

# 固体中的弹道电子光学

戴道宣

(复旦大学物理系, 上海 200433)

介绍了近年来在高电子迁移率的二维电子气系统中弹道电子输运现象研究所取得的重要进展。在实验中不仅观察到弹道电子可被欧姆接触吸收以及被耗尽区镜面反射的现象,而且能在电、磁场作用下作迴旋运动从而实现弹道电子的横向聚焦,此外利用它在电子密度突变处被折射(遵循光学中的斯涅耳折射定律)做成弹道电子的透镜以及弹道电子开关的原型。这些实验均揭示固体中的弹道电子具有类似于光的波动性,从而可望出现固体中的弹道电子光学这门新兴学科。

众所周知,电子在真空中可沿平滑的曲线自由运动,人们自然会问电子在固体中是否有类似的行为?理论上早已指出,在理想的完美晶体中,电子可以无阻碍地自由运动。实际上由于晶体生长工艺的限制,固体中的电子仅能在其弹性平均自由程  $L_e$  的范围内不受散射地沿平滑的弹道曲线运动。这种电子被称为弹道电子或“幸运”电子,其轨迹受外加电磁场直接控制。遗憾的是通常由于  $L_e$  很小而无法察觉,只有在  $L_e$  较大或器件尺寸很小的特殊情况下,这种弹道输运才可被探测到。历史上第一个研究弹道输运的是 Sharvin<sup>[1]</sup>。早在 1965 年他就测量了纯金属中点接触电阻并首次通过外加磁场成功地对弹道电子进行横向聚焦,但由于材料和技术上的局限性,未能有所建树。

近几年来,由于调制掺杂分子束外延技术的迅速发展,直接导致人工超晶格新材料的出现,在 GaAs-(AlGa)As 异质结构界面附近的二维电子气(2DEG)中获得前所未有的高迁移率,把  $L_e$  提高到几十  $\mu\text{m}$  的宏观尺度,使二维系统中的弹道输运的研究重又活跃起来。由于半导体材料中电子密度易受光照和外加栅压控制,从而大大增加了弹道电子控制的灵活性,而这些在金属中是难于做到的。80 年代后期 Houten<sup>[2]</sup> 用 2DEG 研究了与结面平行的平面内的弹道输运。Spector<sup>[3-5]</sup> 近年来的工作更令人鼓舞,已做出的弹道电子元件有点源、点探测器、反射器和吸收器,还做出了可对弹道电子聚焦的“电子透镜”以及折射用的“电子棱

镜”,甚至用折射原理制成多态电子开关的原型。这些实验研究均表明,2DEG 中弹道电子的行为与光学系统中的光子很类似,即显示出类似于光的波动性,预示着固体中的弹道电子光学这门新兴学科即将问世,并可望在未来的高技术领域中占有一席之地。本文拟就其最新进展作一简单介绍。

## 1. 弹性平均自由程<sup>[6]</sup>

考虑到弹道平均自由程在弹道输运研究中的重要性,现给出其表达式

$$L_e = \frac{h}{e} \cdot \frac{\mu_e}{\lambda_F} = \frac{h}{e} \left( \frac{n}{2\pi} \right)^{1/2} \cdot \mu_e, \quad (1)$$

式中  $\mu_e$  和  $n$  分别为电子的迁移率和面密度,  $\lambda_F$  为费米波长,  $h$  和  $e$  分别为熟知的普朗克常数和电子电荷。由于  $n$  变化范围较小,因此获得高迁移率便成为提高  $L_e$  的主攻方向。1978 年以来,运用调制掺杂分子束外延技术生长的 GaAs-(AlGa)As 异质结,可使电子由掺杂的 (AlGa)As 层中转移到未掺杂的 GaAs 中,即使电子与带正电的电离施主在空间上分开,从而为减轻晶格散射进而提高  $\mu_e$  奠定了良好的物理基础,而低温下测得的  $\mu_e$  比室温下提高几个数量级更是引人注目。近十年来  $\mu_e$  已提高了三个数量级,从 1978 年的  $10^4 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  跳到 1987 年的  $5 \times 10^5 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ 。1989 年创下了  $1.17 \times 10^7 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  的历史纪录<sup>[7]</sup>,作者声称  $L_e$  已大于  $100 \mu\text{m}$ ,并认为低温下占优势的电离杂质散射并不构成对  $\mu_e$  的基体限制,对  $\mu_e$  的进一步提高持乐观态度。正因为如此,目前已把  $\mu_e$  的

