

磁浸没场发射电子探针系统探讨*

姚骏恩 杨凯

(中国科学院科学仪器厂)

提 要

本文采用一些简化条件,用电子计算机计算了叠加有各种磁场的场发射枪的相对球差系数 C_r 。 C_r 表示系统叠加磁场后物方球差系数比只存在静电场时增大的程度。场发射枪采用简化的静电二极管SOC模型;磁场分别为钟形场、单线圈场、双曲函数场、高斯分布场、负幂指数场及磁化球场等。计算了磁场在不同位置及不同磁场半高宽时 C_r 的变化情况。当磁场峰值位于场发射尖处(系统A),且磁场半高宽为5mm时,叠加这几种磁场后的 C_r 值均在9以下,以钟形场的值为最小。磁场相同,但峰值处于阴、阳极之间(系统B)时, C_r 增大;峰值移到阳极处(系统C), C_r 更大。阴极尖的实象,即电子探针的位置,由磁场的激励来控制,可以在很大的范围内变化。文中给出了球差系数与实象坐标间的关系,以及几种磁场模型时系统A与C光学性质的比较。以钟形场系统A的 C_r 为最小。这种磁浸没系统的优点是球差系数比在纯电场场发射枪后再加一个单独的磁聚光镜系统要小得多。计算表明,在场发射枪高发射电流密度下,这种磁浸没系统在电子探针成象位置距发射尖的距离长达200mm、且在试样周围有很大的自由空间的情况下,当受球差限制的电子探针半径为 $0.5\mu\text{m}$ 、发射电流密度为 $10^{10}\text{A}/\text{m}^2$ 时,可以获得 μA 量级的电子束流。

对电子探针系统的主要要求是提供一个束斑直径足够小而电流密度尽可能大的电子束探针,并在试样周围具有足够的空间,以便配置各种必要的探测器和分析附件,如二次电子探测器、光学显微镜、X光晶体分光谱仪及X光能谱仪等。在一般商用扫描电镜电子探针仪中,试样表面离电磁物镜极靴下表面间的工作距离 W 一般约为10~40mm。物镜的球差系数 C_s 随工作距离 W 的增长而迅速增加。例如当 W 自15mm增至30mm及40mm时, C_s 由82mm分别增加到448mm及980mm。电子探针电流 I 则随 $C_s^{2/3}$ 的增大而减小。为此,必须减小探针系统的球差。Clever^[1]提出了一种叠加单极靴磁透镜的场发射电子枪,计算表明,这种磁浸没系统的球差系数,比在电子枪后另一个单独的磁透镜小得多。我们计算了几种磁场模型及不同的磁浸没情况,钟形磁场浸没场发射电子枪的相对球差系数可略小于单极靴磁透镜场浸没电子枪。

一、理论场模型

1. 电场

为了便于计算,场发射枪的电场分布采用Dyke和Dolan^[2],以及Wiesner^[3],研究过的简化静电二极管SOC模型:阴极和阳极的形状与等位面重合,阴极内有一个带柄的内核球,球心位于圆锥柄的顶点(参阅图4)。阴极和核柄的形状由因子 z_0/a 及球锥指数 n 决定。

收稿日期:1984年6月12日;收到修改稿日期:1984年11月29日

* 本文曾在1982年9月14日~18日在法国Les Houches举行的第二届法中科学仪器讨论会上宣读。

n 是 n 阶勒让德多项式 $P_n(\cos \theta_0) = 0$ 的根, θ_0 是阴极球柄的外半角。轴上电位(相对于阴极)的表达式为

$$\varphi(z) = \varphi_a (a/z_a)^n [(z/a)^n - (a/z)^{n+1}] - \varphi_c, \quad (1)$$

