

电子全息术及其应用

吴自勤 毕林松

(中国科学技术大学基础物理中心)

全息术是 Gabor 在 1948 年提出的^[1]。当时的想法是利用光学方法补偿电子透镜的球差以提高电子显微镜的分辨本领。五十年代中期, Möllenstedt 等^[2]利用电子双棱镜获得了衬度良好的电子干涉图, 在实验技术上使电子全息术前进了一步。不久有人利用这种方法测定了晶体内部平均势, 取得了一些成果^[3]。但是, 由于普通电子枪的相干性差, 亮度小, 电子干涉图的分辨率没有能优于 10 nm, 从而使电子全息术的发展迟缓。1960 年激光出现以后, 光学全息术得到了迅速的发展, 这和激光束具有良好的相干性是分不开的。1968 年 Crewe 等^[4]研制成功场发射枪扫描电镜。场发射电子枪通过钨针尖处极高电场作用下的隧道电流发出相干性好、亮度高的电子束, 为电子全息术的发展提供了条件。1978 年以来 Tonomura 等和 Lichte 等利用改进了的电子全息术取得了不少重要的成果, 例如肯定地证实了量子电动力学中的 Aharonov-Bohm 效应 (AB 效应), 获得了分辨率达 0.2 nm 的电子全息象, 观察到了磁性颗粒中微观磁场的分布等, 引起了人们广泛的重视。1986 年 9 月在日本京都举行的第十一届国际电子显微学会议上共有二个非生物学全会报告, 其中之一是晶体表面的高分辨象和衍射研究, 另外一个就是电子全息术。

一、双棱镜电子全息术原理

和光学全息术一样, 电子全息术也必须使用相干性良好的电子束。电子束的相干性和电子能量的分散度 ΔE 成反比, 和电子发射面积所张的发散半角 α 成反比。场发射枪使二者大大降低, 使相干性大为改善; 场发射枪的亮度比普通电子枪提高几个数量级, 使高分辨全息图

的信号噪声比显著提高。目前电子全息术都是利用这种光源。

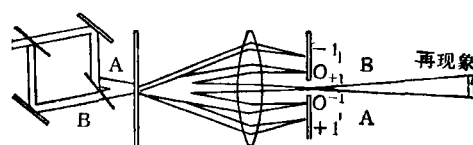
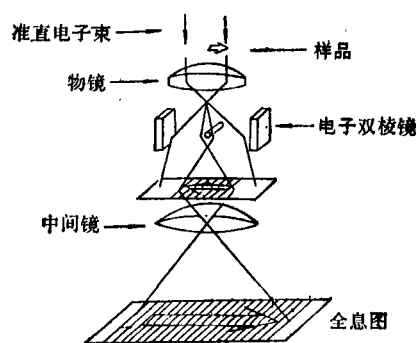


图 1 电子全息图的形成和再现

如图 1 所示, 准直的电子束一半通过样品, 一半不经过样品。显然, 通过样品的电子束携带有电子和物体相互作用的信息。这种信息常常包含在电子束的波振幅或相位变化之中。不通过样品的电子束仍保持为参考平面波。经过物镜后, 两束光通过放置在中间镜前面的电子双棱镜发生折射, 物波和参考波在象面相干成象, 并经中间镜放大后记录成全息图。这张全息图记录了物波相位和振幅的变化, 相位变化主要显示在物波和参考波形成的干涉条纹的距离和弯曲之中 (物波相位变化平缓处形成大体平行的条纹, 变化急剧处条纹发生弯曲), 物波的振幅变化则引起条纹上的衬度变化。

图 1 下方表示相干激光束以略有不同的角度照射电子全息图后实现现象的光学再现, 在光学再现过程中可以使相位变化放大 (图中的配置使相位放大倍数为二倍) 或做其他信息处

