

# “介观”系统中的量子相干性和输运<sup>1)</sup>

顾本源

(中国科学院物理研究所)

顾雷

(北京大学物理系)

本文综合介绍近几年来,在研究“介观”系统(mesoscopic systems)中电子的输运现象时所观察到的量子干涉效应。含无序的散射中心的金属细线或小环,半导体二维电子气中量子点接触结构,一维量子线,以及双联通的微结构等,都属于“介观”系统,其电子的相位相干长度 $L_\phi$ 可以与系统的结构尺度相比较,电子波的量子干涉现象变得十分显著和重要。本文着重介绍金属和半导体异质结中 Aharonov-Bohm 效应、金属细线中电导的量子相干涨落现象和电导的非定域性。

由于光学和电子束微刻(lithography)技术又有了新的进步,人们业已能够制作出亚微米尺度的器件。在低温下,电子的相位相干长度 $L_\phi$ 可达到 $\mu\text{m}$ 的量级。当电子在此距离内运动时,保存“相位记忆”。因此,在这种系统中电子的输运过程完全受电子的量子相干性支配。由此新开辟了一个物理学分支领域——“介观”系统物理学。“介观”系统的、尺度是介于宏观和微观系统之间的。对于通常大块的金属和半导体样品,其电子的输运过程能够应用半经典的理论来处理,例如玻耳兹曼方程、漂移-扩散方程等。对于由大量粒子组成的系统的性质,要求对各种组态进行统计平均。对于亚微米结构的系统,具有高迁移率的电子的输运过程是量子相干的。在低温下,其非弹性散射的平均自由程 $\sim 10\mu\text{m}$ ,对于亚微米结构的器件,在极低温度下,几乎不发生非弹性散射事件。此时,如果电子平均自由程接近或大于样品尺寸,则电子的输运方式是弹道式的(ballistic 或 trajectory);反之,电子输运属于量子扩散式的。

本文着重介绍近几年来,在亚微米结构器件中,所观察到的新奇的量子干涉现象和有关的解释。例如,金属和半导体异质结材料中的 Aharonov-Bohm 效应,无序材料中电子电导的量子相干涨落以及电导的非定域性。

## 一、金属和半导体中的 Aharonov-Bohm 效应

### 1. Aharonov-Bohm 效应

早在1957年,IBM的Rolf Landauer<sup>[1-3]</sup>就已经强调地指出,电子与杂质之间的弹性碰撞是不会使电子波的相位信息丢失掉的,只不过是附加上一个确定的相移。但是,一旦发生非弹性散射,电子的“相位记忆”将丧失殆尽。因此,对电子的输运过程的性质,起至关重要作用的特征长度是相位相干长度 $L_\phi$ 。在微结构器件中,电子波函数为 $\psi = A e^{i\phi(t)}$ 。由于电子与杂质经常发生弹性碰撞,从而引起相位移动,时而超前,时而滞后。如果电子波在某一点分开成两股,沿着两条不同的路径行进,然后在另一时刻又汇合到一起,它们相应的波函数为 $\psi_1 = A_1 e^{i\phi_1}$ 和 $\psi_2 = A_2 e^{i\phi_2}$ ,那么总的电子几率密度是

$$|\psi_1 + \psi_2|^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\phi_1 - \phi_2). \quad (1)$$

如果,结构尺度远大于 $L_\phi$ ,那末(1)式中最后一项的平均值将为零,没有干涉效应;反之,将会观察到相干涨落现象。

1959年,Yariv Aharonov 和 David Bohm

1) 国家自然科学基金资助的课题。

曾经设想了一个理想实验<sup>[4]</sup>, 让一束相干的电子波从一点注入, 然后再分开成二束, 分别沿着环绕一磁通区的两条路径运行, 最后又汇合于一点。这样, 总电流强度将以  $h/e$  的周期随着磁通的变化而振荡。根据量子力学, 电磁矢势  $\mathbf{A}$  将导致波函数一相移

