

电子束曝光机大物面强磁透镜的研究*

尹明 孙晓军

(山东大学控制科学与工程学院电子束室, 济南 250061)

摘要 以 SDS-3 电子束曝光机的聚焦透镜系统为基础, 在 0.005 弧度半张角, 3×10^{-5} 的高压纹波, 50 mm 的像距, 30 × 30 mm 扫描场的条件下, 研究了电磁透镜成像的笛卡尔坐标系中的近轴轨迹方程, 给出了相应的计算初值条件和实例. 讨论了电子束曝光机聚焦透镜系统中的球差、彗差、像散、场曲和畸变等电子光学特性的确定以及系统像质评定的问题.

关键词 电子束曝光机; 透镜; 像差; 畸变; 近轴轨迹

中图分类号 TN305.7 **文献标识码** A

0 引言

电子束曝光技术是 20 世纪 60 年代发展起来的一种新的光刻技术, 并在微电子制造方面得到广泛的应用和发展^[1-3]. 由于电子束曝光设备是人类完成最小微细加工的工具之一, 所以近年来电子束技术本身得到迅速发展. 剑桥大学工程系和 IBM 公司 T. J 沃森研究中心合作, 完成的电子束曝光机(该机相对场较小). 其电子束束斑最小束径(高斯束斑最小值)为 0.4 nm. 透镜系统是电子束聚焦的关键部分, 不仅决定了电子束靶场的大小, 而且直接影响电子束束斑的质量, 对电子束曝光机最终图形的完成起着决定性的作用. 由于电子光学和几何光学的性质相似, 故一般电子光学文献中都认为几何光学中的透镜参量及成像关系在电子光学均能成立, 但毕竟两学科不同, 如阴极透镜的理论在几何光学都适用, 而电子光学聚焦理论确是一个例外. 阴极透镜的理论计算仅适用于宽束电子束(wide E-beam)聚焦, 不适应电镜、电子束曝光刻蚀系统这类细电子束(narrow E-beam)聚焦理论计算^[4,5].

1 强磁透镜中的电子束几何轨迹

为了获得较短的焦距, 必须大大减小聚焦透镜磁场的延伸范围, 为此在带铁壳的聚焦透镜内再加上特殊形状的极靴, 如图 1、图 2 所示, 带极靴的聚焦透镜比不带极靴的聚焦透镜磁场分布更强更集中, 带极靴的聚焦透镜磁场可达 10^4 奥斯特以上. 带极靴的聚焦透镜结构其透镜场的宽度不仅可以和焦距相比拟, 而且电子束在透镜场的范围内可能不止一次地与轴相交, 此时焦点位于透镜场中, 因而不可能再把电子

运动的空间划分为物方空间、透镜空间和像方空间. 通常称此类透镜为强磁透镜.

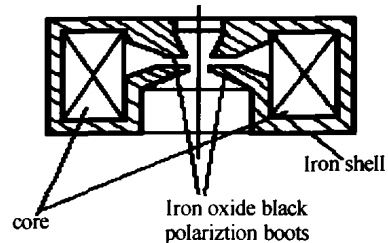


图 1 带铁氧化物极靴透镜结构图
Fig. 1 Structure pattern of lens

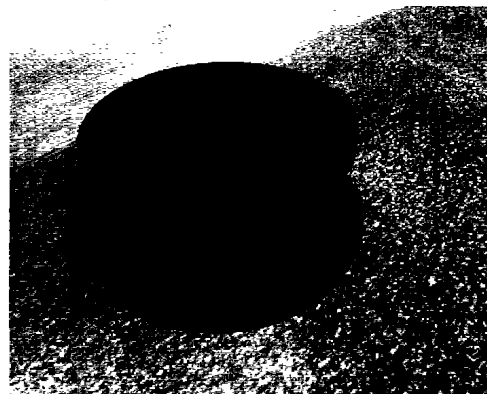


图 2 带铁氧化物极靴透镜实物图
Fig. 2 Photo of external lens

1.1 电子束在强磁透镜中轨迹的计算

由于电子束在透镜场不止一次地与轴相交, 这就是电子束束斑多重影的一个原因, 这也导致很难直接用解析法推导出简单的理论公式. 为求解此问题, 一般是假设一个与实际相接近的旁轴轨迹方程求解的函数, 其中最通用的为 Glaser 提出的钟形场理论及 Glaser 函数. 其沿轴磁通密度分布为^[7]

