

普遍的电偏转三级象差系数及其 与光栅图的关系

丁 守 谦

(南开大学物理系)

1981 年 12 月 5 日收到; 1982 年 2 月 3 日收到修改稿

提 要

本文将电偏转三级象差的工作推广,使适合于入射处就有电场的情况,导出一个能在任意平面上求三级偏转象差的公式,对分离式电偏转系统及叠合式偏转系统(Deflection Yoke)均适用. 并经过数学处理,使公式简洁,换算方便,还将象差系数积分公式中的轴上场 $E_0(z)$ 的一、二级微商全部消除,以提高计算精度. 为了和我们的前一工作^[1]相对应,符号的命名和计算格式也与文献[1]相同,最后还描述了顶点在屏上的圆锥形细束在偏转后产生的光栅畸变、场曲、象散、彗差等图形与这套系数的对应关系. 这种关系也完全适合于磁偏转三级象差的情况.

一、引 言

电偏转系统最早用于示波器,它们是由两对互相垂直的平行板组成,并沿管轴一前一后地安置着. 分别加以讯号电压及扫描电压后,即能显示出波形. 后来为增加偏转灵敏度和降低电容,将偏转板做成喇叭状或双折板、三折板的形式,但由于这种偏转系统中 x 方向及 y 方向的偏转中心分别位于各自偏转板的中心位置,故它们是分离的,这是增大偏转象差的原因之一. 1952 年, Schlesinger^[2,3] 首次打破了这种格局,将 x 方向偏转及 y 方向偏转合在一个装置中,这样可保证两个偏转中心重合,他称这种电偏转系统叫“Deflection”. 后又将两个偏转中心相重合的系统通称为“Deflection Yoke”,为和前面区分起见,我们称之为“迭合”式电偏转系统. 通常用于显象管的鞍形或环形磁偏转线圈,就属于这种迭合式偏转系统. 后来发现这种系统的光点畸变比起“分离式”偏转系统要小,加上偏转电极就可以直接沉积在管壁上而又不另占空间,故愈来愈引起人们的重视. 此外,两个偏转中心重合还是保证电子束可以垂直着靶的条件. 因此已将这种迭合式偏转系统用作摄象管的偏转系统,并已做成商品^[6].

根据电偏转场的对称性以及它还必须满足拉普拉斯方程,对垂直偏转场而言,可用场参数 $E_0(z)$, $E_2(z)$ 来表示该场近轴区的性质. $E_0(z)$ 即代表垂直偏转场部分, $E_2(z)$ 则代表场在水平方向的变化梯度. 同理对 x 方向的偏转场,则可以用场参数 $F_0(z)$ 及 $F_2(z)$ 来表征. 当偏转角不大时,用这四个场参数表示出的三级偏转象差系数,可以定量地描写 50° 以内的偏转性质,并能定性地给出 90° 偏转时的一些结果. 如果要获得五级象差,则尚须引进场参数 $E_4(z)$, $F_4(z)$. 由这些场参数可较精确地描写 90° 偏转角以内的一些性

质.

电偏转三级象差的一些公式已由 Glaser^[7] 及 Hutter^[8] 等导出, 并总是假定电子初始入射时的位置按不存在电场来考虑. 事实上由于边缘场的弥散效应使电子束入射时, 总浸没在电场中, 故实际上的偏转系统是应考虑这一影响的. 由于迭合式系统获得日益广泛的应用, 因此我们将 x 方向及 y 方向的场迭加合在一起考虑, 同时还将象差系数的积分式中所有轴上场的一、二级微商全部消除, 这样既简化了运算程序, 又可以提高计算精度.

最后我们分析了会聚在屏面中心处的圆锥形细束, 经过偏转后, 产生的光栅畸变及光点的散焦 (包括象散、场曲与彗差等) 与这套象差系数的关系. 由于我们所采用的象差系数的符号命名及形式与我们在分析磁偏转时所采用的完全一样^[1], 而且三级偏转象差的形式也一样, 因此在这里所得出的结果, 可以直接引用到磁偏转中去, 并可以采用同一个计算程序, 只是象差的被积函数有所不同罢了.

二、电偏转系统的场分布及三级偏转象差公式

先以一对垂直偏转板为例 (图 1). 设加速电压为 V_a , 在上、下偏转板上所加的电位分别为 $V_a + V_p$ 及 $V_a - V_p$ ($V_p \ll V_a$), 则这两个偏转板之间的电位差为 $2V_p$. 根据电位分布对 yz 平面对称, 而对 xz 平面是反对称的, 同时电位还应满足拉普拉斯方程, 可得出空间电位只能采取如下的形式:

$$\varphi(x, y, z) = V_a - E_0(z)y - E_2(z)x^2y + \frac{1}{6} [E_0''(z) + 2E_2(z)]y^3 + \dots, \quad (1)$$

其中 E_0, E_2 为场参数, 是 z 的函数. 它们与磁偏转系统中的 H_0, H_2 ^[1] 完全对应, 故 $E_0(z)$ 代表轴上的场分布, 只能有 y 方向上的分量. 而 $E_2(z)$ 代表沿 x 轴电场梯度的变化. 如 $E_2(z) > 0$, 则电力线在 xy 平面内呈枕形分布. 如 $E_2(z) < 0$, 则呈桶形分布.

