

均匀静电场偏转系统的几何象差的计算*

江 钧 基

(中国科学院电子学研究所)

提 要

本文从电子在理想均匀静电场中的运动方程出发,推导出了三级几何象差的公式。所得结果不但可用来估算点束或成形束的畸变、象散、和场曲彗差量,而且可用来选择偏转器的初始尺寸和确定对中偏差所造成的影响。本文还指出了前人工作中存在的一些错误。

一、引 言

静电偏转在各类电子束器件中已有着广泛的应用。与磁偏转相比,其优点是:偏转速率较高、结构简单、偏转放大器较易制作等。在电子束曝光机中有很多地方采用静电偏转。例如所有变形束曝光机中的成形偏转部分和某些机型如日本的JBX-6A和美国HP公司的圆形束机的主偏转系统都是采用的静电偏转方式^[1]。由于在曝光机中电子束的偏转角很小,同时为了便于精密加工和对中,所以偏转器都采用能产生均匀电场的平行平板、八极或四极的结构。

偏转象差对电子束曝光机来说是一个很重要的问题。文献[2]中发展的利用计算机的数字计算方法是估算偏转象差的一种强有力的手段。然而如果能有一个解析表达式,即使是近似的,也能给出电气参量和象差与偏转器的几何尺寸和位置之间的关系。这样,既可快速地估算出偏转器的性能,指出改进的方向,又可为计算机的计算提供原始数据。

理想的均匀静电场偏转系统是完全可以用解析方法导出其几何象差表达式的。文献[3,4]中曾作过研究,但文献[4]是针对电子束管的场合,要求不高,仅对象散和场曲作了近似的分析,并未对象差作深入的研究。文献[3]是从普遍的积分公式出发,把均匀静电场偏转作为一个特例,给出了有关点束的几何象差的比较全面的结果,但我们发现其结果与物理概念有出入。

本文从任意单个电子通过理想均匀静电偏转场时的运动方程出发,推导出三级偏转几何象差的公式,然后再进一步考虑一个聚焦电子束,求出在象面处各象差量的表达式。所得结果可用于点束和成形束两种场合,并可用来估算电子束轴与偏转器有一倾角时对象差的影响。

* 1984年11月19日收到,1985年3月28日修改定稿。

二、原理和推导

在图 1 所示的理想均匀静电场偏转系统中作如下假设:

(1) 偏转场只存在于 P_a 和 P_b 平面之间且电场强度只有 y 方向的分量 E_y ;

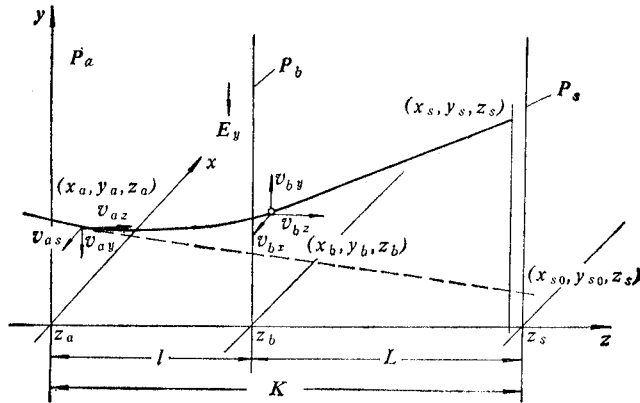


图 1 均匀静电偏转场的理论模型

(2) 在 P_a 和 P_b 处 E_y 存在由零到有限值的跃变;