$$\delta\theta = \pm \frac{e}{\hbar} \int \mathbf{A} \cdot d\mathbf{s},$$

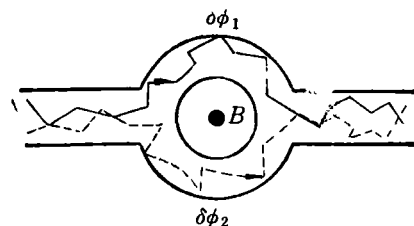
其中  $d\mathbf{s}$  代表路径元,  $\pm$  号取决于电子环行磁通区时是沿顺时针还是逆时针方向。因此, 在 Aharonov-Bohm 的虚构实验中, 二束电子波具有不同的相移, 一旦汇合到一点时, 将产生增强或相消的干涉, 导致电流的周期振荡。

从经典的观点, 根本无法理解这一结果。这是因为在电子运行的轨道上的磁场为零, 远离磁通的贯穿区域, 电子没有直接感受到磁场存在, 洛伦兹力应为零。但是, 从量子力学观点来看, 即使电子波函数与场空间是分隔开的, 由于电磁矢势引起电子波相位改变, 将导致可观察的后果, 这表明电磁矢势应当被认为是真正的物理势。然而, 这一观点似乎有悖于熟知的规范不变性原理。为弄清这一争议, 尚需要更多的实验证据。

Aharonov-Bohm 效应被实验所观察到, 可追溯到 60 年代的早期。Chambers<sup>[5]</sup> 将标准的电子显微镜系统改装成干涉仪, 在真空中, 观察到干涉花纹随磁通的改变呈现周期性的变化, 首次证实了电磁矢势是物理势。

## 2. 金属环中的 Aharonov-Bohm 效应的观测<sup>[6,7]</sup>

1981 年, 苏联莫斯科物理问题研究所的 Sharvin 父子两人首次报道在镁制的圆柱体中观察到电阻随磁场的变化, 呈现周期性的振荡<sup>[8]</sup>。圆柱体的直径约为  $1\mu\text{m}$ , 高为  $1\text{cm}$ , 放在一轴向磁场中, 如图 1(a)所示。他们观察到电导的振荡周期为  $h/2e$ , 是正常的 Aharonov-Bohm 振荡周期的一半, 如图 1(b)所示 Al'tshuler, Aronov 和 Spivak<sup>[9]</sup> 曾提出一个理论计算和解释。如果电子束从圆柱体的某一点出发, 分成两股, 分别绕着圆柱体的轴沿着顺、反时针两



(a)

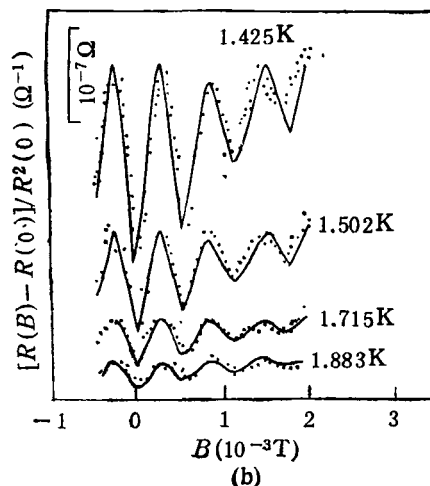


图 1

(a) 圆柱体样品中观测 Aharonov-Bohm 效应的示意结构图;