今再考虑 x 方向尚有一个偏转场. 根据同样的道理, 也可以用场参数 $F_0(z), F_2(z)$ 表示. 再根据电场迭加原理, 这时的空间电位表示式为

$$\begin{aligned} \varphi(x, y, z) = & V_a - E_0y - F_0x - E_2x^2y - F_2xy^2 + \frac{1}{6} (E_0'' + 2E_2)y^3 \\ & + \frac{1}{6} (F_0'' + 2F_2)x^3 + \dots, \end{aligned} \quad (2)$$

$$E_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} = F_0 + 2E_2xy + F_2y^2 - \left(\frac{1}{2}F_0'' + F_2\right)x^2 + \dots, \quad (3a)$$

$$E_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y} = E_0 + 2F_2xy + E_2x^2 - \left(\frac{1}{2}E_0'' + E_2\right)y^2 + \dots. \quad (3b)$$

以此式代入静电场的普遍轨迹方程

$$\frac{d}{dz} \left\{ \frac{\sqrt{\varphi} x'}{\sqrt{1+x'^2+y'^2}} \right\} = \frac{1}{2\sqrt{\varphi}} \sqrt{1+x'^2+y'^2} \frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad (4a)$$

$$\frac{d}{dz} \left\{ \frac{\sqrt{\varphi} y'}{\sqrt{1+x'^2+y'^2}} \right\} = \frac{1}{2\sqrt{\varphi}} \sqrt{1+x'^2+y'^2} \frac{\partial \varphi}{\partial y}. \quad (4b)$$

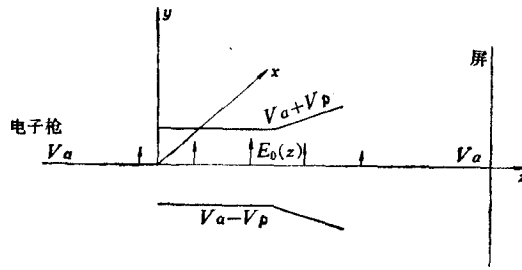


图1 垂直偏转板示意图

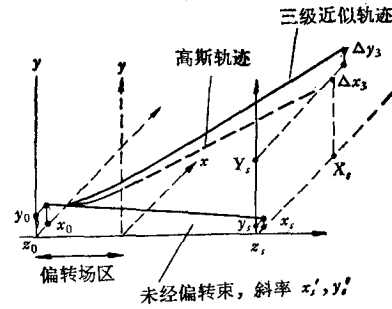


图2 高斯偏转轨迹及三级近似轨迹

这是一个二阶非线性方程，一般情况下，只能采用逐步近似法求解。

设偏转角不大，这时 x, y, x', y', E_0, F_0 均可看成是一级小量，如略去三级小量，即得所谓高斯偏转。与磁偏转时一样，也具有四个最理想的偏转性质^[1]，即 1) 会聚性；2) 线性；3) 不相关性；4) 偏转中心不变性。

由(4)式出发，进行级数展开，并将(2)、(3)式代入，保留三次方项，而略去更高次项，这时将 x'' 及 y'' 保留在等式的左边，其余项移至等式的右边，并用高斯解代入右边出现的 x, y 项，这样得来的解叫二级近似解。它与高斯解之差称为三级偏转象差。用 Δx_3 及 Δy_3 表示（参阅图2），经过我们曾在文献[1]中所采用的方法，并引入下列符号，使表达式显得简洁。

$$x = \frac{X}{X_s}, \quad x' = \frac{X'}{X_s}, \quad f_0 = F_0/X_s, \quad f_2 = F_2/X_s,$$

$$f_{00} = F_{00}/X_s, \quad f'_{00} = F'_0(z_0)/X_s, \quad f_{0s} = F_0(z_s)/X_s,$$

$$y = Y/Y_s, \quad y' = Y'/Y_s, \quad e_0 = E_0/Y_s,$$

$$e_2 = E_2/Y_s, \quad e_{00} = E_{00}/Y_s, \quad e'_{00} = E'_0(z_0)/Y_s,$$

$$e_{0s} = E_0(z_s)/Y_s, \quad (5)$$

其中

$$X_s = \int_{z_0}^{z_s} (z_s - z) \frac{-F_0(z)}{2V_a} dz,$$

$$Y_s = \int_{z_0}^{z_s} (z_s - z) \frac{-E_0(z)}{2V_a} dz, \quad (6)$$

X_s, Y_s 代表中心束在屏面上的高斯偏转量，故这里的 x, y, x', y' 代表相对高斯偏转量。最终得出三级偏转象差的表示式如下：

$$\begin{aligned} \Delta x_3(z) = & a_{301}X_s^3 + a_{302}X_sY_s^2 \quad \text{畸变} \\ & + (a_{303}X_s^2 + a_{304}Y_s^2)x'_s + a_{305}X_sY_sy'_s \\ & + (a_{306}X_s^2 + a_{307}Y_s^2)x_s + a_{308}X_sY_sy_s \quad \text{场曲和象散} \\ & + a_{309}X_s^2x_s'^2 + a_{310}X_sy_s'^2 + a_{311}Y_sx_s'y_s' \\ & + a_{312}X_sx_s^2 + a_{313}X_sy_s^2 + a_{314}Y_sx_sy_s \\ & + a_{315}X_sx_s'x_s + a_{316}Y_sx_s'y_s + a_{317}X_sy_s'y_s \quad \text{彗差} \\ & + a_{318}Y_sy_s'x_s, \end{aligned}$$

$$\Delta y_3(z) = \Delta x_3(a \rightarrow b, X \rightarrow Y, x \rightarrow y). \quad (7)$$

