

GaAs 自旋注入及巨霍尔效应的研究^{*}王志明[†]

(南京理工大学机械工程学院, 南京 210094)

(南京大学固体微结构物理国家重点实验室, 南京 210093)

(2010 年 9 月 2 日收到; 2010 年 10 月 30 日收到修改稿)

在自旋电子学研究中, 一般以超晶格结构、自旋阀、隧道结来实现, 另一种自旋注入典型方法是稀磁半导体材料, 如 GaMnAs, 本文通过颗粒膜实现自旋注入, 利用磁控溅射法将 Fe 颗粒嵌入 GaAs 阵体上, 制备了 $(\text{GaAs})_{19}\text{Fe}_{81}$ 颗粒膜样品, 在室温条件下观测到 $15 \mu\Omega\cdot\text{cm}$ 最大饱和霍尔电阻率, 该效应比纯铁的饱和霍尔电阻率大了一个数量级, 成功地实现了自旋注入.

关键词: 自旋注入, 颗粒膜, 巨霍尔效应

PACS: 72.15.Gd, 75.75.Fk, 75.70.Ak

1. 引言

Fe/Cr 超晶格结构中巨磁电阻的发现^[1], 以及随后的自旋阀、隧道磁电阻效应的发现引发了磁存储和磁记录领域的革命, 其特征是将自旋引入半导体器件中, 用电子的电荷属性和自旋特性共同作为信息的载体, 最终实现新型的自旋电子器件, 并由此产生了围绕电子自旋控制的跨越半导体和磁性材料的全新研究领域——自旋电子学^[2,3]. 自旋电子学主要研究与电子电荷和自旋密切相关的过程, 包括自旋源的产生、自旋注入、自旋输运、自旋检测及自旋控制, 最终实现新型的自旋电子器件. 自旋注入是实现自旋电子器件最基本的条件, 随着自旋电子学在磁性和非磁性金属上的巨大成功, 自旋注入半导体材料越来越受到人们关注. 磁性材料/半导体界面的自旋注入是最基本的半导体自旋注入结构. 作为自旋极化源的磁性材料有铁磁金属、磁性半导体和稀磁半导体三种^[4-7].

稀磁半导体是因为相对于普通的磁性材料, 其磁性元素的含量较少. 稀磁半导体兼有半导体材料和磁性材料的双重特性, 能利用电子的电荷特性和自旋特性将半导体的信息处理、半导体材料的优点与磁性材料的信息存储功能、磁性材料的非易失性两者融合在一起, 在磁性物理学和半导体物理学之

间架起了一道桥梁, 促进了自旋电子学的发展. 这类材料通过阳离子替代而产生局域磁性顺磁离子, 因而具有很强的局域自旋磁矩, 局域顺磁离子与迁移载流子(电子或空穴)之间的自旋-自旋相互作用结果产生一种新的交换相互作用, 使得稀磁半导体具有很多优于普通半导体的特性, 如磁性、显著的磁光效应和磁输运性质. 稀磁半导体典型材料是 $\text{Ga}_x\text{Mn}_{1-x}\text{As}$, 目前人们已经在实验室中制备出自旋电子学的部分原型器件, 如自旋场发射晶体管、自旋发光二极管、自旋隧穿器件等等^[6,7]. 磁性金属铁也是一个自旋电子学领域自旋注入很好的候选者, 铁的晶格常数刚好接近是砷化镓一半, 这对于自旋注入无疑是很有吸引力的, 因而砷化镓-铁异质结构也受到研究者的关注^[8,9]. 但是如果采用 Fe 镀在 GaAs 上形成多层膜的方法, 在分界面上容易形成磁性惰层, 磁性惰层对自旋注入形成了障碍^[10]. 因此如何有效地将自旋注入到半导体材料中、寻找新的更有效的自旋注入材料并研究自旋在半导体结构中的输运已成为目前自旋电子学领域中受到关注的课题. 另一种自旋注入的方法是采用颗粒膜的方法, 我们在 GaAs 基底上进行 Fe 颗粒自旋注入, 测出其霍尔效应比普通铁的霍尔效应大了 2—3 个数量级.

霍尔效应是除了磁电阻效应以外的另一种将物理数据转化为电信号的自旋相关技术, 它能产生

^{*} 南京大学固体微结构物理实验室开发课题(批准号: M23005)资助的课题.