式中 φ_a 为阳极相对于内核的电位; a 为阴极核半径, 核中心为坐标原点 $z=0$; φ_c 为阴极阳极相对于内核的电位; z_a 及 z_c 分别为阳极和阴极表面与 z 轴的交点。为简化计算, 我们假定阳极是垂直于 z 轴的平板, 并忽略了阳极孔的影响。本文的计算中, 所采用的参数如下: 核半径 $a=1000 \text{ \AA}$, 阴极半径 $r_c=z_c=3000 \text{ \AA}$; 阴极表面电位 $\varphi(z_c)=0 \text{ V}$; 阴极表面电场强度 $E_{z_c}=4 \times 10^9 \text{ V/m}$; 球锥指数 $n=0.1$; 阳极位于 $z_a=10 \text{ mm}$ 处, 且假定在 $z>10 \text{ mm}$ 以外为等电位空间。

2. 磁场

计算了叠加在 SOC 静电场上的磁场模型计有:

(1) 磁化球场^[4]: $B(z) = B_0 \{1/[1+(z/a_1)]\}^3$, 其中 a_1 为磁化球半径, B_0 为最大磁感应密度, $B(z)$ 为轴上磁通密度分布;

(2) 负幂指数场^[5]: $B(z) = B_0 \exp(-z/a_2)$, 其中 $a_2 = d/\ln 2$, d 为磁场峰值下降到一半时的磁场宽度, 称为磁场半宽度(下同);

(3) 高斯分布场^[5]: $B(z) = B_0 \exp[-(z/a_3)^2]$, $a_3 = 1.2d$;

(4) 双曲函数场^[5]: $B(z) = B_0/\cosh(z/a_4)$, $a_4 = d/1.315$;

(5) 无铁芯单线圈场^[5]: $B(z) = B_0/[1+(z/a_5)^2]^{3/2}$, $a_5 = 1.307d$;

(6) 钟形场^[5]: $B(z) = B_0/[1+(z/a_6)^2]$, $a_6 = d$ 。

除了磁场峰值 B_0 位于场发射尖 $z=0$ 处的情况(图 1, 系统 A)外, 为了考察磁场相对于电场位置的影响, 我们还计算了浸没磁场的峰值略移向阳极的系统 B(图 2)和移到阳极处的系统 C(图 3)。

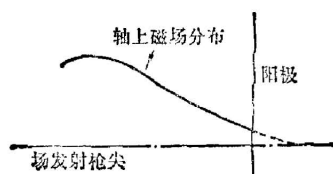


图 1 磁场从枪尖(背)部浸没枪尖, 系统 A

Fig. 1 Magnetic field peak is superimposed at gun cathode apex, system A

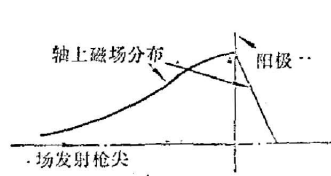


图 2 磁场峰值位于阴极和阳极间, 系统 B

Fig. 2 Magnetic field peak is superimposed between the cathode and anode, system B

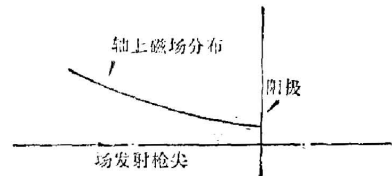


图 3 磁场峰值位于阳极处, 系统 C

Fig. 3 Magnetic field peak is located at the anode, system C

二、计算方法

为了求得在磁浸没情况下场发射枪的光学性质, 须求解电子离轴距离 r 的旁轴轨迹方程:

$$r'' + \frac{1}{2} \frac{\varphi'}{\varphi} r' + \frac{1}{4} \left(\frac{\varphi''}{\varphi} + \frac{e}{2m} \frac{B^2(z)}{\varphi} \right) r = 0. \quad (2)$$

由 Picht 变换 $R = r\varphi^{1/4}$, 将上述方程化为两个一阶微分方程组成的方程组:

$$\left. \begin{aligned} R' &= S, \\ S' &= - \left[\frac{3}{16} \left(\frac{\varphi'}{\varphi} \right)^2 + \frac{e}{8m} \frac{B^2(z)}{\varphi} \right] R. \end{aligned} \right\} (3)$$

