

电子束干涉和菲涅耳衍射

陈建文 傅淑芬 倪瑞莲 王之江
(中国科学院上海光学精密机械研究所)

曹 涵 清
(宝山钢铁总厂)

提 要

本文报道了在透射型电子显微镜中,以静电双棱镜作分束器,观察到电子束干涉和菲涅耳衍射的实验结果。

一、引 言

1956年, Möllenstedt 和 Düker^[1] 采用静电双棱镜作电子分束器,在特制的透射型电子显微镜中首次观察到电子束干涉条纹。1973年, Donati 等人^[2] 采用普通电镜作为电子束源,并在其上配置一电子双棱镜,使用点状灯丝,验证了 Möllenstedt 衍射和干涉实验。

为了提高电子束源的相干性,1978年, Tonomura 等人^[3] 研制成一台场发射电子显微镜,使电子束源的亮度又有数量级的提高,并成功地开展了电子全息实验研究工作。文献[4]和[5]建议采用脉冲高温等离子体作为电子束源,可望大幅度提高电子束亮度,并讨论了电子束亮度极限的概念。尽管电子束干涉和衍射的研究历史,可以追溯到几十年前,然而,迄今电子干涉实验还仅仅在极少数几个实验室内进行,这不仅是因为缺乏高稳定性、高亮度的电子束源和研制电子分束器的困难,而且对实验条件的要求也相当苛刻,以致物理领域中某些重大课题,例如人们长期争论不休的 Bohm 势是否作为一个客观实体而存在的电子束干涉实验验证,拖沓了二十余年还没有充分肯定。

本文是对这一领域作一初步尝试。采用透射型电子显微镜作为电子束源, Möllenstedt 双棱镜作为电子分束器,观察了双棱镜的偏转和重叠区的干涉现象,并利用静电双棱镜镀金超细丝两侧的散射波在超细丝阴影处相交重叠,获得了干涉条纹。

二、超细丝的电子束干涉原理及相干条件

设有一不透明的镀金超细丝,被一相干电子束照明,那末经过超细丝边缘的散射波和从侧面直接的透射波相交重叠而产生干涉,这就是人所熟知的菲涅耳衍射,文献[6]已对此作出详细讨论。

当超细丝的两侧散射波相交重叠时,就产生干涉。如果我们把两侧散射波看成是来自

两个子波源,那么,这种干涉可等效于杨氏双缝干涉实验,由于两个子波源强度相等,因此在阴影区内强度分布为

$$I = 2I_0[1 + \gamma \cos(2\pi\delta/\lambda)], \quad (1)$$

式中 δ 为两相干电子束的波程差, γ 为相干度, λ 为电子的德布罗意波长, I_0 为电子密度。阴影区内的干涉条纹间距 s_1 为

$$s_1 = (\lambda b / 2r), \quad (2)$$

式中 r 为超细丝的半径, b 为超细丝到观察屏的距离。

如果在静电双棱镜的超丝上施加一正电位时,电子束就发生偏转,传播一定的距离之后发生重叠,其偏转角为^[7]

$$\alpha = \frac{\pi}{\ln(2r/b_1)} \frac{V_f}{V_a},$$

式中 b_1 为超细丝到双棱镜底平面的距离, V_f 为施加双棱镜细丝上的外加电压, V_a 为电子显微镜的加速电压。由图 1 可以求得重叠区的宽度 w 和条纹间距 s 分别为

$$w = \frac{2[ab\alpha - r(a+b) - ar^2]}{a + ar}, \quad s = \frac{\pi(a+b)}{k\alpha}, \quad (3)$$

式中 $k = (2\pi/\lambda)$, a 为等效电子束源(物镜的焦点)到细丝的距离。那么干涉条纹的数目

$$N = \frac{w}{s} = \frac{2ka\alpha[ab\alpha - r(a+b) - ar^2]}{\pi(a+b)(a+ar)}, \quad (4)$$