[†] E-mail: zhimingwang_phd@yahoo.com.cn

与载流薄膜上所加磁化强度成线性比例的电压. 尽管霍尔效应被发现已经近一个世纪, 在块体材料中相对小的数值也被用于技术用途, 但是更广泛的应用受到限制. 磁性材料中的霍尔效应由两部分组成: 一种是普通的非自旋霍尔电阻率来源于与磁场成正比的洛伦兹力, 另一种是自旋相关的反常霍尔电阻率来源于与磁化强度成正比极化电子偏转散射或侧向跳跃, 特点是: 1) 霍尔系数比早期测量过的金和铜的霍尔系数大 10 倍; 2) 随着温度升高, 霍尔系数迅速增大; 3) 霍尔电压与外加磁场不再有线性关系, 而且, 当磁化强度达到饱和时, 它就变成常数^[11-13]. 在具有磁性材料模阵的颗粒膜中, 饱和霍尔电阻率约为 $10^{-2} \sim 10^{-1} \mu\Omega \cdot \text{cm}$, 类似于纯铁磁薄膜^[14,15]. 对于带有磁性颗粒的绝缘模阵颗粒膜, 当薄膜中金属的原子浓度减小到传导渗流阈值的附近时, 饱和霍尔电阻率 ρ_{Hys} 将增加到纯磁性薄膜 2—3 个数量级^[16-19]. 我们在 GaAs 中实现了 Fe 纳米颗粒的自旋注入, 该颗粒膜样品的饱和霍尔电阻率达到 $15 \mu\Omega \cdot \text{cm}$.

2. 实验测试及结果

利用磁控溅射设备制备了 $(\text{GaAs})_{19}\text{Fe}_{81}$ 薄膜, 制备时用相关的镶嵌复合靶把薄膜沉积在玻璃基板上. 所有不同镶嵌复合靶的目标, 分别到 $1 \text{ cm} \times 1 \text{ cm}$ 的玻璃基板用, 射频磁控溅射气体压力为 $2.5 \times 10^{-8} \text{ Torr}$ ($1 \text{ Torr} = 1.33322 \times 10^2 \text{ Pa}$), 溅射时氩气压为 3 m Torr , 溅射时靶与基片架的间距为 65 mm , 铁的沉积速率约为 $250 \text{ \AA}/\text{min}$, 砷化镓约为 $20 \text{ \AA}/\text{min}$ (本征砷化镓 SI 型 $n = 2.1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\rho = 3.3 \times 10^8 \Omega \cdot \text{cm}$, 溅射后, 通过卢瑟福背散射光谱分析 (RBS) 确定薄膜的精确成分和薄膜厚度, 用通常的四端法测量霍尔电阻率, 运用 180° 旋转来抵消霍尔电压偏差.

RBS 测量设备来自 NEC Pelletron 公司的 5SDH-2 型产品, 图 1 是 $(\text{GaAs})_{19}\text{Fe}_{81}$ 薄膜 RBS 随机谱和计算机拟合谱, 实验中校准氦离子束以 1.57 MeV 能量加于样品上, 在 170° 方向通过钝化注入平面硅探测器探测粒子, 图 1 圆点线显示的是机载 RUMP 程序拟合谱线, 从中我们得到原子比成分、颗粒膜厚度为 $680 \text{ \AA}$ ($\pm 30 \text{ \AA}$), 根据原子比、原子密度换算, 最终我们得到系列样品的体积比.