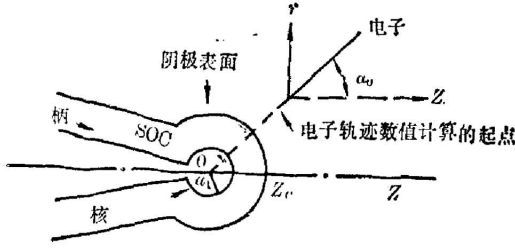


图 4 电子束轨迹的初条件说明

Fig. 4 Starting conditions of the electron trajectory

利用电子计算机进行数值求解。

由于阴极电位为 0, 在紧接阴极的区域, 直接求解遇到了数学上的奇异发散困难。我们采用了类似于 Cleaver 1973 年和 1978^[1] 年所采用过的近似办法。设想电子由枪的球核中心 ($z=0, r=0$) 处出发, 初速为零, 在旋转子午面内沿与 z 轴成 45° 角的直线运动至离阴极表面一个阴极半径远处的一点。从此点为轨迹数值计算的起点, 如图 4。这种近似, 与直接采用牛顿动力学方程求解得到的结果颇为一致。计算表明, 起始条件的变化对成像位置和球差系数的影响不大。

象方球差系数由下式给出^[1]:

$$C_{si} = \frac{1}{32\sqrt{\varphi}} \int \varphi^{1/2} \left\{ r r'^3 \left(16 \frac{\varphi'}{\varphi} \right) + r^3 r'^2 \left(8 \frac{\varphi''}{\varphi} + 20 \frac{\Omega^2}{\varphi} \right) + r^3 r' \left(4 \frac{\varphi' \varphi''}{\varphi^2} - 4 \frac{\varphi'''}{\varphi} \right) + r^4 \left[-\frac{\varphi''''}{\varphi} + 2 \left(\frac{\varphi''}{\varphi} \right)^2 + 3 \Omega^2 \frac{\varphi''}{\varphi^2} + \frac{\Omega^4}{\varphi^3} - 4 \Omega \frac{\Omega''}{\varphi} \right] \right\} dz, \quad (4)$$

其中 r 为轨迹离轴距离; r' 为轨迹斜率; $\varphi', \varphi'', \varphi''', \varphi''''$ 分别为电位 φ 的一、二、三、四阶导数; $\Omega = B(z) \sqrt{e/2m}$, e/m 是电子荷质比的绝对值; 积分从数值计算轨迹起点积到象面。该公式要求采用象点处斜率为 ± 1 的轨迹来进行计算 (+号对应虚象)。

计算精度控制是一个重要问题。由于场发射枪尖前面的电场变化剧烈, 加上枪尖本身的尺度很小(几千埃量级), 不宜使用通常的等步长方法。我们采用了步长由小到大逐渐变化的方式, 共 10 种步长, 即步长由 1000 \AA 逐渐变化到 0.1 mm 。球差的计算则把积分变为求和, 利用矩形公式进行计算。采用加密分点的办法来控制精度, 每两次计算结果的有效数字的重合位数达到要求时, 即认为计算精度已够。本计算中在枪尖与阳极间约有 200 个分点。

轨迹计算到阳极左方磁场可以忽略的地方。

三、计算结果

轨迹的初条件如图 4, 当磁场为零时, 虚象位置 $z = -0.339 \text{ mm}$, 象方球差系数 $C_{s10} = 319 \mu\text{m}$, 这时阳极相对于阴极的电位 $\varphi_1 = 6393 \text{ V}$, 阴极相对于核心的电位为 2228 V 。

