

用电子全息术观测微弱漏磁场

陈建文 陈 敏 寇雷刚 徐至展
(中国科学院上海光机所 上海 201800)

肖体乔 张映萁 徐洪杰
(中国科学院上海原子核所 上海 201800)

提要 介绍了采用电子全息术观察磁样品漏磁场的实验方法、结果及其实用意义。

关键词 电子全息术, 漏磁场, 位相差放大技术

1 引 言

最近几年来,场发射电子显微镜获得了迅猛发展,为电子全息术提供了一个高亮度单色电子束源,而 Mollenstedt 双棱镜的商品化更有力地促进了电子全息术的发展,使电子全息技术日臻成熟,在许多领域获得了广泛的应用,例如用电子全息术观测微电子磁场的分布已经成了物理学领域中的一个活跃分支。本文介绍了采用电子全息术观测微磁漏场的一个实验结果及其意义。

2 从 Aharonov-Bohm 效应谈起

早在 1959 年, Aharonov 和 Bohm 提出,当带电粒子通过一非零势的零场区域时,可观察到物理效应,这一效应简称 A-B 效应^[1]。例如,在一无电场的空间中,有一无限长的理想螺旋管,其表面有电流通过,如图 1 所示,显然管外磁场 $B = 0$, 而管内磁场 $B \neq 0$ 。根据方程 $B = \nabla \times A$, 式中 A 为矢势。因此螺旋管外存在着矢势场 A 。

从 1960 年开始,为了验证这个效应,设计了许多实验装置,图 2 是一个典型的实验方案。由电子源发出的相干电子束,经双狭缝 σ 和 σ' 到达屏 P , 在紧靠两狭缝后置一垂直于纸面的细长螺旋管 D , 当矢势 A 发生变化时,相位差发生变化(C), 从而干涉条纹发生移动。这一实验完成以后,似乎

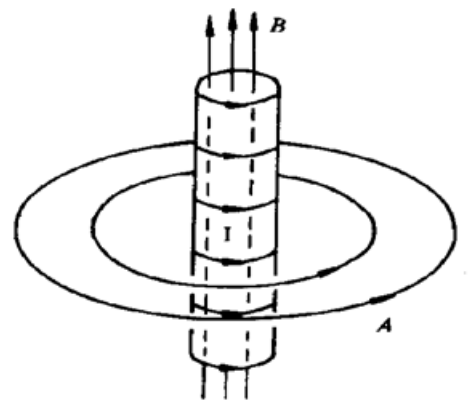


图 1 螺旋管的磁场

Fig. 1 Magnetic fields of the solenoid

A-B 效应就得到了证实。然而我们知道在经典物理学中矢势 A 是为了求解麦克斯韦方程组而引进的一个参数,而磁场 B 才是基本的物理实体,矢势是派生出来的。如果 A-B 效应就此证实的话,那么磁感应强度 B 将退居为派生的概念。无疑这是物理学领域中的一件大事。很快有人提出质疑: 这是否是由于螺旋管的漏磁场导致的? 这种质疑是在情理之中, 因为客观上不存在无限长的螺旋管, 漏磁场存在是必然的。因此在世界上很快就形成了两种相互对立的观

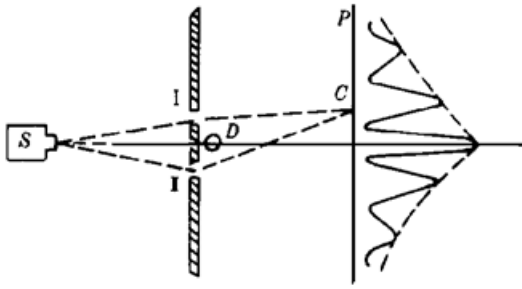


图2 Aharonov-Bohm 效应的实验装置

Fig.2 Experimental setup of Aharonov-Bohm effect

点^[2-4]。围绕 A-B 效应是否存在热烈争论了 10 多个年头,毫不夸张地说在那段时间内,几乎成了人们讨论的热门话题。因此探测微弱漏磁场以及屏蔽它也成了 80 年代中后期电子全息术领域内的一个活跃的课题。在 1987 年为纪念薛定谔诞辰 100 周年而召开的维也纳国际会议上讨论过这个问题,在会上与会者并没有达成共识,争论相当热烈。

本文的目的不是讨论 A-B 效应,而是介绍一种用电子全息法观察漏磁场的方法。

3 电子全息的特点

电子全息的特点不仅在于电子的德布罗意波长很短(100 kV 电子的波长约为 0.003 nm),能获得高分辨率的重现像;更重要的是电子是带电粒子,当电子穿越电磁场区域时,电子波的位相携带有电磁场的信息,因而是探测电磁场的有力工具^[5]。传统电子显微术没有这种功能。

