

电子全息法及其在观测 微电场分布中的应用*

陈建文 王之江

中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800

1993 年 2 月 26 日收到

介绍了电子全息术的工作原理以及制备静电场样品的新方法: 一个置于薄导电碳膜上的非导电粒子, 例如直径为 $0.31\ \mu\text{m}$ 聚乙烯乳剂小球, 在电子显微镜中观察时, 由于静电积累效应, 它将成为一个荷电体, 这个荷电体带有正电量 Q , 并能用一个点电荷场来模拟这个合成电场. 采用这个模型, 能用电子全息法观测由该点电荷形成的静电场分布及荷电体大小.

PACC: 4240; 4180D

一、引 言

1948 年 Gabor^[1]提出电子全息术的思想, 企图借助于光学技巧来消除电子透镜像差对显微镜成像质量的影响, 以突破电子显微镜 $0.5\ \text{nm}$ 的理论分辨率极限. 人们认为, 这也许是从 Bragg 的光学傅里叶变换实验中得到了启示.

电子全息术是一个两步成像过程. 第一步是用电子束照明物体, 被物体衍射的电子束与相干背景之间产生干涉记录在底片上, 显然它包含了强度和相位全部信息. 因此对电子束源的相干性, 电子显微镜机械和电源电压的稳定性以及周围空间杂散电磁场的屏蔽要求十分苛刻. 第二步是用相干的可见光照射全息图进行重现, 并校正电子透镜的像差, 以达到物体振幅和位相信息的完善变换, 实现原子尺度的微观探测. 然而, 在 Gabor 那个时代, 由于技术水平的限制, 尽管他和他的同事们作了很大的努力, 未能获得预想的结果. 到了 1955 年, 全息术的研究工作似乎已经偃旗息鼓. 连 Gabor 本人也不活跃在这个领域.

1956 年, 为了改善电子束相干性, Hibi^[2]制成了点状灯丝, 同年 Mölstedt 等人^[3]发明了作为电子分束器的静电双棱镜, 为离轴全息术提供了有力的工具, 由于这些进展才开始了真正的电子全息实验. 1960 年, 激光技术的问世, 又为电子全息图重现准备了理想的可见相干照明源, 促进了电子全息术的发展.

1968 年, Crewe 等人^[4]制成了场发射电子枪, 与通常的热电子枪相比, 其阴极面的电流密度提高了五个数量级, 亮度提高了三个数量级. 1978 年 Tonomura 等人^[5]开发了场发射电子显微镜, 第一次获得 3000 条干涉条纹. 此后电子干涉和电子全息引起了人们的广泛兴趣, 并在观察铁磁样品微磁畴结构方面^[6], 取得了一些令人感兴趣的结果. 但是对

* 国家自然科学基金资助的课题.

微电场的观察却很少. 1978 年, Kulyuping 等人^[7]将一曲率半径为几百埃的带有高电压的金属针尖置于干涉电子显微镜的光路中, 观察到双棱镜条纹受外电场的影响而发生弯曲的现象. 最近, Matteucci 等人^[8]在半导体 p-n 结处, 施加一反向电压, 采用电子全息法企图观察到 p-n 结处的微电场分布. 但是这一工作不仅需要花费较大的精力去从事样品制备, 而且获得的仅仅是漏电场分布, 原因是样品的减薄遇到困难.

本文采用一种简易制备样品的方法, 基于以下物理事实: 一个置于导体上的非导电粒子, 例如灰尘或电子显微镜常用的标准样品聚乙烯乳剂小球等, 在电子显微镜中观察时, 由于静电积累效应, 它将成为一个荷电体, 这早已在实验中被证实^[9], 而该粒子荷电量的大小与照明该粒子的束流有关. 这一屡见不鲜的现象, 却一直未被人们利用过.

本文采用上述方法制备样品, 利用全息术观察到这种荷电体的等电位线分布, 并定量测出荷电量的大小.

二、电子束位相中所包含的信息

人们对于光波的位相已经有了相当深刻的了解, 对于电子束的位相, 是否可以认为与光波的位相一样?