存在磁场时, 光学性质为磁场激励参数 $NI/\sqrt{\varphi_1}$ 的函数。($NI/\sqrt{\varphi_1}$) 可表示为

$$\xi = \frac{NI}{\sqrt{\varphi_1}} = \frac{1}{\sqrt{\varphi_1}} \cdot \frac{1}{\mu_0} \int_0^\infty B(z) dz, \quad (5)$$

其中 μ_0 是真空中磁导率 $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$ 。

下面首先给出磁场半宽度 $d = 5 \text{ mm}$ 时, 钟形磁场在系统 A 情况下的成像性质。图 5 说明, 当磁场激励较小时, 系统成虚像, 激励超过某一值时, 成实像。这时, 成像位置随激励的

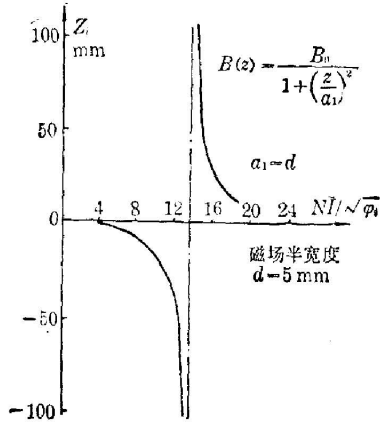


图5 钟形场成像情况, 系统 A
(磁场半宽度 $d=5\text{ mm}$)

Fig. 5 Image positions for bell-shaped field superimposition. Plotted for system A (5 mm magnetic field width)

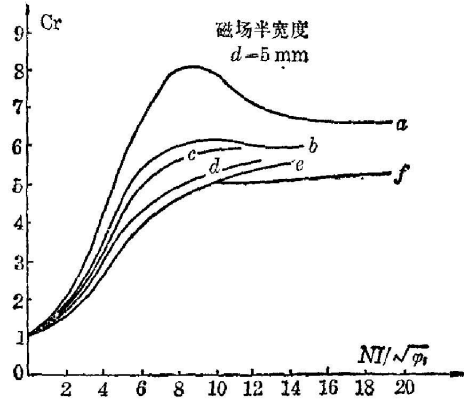


图6 各种磁场从枪尖背部浸没系统 A 时相对球差系数比较, $d=5\text{ mm}$

Fig. 6 Comparison of relative spherical aberration coefficients C_r for six theoretical magnetic field models superimposition. Plotted for system A, $d=5\text{ mm}$

加强从正无穷远处向阳极方向靠近。其它磁场模型结果与此类似。

为了考察加磁场后球差系数变大的程度, 定义一个相对球差系数 C_r 。

$$C_r = \frac{C_{s0}(\xi)}{C_{s0}(0)}, \tag{6}$$

表示系统在磁场浸没时的物方球差系数与磁场为零时的物方球差系数之比。括号(ξ)及(0)分别表示存在磁场浸没及不存在磁场时的情形。 C_r 也可以写为

$$C_r = [C_{s1}(\xi)/C_{s1}(0)] / [\text{tg}^4 \alpha_i(0) / \text{tg}^4 \alpha_i(\xi)], \tag{7}$$

α_i 为象点处轨迹的斜率。

我们计算了上述六种磁场(如表 1 所示)浸没下 $d=5\text{ mm}$ 时的 C_r 随激励参数 $NI/\sqrt{\phi_i}$ 变化曲线(图 6)。图 6 表明, 在系统 A 的情况下, 当磁场半宽度 $d=5\text{ mm}$ 时, C_r 值都在 9 以内, 但以钟形场的 C_r 值最小。

表 1

a:	$B(z) = \left(\frac{1}{1+z/a_1}\right)^3 B_0$, $a_1=19.24\text{ mm}$, $d=5\text{ mm}$
b:	$B(z) = B_0 e^{-z/a_2}$, $a_2=d/\ln 2$
c:	$B(z) = B_0 e^{-(z/a_3)^2}$, $a_3=1.2d$
d:	$B(z) = B_0 / \cosh(z/a_4)$, $a_4 = \frac{d}{1.315}$
e:	$B(z) = B_0 / [1 + (z/a_5)^2]^{3/2}$, $a_5=1.307d$
f:	$B(z) = B_0 / [1 + (z/a_6)^2]$, $a_6=d$