$$B(z) = \frac{B_0}{1 + (\frac{z}{a})^2} \quad (1)$$

式中 B_0 为沿轴磁通密度最大值, a 为磁场分布曲线的半宽度, z 为轴坐标. 由对称磁场的旁轴轨迹方程

$$\frac{d^2r}{dz^2} = -\frac{e}{8mV} B^2(z)r \quad (2)$$

*山东省高技术发展计划项目资助(022090105)
Tel: 0531-8392827 Email: sdyinming@sohu.com
收稿日期: 2003-05-27

式中 r 为离轴距离, e/m 为电子荷质比, V 为经相对论修正的加速电压, 与规范化电位 V_g 的关系为

$$V = V_g (1 + 0.978 \times 10^{-6}) \tag{3}$$

由式(1)、(2)得

$$\frac{d^2 r}{dz^2} = -\frac{eB_0^2}{8mV} \frac{r}{[1 + (\frac{z}{a})^2]^2} \tag{4}$$

引入表征透镜强度的无量纲参量(激励常数 K)

$$K^2 = \frac{eB_0^2 a^2}{8mV} \tag{5}$$

令 $y = r/a, x = z/a$, 则式(4)变为

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = -\frac{K^2 y}{[1 + (x)^2]^2} \tag{6}$$

令 $y = \cot \beta$ 可求得

$$y = (1 + x)^{1/2} (C_1 \sin \omega \arctan x + C_2 \cos \omega \arctan x) \tag{7}$$

$$r = (a^2 + z^2)^{1/2} (C_1 \sin \omega \arctan \frac{z}{a} + C_2 \cos \omega \arctan \frac{z}{a}) \tag{8}$$

式中, $\omega^2 = 1 + K^2, C_2 = 0, C_1$ 可由 L'Hospital 法则求得

K^2 较大时, 向轴的会聚作用较大. 随着磁通密度增大或电子速度降低, 将使透镜作用增强. a 的增大(当 B_0 不变时)透镜厚度或磁场作用范围增大, 同样会增强透镜能力. K^2 超过一定数值时, 电子轨迹就可能重复与轴相交. K^2 愈大, 相交次数愈多. 由式(8)可计算, 在焦点位置上, 如 n 为透镜中出现的焦点数, 则有

- $K^2 < 3$ 时 $n = 1$
- $K^2 < 8$ 时 $n = 2$
- $K^2 < 15$ 时 $n = 3$
- $K^2 < 24$ 时 $n = 4$

1.2 强磁透镜中 Glaser 函数应用实例

若电子枪给初级透镜束斑最小截面圆半径为 25 μm , 交叉点距透镜几何中心距离为 25 cm, 电子束加速电压为 30 kV, 距透镜中心 1 cm 处, B_0 为 0.1 Tesla. 由 Glaser 函数和式(1)、(2)计算可得

$$K^2 = \frac{eB_0^2 a^2}{8mV} = 0.667$$

上式中考虑了加速电压相对修正, 物焦距(单位为 cm)

$$f_0 = \frac{a}{\sin \frac{\pi}{(1 + K^2)^{1/2}}} = 1.537$$

像主面位置(单位为 cm)

$$Z_m = a \times \cot \frac{\pi}{2 \sqrt{1 + K^2}} = 2.7$$

物距(单位为 cm): $S_a = 25 + 2.7 = 27.7$; 像距(单位为 cm): $S_b = S_a f_0 / (S_a - f_0) = 1.5975$; 光点半径尺寸(单位为 μm): $r_b = 25(S_b / S_a) = 1.4417$.