理^[4](校正象差、进行 Zernike 相位-振幅转换等)。目前的电子全息术实际上都包括电子全息图的获得和激光束光学再现两个部分。

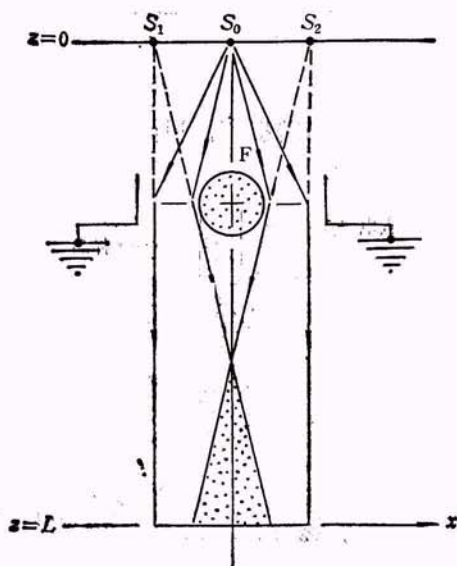


图2 Möllenstedt 电子双棱镜

图2是 Möllenstedt 电子双棱镜示意图,图中F是 μm 量级细丝(一般是石英丝),外面镀上金属膜(金膜等),相对二侧接地的金属板上加上正电压,使 $z=0$ 处的电子枪 S_0 发出的电子束分成左右两部分,分别折射后在 $z=L$ 处相干,它的作用相当于使 S_0 变成两个相干的虚光源 S_1 和 S_2 。

电子全息图中相邻条纹之间的相位差的改变是 2π 。但是经常遇到的情况是相位变化远小于 2π ,这时候就需要利用相位放大技术。如图1所示,A,B两束相干激光透过电子全息图后都包括有透射分量和衍射分量,在衍射分量中包含有物波的相位信息,取A束的一级衍射和B束的负一级衍射两个相互共轭的分量重合成象,由于二者的相位符号相反,得到的相位变化等于物波相位变化的二倍,也就是相位放大二倍。如需要更高倍数的放大,可以利用更高阶的共轭衍射。一般衍射波振幅随阶数增大而降低,因此要作高倍相位放大的电子全息图,其衬度应该很强。

二、Aharonov-Bohm 效应的实验验证

经典电动力学中矢势 \mathbf{A} 的引入($\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$, \mathbf{H} 磁场强度)并没有实际的物理意义。Aharonov 和 Bohm 指出^[6],在量子电动力学中, \mathbf{A} 的存在(包括 H 等于零的场合,此时 \mathbf{A} 是常数)将引起电子波的相移,这一相移由下式给出:

$$\frac{2\pi e}{h} \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} = \frac{2\pi e}{h} \phi, \quad (1)$$

这里的线积分沿闭合回路进行, ϕ 是回路中的磁通量。在电子全息术中,这一回路可以由两条从远离样品处来并远离样品而去的电子轨迹组成。这时 ϕ 就是两条电子轨迹间的磁通量。

AB效应提出后不久就有实验验证,但是后来有人提出疑问,认为实验中没有解决磁力线泄漏问题。1983年,Tonomura等^[7]用不泄漏磁力线的坡莫合金薄膜环验证了AB效应,但仍有人认为,相移是电子束穿过坡莫合金膜时受到洛伦兹力而引起的。1986年,Tonomura等^[7]针对这一不同意见,根据杨振宁发表的想法,严格地证实了AB效应。他们利用光刻制备了一个外径为几个 μm 的包有可降低矫顽力的 SiO 膜的坡莫合金(Fe-80\%Ni)薄膜环,再密封在中空的Nb环中[图3(d)]。在Nb的外面再蒸镀上Cu膜,以阻止电子透过样品并避免电荷效应和接触电势效应。经过检查肯定无磁力线泄漏后在低温下获得了双棱镜电子全息图和光学再现象。图3(a)和图3(b)是4.5K Nb处于超导状态下得到的干涉条纹图,前者未

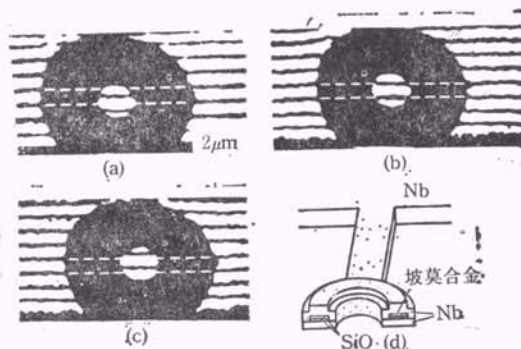


图3 验证AB效应时得到的干涉条纹图(a)为4.5K,相位放大1 \times ; (b)为4.5K,相位放大2 \times ; (c)为15K,相位放大2 \times ; (d)为所用的样品

经相位放大,环中条纹相对环外条纹位移了二分之一条纹间距,后者经二倍相位放大后位移了一个条纹间距。这两张图说明环内外相位差是 π 的奇数倍,根据(1)式得到

$$2\pi e \phi / h = (2n + 1)\pi \quad (n \text{ 整数})$$

或 $\phi = (2n + 1)h/2e$ 。这说明超导 Nb 环中的磁通量是 $h/2e$ 的整数倍。图 3(c) 是 15K 下铌已转变为正常态后得到的干涉条纹图,从图可量得环内外的相移为 $(2n + 1.32)\pi$,这时的相移是坡莫合金环中的磁通量引起的。

