

自旋电子学和自旋流

沈顺清[†]

(香港大学物理系 香港)

摘要 传统的电子学完全忽略了电子自旋,这使人们在探索未来半导体工业发展时有了新的契机和可能的研究方向.自旋电子学旨在利用电子自旋而非传统的电子电荷为基础,探讨研发新一代电子产品的可能性.文章简单介绍了自旋电子学的动机、物理基础以及研究内容,并重点介绍了在自旋电子学器件中起关键作用的自旋流.文章从自旋流的定义、它能产生的物理性质和最近有关自旋流探测的理论和实验进展等三个方面进行阐述.

关键词 自旋电子学,自旋流,量子自旋

Spintronics and Spin Current

SHEN Shun-Qing[†]

(Department of Physics, The University of Hong Kong, Pokfulam Road, Hong Kong, China)

Abstract Conventional electronics completely ignores the electron spin, which provides us with an unprecedented chance and new starting point to explore the future of the modern semiconductor and information industry. Spintronics, or spin-based electronics, aims to exploit the subtle and mind-bending esoteric quantum properties of the electron to develop a new generation of electronic devices. In this paper the motivation, fundamental physics, and scope of spintronics will be briefly addressed. The spin current, one of the essential concepts in spintronics, will be discussed in detail, introducing its definition, physical effects, and recent theoretical and experimental progress.

Keywords spintronics, spin current, quantum spin

1 自旋电子学

80年前,英国天才理论物理学家狄拉克将新生的量子力学和爱因斯坦的相对论结合,建立了相对论量子力学,成功地解释了电子为什么会具有一种特别的磁性或角动量,即自旋(电子自旋的基本性质见表1).自此,人们清楚地认识到电子不仅带有质量和基本电荷,还带有内禀自旋.在过去80多年里,量子力学的建立和发展使我们对物质的构成和结构,特别是电子的能带结构有了定量的认识.这为半导体晶体管的发明以及半导体工业的建立和快速发展提供了坚实的基础.到上个世纪70年代,传统的电子微处理器和电路被打包到半导体晶片上形成集成电路,随后单个微处理器的尺寸迅速减小.作为指标性的参数,半导体晶片上单位面积的

晶体管和电阻数目,在过去的三四十年间,由最初的每12个月到目前的每18个月翻一番.这个指数增长的所谓摩尔定理归纳了半导体和信息工业的发展速度,使原本体积庞大的计算机变成了人们日常生活中不可缺少的用品和工具.这种迅速发展也使半导体晶片上的晶体管快速逼近纳米尺度.由于它不可能小于单个原子,这已变成大规模集成电路发展不可克服的物理极限.与此同时,有限尺度的物理器件引起的热耗散也是集成电路的一大障碍.在思考半导体工业发展方向和新的出路的时候,人们惊讶地发现现在几乎所有的电子产品都只利用了电子的电荷来传输能量和信息.作为电子内禀性质的

* 香港研究资助局基金(批准号:HKU0742/06P)资助项目
2007-09-10收到初稿,2007-10-31收到修改稿

[†] Email: sshen@hkucc.hku.hk

自旋,除了材料磁性和简单的能级简并外,几乎被完全忽略.这使我们在探索未来半导体工业发展时有了新的契机和可能的研究方向.

表1 电子自旋的基本性质

(1)	电子除了质量和电荷外,还有一个内禀角动量,叫自旋;
(2)	每个电子自旋都有任意的两个方向.每个自旋的大小为 $\pm \frac{1}{2} \hbar$ (\hbar 为Planck常数).当固体中所有的电子自旋指向一个方向时,就形成我们熟知的铁磁体;
(3)	在磁场中,电子自旋平行或反平行于磁场时,电子具有不同的能量;
(4)	定向运动的电子形成电流.在通常的电流中,电子自旋的指向是无规的,没有自旋的性质;
(5)	定向相干运动的电子自旋形成自旋流.在自旋电子器件中,自旋流是传输和控制自旋的载体和动力.

