本系列文章中有关计算与绘图方面给予的帮助表示衷心的感谢,对女儿周霞给予计算机制图与文章校对上的帮助也表示感谢。

参 考 文 献

- [1] Zhou L W. Electron optics with wide beam focusing [M]. Beijing: Beijing Institute of Technology Press, 1993.
周立伟. 宽束电子光学[M]. 北京: 北京理工大学出版社, 1993.
- [2] Крупн Д М. Кружок сферической аберрации в катодной линзе с шаровой симметрией [J]. Труды ГОИ, 1963, 30: 22-29, 159.
- [3] Recknagel A. Theorie des elektrischen Elektronenmikroskops fur Selbststrahler [J]. Zeitschrift Fur Physik, 1941, 117(11): 689-708.

- [4] Арцимович Л А. Электростатические свойства эмиссионных систем [J]. Изв. АН СССР Сер. Физ, 1944, 8(6): 313.
- [5] Seman O E. Theoretical basis of electron optics[M]. Beijing: Higher Education Press, 1958.
 谢曼. 电子光学理论基础[M]. 北京: 高等教育出版社, 1958.
- [6] Чожу Ли-Вэи. Исследование электростатических фокусирующих систем электронно-оптических преобразователей изображении с шаровой и осевой симметрией[D]. Ленинград: ЛЭТИ, 1966.
 周立伟. 球对称与轴对称电子光学变像管静电聚焦系统的研究 [D]. 列宁格勒: 列宁格勒电工学院, 1966.