大小作为衡量分子束外延质量的一个重要标志。2DEG 中  $\mu_c$  值大幅度的提高已到这样的程度, 不仅使  $L_c$  大于标准光刻做出的样品尺寸  $D$ , 而且使  $D$  比费米波长大得多。后者是为了避免  $D$  与  $\lambda_F$  可比拟时产生的量子效应。 $\lambda_F$  在 2DEG 中一般为 50nm 左右。虽然从理论上讲, 电子可在完美晶体中的三维空间中弹道输运, 由于受到样品的限制, 目前还只能在 2DEG 系统中研究弹道电子的二维运动。

## 2. 弹道电子的横向聚焦<sup>[3]</sup>

实验思想与 Sharvin<sup>[4]</sup> 相同, 但采用了高  $\mu_c$  的 GaAs-(AlGa)As 异质结样品。该样品在 0.3K 时标准光照下的  $\mu_c$  高达  $6 \times 10^6 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ,  $n$  为  $1.7 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ , 相应的  $L_c$  约  $40 \mu\text{m}$ 。用标准光刻工艺在样品上制备五个表面栅(1—5)和六个欧姆接触(A—F), (如图 1)。在图右

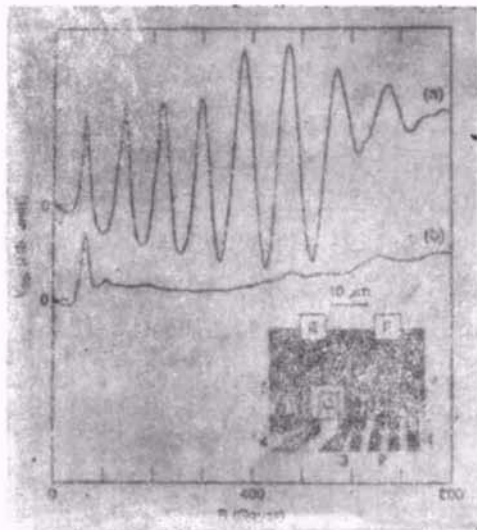


图 1

下方所示的 E 和 F 远离其他接触达  $100 \mu\text{m}$  以上。栅上加负偏压, 使栅下电子全部耗尽。为演示横向聚焦, 设计了两种注入-收集点接触对, A-B 对之间被对弹道电子起镜面反射作用的栅下耗尽区隔开, 而 B-D 对则由对弹道电子起吸收作用的宽欧姆接触区 C 隔开。先在注射极 A 与较远的 F 间通以 100nA 的交流电流, 用锁相技术测量收集极 B 与 E 间的收集电压  $V_{\text{col}}$  随垂直于 2DEG 的外加磁场  $B$  的变化, 即测得 A-B 对的横向聚焦谱如图 1(a) 所示。该聚焦

谱由间隔相等而幅度相差不多的谱峰组成。第一个峰对应于从 A 点注入的电子在磁场作用下直接经大半圆轨道到 B 所形成的电压峰; 而第二个峰则相应于由 A 注入的电子先弯曲进入第一个小半圆轨道, 经 A-B 对间耗尽层镜面反射后, 再进入第二个小半圆轨道, 最终为 B 收集所致。小半圆的直径恰为大半圆直径的一半。同理, 由 A 经两次镜面反射分三步到 B 点的电子则形成第三个峰。余此类推。计算指出只有当磁场为  $B_i$  以致使大半圆直径为经典回旋直径  $d_c = 2h/e \cdot \lambda_F \cdot B$  的整数倍  $i$  时, 可观测到聚焦峰。利用上式可算出应在  $B_i = i \times 85 \text{Gs}$  时出现峰, 这已得到图 1(a) 的证实。而如图 1(b) 所示的 B-D 对的横向聚焦谱与图 1(a) 截然不同, 仅能在 85Gs 下看到一个峰。这是易于理解的, 因为它相应于由 B 注入的电子直接经大半圆轨道到 D 形成的峰, 而无需经过任何镜面反射。由于 B-D 对间只有对电子起吸收作用的欧姆电阻区, 根本不存在起镜面反射作用的耗尽区, 所以不能形成至少需要一次镜面反射产生的随后的峰。