当磁场的半宽度 d 值不同时, 相对球差系数也不同。半宽度值对 C_r 的影响很显著。随着半宽度加大, 相对球差系数加大。图 7 给出了钟形场在系统 A 情况下不同半宽度时 C_r 随激励参数 $NI/\sqrt{\phi_i}$ 变化情况。

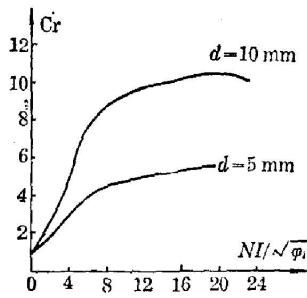


图 7 钟形场浸没, 系统 A 情况, 不同磁场半宽度, 相对球差系数随激励参数变化情况 ($d=5\text{ mm}, 10\text{ mm}$)
 Fig. 7 Relative spherical aberration coefficients C_r in functions of excitation parameter $NI/\sqrt{\phi_i}$. Plotted for bell shaped field superimposition, system A (5 mm and 10 mm magnetic field widths)

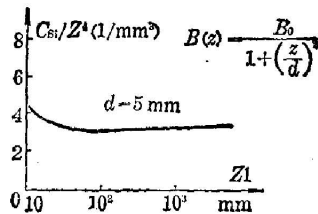


图 9 随变化图(钟形场系统 A)
 Fig. 9 Dependence of the image-side spherical aberration coefficient on the position of real image. Plotted for bell-shaped field superimposition, system A, 5 mm magnetic field width.

图 8 给出了钟形场系统 A, 半宽度 $d=5\text{ mm}$ 时相对球差系数 C_r 随实像象面位置 z_i 的变化情况。

图 8 表明, 系统在场外成实像时, 相对球差系数几乎不变。

为了把球差系数和阴极尖至像面的距离联系起来, 以便估计成像位置与球差系数的关系, 我们给出 (C_{s_i}/Z_i^3) 与 Z_i 的关系, 如图 9 所示。

当由系统 A 过渡到系统 B 时, 与系统 A 的结果类似, 但由于浸没情况略有不同, 总的磁场作用变强, 相对球差系数加大。

由系统 B 过渡到系统 C, 这时磁浸没的情况与系统 A、B 有较大的差异: 系统 C 在阳极右方的磁场假定是线性下降, 而在左方则磁场由弱变强。计算表明, 这种系统的相对球差系数进一步增大。图 10 给出了钟形场浸没下, 磁场半宽度 $d=10\text{ mm}$ 时三种系统的相对球

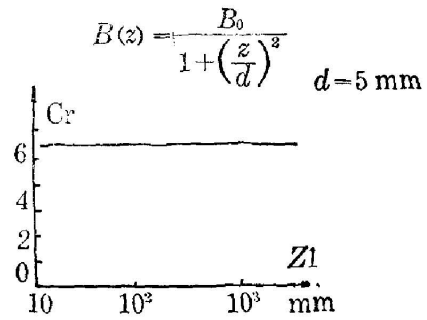


图 8 钟形场(系统 A)实像象平面坐标与相对球差系数关系

Fig. 8 Dependence of relative spherical aberration coefficient on the real image position Z_i (distance from the cathode center to the image). Plotted for bell-shaped field superimposition, system A, 5 mm magnetic field width

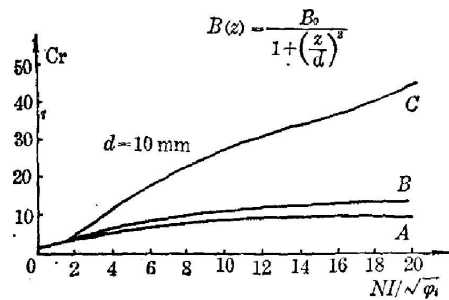


图 10 A、B、C 三种系统随激励参数变化的比较图(钟形场, $d=10\text{ mm}$)