自旋电子学旨在利用电子自旋而非传统的电子电荷为基础,研发新一代电子产品.它不仅对信息工业有着重要影响,而且对电子输运和调控等基础物理研究提供了新的课题,是目前凝聚态和材料物理研究的一个重要领域.简单地说,自旋电子学的原动力可以总结为一句话:传统的电子学完全忽略了电子自旋^[1].在日常的家用电器中导电电子的自旋取向是无规的,50%电子自旋向上,50%电子自旋向下.换句话说,电子的自旋完全没有起作用.1988年,超薄多层磁性金属薄膜中巨磁阻效应(GMR)的发现,标志着一个新时代的开始.通常金属都有磁阻效应,当磁场加到金属样品上时,因为洛伦兹力的作用或霍尔效应会改变电流的运动方向,从而引起样品电阻发生改变.当电子开始绕磁场转动时,若没有散射,它对电流没有贡献;当散射发生后,由于电场产生的初始速度会影响下一个回旋轨道.弛豫时间越长(低电阻),磁场作用在电阻上的效应就越大,通常的磁阻率 $\Delta\rho/\rho \propto (H/\rho)^2$ (ρ 为电阻, H 为磁场).一般的金属像铁(Fe)和钴(Co)的磁阻率分别可达到0.8%和3.0%.这个性质早已应用到磁探头上读取磁盘记录.1988年,Baibich等人^[2]发现,在FeCr磁性多层膜中,磁阻率在 $T=4.2\text{K}$ 时可达50%,这是当时所知的最高值的10倍以上.在这个实验中,铁磁性的铁层的厚度为30—60Å,由非铁磁性的厚度为9—60Å的铬层隔开,铁磁层通过非铁磁层反铁磁般地耦合起来.当外加磁场约为20kOe时,铁磁层会沿一个方向极化.当铁磁层反铁磁般地耦合时,它的电阻大于加上外场后的结果.铁磁层间的反铁磁耦合的强弱与非铁磁铬层的厚度有关.1990年,Parkin等人^[3]发现层间反铁磁耦合的

强弱随中间层的厚度振荡,因此巨磁阻效应是可控的.

巨磁阻效应并不依赖于电流相对于磁化强度的方向,而是取决于邻近铁磁层磁化强度的相对方向.一个最重要的特征是,当中间隔离层的厚度大于电子的平均自由程(约10nm)后,巨磁阻效应就消失了.这表明相邻铁磁层决定了自旋散射机制.由于磁性和非磁性膜的厚度在电子的平均自由程内,当磁性层中磁化强度平行时,会增加电子的平均自由程,反平行时,会减弱电子的平均自由程,这就导致了巨磁阻效应.这个效应成功地应用于敏感的磁探头设计,极大地提高了磁探头的灵敏度.从此人们开始意识到量子自旋及其输运在电子仪器的研究和应用中的重要性.后来还发现了磁阻率更高的隧穿磁阻效应(TMR)^[4].这些效应已广泛应用于磁感应器等商业产品中.

在巨磁阻效应发现后不久,美国普渡大学的Datta和Das提出了一种新型的场效应晶体管(field effect transistor)^[5].这种晶体管的两个电极,即“源”和“漏”是具有铁磁性的.连接两极之间的半导体通道是由半导体异质结形成的二维电子气.由于电极是铁磁的,期待进入该通道的电子是自旋极化的.电子自旋通过该通道并不受到杂质等的散射,当一个门电压加到晶体管上后,它可以通过电子的自旋轨道耦合控制自旋的进动,进而控制连接两极电流中电子自旋的取向.当电子到达“漏”电极时,如果电子自旋与电极的极化方向一致时,电子就可顺利地进入电极,相反,如果电子自旋与电极的极化方向相反时,电子就不能进入电极.这就实现了晶体管的“开”和“关”.传统的晶体管是利用门电压来控制两极间的电流.大的门电压可以改变电子的运动方向从而切断两极之间的电流,来实现晶体管的“开”和“关”.Datta和Das的晶体管与普通的晶体管相比,它们有相同的结构,所不同的是,前者是利用门电压来改变电子自旋的方向,而后者是利用门电压来改变电子的运动方向.相比之下,改变电子自旋方向所需的能量远比用于改变电子运动方向要小,而且时间更短,效率更高.这个极具创意的思想引起了广泛的重视,它已具有目前自旋电子学器件所要求的特性:(1)它依赖于自旋极化的载流子或电子自旋;(2)运动的自旋可有效地输运和穿透界面;(3)所有的电子自旋可保留足够长的时间以致能完成所需的物理操作.不过到目前为止,这种自旋场效应晶体管还没有在任何实验室中实现.