图 2 显示的是 $(\text{GaAs})_{19}\text{Fe}_{81}$ 样品室温下霍尔电

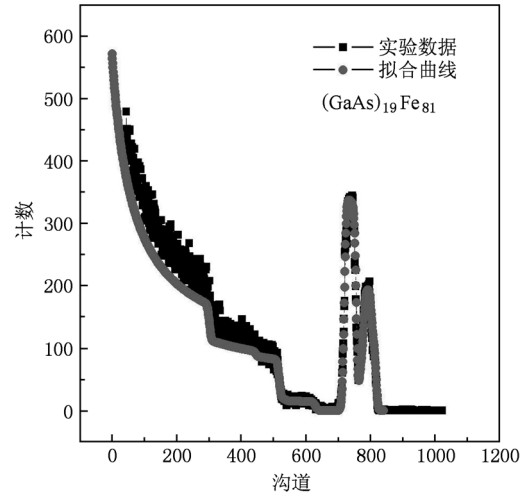


图 1 $(\text{GaAs})_{19}\text{Fe}_{81}$ 卢瑟福背散射光谱分析

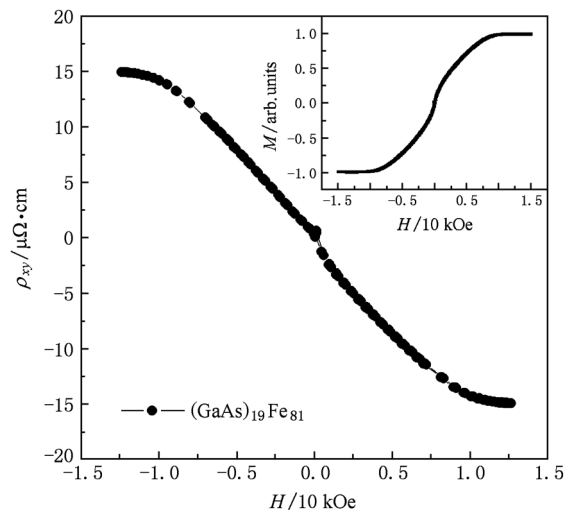


图 2 $(\text{GaAs})_{19}\text{Fe}_{81}$ 室温下霍尔电阻率随磁场变化曲线及磁化曲线

阻率随磁场变化曲线, 测量时磁场垂直于薄膜表面, 霍尔电阻率形状呈反 S 形, 与垂直方向的磁化曲线是有关的, 这种相关来源于反常霍尔效应, 反常霍尔系数远远大于正常霍尔系数, 并且与磁化强度成正比. $(\text{GaAs})_{19}\text{Fe}_{81}$ 样品的饱和霍尔电阻率与一些传统软磁颗粒膜饱和霍尔电阻率要大一个量级. 插图显示的是 $(\text{GaAs})_{19}\text{Fe}_{81}$ 薄膜随磁场变化的磁化曲线, P 表示测量时磁场垂直薄膜表面, 我们可以看到磁化曲线大约在 8 kOe 下饱和. 大于 8 kOe ($1 \text{ Oe} = 79.5775 \text{ A/m}$) 磁场时, 霍尔电阻率呈平缓变化趋势, 这是由于正常霍尔效应的缘故. 霍尔效应的大小通常饱和霍尔电阻率 ρ_{Hys} 来表征, 图 2 饱和霍尔电

阻率由高场饱和状态下的数值外推法得到. 我们得到体积比为 $(\text{GaAs})_{19}\text{Fe}_{81}$ 的饱和霍尔电阻率达到 $15 \mu\Omega \cdot \text{cm}$, 大于纯铁的两个数量级. 饱和霍尔电阻率 2—3 个数量级的提高无法用经典渗流理论来解释, 按照经典渗流理论, 最大提高因子通常用 $\left(\frac{t}{a}\right)^{g/v}$ 给出, 这里 t 是薄膜厚度, a 是薄膜中颗粒尺寸, v 是经典渗流理论中的相干长度的临界成分指数^[20]. 对于我们的颗粒薄膜来说, $t = 0.68 \mu\text{m}$ 最小颗粒尺寸为 $a = 1 \text{ nm}$, 如果比例 $g/v \sim 0.46$, 那么最大提高值大约是 25—30^[21,22].

通过在 GaAs 基底上进行 Fe 的自旋注入, 注入后的 $(\text{GaAs})\text{Fe}$ 颗粒膜较大霍尔效应可以这么来解释: 霍尔效应是由经典霍尔效应和源于粒子波动性质的波函数的局域干涉效应组成. 后者对局域微结构较为敏感, 但是对于来自载流子的信号不敏感, 如果考虑到局域微结构随机变化的各种可能性, 干涉组分对于引起正、负霍尔系数的概率是相等的. 所以, 载流子密度总数减少, 霍尔系数增加. 干涉组分导致费米量级上干涉行为诱导波函数局域化, 当组分低于渗流极限时, 干涉导致局域化长度发生变化, 或者说在这个尺度范围, 局域化长度的变化没有在我们的颗粒膜模阵体系中明显被觉察, 否则就会导致霍尔电阻率随磁场陡峭的变化^[19,21].

当模阵中成分比例超过经典渗流极限达到量子渗流门槛时, 局域干涉通过改变局域传导的分布来影响电阻率, 经典成分对霍尔效应不起作用, 于是量子渗流成分极限值时, 较大的霍尔效应发生.

图 3 反映的 $(\text{GaAs})\text{Fe}$ 颗粒膜的 TEM 照片, 可以直观地看出量子渗流域值附近 GaAs 和 Fe 成分关系, 另外有文献对大的霍尔效应结果做出模拟, 上述理论预测与实验结果符合得较好.

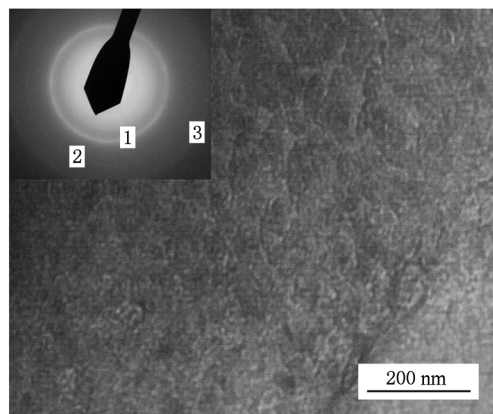


图 3 $(\text{GaAs})\text{Fe}$ 颗粒膜的 TEM 照片

3. 结 论

利用磁控溅射设备制作了 $(\text{GaAs})_{19}\text{Fe}_{81}$ 薄膜, 自旋注入后的颗粒薄膜 $(\text{GaAs})_{19}\text{Fe}_{81}$ 样品中饱和霍尔电阻率达到 $15 \mu\Omega \cdot \text{cm}$, 比纯铁材料的饱和霍尔电阻率高两个数量级, 理论分析认为: 霍尔效应来源于 Fe 成分接近于量子渗流门槛时的传导电子的量子干涉行为. 大的霍尔效应结果表明, 我们成功地在 GaAs 基底上实现了自旋注入.