电子与光波的位相在性质上有重要的差别. 我们使用“波面”的概念来直观地观察. 波面的定义就是等位相面, 在光学中就是垂直于光束的曲面. 事实上, 由于光波与电子的运动规律不同, 因此不能这样简单地对电子束波面加以处理. 在光学中, 给出介质各点 $\mathbf{r}$ 的折射率 $n(\mathbf{r})$ 的值, 就可以确定光的传播路线. 也就是说, 光的传播速度是 $c/n(\mathbf{r})$, 再根据费马原理——“光从 A 点到 B 点时, 选择所需时间最短的路线”, 这样就确定了光路. 而决定电子轨道的法则不是光学的费马原理, 而是最小作用量原理, 也就是说, 电子从 A 点到 B 点时, 所选的轨道应使得作用量 S , 也就是广义动量 $\mathbf{p} - e\mathbf{A}$ 的线路积分为最小. 如果在折射率中引入以下的量, 就可以与可见光同样处理:

$$n(\mathbf{r}, t) = (1 + \frac{\Phi(\mathbf{r})}{\Phi_0})^{1/2} - (\frac{e}{2m\Phi_0})^{1/2} \mathbf{t} \cdot \mathbf{A}, \quad (1)$$

式中 e, m, Φ_0 分别为电子的电荷数、质量和加速电压, $\mathbf{t}$ 为轨道切线的单位矢量 ($\mathbf{V}/|\mathbf{V}|$), Φ 和 $\mathbf{A}$ 分别为标势和矢势. 由(1)式可知, 折射率不象在光学中那样仅仅是坐标的函数, 它还与电子束的运行方向有关. 在这种情况下, 电子的波面与电子轨道的关系, 根据(1)式计算路长 $\int n ds$, 求位相 S/h , 得到

$$\frac{S}{h} = \frac{2\pi}{\lambda} \int n ds - \frac{1}{h} \int (\mathbf{mv} - e\mathbf{A}) \cdot d\mathbf{s}, \quad (2)$$

式中积分是沿着电子轨道进行的. 或者, 将(2)式写成微分形式: $\mathbf{mv} - e\mathbf{A} = \Delta S$. 这一公式相当简单. 因为波面是指 S 为一定值的面, 因此它并不垂直于电子的运行方向, 而是垂直于 $\mathbf{mv} - e\mathbf{A}$. 波面间隔也不是德布罗意波长 $h/|\mathbf{mv}|$, 而必须使用 $h/|\mathbf{mv} - e\mathbf{A}|$. 也就是说, 将电子作为波来考虑时, 经常将 $\mathbf{mv} - e\mathbf{A}$ 看作为动量.

从(2)式可知势场是如何改变位相的. 式中等号右端第一项是以德布罗意波长来计算路长所求得的位相, 其中包括电势的影响. 第二项所代表是矢势场的影响.

从上面讨论可以得出:

穿越电磁场的电子束的位相,包含有电磁场信息 Φ 和 A ,导致电子位相与光子位相这种差别的物理本质是,电子是带电粒子,光子呈中性的缘故.

要观测位相,就要使两个电子束干涉,并无别的办法.现在来观察一下,电子束在通过均匀电场和磁场时,其位相是如何变化的.假定入射电子是平行束,对应着平面波.电场和磁场的作用使电子束波面偏转.如果以电子波长为单位来画倾斜波面的等高线,那么,在磁场情况下可以得到极其简单的结论:等高线是沿着磁力线分布的,等高线的间隔等于 h/e ,相应于磁通为 4.1×10^{-15} Wb. 另一方面,在电场的情况下,等高线是沿着等电位线的,而等高线之间的间隔,不能象在磁场情况那样来表达.后面将讨论这个问题.

三、电子束位相的计测方法

为了说明电子束位相计测方法,不妨首先介绍一下电子束计测所不可缺少的电子双棱镜.