类似的实验还显示出电场比磁场有更灵活的控制能力, 已观测到不仅  $n$  (从而  $B_i$ ) 而且收集电流均随栅压增加而单调增加。低栅压下收集电流下降反映  $L_c$  随  $n$  下降急剧下降, 但其原因尚未弄清。

## 3. 电子透镜<sup>[4]</sup>

利用弹道电子跨越电子密度阶梯时的折射现象可做成聚焦用的电子透镜。如图 2 内插图所示, 波矢为  $K$  的电子越过势垒阶梯  $\Delta V$  后, 其波矢变为  $K'$ 。由于波矢在水平方向守恒, 故有  $K \sin \theta = K' \sin \theta'$ , 类似于光学中的斯涅耳定律。在 2DEG 中, 由于简并化, 电子具有相同的费米能量  $E_F = (2\pi\hbar/m_c^*) \cdot n$ , 式中  $m_c^*$  为电子的有效质量, 因此有

$$\sin \theta / \sin \theta' = \left( \frac{E_F'}{E_F} \right)^{1/2} = \left( \frac{n'}{n} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

即密度阶梯的折射能力由相邻的费米能量  $E_F$  和  $E_F'$  决定。

仍用 GaAs-(AlGa)As 样品, 在 0.3K 无光

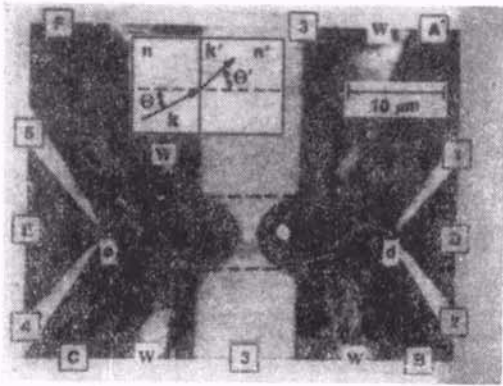


图 2

照时,  $n = 1.4 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ ,  $\mu_e = 5.4 \times 10^6 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ , 光照后分别增至  $2.06 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$  和  $8.5 \times 10^6 \text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ,  $L_e$  则增至  $64 \mu\text{m}$ . 用光刻工艺在样品上制备栅(1—5)、欧姆接触(A—F)、电子吸收器W以及发射极和收集极射流孔e与d, 如图2所示. d和e分别由对栅(1—2)和对栅(4—5)确定, 栅上均加负偏压以耗尽栅下的电子. 折射单元由栅3确定. 为使由e到d的电子被较好地聚焦, 通过数字计算把栅中央设计成双凹形. 先在E和C间注入  $100 \text{nA}$  的交流电流  $I_e$ , 由e到d的收集电流  $I_d$  则通过D和B之间的电压监测. 测得  $I_d/I_e$  与栅压  $V_3$  以及  $n'$  的关系如图3(a)所示, 兹解释于后.  $n' \rightarrow 0$  时, e和d间的电子通路被破坏使  $I_d$  为零.  $n'$

增大时, 因多数电子由于透镜周围高反射率而不能通过透镜.  $n'$  进一步增加时, 透过透镜的弹道电子迅速增加, 但因焦点在d的左方,  $I_d$  上升较缓. 仅当等效折射率  $(\frac{n'}{n})^{1/2}$  为0.87时才出现  $I_d/I_e$  近5%的聚焦峰.  $n'$  再增加时, 因焦点移至d的右方使  $I_d$  重又下降.  $n' = n$  时, 全部电子无折射地通过透镜. 经计算得到的模拟聚焦曲线(取任意单位)图3(c)的峰位与实测结果相符甚好以及栅3上沉积宽  $10 \mu\text{m}$  条状物时则聚焦峰消失[见图3(b)]这些事实, 从正反两个方面证实测得的聚焦峰确系弹道电子经透镜聚焦所致. 仔细对比图3(c)和图3(a)可以发现, 图3中曲线c的半宽小于实测值以及强度比实测结果大十倍, 这些差异可能与由e到d途中某些弹道电子受到剩余散射有关, 这还有待继续研究.