可见只要改变双棱镜细丝上的外加电压,就可以获得不同的干涉级次。

在以上讨论中,为简便起见,曾假定电子束源为一点源,实际上电子束源总有一定的宽度。下面我们进一步讨论为了获得清晰的干涉条纹可能允许电子束源的最大线度,即相干条件。

假定电子束源发射区域宽度为 ε ,如图 2 所示,显然,除了电子束源的中心点以外,在发

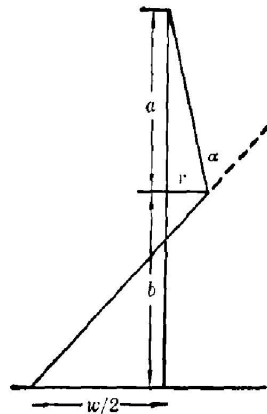


Fig. 1 Diagram for calculating width of the interference region

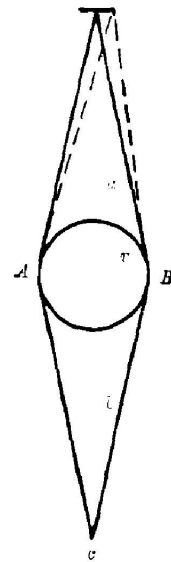


Fig. 2 Diagram for calculation of optical path

射区 ε 上其它点发生的电子束到 A 、 B 两点的距离都是不同的。我们考察以边缘 ε_1 上一点发射的电子束到 A 点和 B 点的波程差: $\Delta_1 = \overline{\varepsilon_1 B} - \overline{\varepsilon_1 A}$ 。用简单的几何关系很容易求得

$$\Delta_1 = (\varepsilon r/a)。 \quad (5)$$

显然, 这个波程差与成像屏上 C 点的坐标无关, 其物理效应是使干涉条纹产生一平移。当位相差

$$\delta = (2\pi/\lambda)\Delta_1 = (2\pi/\lambda)(\varepsilon r/a) = (\pi/2), \quad (6)$$

亦即 $\varepsilon = (\lambda a/4r)$ 时, 干涉效应消失, 因而屏幕上各点强度相等。因此, 为了获得好的条纹对比度, 我们必须要求电子束源线度 ε 满足

$$\varepsilon < (\lambda a/8r) \quad \text{或} \quad \varepsilon < (as/4b) = [\pi(a+b)/4kab], \quad (7)$$

此即为相干条件。从(4)式可以看出, 为了获得高的干涉级次, 可以增大偏转角 α , 但确受到(7)式电子束源线度的限制, 不断地增大偏转角 α 值, 对于具有某一线度值的电子束源, 将引起条纹逐渐模糊以致消失。

三、实验方法和结果

实验装置光学系统如图 3 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多数电子将落到第二聚光镜光阑之外。从(7)式还可以看出, 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。由(2)式表明, 条纹间距和 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。

文献[5]给出了在单位时间内通过单位面积、单位立体角的电子数极限值为

$$B_m = \frac{E_m [1 + (E/\alpha mc^2)] dE}{2\pi^3 h^3}, \quad (8)$$

式中 h 为普朗克常数, E 为电子能量, 显然采用较高能量的电子, 不但电子束密度大, 而且相干度得到改善。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束干涉实验, 但在同样条件下, 选择较低的干涉级次。实验中使用的电压为 80 kV。

超细丝是一根直径为 $0.8 \mu\text{m}$ 的镀金石英丝。实验装置为一台 JEM-200 CX 透射型电子显微镜, 为了对电镜不作改动, 而方便地加入静电双棱镜, 又考虑以上各种要求, 置分束器于第一中间镜光阑处, 第一聚光镜强激励, 第二聚光镜过聚焦, 物镜久聚焦, 久聚焦量约为: $2500 \sim 3000 \text{ \AA}$, 第一中间镜关闭掉, 以增大 b 值, 在上述实验装置和实验条件下, 获得的电子束在超细丝阴影区的干涉和衍射图像如图 4 所示。