以上即为在任意平面上求三级偏转象差的公式. 其中 $a_{301}, \dots, a_{318}$ 为在任意垂直 Z 轴的平面上的三级偏转象差系数(公式见附录一). 在这些象差系数中已运用了由分部积分及由轨迹方程导出的 6 个关系式(见附录二)来消除轴上场分布 $E_0(z), F_0(z)$ 的二级微商.

三、高斯象平面电偏转三级象差

现假定电子束起始会聚在高斯象平面 $z = z_s$ 上一点, 这时 $x_s = y_s = 0$ 在此高斯象平面上的偏转象差公式简化为

$$\begin{aligned} \Delta x_3(z_s) &= A_{301}X_s^3 + A_{302}X_sY_s^2 && \text{畸变} \\ &+ (A_{303}X_s^2 + A_{304}Y_s^2)x'_s + A_{305}X_sY_sy'_s && \text{场曲和象散} \\ &+ A_{309}X_sx_s'^2 + A_{310}X_sy_s'^2 + A_{311}Y_sx'_sy'_s, && \text{彗差} \\ \Delta y_3(z_s) &= \Delta x_3(A \rightarrow B, X \leftrightarrow Y, x \leftrightarrow y), \end{aligned} \quad (8)$$

其中

$$\begin{aligned} A_{301} &= \left\langle \frac{1}{4V_a} f_{0s} \right\rangle + \frac{1}{2} \int_{z_0}^{z_s} x'^3 \cdot dz \\ &- \frac{1}{2V_a} \int_{z_0}^{z_s} \left[f_0 x x' + (z_s - z) \left(\frac{f_0^2}{V_a} x - \frac{1}{2} f_0 x'^2 - f_2 x^2 \right) \right] dz, \\ A_{302} &= \int_{z_0}^{z_s} \left[\frac{1}{2} x'^2 y'^2 + \frac{e_0}{2V_a} x' y \right. \\ &- \left. \frac{1}{4V_a} (z_s - z) \left(\frac{f_0 e_0}{V_a} y + f_0 y'^2 + 4e_2 x y + 2f_2 y^2 \right) \right] dz, \\ A_{303} &= \int_{z_0}^{z_s} \left[\frac{3}{2} x'^2 - \frac{f_0}{2V_a} (x - 2x'(z_s - z)) + \frac{1}{2V_a} (z_s - z)^2 \left(\frac{f_0^2}{V_a} - 2f_2 x \right) \right] dz, \\ A_{304} &= \int_{z_0}^{z_s} \left[\frac{1}{2} y'^2 - \frac{y}{2V_a} (e_0 - 2e_2(z_s - z)^2) \right] dz, \\ A_{305} &= \int_{z_0}^{z_s} \left[x' y' - \frac{1}{2V_a} (z_s - z) (e_0 x' + f_0 y') \right. \\ &+ \left. \frac{1}{2V_a} (z_s - z)^2 \left(\frac{f_0 e_0}{2V_a} + 2e_2 x + 2f_2 y \right) \right] dz, \\ A_{309} &= \frac{3}{2} + \frac{1}{2V_a} \int_{z_0}^{z_s} (z_s - z) \left[\frac{3}{2} f_0 + f_2 (z_s - z)^2 \right] dz \\ &+ \left\{ -\frac{1}{4V_a} (z_s - z_0)^2 [f_{00} + f'_{00}(z_s - z_0)] \right\}, \\ A_{310} &= \frac{1}{2} - \frac{1}{4V_a} \int_{z_0}^{z_s} (z_s - z) [f_0 + 2f_2 (z_s - z)^2] dz, \\ A_{311} &= 1 - \frac{1}{2V_a} \int_{z_0}^{z_s} (z_s - z) [e_0 + 2e_2 (z_s - z)^2] dz + \left\{ \frac{e_{00}}{2V_a} (z_s - z_0)^2 \right\}, \\ B &= A(f \rightarrow e, x \rightarrow y); B_{305} = A_{305}. \end{aligned} \quad (9)$$

可以看出, 当入射处有电场时, 尚需考虑 $f_{00}, e_{00}, f'_{00}, e'_{00}$ 这些项, 今用 $\{\}$ 号标出. 它们对彗差系数 A_{309}, A_{311} 有影响, 故当电子束起始夹角较大时(即 x'_s, y'_s 较大), 影响较显著.

A_{301} 系数中的第一项(用 $\langle$ 标出)是考虑象平面处仍有偏转场时须考虑的项. 当入射处不存在电场, 同时积分中 f_0'' , e_0'' 不处理掉即为原先 Glaser^[7] 等导出的公式.

这些公式也适合分离式电偏转三级象差系数的计算, 因无非是积分式中的 $E_0(z)$ 和 $F_0(z)$ 的场分布彼此不重叠, 而积分步骤仍然相同.