(3) 在 $E_y = 0$ 时, 空间各点的电位值为 V , 不考虑电子的热速度, 则电子的速度决定于所在点的 V 和 E_y 值。

一个电子从左到右在坐标为 x_a, y_a, z_a 处穿过 P_a 平面, 到达 P_s 平面。当 $E_y = 0$ 时, 电子作直线运动, 到达 P_s 平面处的坐标为 x_{s0}, y_{s0}, z_{s0} 。当 $E_y \neq 0$ 时, 落点的坐标为 x_s, y_s, z_s 。由于 E_y 的存在, 电子在穿过 P_a 和 P_b 平面时, 与 z 轴垂直的速度分量 v_{ax}, v_{ay} 和 v_{bx}, v_{by} 均保持不变, 但 z 方向的速度分量却要发生变化。假设刚离开 P_a 和 P_b 平面时, 它们的大小为 v_{az} 和 v_{bz} , 这可以从能量守恒原理导出。偏转电场以及 P_a 和 P_b 平面处电子的折射, 都会造成偏转象差。

电子在图 1 所示的系统中的运动遵循下列微分方程:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = 0; \quad (1)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \begin{cases} -\frac{e}{m} E_y, & (z_b > z > z_a); \\ 0, & (z < z_a \text{ 和 } z > z_b); \end{cases} \quad (2)$$

$$\frac{d^2z}{dt^2} = 0; \quad (4)$$

式中 e/m 为电子的荷质比, t 为时间变量。

把 (1)、(2) 和 (4) 式积分一次和两次并消去时间变量 t , 可得

$$v_{bx} = v_{ax}, \quad (5)$$

$$v_{by} = v_{ay} - \frac{e}{m} \cdot E_y \cdot \left(\frac{l}{v_{ax}}\right), \quad (6)$$

$$x_b = x_a + v_{ax} \left(\frac{l}{v_{ax}}\right), \quad (7)$$

$$y_b = y_a + v_{ay} \left(\frac{l}{v_{ax}}\right) - \frac{eE_y}{2m} \left(\frac{l}{v_{ax}}\right)^2. \quad (8)$$

(5)–(8) 式中 x_b 、 y_b 为电子在 P_b 平面处的位置, l 为偏转区长度。

根据能量守恒定律可得:

$$v_{bx} = \left[\frac{2eV}{m} - v_{bx}^2 - v_{by}^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

把(1)和(3)式积分两次,(4)式积分一次,消去时间变量 t , 并把(5)–(9)式中的 v_{bx} 、 v_{by} 、 x_b 、 y_b 和 v_{bx} 代入可得:

$$x_s = x_a + v_{bx} \left\{ \frac{l}{v_{ax}} + L \left[\frac{2eV}{m} - v_{ax}^2 - \left(v_{ay} - \frac{eE_y l}{mv_{ax}} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \right\}, \quad (10)$$

$$y_s = y_a + v_{ay} \left(\frac{l}{v_{ax}}\right) - \frac{eE_y}{2m} \left(\frac{l}{v_{ax}}\right)^2 + L \left(v_{ay} - \frac{eE_y l}{mv_{ax}} \right) \left[\frac{2eV}{m} - v_{ax}^2 - \left(v_{ay} - \frac{eE_y l}{mv_{ax}} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (11)$$

式中 L 为 P_b 和 P_s 之间的距离。

从(10)和(11)式可知,只要求出 v_{ax} 、 v_{ay} 和 v_{ax} 就可解出 x_s 和 y_s 。从图 1 可得

$$v_{ax} = - \left(\frac{2eV}{m} \right)^{\frac{1}{2}} (x_a - x_{s0}) [(x_a - x_{s0})^2 + (y_a - y_{s0})^2 + (L + l)^2]^{-\frac{1}{2}}, \quad (12)$$

$$v_{ay} = - \left(\frac{2eV}{m} \right)^{\frac{1}{2}} (y_a - y_{s0}) [(x_a - x_{s0})^2 + (y_a - y_{s0})^2 + (L + l)^2]^{-\frac{1}{2}}, \quad (13)$$

v_{ax} 仍然可从能量守恒定律得出,只不过在进入 P_a 平面后的电位值变为 $V - E_y y_a$ 而已。

$$v_{ax} = \left[\frac{2e}{m} (V - E_y y_a) - v_{ax}^2 - v_{ay}^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (14)$$