图中细丝的阴影部分等间距条纹即为干涉图形。实验中 $a = 14 \text{ cm}$, $b = 9 \text{ cm}$ 。据(2)式

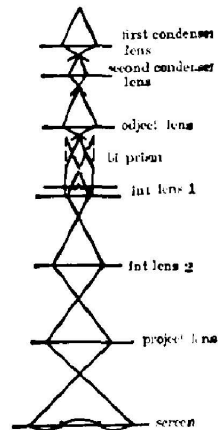


Fig. 3 Optical system of the JEM-200 CX electron microscopy

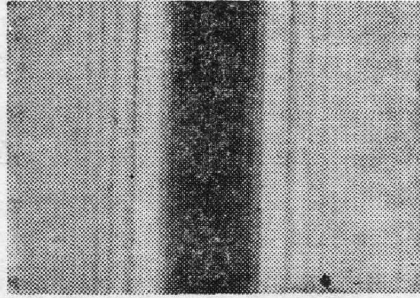


Fig. 4 Electron diffraction and interference pattern

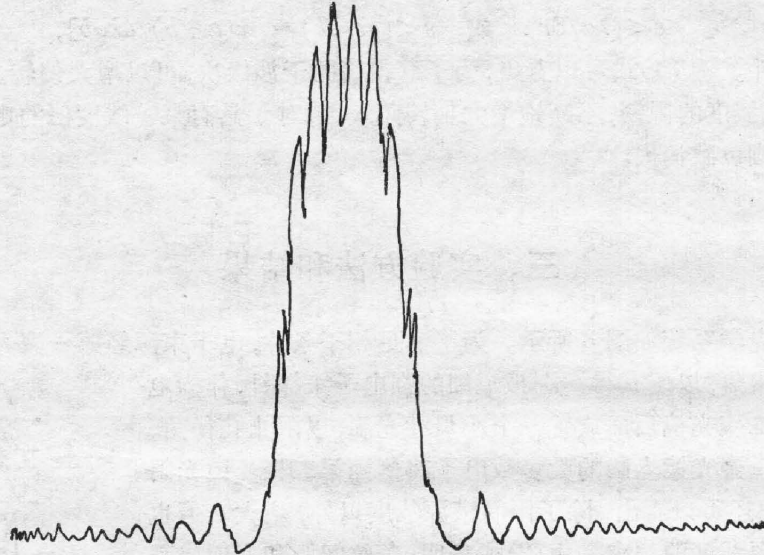


Fig. 5 Densitometric curve of the electron diffraction and interference pattern

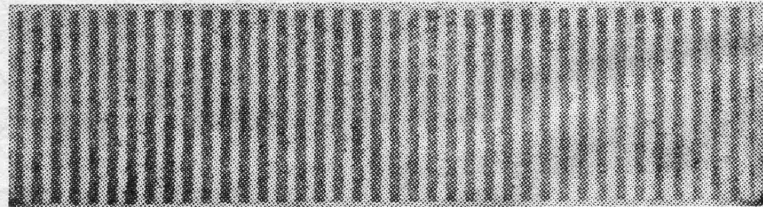


Fig. 6 Interference fringes after information processing

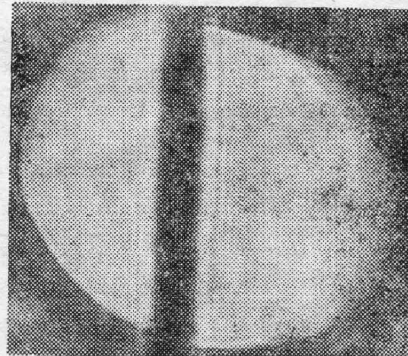


Fig. 7 In the middle of the picture: interference and diffraction pattern by a filament. In the center of the picture: drift pattern of the edge of a hole in a carbon film

求得干涉条纹间距为 $0.73\mu\text{m}$ 。而在超细丝两侧是非涅耳衍射图,从图中可以看出大约有 17 条非涅耳衍射带。图 5 为上述干涉、衍射图相应的黑度计扫描照片。

当在双棱镜细丝上施加一正电位时,获得的干涉图形如图 6 所示。

四、讨 论

(1) 以上我们只考虑了束源的线度在相干性的影响,而假定束源为一单色源。这种假定是否正确?

干涉区域的电子密度分布为

$$I(x) = 2I_0 \left\{ 1 + \exp[-2(\pi b \varepsilon / as)^2] \exp[-2(\pi x \Delta s / s^2)^2] \cos(2\pi x / s) \right\}, \quad (8)$$

$$\Delta s = (ds/dk) \Delta k.$$

当 $(2\pi x / s) = 2m\pi$, 求得最大电子密度为

$$I_{\max} = 2I_0 \{ 1 + \exp[-2(\pi b \varepsilon / as)^2] \exp[-2(\pi \Delta s x / s^2)^2] \}, \quad (9)$$

当 $(2\pi x / s) = (2m+1)\pi$ 时,求得最小电子密度为

$$I_{\min} = 2I_0 \{ 1 - \exp[-2(\pi b \varepsilon / as)^2] \exp[-2(\pi \Delta s x / s^2)^2] \}. \quad (10)$$