#### 4. 电子开关<sup>[5]</sup>

这是利用弹道电子的折射作用制备电子器件的一个尝试. 用这种新型的多态电子开关可制造设计更灵活、更紧凑的计算机. 用光刻工艺在  $\text{GaAs}-(\text{AlGa})\text{As}$  样品上制备栅(1—9)、八个欧姆接触(A—H)、吸收器W、注入射流孔f以及a, b, c三个收集射流孔如图4所示. 在对栅(8—7)以及栅(1—4)上加偏压, 使其栅下

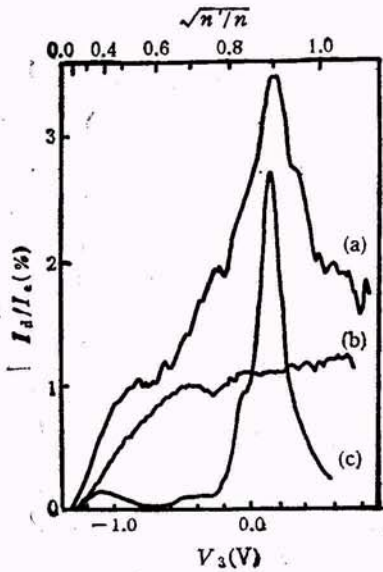


图 3

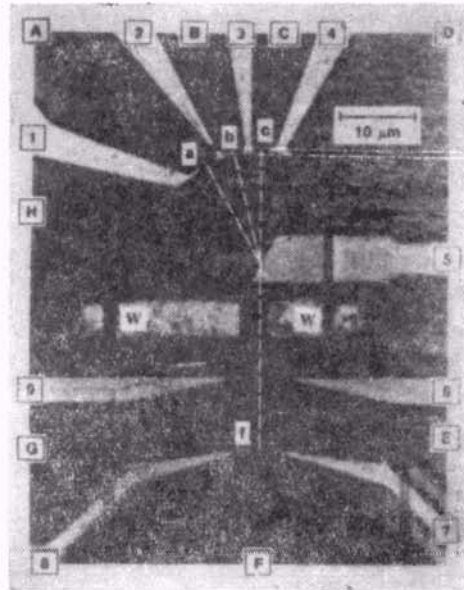


图 4

电子耗尽,  $f$  以及收集孔宽则分别为 1.5 和 0.8  $\mu\text{m}$ . 使  $1\mu\text{A}$  的恒定电流流过 F 和 E 之间, 由  $f$  注入的弹道电子先经由对栅(9—6)和 W 组成的准直器, 再经棱镜栅 5 的下方, 最终被折射到 a, b, c 之一. 收集电流  $I_{\text{col}}$  由点接触 A, B, C 之一与 H 或 D 间的电压监测, H 和 D 通过外部相连. 折射角由栅压  $V_s$  控制.  $V_s$  足够负时, 弹道电子全被反射.  $n'$  很小时电子束被折射到 a 的左方, 当  $n'$  随  $V_s$  增加时, 经折射的电子束依次扫过收集孔 a, b 和 c, 相应的收集电流峰如图 5(a), (b) 和 (c) 所示. 图中 a', b', c' 则为计算机模拟结果, 其峰位与实测值吻合, 但峰宽更窄, 强度五倍于实验结

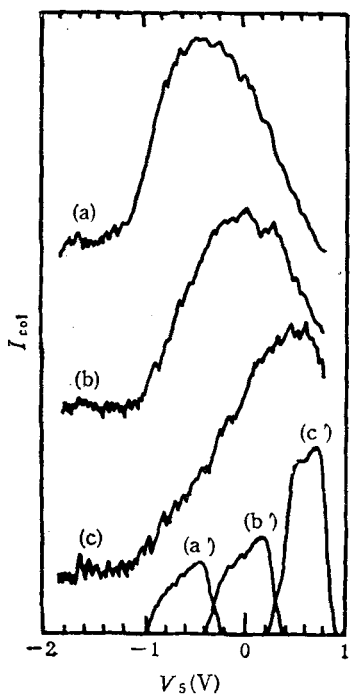


图 5

果, 这种偏离可能与电子分布的准直情况以及散射有关.