令

$$D_y = - \frac{lE_y}{2V} \left(L + \frac{l}{2} \right). \quad (15)$$

从(11)式极易证明 D_y 就是 x_a 、 y_a 、 x_{s0} 和 y_{s0} 均为零时,也就是电子沿 z 轴入射且只考虑 E_y 的一次项时的 y_s 。令

$$K = L + l, \quad (16)$$

K 称为工作距离。假设 x_a 、 y_a 、 x_{s0} 、 y_{s0} 和 D_y 都比 K 小得多。根据三级象差的理论, x_s 和 y_s 的表达式中只需考虑 $D_y^2 K^{-2}$ 、 $D_y^2 x_a K^{-2}$ 、 $D_y x_a^2 K^{-2}$ 和 $D_y x_a y_a K^{-2}$ 等项,也就是说只出现畸变,象散、场曲和彗差分量,而不出现球差分量。

把(14)、(13)和(12)式先后代入(10)和(11)式,并利用(15)和(16)式,最后可得

$$x_s = x_{s0} + F_0 + F_1 x_a + F_2 y_a + 2F_3 x_a y_a, \quad (17)$$

$$y_s = y_{s0} + D_y + F_4 + F_2 x_a + F_5 y_a + F_3 (x_a^2 + 3y_a^2). \quad (18)$$

式中

$$F_0 = -x_{s0}F_1, \quad (19)$$

$$F_1 = -\frac{D_y}{K^2} \left[\frac{D_y}{2} f_1(\lambda) + y_{s0}f_4(\lambda) \right], \quad (20)$$

$$F_2 = -\frac{2D_y x_{s0}}{K^2}, \quad (21)$$

$$F_3 = \frac{D_y}{K^2}, \quad (22)$$

$$F_4 = \frac{D_y}{K^2} \left[\frac{D_y^2}{2} f_2(\lambda) + \frac{3y_{s0}D_y}{2} f_1(\lambda) + x_{s0}^2 + \frac{1}{2} y_{s0}^2 f_6(\lambda) \right], \quad (23)$$

$$F_5 = -\frac{D_y}{K^2} [D_y f_3(\lambda) + y_{s0} f_5(\lambda)]; \quad (24)$$

而

$$\lambda = \frac{l}{K} \quad (25)$$

是偏转区长度与工作距离之比,或称占空系数. $f_1(\lambda)$ — $f_6(\lambda)$ 的表达式如下:

$$f_1(\lambda) = (1 - \lambda) \left(1 - \frac{\lambda}{2} \right)^{-2}, \quad (26)$$

$$f_2(\lambda) = (1 - \lambda) \left(1 - \frac{\lambda}{2} \right)^{-3}, \quad (27)$$

$$f_3(\lambda) = \left(1 + \frac{3\lambda}{2} - \frac{3\lambda^2}{2} \right) \left(1 - \frac{\lambda}{2} \right)^{-2}, \quad (28)$$

$$f_4(\lambda) = (1 - \lambda) \left(1 - \frac{\lambda}{2} \right)^{-1}, \quad (29)$$

$$f_5(\lambda) = (5 - 3\lambda) \left(1 - \frac{\lambda}{2} \right)^{-1}, \quad (30)$$

$$f_6(\lambda) = (4 - 3\lambda) \left(1 - \frac{\lambda}{2} \right)^{-1}. \quad (31)$$

以上是单个电子的情况,从(17)和(18)式可见, F_0 和 F_4 分别与 x 和 y 方向的畸变量有关; F_1 、 F_2 和 F_5 则与象散和场曲有关;而 F_3 则与彗差的大小有关.