为讨论问题方便起见,假定 $\varepsilon = 0$, 即电子束源是个理想的点源(场发射电镜接近这种性质),而 $\Delta k \neq 0$, 以考察纵向相干性对电子束干涉的影响,据 Rayleigh 判据:

$$\frac{I_{\min}}{I_{\max}} = \frac{1 - \exp[-2(\pi \Delta s x / s^2)^2]}{1 + \exp[-2(\pi \Delta s x / s^2)^2]} \leq 0.8, \quad (11)$$

从上式可以得到由电子束源的单色性所决定的条纹区域宽度为

$$2|x| \leq (\ln 3)^{1/2} ks (\lambda^2 / \Delta \lambda), \quad (12)$$

从上式中取: $\Delta k = (\pi \Delta \lambda / \lambda^2)$ 而获得的最高干涉级次则为

$$N_L = \frac{2|x|}{s} = \frac{2(\ln 3)^{1/2}}{\pi \Delta k} = 4\pi \frac{\lambda}{\Delta \lambda}. \quad (13)$$

从测不准关系知道

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda}{2} \left(\frac{\Delta V_0}{V_0} \right), \quad (14)$$

已知 JEM-200CX 电子显微镜电源电压的稳定性为 $(\Delta V_0 / V_0) = 2 \times 10^{-6}$, 因此,当 $V_0 = 80 \text{ kV}$ 时,所能得到的条纹总数应为 10^6 以上。从以上讨论可知,在热发射电镜中,只考虑电子束源线度的影响是正确的。

(2) 实验中使用的超细丝,是用石英在氢氧焰上拉制而成,外镀黄金,保证具有良好的导电性。当然,这种超细丝也可以用蜘蛛丝或金属丝代替。

(3) 将 r, a 和 λ 数值代入(7)式,可以估算出,实验中所使用的电子束源线度 $\varepsilon < 1830 \text{ \AA}$, 但也可以从电子干涉实验中测出等效电子束源的尺寸,从条纹能见度定义

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \exp \left[-\frac{2(\pi b \varepsilon)^2}{as} \right], \quad (15)$$

求出 ε 值。

如果进一步增大第一、二聚光镜的激励,那么,等效电子束源的线度还可进一步减小,但是曝光时间将增加,这样对系统的机械稳定性和电源电压的稳定性要求亦将更高。

(4) 在电子显微镜中,通常使用碳膜微筛孔边缘的非涅耳衍射条纹变化,以检查电源电

压稳定性,或通过对条纹宽度的测试估算仪器的极限分辨率。但必须指出的是,这种碳膜微筛孔在电子轰击下,常常引起漂移或污染,因此为测试工作带来不便和误差,若采用本文所介绍的超细丝的衍射和干涉,则可避免上述问题。

图7是在样品台上置一碳膜微筛孔,中间的镜光阑处置一镀金石英丝,同时观察两者的菲涅耳条纹,结果是碳膜明显漂移,而石英丝在长达15分钟内保持不动。

对西德 Tübingen 大学 Lithe 博士提供静电双棱镜样品及超细丝膜层数据;北京科仪厂姚骏恩高级工程师的帮助;本所周至尧同志的支持和协作,作者在此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] G. Möllenstedt, H. Düker; *Z. Physik.*, 1956, **145**, No. 3 (May), 377.
- [2] O. Donati, G. F. Missiroli *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1973, **41**, No. 5 (May), 639.
- [3] A. Tonomura *et al.*; *J. Electron Microscopy*, 1979, **28**, No. 1 (Jan), 1.
- [4] 王之江,徐至展;《中国激光》(待发表)。
- [5] 王之江;《科学通报》,1981, **26**, No. 2 (Nov), 1359。
- [6] J. Komrsaka *et al.*; *Opt. Acta*, 1964, **11**, No. 2 (Apr), 145.
- [7] 陈建文;《光学学报》,1985, **5**, No. 3 (Mar), 229。

Electron-beam interference and Fresnel diffraction

CHEN JIANWEN, FU SHUFEN, NI RUILIAN AND WANG ZHIJIANG
(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

CAO HANQING
(Baoshan Steel Works, Shanghai)

(Received 22 January 1985; revised 15 July 1985)

Abstract

Experimental results of electron interference and Fresnel diffraction observed on a transmission electron microscope using an electrostatic biprism as beam-splitter are reported.