(b) 在镁制的圆柱体环中, 不同温度下的 Aharonov-Bohm 振荡

方向运行, 在路径上, 受到同种杂质的散射, 保存相位记忆, 同时电子将有一定的几率返回到原先出发点, 从而发生干涉。形式上, 类似于超导体中的库珀子(Cooperons)。但是, 在现在情形下, 是指由一对时间反演的路径所组成的。电子返回原始出发点的几率越大, 在原地滞留的时间越久, 表观电阻就越高。由于库珀子的有效路径环绕轴转了二圈, 所以相应的有效磁通为  $2\Phi_0$ , 振荡周期减半。原则上, 在圆柱体样品中, 也应当能够观察到 Aharonov-Bohm 振荡, 振荡周期为  $h/e$ 。为何在 Sharvin 父子的实验中看不到呢? 其原因是圆柱体环厚度太大, 使不同的轨道路径所环绕的磁通量涨落很大, 将 Aharonov-Bohm 振荡抹平了。

1983 年, IBM 的 Webb 小组<sup>[10]</sup> 在金制的小环回路中 [见图 2(a)], 首次成功地观察到

周期为  $h/e$  的磁阻振荡,如图2(b)所示由图3可  
见到,除了主振荡外,还叠加上随机涨落的背底  
电阻。这是由于环线本身还是有一定宽度的,  
电子沿环无规行走,其弹道路径所围成的面积  
是在环的平均包围面积值附近涨落变化的,因  
此其贯穿的磁通量也是有随机涨落的,造成背  
底电阻相干涨落。

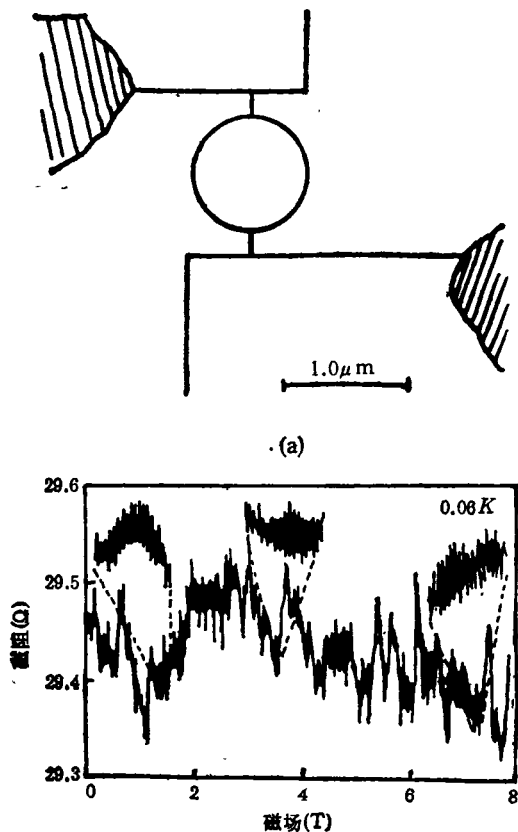


图 2

(a) 精致的金制的单环回路; (b) 磁阻对磁场强度的依赖曲线(图上方给出局部的放大图样)

### 3. 半导体材料中的 Aharonov-Bohm 效应

金属-氧化物-半导体硅场效应三极管是研究量子相干效应和电导相干涨落相当可取的元件。半导体中电子的扩散系数通常都比较大,而且能够通过栅极来控制 and 改变费米能级<sup>[11,12]</sup>。在二维电子气的量子点接触的沟道中,已观察到 Aharonov-Bohm 电导振荡峰<sup>[13]</sup>。在半导体微结构中观测 Aharonov-Bohm 效应的器件示意图如图3所示。电子束分二道运行于沟道

中。外加电场或磁场,使两臂中电子波有不同相移。根据 Landauer 的多通道的电导公式<sup>[1-3,14,15]</sup>

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_{n,m=1}^{N_c} |t_{nm}|^2, \quad (2)$$

这里  $t_{nm}$  代表电子注入到指标为  $n$  的子带上,经过散射相互作用,从子带  $m$  透射出去的透射系数矩阵元;  $N_c$  是子带数目。将此公式应用到类环状结构的半导体器件中,当忽略掉多次反射时,则有