假定在图 1 中的 P_a 平面的左边有一无象差的理想透镜,把一束电子聚焦到 P_s 平面的 x_{s0} 和 y_{s0} 处;再假定这束电子在 P_a 平面处的截面是一个半径为 R 的圆,而圆心恰好位于 z 轴上的 $z = z_a$ 处. 当有 E_s 存在时,每个电子由于初始条件的不同,会被偏转到不同的 x_s , y_s 位置. 用与文献[5]相类似的方法,可导出各类象差单独存在时的表达式:

$$A_{dx} = -F_1 x_{s0}, \quad (32)$$

$$A_{dy} = F_4, \quad (33)$$

$$A_{ds} = \left| \sqrt{2} R \{ F_3^2 + 2F_2^2 + F_1^2 - [4F_2^2(F_5 + F_1)^2 + (F_5^2 - F_1^2)^2]^{1/2} \}^{1/2} \right|, \quad (34)$$

$$A_{dl} = \left| \sqrt{2} R \{ F_3^2 + 2F_2^2 + F_1^2 + [4F_2^2(F_5 + F_1)^2 + (F_5^2 - F_1^2)^2]^{1/2} \}^{1/2} \right|, \quad (35)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \cot^{-1} \frac{F_1 - F_5}{2F_2}, \quad (36)$$

$$A_{cs} = |2F_3R^2|, \quad (37)$$

$$A_{cl} = |3F_3R^2|. \quad (38)$$

(32)—(38) 式中的 A_{dx} 和 A_{dy} 分别代表 x 和 y 方向的畸变量; A_{as} 、 A_{al} 和 α 分别代表象散和场曲所产生的椭圆的短轴、长轴和短轴与 x 轴的夹角 (参阅图 2); A_{cs} 和 A_{cl} 分别代表彗差图形在 x 和 y 方向的幅值 (参阅图 3)。

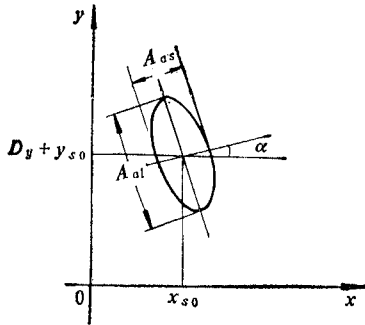


图 2 象散和场曲在屏幕上产生的图形

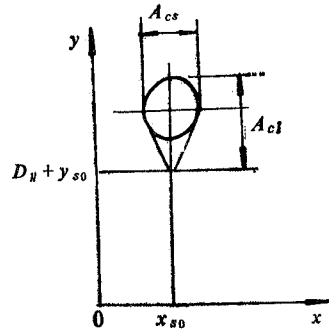


图 3 彗差在屏幕上产生的图形

三、应用和讨论

1. 点束和成形束的象差的计算

在(32)—(38)式中,当 x_{s0} 和 y_{s0} 均为零时,代表点束(或称高斯束)的情况;而 x_{s0} 和 y_{s0} 不为零时,代表成形束情况。点束情况下的各象差量均加脚注“P”,则(32)—(38)式可简化为

$$A_{dxP} = 0, \quad (39)$$

$$A_{dyP} = \frac{D_y^3}{2K^2} f_2(\lambda), \quad (40)$$

$$A_{asP} = \frac{2RD_y^2}{K^2} f_1(\lambda), \quad (41)$$

$$A_{alP} = \frac{2RD_y^2}{K^2} f_3(\lambda), \quad (42)$$

$$\alpha_P = 0, \quad (43)$$

$$A_{csP} = \left| \frac{2R^2D_y}{K^2} \right|, \quad (44)$$

$$A_{clP} = \left| \frac{3R^2D_y}{K^2} \right|. \quad (45)$$

从(39)—(45)式可见除了彗差与成形束情况相同外,其它各量均有所减小; x 方向的畸变量变为零。各参对象差的影响从式中可明显看出,减小入口处束的半径,减小偏转量,增加工作距离都可改善偏转象差。