Fig. 10 Relative spherical aberration coefficients C_r in functions of excitation parameter $NI/\sqrt{\phi_i}$. Plotted for bell-shaped field superimposition, system A, B and C, 10 mm magnetic field width

差系数随激励参数的变化。

图 11 给出了负幂指数场半宽度 $d=10\text{mm}$ 时系统 A 和系统 $C^{[*]}$ 的光学性质比较。

- (a) 实像位置 z_i 与激励参数 $NI/\sqrt{\varphi_i}$ 的关系;
- (b) 相对球差系数 C_r 与激励参数 $NI/\sqrt{\varphi_i}$ 的关系;
- (c) 象方球差系数与实像位置的关系。

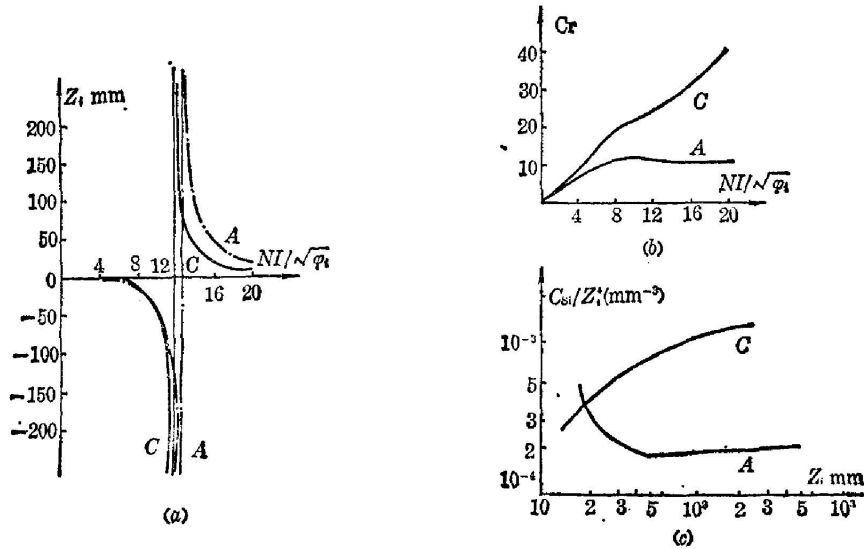


图 11 负幂指数场系统 A 和 C 的光学性质 (半宽度 $d=10\text{mm}$)

Fig. 11 Optical properties of exponential field superimposition. Plotted for system A and C, (10 mm magnetic field width)

- (a) Image positions Z_i as functions of excitation parameter $NI/\sqrt{\varphi_i}$
- (b) Relative spherical aberration coefficient as functions of excitation parameter $NI/\sqrt{\varphi_i}$
- (c) Dependence of the image-side spherical aberration coefficients on the position of the real image