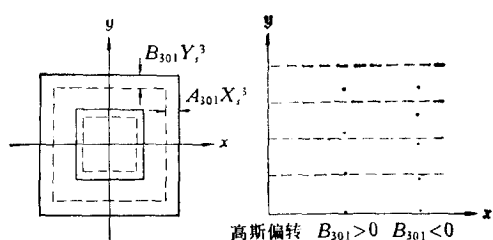
四、象差系数与光栅图形的关系

象差系数与光栅图形的关系曾由文献[7—9]作过些介绍, 文献[10]进一步地得到了迭合式磁偏转系统的象差图形, 并推导了彗差椭圆、场曲和象散椭圆长短轴的大小及转角的公式. 本文参照这些结果, 使应用于迭合式电偏转系统的情况. 考虑到这里采用的象差系数的命名与上述文献的不尽相同, 而与我们曾在磁偏转系统^[1]中所采用的完全一样, 故这里给出它们与光栅图形的对应关系, 同时也就等于给出了磁偏转时的对应关系, 只是这些系数随磁场的分布不同而大小各异罢了. 今以顶点在高斯象平面的空心圆锥形细束为例来说明象差系数与光栅图形的关系, 并将各种象差分别进行考虑.

1) 畸变 当只有 A_{301} , A_{302} , B_{301} , B_{302} 存在时由(8)式知

$$\begin{aligned}\Delta x_3 &= A_{301}X_s^3 + A_{302}X_sY_s^2, \\ \Delta y_3 &= B_{301}Y_s^3 + B_{302}Y_sX_s^2.\end{aligned}\quad (10)$$

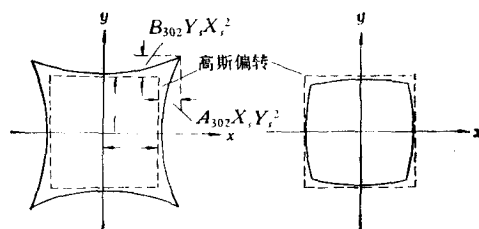
它们与初条件 x_s' , y_s' 无关. 故此细圆锥束经偏转后, 仍将会聚在一起, 不影响清晰度, 只是光栅发生畸变. A_{301} 及 B_{301} 分别表示 x 方向及 y 方向的非线性光栅畸变(见图3), 偏转量不与偏转电压成正比. A_{302} 及 B_{302} 分别表示 x 方向及 y 方向的枕形畸变(当为正值时), 或桶形畸变(当为负值时), 当一正一负时, 则产生一方为枕形一方为桶形的光栅畸变(见图4).



(a) 光栅图

(b) 落点图

图3 非线性光栅畸变



(a) $A_{302} > 0, B_{302} > 0$ 枕形畸变 (b) $A_{302} < 0, B_{302} < 0$ 桶形畸变

图4 光栅枕形(桶形)畸变

2) 场曲和象散 当只考虑与 x_s' 和 y_s' 的一次方项时, 由(8)式有

$$\begin{aligned}\Delta x_3 &= (A_{303}X_s^2 + A_{304}Y_s^2)x_s' + A_{305}X_sY_sy_s', \\ \Delta y_3 &= (B_{303}Y_s^2 + B_{304}X_s^2)y_s' + B_{305}X_sY_sx_s',\end{aligned}\quad (11)$$

其中 A_{303} , A_{304} , B_{303} , B_{304} 称各向同性象散系数. 它们只与一个方向的高斯偏转 X_s 或 Y_s 有关. A_{305} , B_{305} 称各向异性象散, 它们既与 x 方向的偏转又与 y 方向的偏转有关.

为使这几个象差系数的物理图象清晰, 仍将它们分开来讨论.

首先考虑只有 y 方向的偏转存在, 这时 $X_s = 0$, 于是有

$$\Delta x_3 = A_{304} Y_i^2 x'_i, \quad \Delta y_3 = B_{305} Y_i^2 y'_i. \quad (12)$$

今电子束是一个顶点在平面上的空心圆锥形束(见图5), 设入射处束半径为 r_0 , 离屏面的距离为 L , 束的半顶角设为 Ω , 应用一些解析几何的知识可知在高斯象平面上将形成一个椭圆(见图6), 椭圆心在高斯象点, 它的横轴 a 及纵轴 b 分别为

$$a = A_{304} \frac{r_0^2}{L} Y_i^2, \quad b = B_{305} \frac{r_0^2}{L} Y_i^2. \quad (13)$$