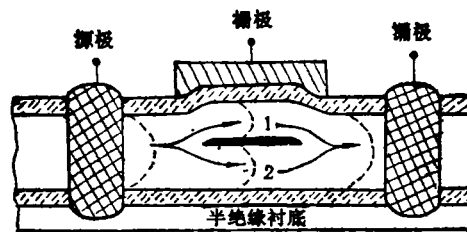


图3 在半导体微结构中观测 Aharonov-Bohm 效应的器件示意图

$$t_{nm} \approx t_{nm}^{(1)} + t_{nm}^{(2)}, \quad (3)$$

这里上标表示有关的量分别隶属于上下二臂。如果二臂的结构和尺寸相同,那么

$$|t_{nm}^{(1)}| = |t_{nm}^{(2)}|,$$

但是相位因子不相同,其相对相位差记作  $\theta_{nm}$ ,于是得到

$$|t_{nm}|^2 = 2|t_{nm}^{(1)}|^2(1 + \cos\theta_{nm}). \quad (4)$$

在弱磁场下  $\theta_{nm}(B) \approx \theta_{nm}(0) + \alpha_{nm}B$ , 这样一来,电导可以表示成

$$G \approx G_0 \sum_{n,m=1}^{N_c} 2|t_{nm}^{(1)}|^2 \{1 + \cos[\theta_{nm}^{(0)} + \alpha_{nm}B]\}, \quad (5)$$

其中

$$G_0 = \frac{2e^2}{h}.$$

由此可见,电导以  $2\pi/\alpha_{nm}$  周期随磁场变化而振荡。

最近 Chang 等人<sup>[16]</sup>报道了在双连通的方形环状的准一维 GaAs-AlGaAs 微结构元件里,观察到 Aharonov-Bohm 效应,如图4(a),

4(b) 所示。图 4(b) 中电阻  $R_{i,j;l,k}$  代表电流在编号为  $i$  和  $j$  的探针之间流过，而在编号为  $l$  和  $k$  的二探针上测量电压，由此计算电阻值。

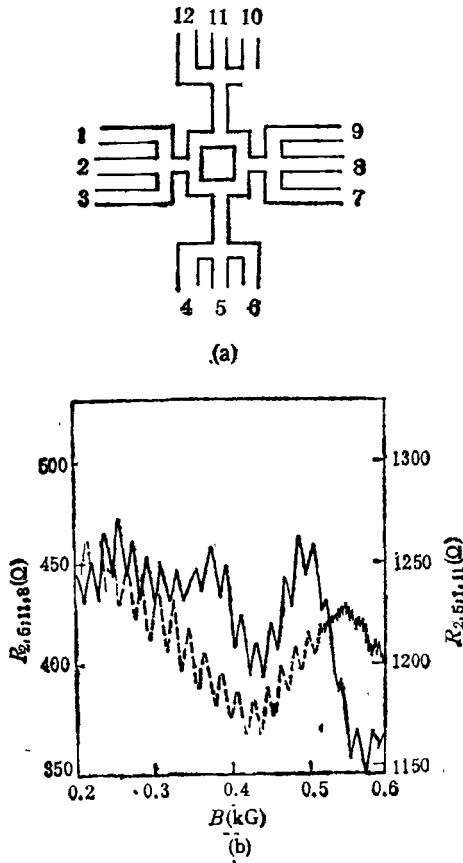


图 4

(a) GaAs-AlGaAs 异质结的双连通方形环结构；(b) 磁阻随磁场的变化曲线 (300mK 下)  
—— $R_{1,5;11,8}$ ；---- $R_{2,5;11,11}$

#### 4. 静电的 Aharonov-Bohm 效应

从制作实用的器件上考虑，静电的 Aharonov-Bohm 振荡更为合适。标量势  $V$  引起的波函数相移为  $\frac{e}{\hbar} \int V dt$ 。最近，IBM 实验室<sup>[6]</sup>采