上述结果实际上也可用来粗略估算八极静电偏转器所产生的象差,因为如果不考虑

边缘效应,八极偏转器产生的是一个方向可任意变更的均匀静电偏转场。

2. 对中偏差的计算

电子束轴必须与偏转器的轴线相重合,否则在偏转后会起附加象差。某些曝光机的偏转系统有 x 和 y 方向的调节机构,即使没有,原则上也总可调节偏转器上所加的电位,使得在刚进入偏转器时束轴处的电位恰好为偏转场为零时的电位。但这时束轴与偏转器的轴有可能存在一个微小的夹角 $\delta\gamma$,如图 4 所示。 $\delta\gamma$ 对畸变、象散和场曲的影响可从(32)~(36)式计算出来。因为畸变在曝光机中都可以用计算机控制偏转电压来加以修正,而用以修正象散和场曲的动态消象散和聚焦装置却并非所有机器都有的,因此我们更重视 $\delta\gamma$ 对象散和场曲的影响。从(20)、(21)、(24)和(35)式可看出,影响椭圆长轴 A_{al} 的主要是 y_{s0} ,而 x_{s0} 的作用要小得多,令 ΔA_{al} 为由 $\delta\gamma$ 引起椭圆长轴的增量,则可得出,

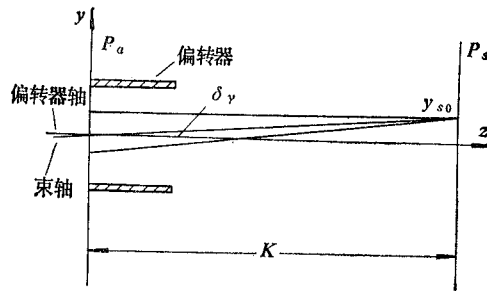


图 4 束轴与偏转器轴线不重合的情况

$$\delta\gamma = \frac{y_{s0}}{K} = \left(\frac{\Delta A_{al}}{A_{al}} \right) \cdot \frac{D_y f_3(\lambda)}{K f_5(\lambda)}. \quad (46)$$

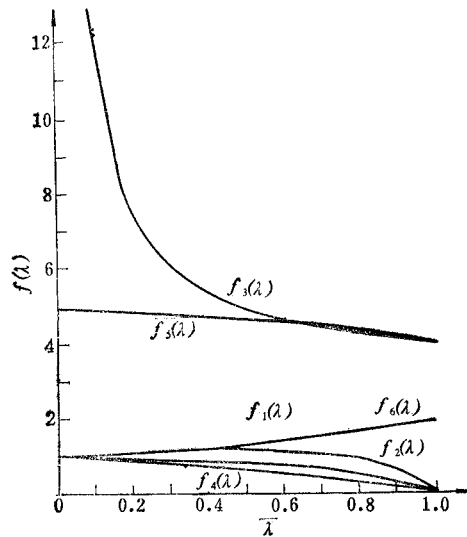
在(46)式中只要给定 $\Delta A_{al}/A_{al}$,即可计算出允许的对中倾斜角度 $\delta\gamma$ 。

3. 占空系数对象差的影响

$f_1(\lambda) - f_6(\lambda)$ 随 λ 的变化示于图 5。 λ 值的大小直接影响各类象差的数值。我们最关心 $f_3(\lambda)$ 这一函数,因为它对 A_{al} 的大小起着重大的作用。 λ 小于 0.4 时, $f_3(\lambda)$ 上升得很快,因此从减小象散和场曲的观点出发,选择较大的 λ 是有利的。从物理概念来解释,一个较长的偏转系统,意味着只要用较弱的偏转场就能达到同样的偏转量,不仅在偏转区内各电子的速度差异减小,而且,偏转器两端的透镜作用也变弱,这都有利于减小象散和场曲。不过 λ 大于 0.5 时,效果就不显著了。

值得注意的是彗差与 λ 无关,从(44)和(45)式可知,它只与 K 、 R 和 D_y 有关。而彗差是唯一不能用补偿的办法来消除的偏转象差,因此(44)和(45)式代表均匀静电场偏转系统所能达到的最小偏转象差。