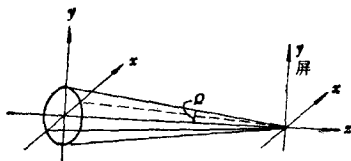


图5 顶点在屏面的圆锥形细束

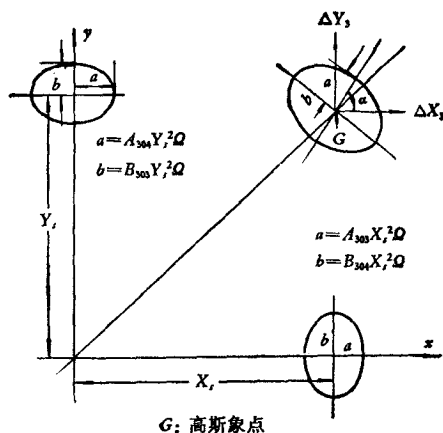


图6 象散椭圆

值得指出的是, 当 $E_0(z)$ 的分布给定后, 虽然 $E_2(z)$ 变化将影响 a, b 变化, 但它们的和将不变, 即 $a + b = c$ (常数). 这可将 A_{304}, B_{304} 的积分表示式(9)代入(13)式, 并相加, 其中含 c_2 (由 $E_2(z)$ 决定) 的项正好相消, 只剩 c_0 及高斯偏转量, 而后者也只是由 c_0 决定而得到证明. 其极端情况是在屏上可形成 x 方向或 y 方向长度为 c 的线焦, 但不能通过 $E_2(z)$ 的变化使在高斯象平面会聚成一点. 这里所得到的结论同磁偏转完全一样^[9], 虽然它们的被积函数各不相同. 如果 $E_2(z)$ 分布能使 $a = b$, 则这样在高斯象平面将形成圆斑(这种场分布称为消象散场). 此时, 电子束将在一个与高斯象平面相切的球面上聚焦成一点, 因而象面是弯的, 这叫“场曲”. 而在一般情况下, $a \neq b$, 当偏转角不太大时, 从子午面方向发出的电子将会聚在子午球面上, 而从弧矢方向发出的射线将会聚在弧矢球面上(见图7), 这时在两个球面上将形成焦线, 而在这两个球面之间的平均位置还可存在另一个球面, 在它上面将形成圆斑. 通过近似计算, 当偏转角很小时, 可求得子午曲率半径 ρ_m , 弧矢曲率半径 ρ_s 及平均曲率半径 ρ_a 分别为

$$\rho_m = \frac{1}{2B_{303}}; \quad \rho_s = \frac{1}{2A_{304}}; \quad \rho_a = \frac{1}{A_{304} + B_{303}}. \quad (14)$$

当 $a = b$, 则 $\rho_s = \rho_m = \rho_a$, 这就是消象差条件, 亦即要求 $A_{304} = B_{303}$.

同理得出只有 x 方向偏转时的情况.

当 x, y 方向的偏转同时存在^[10], 高斯偏转点处于隅角位置(以考虑第一象限为例), 并一并考虑各向异性象散的影响, 这时可通过解析几何求得椭圆的两个半轴 a, b 为

$$a = \frac{\Omega}{2} (E - \sqrt{E^2 - 4D^2}),$$

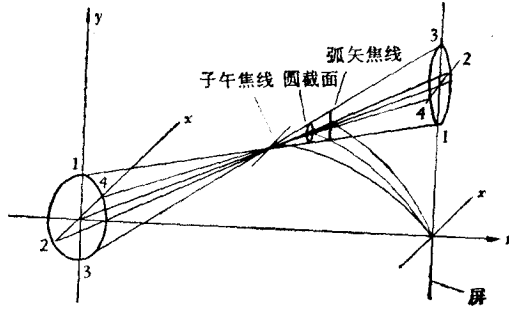


图7 场曲及象散示意图

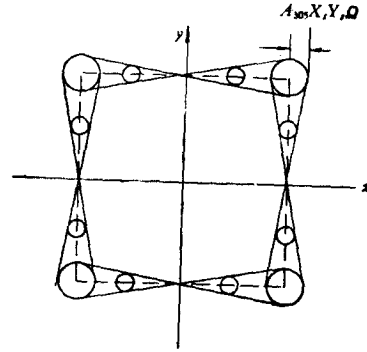


图8 仅有各向异性象散时将为圆斑

$$b = \frac{Q}{2} (E + \sqrt{E^2 - 4D^2}). \quad (15)$$

并相对于原坐标旋转了一个角度 α (见图6),

$$\alpha = \frac{1}{2} \cot^{-1} \frac{(A_{303} - B_{304})X_s^2 + (A_{304} - B_{303})Y_s^2}{2A_{305}X_sY_s} \quad (16)$$

其中

$$E = (A_{303} + B_{304})X_s^2 + (A_{304} + B_{303})Y_s^2,$$

$$D^2 = (A_{303}X_s^2 + A_{304}Y_s^2)(B_{303}Y_s^2 + B_{304}X_s^2) - A_{305}^2X_s^2Y_s^2.$$

在推导中利用了 $A_{305} = B_{305}$ 的关系.

当只有各向同性象散时, 即 $A_{305} = 0$ 时, 转角 $\alpha = 0$.

当只有各向异性象散时, 即只 A_{305} 存在, 其它象散系数为零, 由(15)式知这时 $a = b = QA_{305}X_sY_s$, 轨迹为圆, 在轴上圆半径为零, 在对角线上, 圆半径最大(见图8).

如单独考察其中位于 xz 平面的会聚电子束, (此时 $y'_s = 0$) 或位于 yz 平面内的会聚电子束 (此时 $x'_s = 0$) 经偏转后将形成梯形光栅(图9).