综上所述, 固体中特别是二维电子气系统中弹道电子输运的研究已取得令人鼓舞的进展. 对于用标准光刻工艺形成的图案, 已能在几十乃至上百微米的宏观尺度内演示弹道电子可聚焦、折射等类似于光的波动性, 甚至已做成多态电子开关的原型. 由此可见, 固体中弹道电子光学的诱人前景. 但从总体上讲, 由于它仍处于探索阶段, 为了付诸实用, 还有不少理论和实际问题需要解决. 首先要弄清弹道电子在固体中的输运机理, 为大幅度地提高输运效率指明方向. 其次是克服低温给应用带来的诸多不便, 寻求高温及高迁移率的人工新材料. 再就是改进生长工艺和结构, 研制出质量更高的弹道电子光学元件和器件, 以造福于人类.

- [1] Yu. V. Sharvin, *Sov. Phys. JETP*, 21(1965), 655.
- [2] B. J. Van Wees et al., *Phys. Rev. Lett.*, 60(1988), 848.
- [3] J. Spector et al., *Appl. Phys. Lett.*, 56(1990), 967.
- [4] J. Spector et al., *Appl. Phys. Lett.*, 56(1990), 1290.
- [5] J. Spector et al., *Appl. Phys. Lett.*, 56(1990), 2433.
- [6] G. Timp et al., *Phys. Rev. Lett.*, 59(1987), 732.
- [7] L. N. Pfeiffer et al., *Appl. Phys. Lett.*, 55(1989), 1888.

(上接第 740 页)

息, 但仍以粉末中子衍射的 Rietveld 精化最为有效和常用. 此外, Rietveld 结构精化方法在结构相变和在线研究中应用也很广. 有关中子粉末衍射的应用可参考文献 [18] 中所引的论文.

- [1] 杨传铮, J. M. Newsam, *物理学进展* 11-2(1992), 129.
- [2] J. M. Newsam and K. S. Liang, *Int. Rev. Phys. Chem.*, 8(1989), 289.
- [3] 谢达材等, J. M. Newsam, J. E. Fischer, *物理学进展*(待发表)
- [4] H. M. Rietveld, *J. Appl. Cryst.*, 2(1969), 65.
- [5] A. Albinati and B. T. M. Willis, *J. Appl. Cryst.*, 15(1982), 361.
- [6] 张建中、杨传铮, *晶体的射线衍射基础*, 南京大学出版

社,(1992).

- [7] A. C. Larson and R. B. von Dreele, *GSAS, Generalized structure analysis system*, (1986, 1990).
- [8] P. Thompson et al., *J. Appl. Cryst.*, 20(1987), 79.
- [9] P. Rudolf and A. Clearfield, *Acta Cryst. B*, 41(1985), 418.
- [10] L. McCusker, *J. Appl. Cryst.*, 21(1988), 305.
- [11] D. Xie et al., *Mat. Rev. Soc. Spmp. Proc.*, 111(1988), 147.
- [12] W. B. Yelon et al., *Ziolic*, 10(1990), 553.
- [13] D. E. Moncton, *Nucl. Instrum. Method Phys. Res. A*, 246(1986), 839; *C. Vettier, Physica*, B, 159(1989), 106; D. Gibbs, *Physica*, B159(1989), 145.
- [14] W. B. Yelon et al., *Phys. Rev. B*, 39(1989), 9389.
- [15] M. D. Adams et al., *J. Phys. C*, 21(1988), 505.
- [16] A. W. Hewat, *J. Phys. C*, 6(1973), 2559.
- [17] M. Medarde, et al., *Physica*, B156/157(1989), 36.
- [18] J. D. Jorgenson and J. M. Newsam, *MRS Bulletin*, 15(1990), 49.