在文献[3]中,给出的关于点束的象差表达式与本文的有差别。在那里与 y 方向畸变有关的 $f_2(\lambda)$ 表达式的第一项不是 $(1 - \lambda)$,而是 $\left(\frac{\lambda}{4}\right)$;与象散和场曲有关的 $f_3(\lambda)$ 表达式的第一项不是 $\left(1 + \frac{3}{2}\lambda - \frac{3}{2}\lambda^2\right)$ 而是 $\left(1 - \frac{3}{4}\lambda + \frac{1}{4}\lambda^2\right)$;与彗差有关的 y_c 表达式中

图5 $f(\lambda)$ 随 λ 变化的情况

y_a^2 项前面的系数为零。由于该文仅直接给出结果, 未见推导过程, 因此无从查核。但从物理概念出发还是可以作一比较。

首先, 当 $\lambda = 1$, 即整个工作距离内都是偏转区时, 从 z 轴上入射的一个电子无论在 P_a 或 P_b 处都不受透镜的折射力, 而这样的—个电子在到达 P_s 时的 y_s 完全正比于 E_y , 也就是说畸变为零, 这从运动方程出发是很容易证明的, 因此 $f_2(\lambda)$ 表达式中出现 $(1 - \lambda)$ 是更为合理的。其次, 我们从推导过程中发现 $f_3(\lambda)$ 中的 λ 和 λ^2 项之和应该为正值, 因为出偏转区后 v_{by} 减小(和从 z 轴入射的电子相比), 使 y_s 下降; 同时 v_{bz} 增大, 到达 P_s 的时间缩短, 也使 y_s 下降。两者的效果是叠加的。所以如果 $f_3(\lambda)$ 内出现 $-\frac{3}{4}\lambda + \frac{1}{4}\lambda^2$ 项, 是与这一事实不符的。最后, 如果 y_a^2 项前面的系数为零, 则由 x_a^2 和 $x_a y_a$ 项组成的图形将是由—组大小不等, 但相切于—点的圆所组成; 而本文导出的却是象图 3 那样的典型彗差图形。

四、结 论

从理想均匀静电偏转场的模型出发, 推导出的三级象差公式虽然与实际情况有一定的差异, 但由于其解析表达式形式简单, 各参量对象差的影响很容易看出, 对于选择偏转系统的初始尺寸以及改进已有的系统是有用的。借助于简单的计算工具, 可以快速地估算出各类象差的量值和对中偏差所造成的影响。计算公式既可用于点束也可用于成形束。

参 考 文 献

- [1] J. Kelly, T. Groves and H. P. Kuo, A High-Current, High Speed Electron Beam Lithography Column, Proceedings of the 16th Symposium on Electron, Ion, and Photon Beam Technology, Dallas,

- Texas, May 26-29, 1981, p. 936.
- [2] H. C. Chu and E. Munro, Computational Techniques for Designing Electron Beam Lithography System Containing Any Combination of Electrostatic and Magnetic Lenses and Deflectors, Proceedings of the 6th International Conference on Microlithography, Delft University, Amsterdam 1981, p. 19.
- [3] P. A. Sturrock, Static and Dynamic Electron Optics, Cambridge University Press, 1955, p. 146.
- [4] Hilary Moss, Narrow Angle Electron Guns and Cathode Ray Tubes, Academic Press, New York, 1968.
- [5] 西门纪业, 电子和离子光学原理及象差导论, 科学出版社, 1983, p. 49.

CALCULATION FOR GEOMETRICAL ABERRATIONS OF A DEFLECTION SYSTEM WITH A UNIFORM ELECTROSTATIC FIELD

Jiang Junji

(Institute of Electronics, Academia Sinica)

In this paper, formulas of third geometrical deflection aberrations for an ideal uniform electrostatic field are derived by solving the motion equations of an electron passing through this field. The results can be used not only to estimate the distortion, astigmatism and field curvature, and coma produced by a Gaussian or shaped electron beam, but also to set the original size of the deflector and determine the effect caused by the misalignment between the electron beam and the deflector. Some mistakes in Sturrock's paper (1955) are also pointed out.