1. 电子双棱镜

迄今为止,提出了各种各样的电子干涉仪方案,不过,可以说,能付诸实用的大概只有 Mollenstedt 等发展的电子双棱镜.这个装置,是由两块板状接地板与中央的线状电极构成,

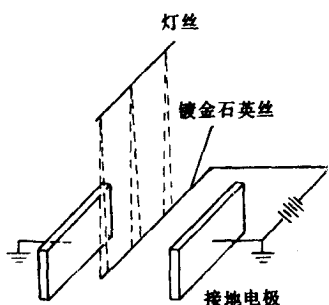


图1 电子双棱镜示意图

如图1所示.线的直径在 $1 \mu\text{m}$ 以下,两接地板相距为 5 mm 左右.从线两侧入射的电子束,被加在线上的约为 100 V 的正电压所吸引,从而在线下方重迭.如果电子束源是足够小以及电子束的单色性是足够好,那么在重迭区中将会形成干涉条纹.电子束的偏转角与入射位置(离开线的距离)无关,这与光学双棱镜的情况是一样的.这样,得到间距相等的干涉条纹.一般,电子束的偏转角为 $1 \times 10^{-5} \sim 1 \times 10^{-4} \text{ rad}$,对于 100 kV 的电子束($\lambda \approx 0.0038 \text{ nm}$),所形成的干涉条纹的间距为 $20 \sim 200 \text{ nm}$.

样品可放在线的一侧,透过样品的电子束与不受样品影响的电子束相干涉形成干涉条纹,同时可测出由样品引起的位相变化.

要特别指出的是:这种电子双棱镜,是电子干涉实验唯一不可缺少的分束器.

2. 电子双棱镜的偏转特性

电子在分束器中的偏转角是一个非常重要的参数,它直接决定电子束重叠区域的大小和干涉场的空间频率,作者根据经典电磁理论,从 Laplace 方程和 Lorentz 方程出发,推导出自由电子在电子双棱镜中的偏转角为

$$\alpha = \pm \frac{\pi}{2} \frac{1}{\ln(r_0/b_1)} \frac{V_1}{V_a} \quad (3)$$

式中 r_0 为双棱镜丝的直径, b_1 为丝到接地极的距离, V_a 为电子显微镜的加速电压. α 符号的确定如图2所示.

$$V_1 > 0 \begin{cases} x > 0, & \alpha < 0, \\ x < 0, & \alpha > 0; \end{cases}$$

$$V_1 < 0 \begin{cases} x > 0, & \alpha > 0, \\ x < 0, & \alpha < 0. \end{cases}$$

通常把 $V_1 < 0$ 的静电双棱镜(即在双棱镜上施加一负电压)称作发散双棱镜,把 $V_1 > 0$ 的双棱镜称作会聚双棱镜.

自由电子经双棱镜偏转后,将发生重叠,由于电子的波动特性,在重叠区域产生干涉,干涉条纹的间距为

$$s_s = \frac{\lambda(a+b)}{2a\alpha}. \quad (4)$$

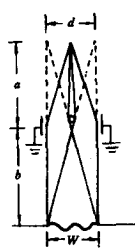


图3 静电双棱镜光原系统简图

如图3所示,(4)式中 a 为有效电子束源到双棱镜石英丝的距离, b 为石英丝到干涉平面 W 的距离,而重叠区域的大小,由简单的几何关系可以推导出

$$W = \frac{b\alpha - r_0(a+b)}{a}. \quad (5)$$

因此所能获得的干涉条纹数为

$$N = \frac{W}{s_s} = \frac{4aba^2}{\lambda(a+b)} - \frac{2r_0\alpha}{\lambda}, \quad (6)$$

式中 λ 为电子的德布罗意波波长. 从上式可以看出,当实验布局确定后,所获条纹总数,在不考虑电子束源的相干性时,取决于双棱镜上施加的电压值.

如果电子束源是一部分相干源,即电子束源具有一定线度 ϵ ,并假定电子束源发射电子密度沿 ϵ 的分布是一个高斯函数,即

$$F_1(\epsilon) = \epsilon_0^{-1} (2\pi)^{-1/2} \exp(-\epsilon^2/2\epsilon_0^2), \quad (7)$$

并假定由于电压波动,使得电子密度沿波长的分布是一个高斯函数,

$$F_2(k) = 2(\Delta k)^{-1} (2\pi)^{-1/2} \exp[-(k - k_0)^2/2(\Delta k)^2], \quad (8)$$

式中 $F_1(\epsilon)$, $F_2(k)$ 分别满足以下归一化条件:

$$\int_{-\infty}^{\infty} F_1(\epsilon) d\epsilon = 1;$$

$$\int_0^{\infty} F_2(k) dk = 1,$$

式中 k_0 为对应电子德布罗意波中心波长的波数, Δk 为高斯函数的宽度.