上述实验不仅肯定地验证了 AB 效应,而且还再次证实了超导材料中的磁通量子化现象。显然这样的实验工作是高水平的。

三、表面台阶的观察

电子束进入晶体后受到晶体内平均电势的加速作用,波矢略有增大,波长略有缩小,因此电子波前相对参考波前有所推迟,波前的推迟相当于相位移动。这种相移和试样厚度成正比。对于 100 keV 电子(波长 0.0037 nm)来说,晶体内势为 20V 时,电子波长缩短万分之一,晶体厚度为 37 nm 时,使物波波前推迟一个波长,即相移为 2π 。为了观察表面的单层台阶,必须用相位放大技术分辨出台阶二侧的约 $2\pi/100$ 的相移。

图 4 是一张经相位放大 24 倍的硫化钼的表面台阶象^[8]。虽然图中有噪声引起的干涉条纹的扭曲,在 A, B, C 三处仍可明显看到表面台阶引起的干涉条纹的位移。它们分别是单

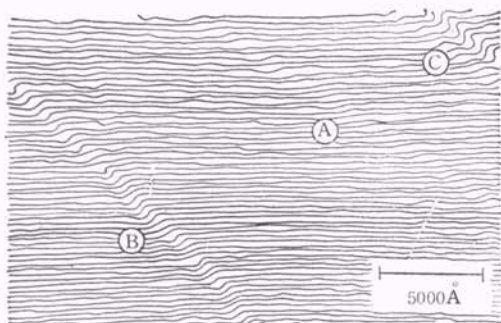


图 4 表面单层台阶 A(高 0.62 nm), 双层台阶 B, 三层台阶 C 引起的干涉条纹的位移

层、双层和三层的台阶,台阶的高度分别是 0.62 nm 的一倍、二倍和三倍,即 $c/2$, c 和 $3c/2$ (c 是晶格周期)。利用同样的方法可以测定微颗粒在电子束透射方向上的厚度分布。

上述厚度测量均需事先知道晶体平均内势,显然这种厚度测量方法对非晶态同样适用。

四、高分辨象

当电子束沿晶体密排方向(定为 z 方向)通过时,受到晶体周期势 $V(x, y, z)$ 的作用后相位发生变化,这一相位变化和下列积分成正比:

$$\int_0^t V(x, y, z) dz,$$

这里的积分范围是晶体厚度 t 。当 x, y 方向分辨率不够时,上述积分等于 $V_0 t$ (这里的 V_0 是晶体平均势),图 3 中的干涉条纹的位移即由此引起。当 x, y 方向分辨率足够高时,就可以观察并记录下晶体周期势引起的周期地起伏的波前。

图 5 是 Lichte 得到的氧化铌晶体的电子全息图和光学再现现象,他使用了场发射 EM420ST 电镜,在叠区光阑部位放置电子双棱镜,采取了尽量消除杂散场和机械振动的措施^[9,10],使电

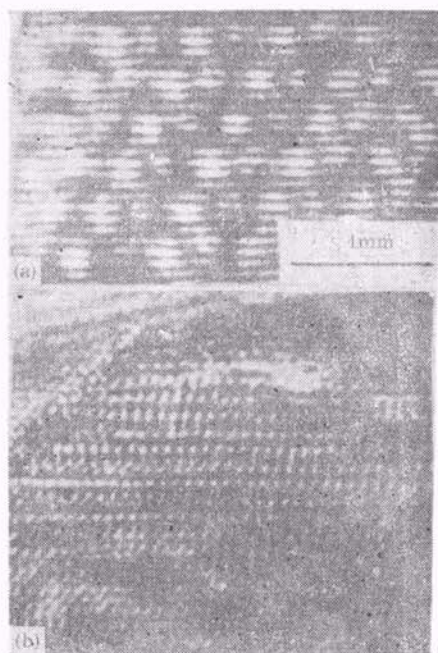


图 5 氧化铌晶体的电子全息图和光学再现高分辨象

子全息图的条纹间距达到 0.075nm [图 5(a)], 甚至 0.05nm . 在利用 Zernike 相位板^[9]后得到的光学再现高分辨象的分辨率优于 0.2nm [图 5(b)], 已经可以和普遍高分辨电镜象相媲美^[9]. 作者和他的同事正在上述成果的基础上实践 Gabor 在近四十年前提出的卓越的设计: 在获得电子全息图后, 用光学再现的方法校正电镜物镜的球差, 以进一步提高电镜的分辨率.