用  $0.8 \mu\text{m}$  宽的锑线围成正方形的环路，然后在回路的左右两臂的近邻边侧，设置电容栅极，外电压加在电容栅极上。当电子通过这种回路时，在相应的臂沟道中将获得确定相移  $\frac{e}{\hbar} \int V dt$ 。

在他们设计的样品上做实验，每当电容电压变动  $0.75\text{V}$  时，磁阻的  $h/e$  振荡相位改变  $\pi$ ，振

物理

荡振幅不变<sup>[7]</sup>。

## 二、无序材料的一维电导的量子相干涨落和电导的非定域性 (nonlocality)

当电子的输运性质是相位相干时，欧姆定律就不再成立了。通过含有无规散射中心的导体的电流将飘忽不定地依赖于电势差。而且，由于杂质势不再具有镜面反射对称性了，故不能期望  $R(I) = R(-I)$  这一关系式仍然成立。在低温下，锑线中的非欧姆型的电导涨落如图 5 所示<sup>[18]</sup>。接近零电流时，涨落变得很大。电导值依赖于电压降，电流反向时，曲线不对称。小导体中含有许多无规的杂质，与电子不时发生弹性碰撞。在施加偏压后，无规的杂

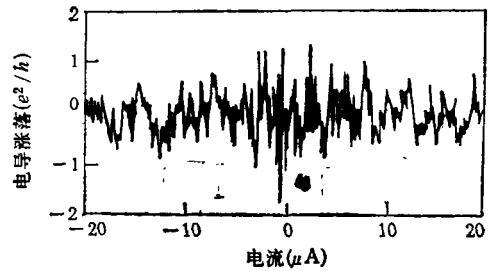


图 5 金属锑线中非欧姆定律的电导相干涨落

质散射作用势会相应地提高或降低，但仍然是无规则地分布于样品中。电子通过此样品，沿着不同的轨道路径无规行走时，会与杂质相碰撞，获得相移，保存相位记忆，达到终端时，相互干涉，出现所谓的“普遍电导涨落”现象。

与电子的相干输运性质相关的另一现象是电导的非定域性。如图 6 所示，如果设计二个等同的含四探针的量子主线路，在第二个主回路外悬挂一个小金属环，然后测量其电导。结果发现尽管二者的电导都呈现无规的涨落，但是仔细地分析其振荡谱时，会看到带金属小环的回路电导谱中含有附加的高频“噪声”。对数据作傅里叶频谱分析后，清楚地看到高频“噪声”是一个  $h/e$  振荡。从经典理论的观点，无法理解这一现象，它纯属量子相干效应。由于电子在