如果干涉平面上电子密度分布为

$$I(x) = 2I_0 \{1 + \cos[2(\pi/s_s) \cdot (x + b\epsilon/a)]\}. \quad (9)$$

将(7),(8)式代入(9)式得

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, k, \epsilon) F_1(\epsilon) F_2(k) d\epsilon dk$$

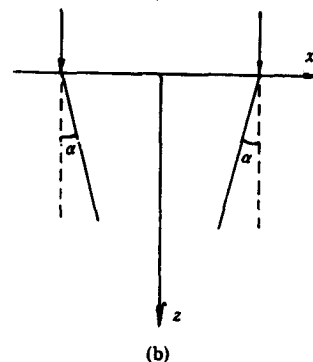
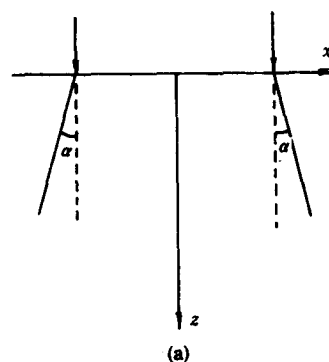


图2 夹角 α 符号的定义

$$= 2I_0 \{1 + \exp[-2(\pi b_0 \epsilon_0 / a_0 s_0)^2] \times \exp[-2(\pi x / s_0^2 \Delta s)^2] \cos(\alpha \pi x / s_0)\}, \quad (10)$$

式中

$$\Delta s = (ds_i / dk) \cdot \Delta k,$$

不难求得干涉区域内最大和最小的电子密度分别为

$$I_{\max} = 2I_0 \{1 + \exp[-2(\pi b_0 \epsilon_0 / a_0 s_0)^2] \times \exp[-2(\pi x / s_0^2 \Delta s)^2]\}, \quad (11)$$

$$I_{\min} = 2I_0 \{1 - \exp[-2(\pi b_0 \epsilon_0 / a_0 s_0)^2] \times \exp[-2(\pi x / s_0^2 \Delta s)^2]\}, \quad (12)$$

如果只考虑束源线度的影响,即令 $\Delta k = 0$,按照 Rayleigh 判据

$$\frac{I_{\min}}{I_{\max}} = \frac{1 - \exp[-2(\pi b_0 \epsilon_0 / a_0 s_0)^2]}{1 + \exp[-2(\pi b_0 \epsilon_0 / a_0 s_0)^2]} < 0.8, \quad (13)$$

求得

$$\pi b_0 \epsilon_0 / a_0 s_0 < (\ln 3)^{1/2}, \\ \alpha_0 < (a + b)(\ln 3)^{1/2} / k_0 b_0 \epsilon_0. \quad (14)$$

(14)式表明,当 a, b, ϵ, k 确定以后, α 不可以取任意值,这是一个重要的结果,因为从(6)式看出,只要增大偏转角,即增加双棱镜石英丝上的外加电压,就可以得到任意多的干涉条纹数.在许多文献中,普遍采用上述公式进行讨论.然而实验结果表明,当外加电压达到一定值以后就观察不到干涉条纹,原因就是不能满足(14)式的结果.

四、电子全息术的实验方法

电子全息图的记录是在电子显微镜中进行的,如在前面所介绍的电子全息图是对参考光和物光干涉图形的记录,这不仅要求电子显微镜有足够高的空间相干性和时间相干性,还要求仪器有足够的稳定性,即在曝光期间光程差的变化小于 $\lambda/8 - \lambda/10$,显然对德布罗意波段而言,对记录系统的要求也相当苛刻.