关于电磁场影响电子波的位相,可用量子理论解释^[5]。当电子经过电磁场后,位相变化为

$$\Delta\varphi(x_0, y_0) = \int (2\pi/\hbar) \nabla S \cdot ds = (\pi/\lambda V_a) \int V(x_0, y_0, z) ds - (2\pi e/\hbar) \int A(x_0, y_0, z) dz \quad (1)$$

通常电子的偏转角很小,许多理论和实验已经证明了积分可沿电子的入射方向 z 轴进行,则

$$\Delta\varphi(x_0, y_0) = (\pi/\lambda V_a) \int V(x_0, y_0, z) dz - (2\pi e/\hbar) \int A_z(x_0, y_0, z) dz \quad (2)$$

式(2)是电子全息术中最重要公式,它反映了电子全息术的特点:电子波的位相包含了电磁场的信息。

和光学全息相似,在重现过程中提取波前的位相信息有两种基本方法:等高图法和干涉条纹法。等高图法就是沿重现物波前的 z 轴方向再叠加一相干平行光束,其干涉图就是等高图。在纯电场情况下,任意两点的位相差

$$\Delta\varphi = \pi/(\lambda V_a) \oint V dz \quad (3)$$

在纯磁场情况下,任意两点位相差

$$\Delta\varphi = - (2\pi e/\hbar) \oint A_z dz = - (2\pi e/\hbar) \int B \cdot dS \quad (4)$$

其中 B 是磁感应强度, S 是由环路围的面积。

从上面两个公式可以看出,如果样品厚度均匀,电场或磁场为平面场,那么等高线分别代表沿等势线或磁力线,其物理意义非常清楚。特别在磁场情况下,相邻两条纹之间的磁通恒为 h/e ,与电子的加速电压等参数无关。等位相线之间的间隔为 $h/e = 4.1 \times 10^{-15} \text{ Wb}$ 。

4 实验方法

实验是在意大利 Bologna 大学电镜中心物理系的菲利浦 EM 400T 场发射透镜电子显微镜上进行的。工作电压为 100 keV,样品是非晶态坡莫合金,在真空中蒸镀而成,厚度为 35 nm。为了防止物镜的磁场对样品磁畴结构的影响,工作时关掉物镜,显微镜工作在衍射模式,

衍射透镜的作用就象一个成像透镜。因此从全息术形式而言,这是一种像面全息术,其目的是减小对电子束源空间相干性的要求。

将待测样品置于样品室,电子束的一半经过样品作为物束,另一半不经样品作为参考束,经双棱镜偏转后在棱镜的下方两者重合,产生含有漏磁场信息的干涉条纹,如图 3 所示。干涉条纹的间距可以由加在棱镜丝上的电压控制。但由于电子的德布罗意波长很短,所产生的干涉条纹间距很密,超过通常电子干版的分辨率。即使具有这种超高分辨率的记录介质,当条纹间距小于重现可见光波长重现时,除了倏逝波以外,得不到任何信息。因此这个条纹间距必须经放大镜放大。

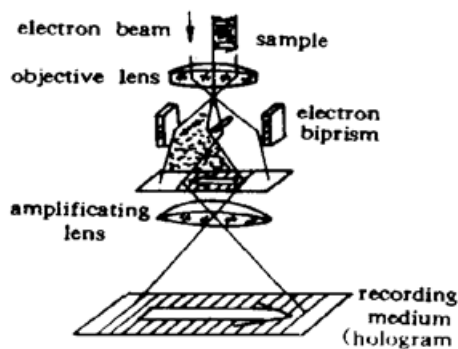


图 3 离轴全息术记录装置示意图

Fig. 3 Diagram of recording configuration of off-axial holography

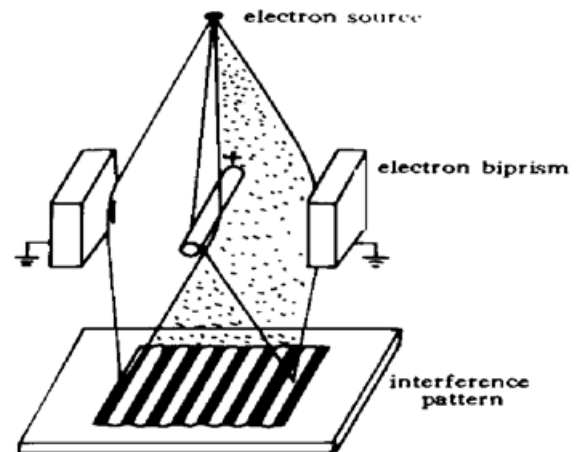


图 4 Mollenstedt 电子双棱镜示意图

Fig. 4 Diagram of the Mollenstedt-type electron biprism

从分辨率的角度来看,干涉条纹间距至少要小于待测物体的分辨细节的三分之一。这就要求有一个合适的放大倍数。

实验中采用了 Mollenstede 电子双棱镜。这个装置是有两块板状接地板与中央的丝状电极构成,如图 4 所示。丝的直径为 $0.35 \mu\text{m}$,用导电胶固定在一个框架上,并绝缘地架设在接地电极上,安装时要使细丝与接地电极平行,以保证细丝附近的场是对称的,丝上的电压从 $0\sim 150 \text{ V}$ 连续可调。