图 12 给出了钟形场半宽度 $d=5\text{mm}$ 时, 系统 A 和系统 $C^{[**]}$ 的光学性质。

根据所得数据, 我们考察最小球差弥散圆半径 Δr_s 为 $0.5\ \mu\text{m}$ 时, 系统 A 和系统 C 的电子束电流。

如图 13, 我们已经得到了轨迹 U 。球差弥散圆半径为

$$\Delta r_s = (C_{si} \text{tg}^3 \alpha'_i) / 4, \quad (8)$$

其中 α'_i 是球差弥散圆所决定的像方孔径角。当知道 C_{si} 和给定 Δr_s 时, 即可求出 $\text{tg} \alpha'_i$, 从而计算出 $\text{tg} \alpha'_0$ 和 α'_0 。场发射枪阴极半径 r_c 按 $3000\ \text{\AA}$ 计, 发射电流密度 j 按 $10^{10}\ \text{A}/\text{m}^2$ 计, 则包含在孔径角 α'_0 内发出且落在象斑上的电流可按 $I = \pi r_c^2 \cdot j (\alpha'_0)^3$ 算出。取系统 A, 钟形场浸没情况, 磁场半宽 $d=10\text{mm}$, 当 $z_i=201\text{mm}$ 时, $C_{si}=6.12 \times 10^5\ \text{mm}$, 由轨迹 u 得 $\text{tg} \alpha_0=1$, $\text{tg} \alpha_i=-0.0281$; 当 $\Delta r_s=0.5\ \mu\text{m}$ 时, 得 $\text{tg} \alpha'_i=1.48 \times 10^{-3}$ 由轨迹 U' (图 13) 可

[*] 系统 A: $B(z) = B_0 \exp(-z/a_2)$;

系统 C: $B(z) = B_0 \exp[(z-0.01)/a_2]$, ($0 \leq z \leq 0.01\text{m}$)

$B(z) = B_0(0.014-z)/0.004$, ($0.01 \leq z \leq 0.014\text{m}$)

[**] 系统 A: $B(z) = B_0 [1 + (z/a_6)]^{-2}$;

系统 C: $B(z) = B_0 / \{1 + [(z-0.01)/a_6]^2\}$, ($0 \leq z \leq 0.010\text{m}$)

$B(z) = B_0(0.012-z)/0.002$, ($0.010\text{m} \leq z \leq 0.012\text{m}$)

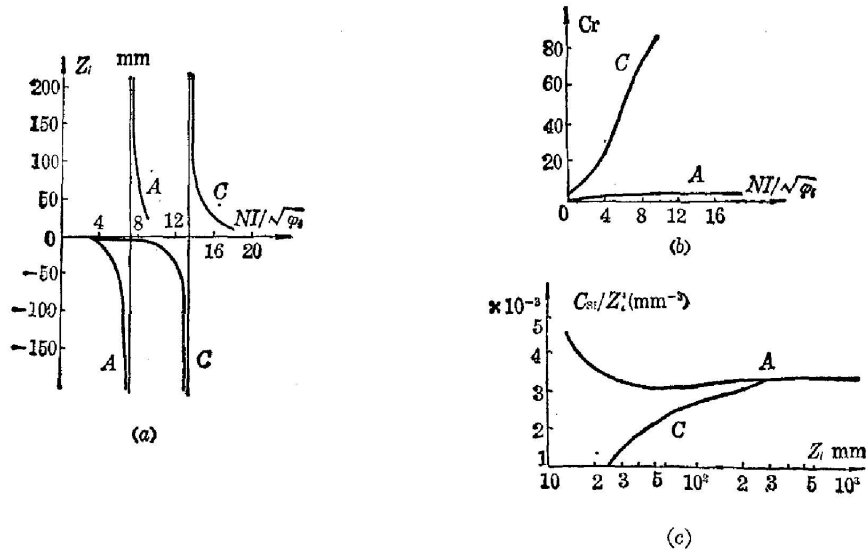


图 12 钟形场系统 A 和 C 的光学性质(半宽度 $d=5\text{ mm}$)

Fig. 12 Optical properties of bell-shaped field superimposition Plotted for system A and C, 5 mm magnetic field width

- (a) Image positions Z_i as functions of excitation parameter $NI/\sqrt{\varphi_i}$
- (b) Relative spherical aberration coefficients as functions of excitation parameter $NI/\sqrt{\varphi_i}$
- (c) Dependence of the image-side spherical aberration coefficients on the position of the real image

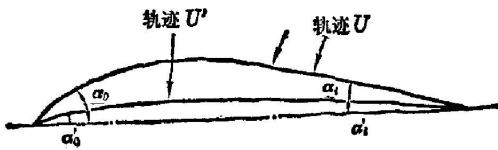


图 13 角度说明

Fig. 13 Electron trajectories U and U' , leaving the cathode at angles α_0, α'_0 to the axis, limited by apertures, and its corresponding angles α_i and α'_i