实验装置光学系统如图4所示.为了满足相干条件,电子束源经第一聚光镜,第二聚光镜和物镜三级聚焦,以便获得一个极窄细的强电子束探针,作为电子束源.在第二聚光镜后面放置一个小尺寸光阑,以限止孔径角.这样,通过第一聚光镜光阑的大数电子将落到第二聚光镜光阑之外.除了限制束源线度以外,增大 a 值也可以降低对束源线度的要求.条纹间距与 b 值成正比,为了不使条纹过密,以致超过通常电子干板的分辨率,增大超细丝到像屏间的距离是有益的.

另外,电子与光子不同,光子呈中性,而电子受外界杂散电磁场的干扰.因此,选择较高工作电压有利于电子干涉实验,但在同样条件下,选择较低的干涉级次.理论分析已表明,采用像面全息术可以降低对电子束源相干性的要求,但由于投影镜的焦长是固定的,因此要得到聚焦的样品的像,主要决定于物镜和第1、第2中间镜,这三个透镜中至少有一个必须通电,这样就出现七种组合,见表1.其中第6、7两种方式最终放大倍数太低(约几十倍到一百余倍),而且不可改变,所以没有实用价值.按照是否使用物镜,可将这五种方式分为两大类.

表 1 电子干涉实验的透镜组合方式

操作方式	1	2	3	4	5	6	7
物 镜	✓	✓	✓	×		×	×
第 1 中间镜	✓	✓	×	✓	×	✓	×
第 2 中间镜	✓	×	✓	✓	×	×	✓

✓表示透镜通电； ×表示透镜关闭。

第 1 类：使用物镜 为了要获得高的相干性，聚光镜应当对样品散焦。在此条件下，物镜后焦面与双棱镜之间的距离 a 变化较小，而 b 值则根据操作方式的不同而改变。若以各透镜在标准条件下工作而言，以第 5 种方式的 b 值为最大（从中间镜光栏到投影镜的物平面），第 1 和第 2 种方式的 b 值最小（从中间镜光栏到第 1 中间镜物平面）。这一类操作方式可得到较大的放大倍数，参数选择的余地也较大。

第 2 类：不使用物镜 此将第 1 中间物镜作为物镜来使用以聚焦样品。这种方式的最最终放大倍率较小（一般而言，低于 1000 倍）；但由于物镜关闭，有利于观察样品中的磁效应。若样品架上不放试样，仅仅作作为电子干涉仪来用，则可将第 1、第 2 中间镜调整到标准工作条件下。此时 b 值基本不变；通过调节第 2 聚光镜来改变 a 值。此时电子枪发射的电子束的交叉斑点只经过第 1、第 2 聚光镜两次缩小成像，双棱镜上方的有效光源的线尺寸较大，操作十分困难。

应当指出，各厂家制造的不同型号的电子显微镜，其尺寸参数不同，为了方便常规的操作，现代高分辨电子显微镜大多采用模式控制（明暗场、衍射...）。在某一种特定模式下，各透镜电流相对固定或者被限制在一个不大的范围中，不可自由调节。这对于寻求电子干涉与全息试验的最佳参数而言，是一个很难克服的障碍。所以在不改动现有结构的前提下使用某一种现代商品电子显微镜来进行电子干涉与全息实验时，一般不能在上述五种操作方式中都获得成功。应当首先根据电子显微镜的结构参数，先估算在不同操作方式下， a, b 等主要参量的值以及对干涉实验影响，进一步通过实验来确定最佳的操作方式。