3) 彗差 它与 x'_s, y'_s 的二次方项有关.

$$\Delta x_3 = A_{309}X_sx_s'^2 + A_{310}X_sy_s'^2 + A_{311}Y_sx_s'y_s'$$

$$\Delta y_3 = B_{309}Y_sy_s'^2 + B_{310}Y_sx_s'^2 + B_{311}X_sx_s'y_s' \quad (17)$$

同样根据解析几何的知识可证明它也是个椭圆. 不过椭圆的圆心离高斯象点有一定的距离, 可用坐标 (h, k) 表示

$$h = \frac{1}{2} (A_{309} + A_{310})X_sQ^2$$

$$k = \frac{1}{2} (B_{309} + B_{310})Y_sQ^2 \quad (18)$$

该椭圆的两个半轴 a, b 及旋转角 α 与彗差系数的关系(见图10).

$$a = \frac{Q^2}{2\sqrt{2}} (E - \sqrt{E^2 - 4D^2})^{1/2}$$

$$b = \frac{Q^2}{2\sqrt{2}} (E + \sqrt{E^2 - 4D^2})^{1/2} \quad (19)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \cot^{-1} \frac{(B_{311} - \Delta A^2)X_s^2 - (A_{311} - \Delta B^2)Y_s^2}{2(\Delta A \cdot \Delta B - A_{311}B_{311})X_sY_s} \quad (20)$$

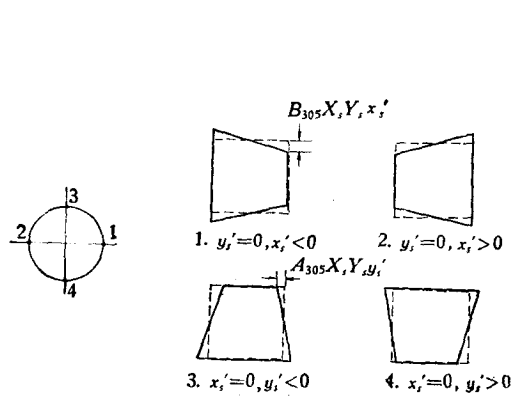


图9 各向异性象散将使从 x 轴或 y 轴上发出的电子形成梯形光栅($A_{305} = B_{305}$)

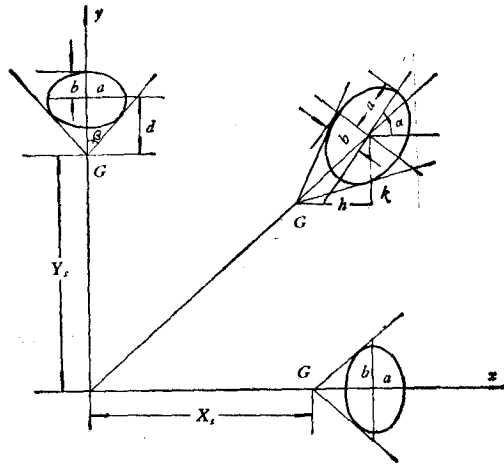


图10 彗差椭圆

此处

$$E = (\Delta A^2 + B_{311}^2)X_i^2 + (\Delta B^2 + A_{311}^2)Y_i^2,$$

$$D = \Delta A \cdot B_{311}X_i^2 + \Delta B \cdot A_{311}Y_i^2.$$

如果仅有 y 方向的偏转,这时 $X_i = 0$,则

$$a = \frac{1}{2} A_{311} Y_i Q^2; \quad b = \frac{1}{2} (B_{310} - B_{309}) Y_i Q^2$$

椭圆的中心在 Gaussian 象点的上方距离为 d 处.

$$d = \frac{1}{2} (B_{310} + B_{309}) Y_i Q^2$$

a, b, d 与 Gaussian 偏转量 Y_i 成正比. 如果我们考虑充满在圆锥形内的电子,经偏转后在 Gaussian 象面上将形成彗星状象差,它的顶点在 Gaussian 象点,它的尾部充满在一个顶角为 2β 的三角形区域内, β 由下式决定:

$$\tan \beta = \frac{a}{d} = \frac{A_{311}}{B_{310} + B_{309}}.$$

如考虑只有 x 方向的偏转,即可建立 $A_{309}, A_{310}, B_{311}$ 与彗差椭圆的关系.

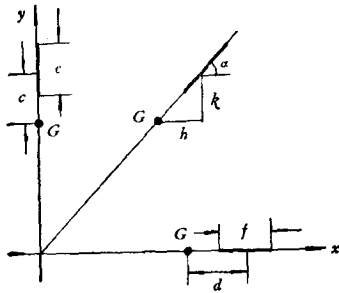


图11 各向同性彗差

$$c = \frac{1}{2} (B_{309} + B_{310}) Y_i Q^2;$$

$$d = \frac{1}{2} (A_{309} + A_{310}) X_i Q^2;$$

$$e = \Delta B Y_i Q^2; \quad f = \Delta A X_i Q^2$$

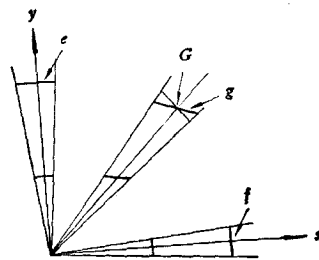


图12 各向异性彗差

$$e = A_{311} Y_i Q^2;$$

$$f = B_{311} X_i Q^2;$$

$$g = \sqrt{A_{311}^2 Y_i^2 + B_{311}^2 X_i^2}$$

当各向异性彗差系数 A_{311} , B_{311} 为零时, 即只存在各向同性彗差; 或只 A_{311} , B_{311} 存在, 其它为零时, 即为各向异性彗差, 这两种情况均将形成焦线, 其象差系数与偏转象差几何图形的关系分别示于图 11 和图 12.