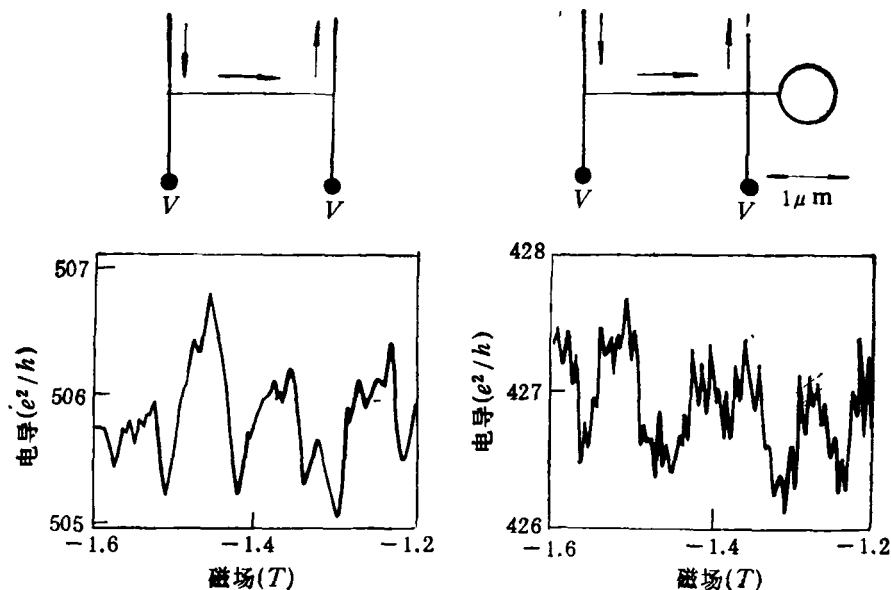


图6 电导的非定域性

回路中无规行走,在第二种回路中,可能绕悬挂的环走了一圈或若干圈,又返回到主回路上,电子获得额外的相移,携带此相移与其它的电子波发生相干涉,导致电导的相干涨落谱中出现高频的“噪声”。电子的量子相干输运,使电导变成非定域性,二个给定的探针之间的电导值并不单纯地依赖于局部材料性质,如导线的长度和横截面尺寸等,而且是与二探针之外的周围环境状态密切相关联的。

在含无序杂质的金属导体和半导体二维电子气系统中,由电子波的长程相位相干性导致的许多实验现象十分丰富和新颖,有时令人难以相信,然而又确实存在。这种相干性的揭示,使人们有可能观察到布洛赫振荡和永久电流。对于“介观”系统中电子的量子相干输运性质的深入研究,将有可能揭示出更多的有趣的量子效应,进一步验证量子力学的基本原理。随着工艺水平的提高,有希望根据这种新的输运性质,设计和研制出新型的量子元件和回路,探索新一代的量子电子器件。因此,这一新的研究领域,必将引起人们的广泛关注和重视。

- [ 1 ] R. Landauer, *IBM J. Res. Dev.*, **1**(1957), 223; *ibid.*, **32**(1988), 306; *Phil. Mag.*, **21**(1970), 863; *Z Phys. B*, **68**(1987), 217.
- [ 2 ] R. Landauer, in *Localization, Interactions and Transport Phenomena*, ed. B. Kramen et al., Springer, Heidelberg, (1985), 38.
- [ 3 ] Y. Imry, in *Directions and Condensed Matter Physics*, Vol.1, ed. G. Grinstein and G. Mazenko, World Scientific, Singapore, (1986), 129.
- [ 4 ] Y. Aharonov and D. Bohm, *Phys. Rev.*, **115**(1959), 485.
- [ 5 ] R. G. Chambers, *Phys. Rev. Lett.*, **5**(1960), 3.
- [ 6 ] R. A. Webb and S. Washburn, *Phys. Today*, Dec. (1988), 46.
- [ 7 ] S. Washburn and R. A. Webb, *Adv. Phys.*, **35**(1986), 375.
- [ 8 ] D. Yu. Sharvin and Yu. V. Sharvin, *JETP Lett.*, **34** (1981), 272.
- [ 9 ] B. L. Al'tshuler et al., *JETP Lett.*, **33**(1981), 94.
- [ 10 ] R. A. Webb et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 2696.
- [ 11 ] S. B. Kaplan and A. Hartstein, *IBM J. Res. Dev.*, **32** (1988), 347.
- [ 12 ] S. B. Kaplan, *Phys. Rev. B*, **38**(1988), 7558.
- [ 13 ] D. A. Wharam et al., *J. Phys. Condens. Matter*, **1** (1989), 3369.
- [ 14 ] M. Buttiker, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 1761; *IBM J. Res. Dev.*, **32**(1988), 327.
- [ 15 ] S. Datta, *Superlatt. Microstruct.*, **6**(1989), 83
- [ 16 ] A. M. Chang et al., *Solid State Commu.*, **67**(1988), 1027.
- [ 17 ] S. Washburn et al., *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 1791.
- [ 18 ] S. B. Kaplan, *Surf. Sci.*, **196**(1988), 196; R. A. Webb et al., *Phys. Rev. B*, **37**(1988), 8455.