五、用电子全息法观测微电场分布

1. 基本分析

如果电子显微镜中电子能量比起待研究的静电场能量大得多，静电场对电子束相位的影响可以用不含时间的非相对论薛定谔方程来描述，

$$\psi(x, y) = \frac{\pi}{\lambda v_a} \int V(x, y, z) dz. \quad (15)$$

上述积分是沿着电子运动轨迹进行的， λ 为电子的德布罗意波波长， v_a 为电子的加速动能， V 为静电势。

现在讨论一下，采用电子全息法测试点电荷电场分布以及荷电量大小的可能性。显然

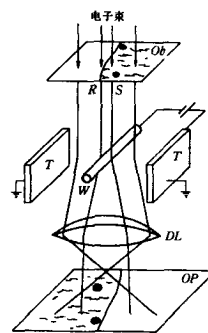


图 4 离轴全息实验装置简图

Ob 为样品； R 为参考束； S 为物束； W 为镀金石英丝； T 为接地电极； DL 为衍射透射； OP 为干涉平面

问题归结为对方程(1)中积分核的确定. 采用点电荷模型, 即假定点电荷立于在 x, y, z 坐标上的 $P(x_0, y_0, a_r)$ 点, 式中 a_r 为点电荷荷体的半径, 采用镜像法, 不难写出它的电势分布为

$$V = K_1 Q \left[\frac{1}{((x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-a_r)^2)^{1/2}} - \frac{1}{((x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z+a_r)^2)^{1/2}} \right], \quad (16)$$

式中 K_1 为常数, $K_1 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \times 10^9$, Q 为荷电量, 将(16)式代入(15)式, 并作以下假定:

- 1) 荷电粒子的内电势分布是均匀的;
- 2) (15)式积分沿 z 轴进行, 而不是沿电子运动轨迹进行, 这种近似已被许多文献证明是可行的. 从而求得

$$\phi(x, y) = \frac{-2\pi K_1 Q}{\lambda V_a} \arcsin h \left[\frac{a_r}{[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2]^{1/2}} \right]. \quad (17)$$

由于所研究的点电荷载体的线度为 nm 尺度, 所以不考虑电子显微镜中光学系统像差的影响. 由于我们所关心的只是相位因子, 可以略去曝光以及重现过程中各种照明参数对振幅项的影响, 并且认为是线性记录(包括电子全息图的记录和重现过程中重现像的记录), 因此重现像的强度分布为

$$I(x, y) = 1 + \cos \left[\frac{K_1 Q}{\lambda V_a} \arcsin h \frac{a_r}{x^2 + y^2} \right]. \quad (18)$$

(4)式已将点电荷移置 x, y 坐标原点, 因此, $x_0 = y_0 = 0$, V_a 为电子显微镜的加速电压.

从干涉理论, 两相邻最大干涉级之间应满足以下条件:

$$\frac{K_1 Q}{\lambda V_a} \left[\arcsin h \frac{M_1 M_2 a_r}{(x_1^2 + y_1^2)^{1/2}} - \arcsin h \frac{M_1 M_2 a_r}{(x_2^2 + y_2^2)^{1/2}} \right] - 1 = 1. \quad (19)$$

因此, 荷电粒子的荷电量为

$$Q = \frac{\lambda V_a}{K_1} \left[\arcsin h \frac{M_1 M_2 a_r}{(x_1^2 + y_1^2)^{1/2}} - \arcsin h \frac{M_1 M_2 a_r}{(x_2^2 + y_2^2)^{1/2}} \right] - 1, \quad (20)$$

式中 M_1, M_2 分别为电子显微镜的放大倍数和重现阶段光学放大倍数.

从(20)式可以看出: 当给出电子显微镜的加速电压以及重现中干涉条纹间距和放大后荷电体的直径, 可以方便地求出荷电量的大小.

2. 电子全息图的重现和结果

电子全息图中相位信息的重现有两种方法: 一种是双曝光法^[10]它能精确地重现原始物体的波前, 但灵敏度低; 另一种是相位放大技术^[11]它能将弱的相位变化信息成数量级地放大, 但重现过程中会人为地引入误差, 为了克服各自的缺点, 本文实验中将两者进行结合, 即将双曝光获得的等位相图为基准进行放大.

将上述获得的电子全息图放在图 5 所示的光路中进行重现, 即让马赫-陈特干涉仪中的两束光分别照射全息图, 调整马赫-陈特干涉仪的两臂, 使再现的 ± 1 级波重叠, 便可获得相位差放大 2 倍的等高图, 如图 6 所示. 位于图 6 中心的两个粒子, 即为聚乙烯乳剂小球, 在电子显微镜的束流作用下, 由于静电效应, 已成为一个荷电体, 围绕粒子的同心圆为球体等相位的投影. 从图 6 中还可以看出, 干涉条纹的同心圆被一横越线截断而错位, 这是由于两小球正位于支撑碳膜厚度突变之处所致.