- [1] Baibich M N, Broto J M, Fert A, Nguyen Van Dau F, Petroff F, Eitenne P, Creuzet G, Friederich A, Chazelas J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472
- [2] Zutic I, Fabian J, Sarma S D 2004 *Rev. Modern Phys.* **76** 323
- [3] Albert Fert 2008 *Rev. Mod. Phys.* **80** 1517
- [4] Ciorga M, Einwanger A, Wursthauer U, Schuh D, Wegscheider W, Weiss D 2009 *Phys. Rev. Lett.* **79** 165321
- [5] Pershin Y V, Massimiliano Di Ventra 2009 *Phys. Rev. Lett.* **79** 153307
- [6] Ohno H 1998 *Science* **281** 1951
- [7] Ando K 2006 *Science* **312** 1883
- [8] Zhu H J, Ramsteiner M, Kostial H, Wassermeier M, Schönherr H P, Ploog K H, 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 016601
- [9] Ramsteiner M, Zhu H J, Schönherr H P, Ploog K H 2002 *Phys. E* **13** 529
- [10] Xu Y B, Kernohan E T M, Freeland D J, Ercole A, Tselepi M, Bland J A C 1998 *Phys. Rev. B* **58** 890
- [11] Hall E H 1880 *Philos. Mag.* **10** 301
- [12] Hall E H 1881 *Philos. Mag.* **12** 157
- [13] Chien C L, Westgate C R 1980 *The Hall effect and its applications* (New York: Plenum) p55
- [14] Zhao B, Yan X 1997 *J. Appl. Phys.* **81** 4290
- [15] *Ferromagnetic Materials*, edited by Wohlfarth E P (North-Holland Amsterdam) Vol. 1 p53
- [16] Zhang X X, Wan C C, Liu H, Li Z Q, Sheng P 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5562
- [17] Jing X N, Wang N, Pakhomov A B, Fung K K, Yan X 1996 *Phys. Rev. B* **53** 14032
- [18] Vavra W, Lee C H, Lamelas F J, He H, Clarke Roy, Uher C 1990 *Phys. Rev. B* **42** 4889

- [19] Wan C C, Sheng P 2002 *Phys. Rev. B* **66** 075309 (in Chinese) [万见峰、费燕琼、王健农 2006 物理学报 **55** 2444]
- [20] Bergman D J, Stroud D, 1985 *Phys. Rev. B* **32** 6097
- [21] Liu H, Zheng R K, Wen G H, Zhang X X 2004 *Vacuum* **73** 603
- [22] Jing X N, Wang N, Pakhomov A B, Fung K K, Yan X 1996 *Phys. Rev. B* **53** 14032
- [23] Wan J W, Fei Y Q, Wang J N 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2444
- [24] Liu H X, Zheng X F, Han X L, Hao X, Zhang M 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2576 (in Chinese) [刘红侠、郑雪峰、韩晓亮、郝 跃、张 绵 2003 物理学报 **52** 2576]

Spin injection in GaAs and giant Hall effect *

Wang Zhi-Ming[†]

(Institute of Mechanical Engineering Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

(Laboratory of Solid State Microstructures, Nanjing University, Nanjing 210093, China)

(Received 2 September 2010; revised manuscript received 30 October 2010)

Abstract

In spintronics, general spin injection is achieved by the superlattice, spin valve, tunnel junction, other typical method of spin injection is to dilute magnetic semiconductor such as: GaMnAs. In this paper, spin Fe particles are injected into the GaAs matrix by using the magnetron sputtering to form the granular film (GaAs)₁₉Fe₈₁, in which saturated Hall resistivity ρ_{Hys} is shown to be $15 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ at room temperature, which is about 2 orders larger than that of pure Fe. So the spin injection is successfully realized.

Keywords: spin injection, granular film, Hall effect

PACS: 72.15. Gd, 75.75. Fk, 75.70. Ak

* Project supported by the Foundation of State Key Laboratory of Solid Microstructures of Nanjing University, China (Grant No. M23005).

[†] E-mail: zhimingwang_phd@yahoo. com. cn