五、样品中磁场和电场的测量

如图 6 所示, 电子束受到磁场 B 或电场 E

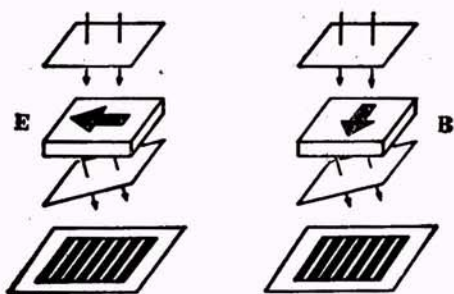


图 6 样品中电场或磁场引起的干涉条纹

的作用后, 运动方向将发生改变, 也就是波前发生相应的倾斜. 这一倾斜的波前和参考波波前相遇后将产生如图所示的平行干涉条纹^[8].

如果一个磁性颗粒中存在圆状闭合磁力线, 那么磁力线引起的波前将是一个圆锥面(相当于图 6 中的倾斜波前旋转 360°). 图 7(a) 是钴颗粒中磁力线引起的干涉条纹图, 由环状磁力线引起的波前(中心部分接近圆锥)和一个参考平面波相干而成. 二条纹间流过的磁通量为 h/c .

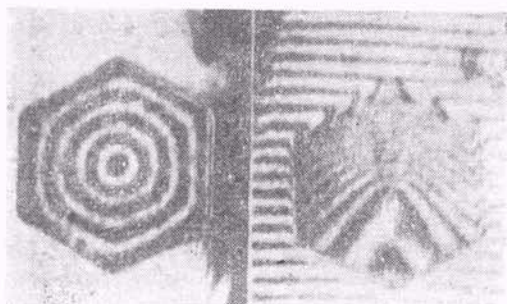


图 7 (a) 钴颗粒的干涉条纹图; (b) 倾斜参考光后得到的干涉图

如果闭合磁力线沿顺时针方向, 则锥状波前是朝前的, 反之则锥状波前是向后的. 要确定闭合磁力线的方向, 由图 7(a) 是得不出结果的, 因为朝前和朝后的锥状波前将给出同样的干涉条纹图. 如果得到图 7(a) 那样的干涉图后再倾斜参考光束, 可得到图 7(b) 所示的干涉图. 根据干涉图的这种变化可以确定磁力线的方向, 因为倾斜的参考波前平面和朝前、朝后锥状波前引起干涉图的变化是相反的. 从图 7(b) 可见, 干涉条纹越过颗粒边界时向下弯, 进入颗粒内部后向上弯. 前面已经介绍过, 晶体的内势使波前推迟, 相应于图 7(b) 上干涉条纹下弯, 因此进入颗粒后向上弯表示磁力线引起的波前向前, 由此得出, 此磁力线是沿顺时针方向的. 利用同样的技术对高密度磁记录材料中的磁力线分布进行了观察^[11], 这些观察说明, 电子全息术有重要的实际意义. Frabboni 等^[12]对 p-n 结附近的电场分布也进行了类似的观察.

电子全息术已经达到相当高的水平, 它的应用还刚刚起步. 随着场发射电子束的逐步普及和光学信息处理的进一步的应用, 电子全息术必将获得迅速的发展. 反射电子显微术已经相当成熟, 反射电子显微术和电子全息术有可能结合起来, 这将突破目前电子全息术只能观察薄膜不能观察大块样品的限制, 使电子全息术得到更广泛的应用.

参 考 文 献

- [1] D. Gabor, *Proc. Roy. Soc.*, **A197**(1949), 454.
- [2] G. Möllenstedt and H. Dücker, *Naturwiss.*, **42**(1955), 41.
- [3] R. D. Heidenreich, *Fundamentals of TEM*, Intersci. Publ., New York, (1964), 141.
- [4] A. V. Crewe et al., *Rev. Sci. Instrum.*, **39**(1968), 576.
- [5] 母国光, 战元令, *光学*, 人民教育出版社, (1978), 363.
- [6] Y. Aharonov and D. Bohm, *Phys. Rev.*, **115**(1959), 485.
- [7] A. Tonomura et al., *Phys. Rev. Lett.*, **51**(1983), 331; **56**(1986), 792.
- [8] A. Tonomura, *J. Electron Microscopy*, **35**(1986), Supplement, p.
- [9] H. Lichte, *ibid.*, p. 675.
- [10] H. Lichte, *Optik*, **70**(1985), 176.
- [11] N. Osakabe et al., *Appl. Phys. Lett.*, **42**(1983), 746.
- [12] S. Frabboni et al., *J. Electron Microscopy*, **35**(1986), Supplement, 685.