以上我们分析了各象差系数与光栅图形的关系. 事实上上述各种象差常迭加在一起, 使偏转象差图形显得复杂. 当偏转角较大时, 尚需考虑五级偏转象差的影响. 但以上分析使我们弄清了各象差系数的作用以及它们与场分布的关系, 然后就可以设法减少、甚至消除某些影响最大的象差.

附 录 一

普遍的电偏转三级象差系数

$$\begin{aligned}
 a_{301}(z) &= \left\langle \frac{1}{4V_a} f_0 x^2 \right\rangle + \int_{z_0}^z \left\{ \frac{1}{2} x'^3 - \frac{1}{2V_a} [f_0 x x' \right. \\
 &\quad \left. + (z - \xi) \left(\frac{f_0^2}{V_a} x - \frac{1}{2} f_0 x'^2 - f_2 x^2 \right) \right] \right\} d\xi, \\
 a_{302}(z) &= \int_{z_0}^z \left\{ \frac{1}{2} x' y'^2 + \frac{e_0}{2V_a} x' y \right. \\
 &\quad \left. - \frac{1}{4V_a} (z - \xi) \left(\frac{f_0 e_0}{V_a} y + f_0 y'^2 + 4e_2 x y + 2f_2 y^2 \right) \right\} d\xi, \\
 a_{303}(z) &= \left\langle -\frac{f_0}{2V_a} (z_s - z) x \right\rangle + \int_{z_0}^z \left\{ \frac{3}{2} x'^2 - \frac{f_0}{2V_a} [x - x'(z_s - \xi) - x'(\pi - \xi)] \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{2V_a} (z_s - \xi)(z - \xi) \left(-\frac{f_0^2}{V_a} - 2f_2 x \right) \right\} d\xi, \\
 a_{304}(z) &= \int_{z_0}^z \left\{ \frac{1}{2} y'^2 + \frac{1}{2V_a} y [e_0 + 2e_2(z_s - \xi)(z - \xi)] \right\} d\xi, \\
 a_{305}(z) &= \int_{z_0}^z \left\{ x' y' - \frac{e_0}{2V_a} x'(z_s - \xi) - \frac{f_0}{2V_a} y'(z - \xi) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{1}{2V_a} (z_s - \xi)(z - \xi) (2e_2 x + 2f_2 y + \frac{f_0 e_0}{2V_a}) \right\} d\xi, \\
 a_{306}(z) &= \left\langle \frac{1}{2V_a} f_0 x \right\rangle - \int_{z_0}^z \frac{1}{2V_a} \left\{ 2f_0 x' + (z - \xi) \left(\frac{f_0^2}{V_a} - 2f_2 x - f_0 x' \right) \right\} d\xi, \\
 a_{307}(z) &= \int_{z_0}^z \frac{-e_2 y}{V_a} (z - \xi) d\xi, \\
 a_{308}(z) &= \int_{z_0}^z \frac{1}{2V_a} \left\{ e_0 x' - (z - \xi) \left(\frac{f_0 e_0}{2V_a} + 2e_2 x + 2f_2 y \right) \right\} d\xi, \\
 a_{309}(z) &= \frac{3}{2} x + \int_{z_0}^z \frac{1}{4V_a} \{ 2f_0(z_s - \xi) + (z - \xi)[f_0 + 2f_2(z_s - \xi)^2] \} d\xi \\
 &\quad + \left\{ \left\{ \frac{1}{4V_a} \{ f_0(z_s - z)^2 - (z_s - z_0)^2 [f_{00} + f'_{00}(z - z_0)] \} \right\} \right\}, \\
 a_{310}(z) &= \frac{1}{2} x - \int_{z_0}^z \frac{1}{4V_a} (z - \xi) [f_0 + 2f_2(z_s - \xi)^2] d\xi, \\
 a_{311}(z) &= y - \int_{z_0}^z \frac{1}{2V_a} (z_s - \xi) [e_0 + 2e_2(z_s - \xi)(z - \xi)] d\xi \\
 &\quad + \left\{ \left\{ \frac{e_{00}}{2V_a} (z - z_0)(z_s - z_0) \right\} \right\}, \\
 a_{312}(z) &= \frac{1}{2V_a} \int_{z_0}^z f_2(z - \xi) d\xi + \left\{ \left\{ \frac{1}{4V_a} [f_0 - f_{00} - f'_{00}(z_s - z_0)] \right\} \right\}, \\
 a_{313}(z) &= \frac{-1}{2V_a} \int_{z_0}^z f_2(z - \xi) d\xi,
 \end{aligned}$$

$$a_{314}(z) = \frac{-1}{V_a} \int_{z_0}^z e_2(z - \xi) d\xi,$$

$$a_{315}(z) = \frac{-1}{2V_a} \int_{z_0}^z [f_0 + 2f_2(z_s - \xi)(z - \xi)] d\xi \\ + \left\{ \left\{ \frac{-1}{2V_a} \{f_0(z_s - z) - (z_s - z_0)[f_{00} + f'_{00}(z - z_0)]\} \right\} \right\},$$