由上面实例可知, 把 μm 量级的电子束束斑缩小到 nm 量级的电子束束斑, 理论上仅需要 2-3 级的透镜即可完成. 磁透镜广泛的使用电子束曝光系统, 作为会聚和缩小电子束光电子学的关键部件, 这是由于它具有易于调节, 不易污染, 聚焦能力强等特点所决定的.

2 电子束透镜中的几何像差

影响电子束束斑聚焦质量像差的种类较多, 如机械误差、色差、几何像差、空间电荷误差以及衍射像差. 机械误差一般分为合轴机械误差与运动机械误差, 合轴机械误差可利用光学设备校准至 5 μm 以下, 通过后面物镜缩小几个数量级后, 即可忽略不计. 运动机械误差(X-Y平面)指工作台运动的误差. 一般电子束曝光系统, 不进行工作台运动时的动态扫描, 而激光定位系统测得工作台运动停止时, 偏转扫描开始工作, 这时运动机械误差不影响系统. 空间电荷误差对静电透镜影响较大. 对带铁氧体极靴的强磁透镜影响极小. 衍射像差在正常状态下较几何像差小 1-2 个数量级. 色差由于与加速电压的稳定度及电子束能量相关, 本文不叙述.

2.1 减小电子束透镜中球差的措施

球差的产生根源在旋转对称场的根本性质, 即离轴较远处的场作用大于离轴较近处, 所以边缘的非旁轴轨迹聚焦成像的位置比旁轴轨迹成像的位置更靠近物方. 如图 3 所示, 一般状态下锥形束离高斯平面 1/4 附近的散射束斑半径最小. 由谢尔赤(O. Scherzer)原理知^[7], 在静的旋转对称、无空间电荷且能成实像的电子光学透镜系统中, 球差恒大于零. 这就是说无论如何聚焦成像, 球差总是存在. 一般从下列几个方面可减小电子束聚焦成像的球差:

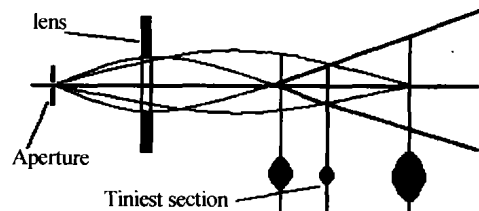


图 3 电子束透镜球差散射图

Fig. 3 Pattern of E-beam spherical aberration scattering

- 1) 可引入特殊的空间电荷分布;
 - 2) 引进非轴对称的微扰场;
 - 3) 引入随时间交变的场.
- 2,3 方案可在电子束曝光系统后级透镜中采

用,在初级透镜中使用虽可减小像差,但对电子束曝光系统的总体有较大的影响. 通过实际改变光阑的位置得知,光阑的位移对球差的影响极小,可忽略不计. 由式(5)知球差系数随 K^2 的增加而减少.

2.2 电子束大物面中环带彗差

产生彗差的原因是锥形束斜入透镜不同环带,对应于不同的焦距,而形成不同的半径散射圆斑,其迭加的效应就是彗形差的散射图形. 以 F 和 f 来表示彗差系数,当仅有彗差时,三阶像差公式为^[7]

$$\begin{aligned} \Delta x_i^{(3)} &= [F(2 + \cos 2\theta_a) + f \sin 2\theta_a] r_a^2 x_0 \\ \Delta y_i^{(3)} &= [F \sin 2\theta_a + f(2 - \cos 2\theta_a)] r_a^2 x_0 \end{aligned} \quad (9)$$

式(9)消去 θ_a 可得彗差曲线族方程

$$\begin{aligned} (\Delta x_i^{(3)} - 2Fr_a^2 x_0)^2 + (\Delta y_i^{(3)} - 2fr_a^2 x_0)^2 = \\ (F^2 + f^2) r_a^4 x_0^2 \end{aligned} \quad (10)$$