由 $z_i = 154\text{ mm}$, $C_{s_i} = 9.70 \times 10^5\text{ mm}$, $\text{tg } \alpha_0 = 1.0$, $\text{tg } \alpha_1 = -0.0331$, 得 $\text{tg } \alpha'_i = 1.27 \times 10^{-3}$, $\alpha'_0 = 38.4 \times 10^{-3}\text{ rad}$, 则象斑上可得到 $I = 4.2\ \mu\text{A}$ 的电流。

其它磁场模型得到类似的结果。

得 $\alpha'_0 = 52.9 \times 10^{-3}\text{ rad}$, 则象斑上可获得 $I = 7.9\ \mu\text{A}$ 的电流。

取系统 C, 钟形场浸没情况, 轴上磁通密度分布为

$$B(z) = B_0 / \{1 + [(z - 0.01)/d]^2\},$$

$$(0 \leq z \leq 0.01\text{ m}, d = 10\text{ mm})$$

$$B(z) = B_0(0.014 - z)/0.004,$$

$$(0.01\text{ m} \leq z \leq 0.014\text{ m})$$

四、讨 论

相对球差系数 C_r 对于叠加磁场的位置和磁场半宽度比较敏感。在计算的六种模型磁场中; 钟形场的相对球差系数最小。这几种系统在长成像距离下(200 mm 左右), 球差弥散圆半径为 $0.5\ \mu\text{A}$, 发射电流密度为 10^{10} A/m^2 时, 在场发射枪的 SOC 模型下, 可以获得几个微安的电流。而且在样品的周围有相当大的空间, 比在电子枪后面另加一个单独的聚光镜好。

参 考 文 献

- [1] Cleaver, J. R. A.; *Optik*, 1978/79, **52**, No. 4, 293.
- [2] Dyke, W. P. and Dolan, W. W.; «*Advances in Electronics and Electron Physics*», (ed. L. Marton, Academic Press, 1956) **8**, 89.
- [3] Wiesner, J. C.; *Report E. R. L-70-6, University of California, Berkeley* 1970.
- [4] Alshwaikh, A. and Mulvey, T.; in «*Developments in Electron Microscopy and Analysis*», ed. D. L. Misell, Institute of Physics, London, 1977, Conference Series, No. 36.
- [5] Glaser, W.; «*Grundlagen der Elektronenoptik*», Springer Verlag, Wien. 1952.

Magnetic field superimposed field emission electron gun system

YAO JUN'EN AND YAUG KAI

(Scientific Instrument Factory, Academia Sinica)

(Received 12 June 1984; revised 29 November 1984)

Abstract

By using a simplified electrostatic sphere on core diode model (SOC) the relative spherical aberration coefficients C_r of the magnetic field superimposed field emission gun (MFFEG) were numerically calculated. Here C_r is the objective side spherical aberration coefficient nomalized with respect to the spherical aberration coefficient in the absence of magnetic field, it provides a measure of the additional factor by which the electron source size is degraded as a result of the superimposition of the magnetic focusing field. The position of the real image (the electron probe) could be adjusted easily by changing the exciting strength of the magnetic field. The C_r of bell shaped magnetic field has the least value among these 6 theoretical fields. Calculation suggested that the spherical aberration of this MFFEG system could be less than a pure field emission gun followed by a separate magnetic condenser lens. As an illustration, the MFFEG system with 10 mm magnetic field width could produce a beam crossover of $1\mu\text{m}$ diameter (limited by spherical aberration) at 200 mm from the cathode, leaving a large free space around the specimen, for surface current density of $1.0 \times 10^{10} \text{ A/m}^2$, the current into the crossover would be approximately $8 \mu\text{A}$.