在前面提到的两个例子中,一个是金属薄膜的巨磁阻效应,一个是半导体的场效应晶体管.近十几年来,金属的自旋电子学器件得到了快速发展和广泛应用,成为自旋电子学研究的一股重要的推动力.巨磁阻效应和隧穿磁阻效应都可以用自旋运输的两通道图像来理解^[6].这种处理并没有要求电子自旋相干.所以总的说来,在金属自旋电子学器件中,我们还没有利用电子自旋的相干性.最近的实验,如电流诱导的磁化强度进动、金属中的自旋霍尔效应等,都实现了相干的自旋电子性质.相信不久的将来,它们会有更广泛的应用.另一方面,由于半导体中电子的自旋相干长度远长于金属中电子的自旋相干长度,使我们更期待半导体在自旋电子学的发展中起到更大的作用.与此同时,利用成熟的半导体工艺也是一个重要原因.

在自旋电子学的研究中,简单地有三个基本的课题(1)自旋的注入:怎样产生极化的电子或量子自旋态是实现自旋电子学器件的第一步(2)自旋的操控:怎样利用外场调控电子自旋的量子状态,从而实现所需的物理操作(3)自旋的探测:成功探测自旋的相干状态是利用量子自旋的必须手段.

自旋电子学是实用性较强的学科,带有明确的功利性.由于电子自旋是相对论和量子论相结合的产物,它本身包含了许多基本的课题,但被传统的半导体理论所忽略.对自旋的深入研究,使我们有更深入地了解量子力学的基本原理.本文并不打算全面介绍自旋电子学发展现状,我们只集中介绍实现自旋电子学所不可缺少的一个物理量“自旋流”.从自旋流的定义、它所产生的物理性质和最近有关自旋流探测的实验进展等三个方面来阐述.

2 自旋流和自旋轨道耦合

由于电子带有电荷,电子的定向运动会产生电流,它可以传输能量和信息.虽然电子同时具有内禀的自旋,在一般的电子器件中,导电电子的自旋取向是完全无规的.从整体来看,电子自旋完全没有产生任何物理的效应.在引进自旋流的概念之前,我们首先回顾一下在多体理论中是如何定义电流的.原则上说,任何多体系统在外场中的哈密顿量可写为

$$H = \sum_{i\sigma} \frac{1}{2m} \left(p_i - \frac{e}{c} A_{i\sigma} \right)^2 + \sum_{i \neq j} V_{ij}$$

式中右边,前者是动能项,后者是相互作用项.我们知道电子的速度算子 $v_{i\sigma} = \sum_i \left(p_i - \frac{e}{c} A_{i\sigma} \right) / m \equiv -\frac{c}{e}$

$\cdot \frac{\partial H}{\partial A_{i\sigma}}$, $\sigma = \uparrow, \downarrow$ 是自旋指标,在这里我们有意引进了与自旋相关的矢势 $A_{i\sigma}$, 以便定义自旋流.原则上说,如果能解出系统的能量本征值 $E(A_{\uparrow}, A_{\downarrow})$, 我们就能算出相关的电流 $j_{e\sigma} = -e(v_{\uparrow} + v_{\downarrow}) = -e \left(\frac{\partial E}{\partial A_{\uparrow}} + \frac{\partial E}{\partial A_{\downarrow}} \right)$. 但一般来说,电磁场的矢势 $A_{i\sigma}$ 是和自旋无关的, $A_{\uparrow} = A_{\downarrow}$, 以致相关的电流也和自旋无关 $v_{\uparrow} = v_{\downarrow}$. 所以我们一般只有电流而没有所谓的自旋流.在考虑了电子自旋后,如果说自旋向上的电子速度不等于自旋向下的速度,例如 $v_{\uparrow} = -v_{\downarrow}$, 我们发现系统的电流 $j_{e\sigma} \equiv 0$, 但是很显然 $(v_{\uparrow} - v_{\downarrow}) \neq 0$. 这个量与电流无关,但可以用来描述电子自旋的运动.考虑电子自旋的单位为 $\hbar/2$, 自旋流可以定义为 $j_s = \frac{\hbar}{2}(v_{\uparrow} - v_{\downarrow})$. 这里我们说自旋向上或向下,实际上已经确定了自旋的方向.理论上说,如果矢势是自旋相关的 $A_{\uparrow} \neq A_{\downarrow}$, 这样系统就有可能产生自旋流.