式中 x_0 为物平面出发点, r_a 为锥形束光阑平面的各个半径. θ_a 为夹角. 单独存在的彗差曲线是一族张角为 60° 的散射圆,其圆心位置(以高斯像点为原点)为 $(2Fr_a^2 x_0, 2fr_a^2 x_0)$, 半径为 $\sqrt{F^2 + f^2} r_a^2 x_0$, 高斯像点最亮,离高斯像点愈远,亮度愈弱,其外形与彗星形状相似. 一般文献认为彗差的破坏作用不如球差严重. 但对于大物面电子束曝光的偏转系统,会将彗差的拖尾面积放大,对束斑的破坏作用不应在球差之下,应与小物面光学相区分. 实验证明利用两个磁透镜,使其励磁电流相反,可在很大程度上补偿掉各项异性彗差.

2.3 大物面电子束场曲、像散和畸变

电子束的场曲是指像场的弯曲,是由远轴区的聚焦能力和近轴区不同造成的. 场曲形成的弯曲面如图4所示,各个物点在像面上散射成为圆斑,这三

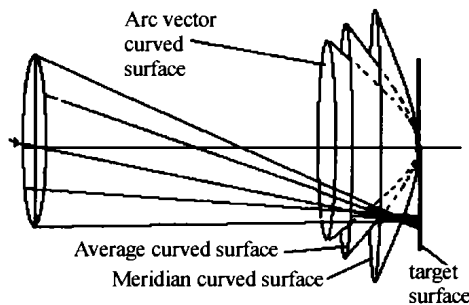


图4 场曲形成弯曲面示意图
Fig. 4 Curvature of field sketch map

个像面重合为一,场曲不存在,像面为平面. 场曲对短磁透镜是不可能消除的. 电子束像散产生的原因与场曲相同,但表现结果不同. 场曲为平面物的像面是曲面,像散为轴外物点的像不是一点,而是椭圆,该椭圆离轴愈远,面积愈大. 由于场曲和像散是与物点的离轴高度平方成正比,因此大物面电子束像散与场曲对最终形成图象有重大的影响^[6]. 利用弯曲视场的原理消除像散与场曲,其效果在电子束

曝光机中不是理想的方法. 把束光源作成凹面亦不可取,因为电子束曝光机为细束大场系统. 只有调整光阑(光阑对像散与场曲系数的理论关系值有极小值)利用像散与场曲的最小拐点减少像散与场曲的影响.

由同性畸变系数和异性畸变系数 E 和 e 描写畸变,当仅有畸变时

$$\begin{aligned} \Delta x_i^{(3)} &= Ex_0^{(3)} \\ \Delta y_i^{(3)} &= ex_0^{(3)} \end{aligned} \quad (11)$$

由此可见畸变只与物点的距离高度 x_0 的三次方成正比与束半径无关,因此畸变不会引起像的模糊,只会引起像的失真. 因为畸变与物点的距离高度 x_0 的三次方成正比,所以对大物面电子束最终形成图象的破坏远比像散与场曲大的多. 同性畸变和异性畸变产生在最终图形中为桶形、枕形和扭曲畸变. 畸变只与物点的距离高度 x_0 的三次方成正比与束半径无关,这方面区别于像散和场曲,都可利用电子束曝光的偏转系统进行补偿和校正. 实际试验测知,其补偿和校正效果极其良好. 表1为 SDS-3 电子束曝光机的初级透镜远轴像差对比,实际值均为未修正的参量平均值(同、异性畸变修正后可减少实际值的80%).