5 实验结果

电子全息术是一个两步成像过程。当在电子显微镜中完成记录以后,第二步则是将冻结在全息图中的信息进行解码。对于位相信息的解码,目前有多种方法,常用的有以下三种:计算机数字重现、两次曝光法和位相差放大技术。本实验采用位相差放大技术。

所谓位相差放大技术就是将重现像的两共轭波相干叠加,可获得相位放大二倍的漏磁场等高图。若将上述过程重复 n 次,则位相差放大 $2n$ 倍^[6]。这种放大技术对弱位相物体尤为合适,但存在一定的误差^[7]。

将上述拍摄好的电子全息图放在如图 5 所示的光路中,即让 Mach-Zehnder 干涉仪的两束光照射同一张全息图,每一束入射光都将在透镜 L 的后焦平面上产生 $0, \pm 1$ 级三个衍射斑点,那么在像平面上就可以获得漏磁场的精细结构,如图 6 所示。

图 6 可以分成两部分进行讨论:第一部分是由非晶态坡莫合金形成的微磁畴结构中心部

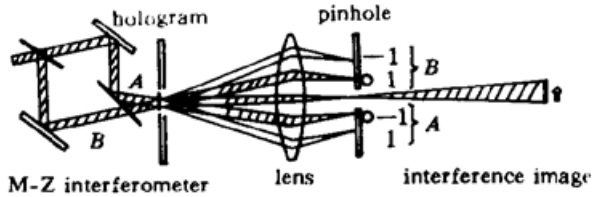


图5 采用位相差放大技术的 M-Z 干涉仪
光学装置示意图

Fig.5 Diagram of M-Z optical configuration with
phase difference amplification

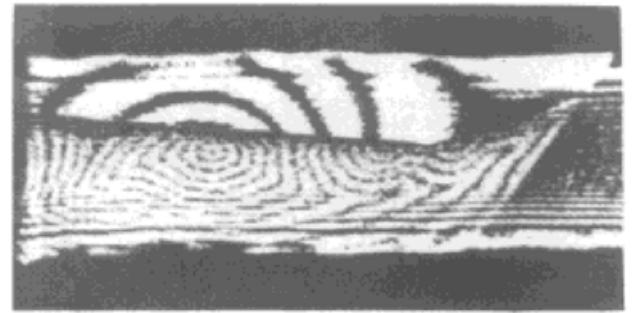


图6 微漏磁场的分布图

Fig.6 Distribution of the micro-leakage magnetic
fields

分呈环状, 相邻两磁畴自旋方向相反, 且两磁畴之间有一个畴壁。在畴壁内磁场强度逐渐减弱, 并且从一个自旋方向转变成另一个方向, 相交处磁场强度为零。第二部分, 即与坡莫合金邻近区域, 可以看到很清晰的半圆形的条纹, 这就是漏磁场形成的磁力线。尽管很微弱, 但仍被我们所捕捉到。相邻磁力线之间的磁通量约为 2×10^{-15} Wb。

从这个测量也可以看出, 一根螺旋管不可能做得无限长, 总存在着微漏磁场。因此, 用这种方式验证 A-B 效应, 显然没有说服力。

参 考 文 献

- 1 Aharonov Y., Bohm D.. Significance of electromagnetic potentials in the quantum theory. *Phys. Rev.*, 1959, **115**: 485
- 2 D. M. Greenberger. Reality and significance of the Aharonov-Bohm effect. *Phys. Rev. D*, 1981, **23**(6): 1460~ 1462
- 3 S. M. Roy. Condition for nonexistence of Aharonov-Bohm effect. *Phys. Rev. Lett.*, 1980, **44**(3): 111~ 114
- 4 Harry J. Lipkin. Fringing fields and criticisms of the Aharonov-Bohm effect. *Phys. Rev. D*, 1981, **23**(6): 1466~ 1467
- 5 Kou Leigang, Chen Jianwen. Electron holography. *Progress in Physics* (物理学进展), 1995, **15**(4): 329 ~ 390 (in Chinese)
- 6 Chen Jianwen, Fu Shufen, Zhang Dake *et al.*. Double exposure in electron holography. *Chinese J. Lasers* (中国激光), 1987, **14**(1): 24~ 26, 30 (in Chinese)
- 7 Jianwen Chen. Some problems of reconstruction in electron holography. *Opt. Engineering*, 1993, **32**(10): 2593~ 2597

Observation of Micro-leakage Magnetic Field by Electron Holography

Chen Jianwen Chen Min Kou Leigang Xu Zhizhan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Xiao Tiqiao Zhang Yingqi Xu Hongjie

(Shanghai Institute of Atomics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract An experimental method, result and practical meaning for the observation of micro-leakage magnetic fields are presented by means of electron holography in this paper.

Key words electron holography, micro-leakage magnetic fields, phase difference amplification