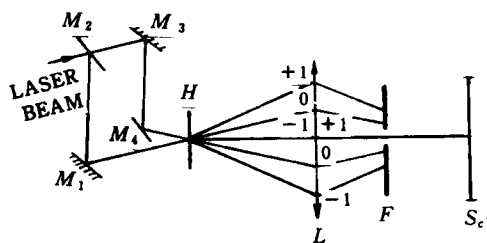


图5 电子全息术中用于位相差放大的马赫-陈德尔干涉仪重现光学系统 M_1, M_2 为反射镜; M_3, M_4 为分束器; H 为全息图; L 为光学重现透镜; F 为空间滤波器; S_c 为观察屏

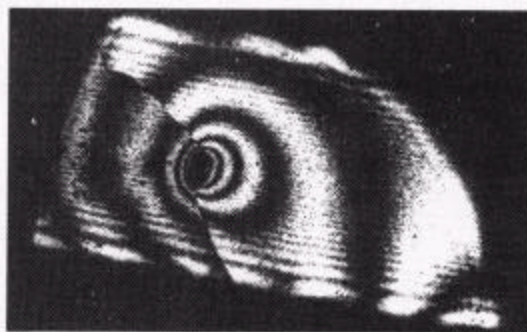


图6 两个带电球所产生的微静电场分布

从图6可以测出: $M_1 M_2 a_r \approx 2.5 \text{ mm}$, 相邻等相位环的半径(第三环)和第四环分别为: $\sqrt{x_1^2 + y_1^2} = 7.5 \text{ mm}$ 和 $\sqrt{x_2^2 + y_2^2} = 15 \text{ mm}$, 加速电压 $V_a = 100 \text{ kV}$, 电子波长 $\lambda \approx 0.04 \times 10^{-10} \text{ m}$, $K = 9 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{C}^{-2}$, 将以上各值代入(20)式求得

$$Q = 1.44 \times 10^{-16} \text{ C},$$

而一单电子的荷电量为

$$|e| = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C},$$

因此, 本实验中测得聚乙烯小球上俘获约 900 个电子.

- [1] D. Gabor, *Nature(London)*, **161**(1948), 777.
- [2] T. Hibi, *J. Elect. Microsc.*, **4**(1956), 377.
- [3] G. Möllenstedt, and H. Dücker, *Z. Physik*, **145**(1956), 377.
- [4] A. V. Crewe, D. N. Eggenberger *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.*, **39**(1968), 576.
- [5] A. Tonomura, T. Matsuda *et al.*, *J. Electron Microsc.*, **28**(1979), 1.
- [6] A. Tonomura, *J. Elect. Microsc.*, **33**(1984), 101.
- [7] Yu. A. Kulyupin *et al.*, *Optik*, **52**(1978/1979), 101.
- [8] S. Farabboni, G. Matteucci *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 2196.
- [9] V. Drahos *et al.*, *Z. Angew. Phys.*, **27**(1969), 227.
- [10] Chen Jianwen *et al.*, *Chinese Physics Lasers*, **14**(1987), 27.
- [11] J. W. Chen, *Phys. Rev.*, **A40**(1989), 3136.

ELECTRON HOLOGRAPHY AND ITS APPLICATION ON OBSERVATION OF MICRO-ELECTROSTATIC FIELD DISTRIBUTION

CHEN JIAN-WEN WANG ZHI-JIANG

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800

(Received 26 February 1993)

ABSTRACT

Principle of electron holography and a new method for producing the electrostatic field specimen are presented. Some dielectric particles supported by a thin carbon film, for example, polystyrene latex spheres, 0.31 μm in diameter, will become a charged body during the observation in electron microscope because of electrostatic accumulation. Obviously, under the electron beam, the spheres of radius r , acquire a stationary positive charge Q and the resulting field can be simply modelled by that of point charge Q . With the field model, the electrostatic field distribution were observed and the sizes of the charged objects are determined by electron holography.

PACC: 4240;4180D