表1 初级透镜像差对比

	同性畸变	场曲	同性像散	慧差长度	球差	同性色差
计算值	0.3232	0.2391	0.2210	0.3189	0.090	-0.039
实际值	0.4012		0.4321		0.4571	0.161
	异性畸变		异性像散	慧差半径		异性色差
计算值	-0.4133		-0.1190	0.121		-0.039
实际值	-0.5921		-0.3979	0.211		

3 结论

在 SDS-3 电子束曝光机中加入电阻率极高的铁氧体极靴,如图1、图2所示,是为了抑制透镜中的涡流产生. 利用三级几何像差公式对初级透镜像差进行计算,与实际数据比较,其相对误差较大. 试验中得知,光路设计中光阑的位置及状态对电子束曝光机透镜的几何像差影响很大,对彗差、像散、场曲和畸变,均有不同程度的关联. 球差、彗差、像散、场曲和畸变之间有着较为复杂的联系. 例如,虽由式(5)知球差系数随 K^2 的增加而减少,但最大磁通密度超过 2.5 特斯拉(原表指示 25000 高斯)极靴就要饱和,这时像散,场曲就要增大. 几何像差理论似乎较完善,但实际相关参量较多,全面分析较困难.

参考文献

1 Blanca C M, Hell S W, Planck M. Axial superresolution with ultrahigh aperture lenses. *Optik*, 2002, 10(8): 893 ~ 898

- 2 Pfeiffer H C. Projection reduction exposure variable axis immersion lenses; next generation lithography. *Vac Sci Technology*, 1999, **B17**(11/12):2566 ~ 2576
- 3 Dewolf P, Brazel E. Electrical testing application for scanning probe microscopes. *Solid State Technology*, 2000, **38**(9):117 ~ 125
- 4 Liu Z, Ximen J J. An analytical study of first-and third-order chromatic aberrations for hutter' s electrostatic immersion lenses. *Optik*, 1999, **10**(11):463 ~ 470
- 5 尹明, 钟玲. 电子束物镜及像差分析. 微细加工技术, 1999, **17**(3):1 ~ 5
- Yin M, Zhong L. *Microfabrication Technology*, 1999, **17**(3):1 ~ 5
- 6 高万荣, 陶纯堪, 杨晓春. 共焦扫描显微成像的光学断层平面分辨率与信噪比之间的关系. 光子学报, 2002, **31**(6):730 ~ 734
- Gao W R, Tao C K, Yang X C. *Acta Photonica Sinica*, 2002, **31**(6):730 ~ 734
- 7 陈文雄, 西门纪业. 电子光学基础. 北京: 北京大学出版社, 1986. 99 ~ 165
- Chen W X, Ximen Jiye. *Electron optical basis*. Beijing: Beijing University Press, 1986. 99 ~ 165

A Study of Thick Lenses of E-beam Exposure System with a Large Object Surface

Yin Ming, Sun Xiaojun

E-beam Laboratory of Shandong University, Jinan 250061

Received date: 2003-05-27

Abstract It is verified by our experiments on SDS-3 E-beam lithography system. The system is possessed of the arrangement with 50 mm working distance at the 30×30 mm deflection field with 0.005-rad aperture and 2×10^{-5} beam voltage ripple. Curvilinear par-axial trajectory equations of electron motion for magnetic lenses have been studied in the Cartesian local coordinate system. Initial conditions for computation and a practical computational example are also given. Determination of spherical aberration, coma, curvature of field, astigmatism, distortion and electron optical imaging properties in E-beam exposure system, as well as problem of evaluation of image quality for image systems have been discussed in the paper.

Keywords E-beam exposure system; Lens; Aberration; Distortion; Par-axial trajectory



Yin Ming male, an associated professor was born in 1957 in Shandong province, graduated from Shandong University in 1982. He is engaged in research work of E-beam exposure system in E-beam Laboratory of Shandong University.

勘 误

发表在《光子学报》2004 年 33 卷第 3 期 318 ~ 321 页王耀祥, 田维坚, 黄琨等人的论文“光锥与 CCD 耦合效率的理论分析”并非所长基金资助项目(40001042), 应为国家 863 高技术计划(2002AA716021)资助项目