$$a_{316}(z) = \frac{1}{2V_a} \int_{z_0}^z [e_0 + 2e_2(z_s - \xi)(z - \xi)] d\xi + \left\{ \left\{ \frac{-e_{00}}{2V_a} (z - z_0) \right\} \right\},$$

$$a_{317}(z) = \frac{1}{V_a} \int_{z_0}^z f_2(z_s - \xi)(z - \xi) d\xi,$$

$$a_{318}(z) = \frac{1}{V_a} \int_{z_0}^z e_2(z_s - \xi)(z - \xi) d\xi.$$

$b_{301}, b_{302}, \dots, b_{318}$ 可以由下列互换关系求得:

$$b = a \ (x \leftrightarrow y; e \leftrightarrow f).$$

{f} 内表示入射处有电场时出现的项; < > 内表示 z 平面处有电场时出现的项.

附 录 二

消除 f'' 及 e'' 所用的关系式

$$\int_{z_0}^z f''_0(\xi)(z - \xi) d\xi = f_0(z) - f_{00} - f'_{00}(z - z_0), \quad (A.1)$$

$$\int_{z_0}^z f''_0(\xi)(z - \xi)(z_s - \xi) d\xi = f_0(z)(z_s - z) - f_{00}(z_s - z_0) - f'_{00}(z - z_0) \\ - f'_{00}(z_s - z_0)(z - z_0) + 2 \int_{z_0}^z f_0(\xi) d\xi, \quad (A.2)$$

$$\int_{z_0}^z f''_0(\xi)(z - \xi)x d\xi = f_0x - \int_{z_0}^z \left[2f_0x' + \frac{f_0^2}{2V_a}(z - \xi) \right] d\xi, \quad (A.3)$$

$$\int_{z_0}^z f''_0(\xi)(z - \xi)x^2 d\xi = f_0x^2 - 2 \int_{z_0}^z [2f_0xx' - f_0(z - \xi)x'^2 + \frac{f_0^2}{2V_a}(z - \xi)x] d\xi, \quad (A.4)$$

$$\int_{z_0}^z f''_0(\xi)(z_s - \xi)^2(z - \xi) d\xi = 2 \int_{z_0}^z f_0[(z - \xi) + 2(z_s - \xi)] d\xi + f_0(z_s - z)^2 \\ - f_{00}(z_s - z_0)^2 - (z_s - z_0)(z - z_0)[2f_{00} + f'_{00}(z_s - z_0)] \quad (A.5)$$

$$\int_{z_0}^z f''_0(\xi)(z_s - \xi)(z - \xi)x d\xi = f_0(z_s - z)x + \int_{z_0}^z \left\{ 2f_0x - 2f_0x'[(z - \xi) \right. \\ \left. + (z_s - \xi)] - \frac{f_0^2}{2V_a}(z_s - \xi)(z - \xi) \right\} d\xi. \quad (A.6)$$

将 f 换成 e 即为消除 e'' 的关系式.

参 考 文 献

- [1] 丁守谦, 物理学报, **29**(1980), 1416.
- [2] K. Schlesinger, *Electronic*, **25**(1952), 105.
- [3] K. Schlesinger, *Proc. IRE*, **44**(1956), 659.
- [4] A. E. Gershberg and Z. I. Kuzminova, *Sov. Phys.-Tech. Phys.*, **12**(1967), 745.
- [5] R. G. E. Hutter and M. Rittnerman, *IEEE Trans. Electron. Devices*, **19**(1972), 731.
- [6] R. G. E. Hutter, *Advances In Image Pick-Up and Display Vol I*(1974), p. 163—223.
- [7] W. Glaser, *Grundlagen der Elektronenoptik*, (1952), Wien.
- [8] R. G. E. Hutter, *Adv. Electron.*, **1**(1948), 167.
- [9] J. Haantjes and J. Lubben, *Philips Res. Rept.*, **12**(1957), 46.
- [10] 西门纪业, 电子和离子光学原理及象差导论, 科学出版社, 第二章, 2-2-2 节 (1982).

A GENERALIZED FORMULA OF THE THIRD ORDER ELECTRICAL DEFLECTION ABERRATION COEFFICIENTS AND THEIR RELATION WITH THE RASTER PATTERN

DING SHOU-QIAN

(*Department of Physics, Nankai University*)

ABSTRACT

This paper deals with the generalization of the theory of third order aberrations of an electrical deflection system under the situation as the electron beam is originally immersed in an electric field. The formulae of third order electrical deflection aberration coefficients in an arbitrary plane have been derived. It can be applied to either sequential deflection systems or superimposed deflection yokes. By means of mathematical manoeuvres, the formulae are simplified and made easy for calculation. In order to obtain high precision, the first and second order derivatives of the field $E_0(z)$ have been eliminated. In accordance with our previous work^[1], the nomenclature and calculating procedure are kept the same as before, so we can adopt the same computing scheme.

Finally, we have described the relations between the patterns of the raster distortion, astigmatism, field curvature, coma, and the corresponding deflection aberration coefficients for a small electron beam which is initially point-focused on the image screen. These relations may also be applied to the third order magnetic deflection aberrations.