在多体系统中,矢势怎样才能和自旋相关呢?从自旋的起源来说,它是一种相对论的量子效应.这自然引导我们从相对论量子力学的基本原理来重新检讨相关的问题.通常电子自旋只和外磁场发生相互作用,即 Zeeman 耦合.而电子自旋和外电场的相互作用是通过所谓的自旋轨道耦合来实现的.自旋轨道耦合首先是在原子物理中被认识到的,可以从经典理论定性理解:当电子绕着原子核运动时,相对电子来说,带正电的原子核绕着电子运动.运动的原子核产生一个环状的电流.这个电流会在电子处于的原点产生一个垂直于环面的磁场.这个磁场作用在电子自旋上,导致所谓的自旋轨道耦合.考虑到相对论的量子修正,它的大小为

$$\Delta V = \frac{1}{2m^2 c^2} \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \mathbf{S}(\mathbf{r} \times \mathbf{p}) = \frac{1}{2m^2 c^2} (\nabla V \times \mathbf{p}) \cdot \mathbf{S}$$

式中 V 为电子和原子核之间的库仑相互作用.这个效应将电子的自旋 S 与电子的动量 p 和外场 V 耦合在一起.从相对论量子力学的观点来看,这个效应来源于正负电子状态之间的相互作用. $2mc^2$ 实际上反映了正负电子态之间的能隙,大小为 1 个 MeV. 通常这个效应比较小,只会在原子体系中出现,例如对原子光谱的影响.

虽然在单个原子中,自旋轨道耦合是比较微弱的,但它在某些晶格体系中得到了放大.在固体晶格中,由于晶格的周期性,电子的能谱在倒格矢空间中会形成一定的能带结构.如果晶格系统不具有空

间反射对称性,自旋轨道耦合在一些特定的区域会得到放大.例如,在破坏了结构对称性的半导体 InGaAs/InAlAs 二维电子气中,在 Γ 点附近的电子会感受到强烈的自旋轨道耦合,即 Rashba 作用 $H = \frac{p^2}{2m} + \lambda(\mathbf{p} \times \boldsymbol{\sigma})_z$, 耦合系数 λ 具有速度量纲^[7]. 一个典型的数量级为 $\lambda \sim 10^{-4}c$ (c 是光速), 耦合系数 λ 反比于半导体中导带和价带之间的能隙. 这个值通常是 1eV 的量级,和单原子中正负电子之间的能隙相比,整整小了 6 个数量级. 换句话说,在这个系统中,自旋轨道耦合放大了 6 个数量级,它所导致的能级劈裂已在实验中观测到. 这个系数本身可以通过外场来调节. 从这样一个具有自旋轨道耦合的系统中,电子的速度算子为 $v = \frac{1}{m}(\mathbf{p} + \frac{e}{c}A_\sigma)$ ($A_\sigma = \lambda \frac{mc}{e}z \times \boldsymbol{\sigma}$). 我们发现,自旋轨道耦合会导致一个

自旋相关的矢势^[8]. 结合电流和自旋流的定义,我们可以说,自旋轨道耦合可以为系统提供一个自旋相关的矢势,这个矢势为自旋流的产生提供了可能.

自旋流有它特有的性质. 首先它是一个张量, $J_s^\alpha = \frac{\hbar}{2}\{\sigma^\alpha v\}$, 不仅取决于电子的运动方向,还取决于电子自旋的极化方向. 不同的极化方向会产生不同的物理结果. 一般的电流 $J_e = -ev$ 在时间反演下 $t \rightarrow -t$, 速度 $v \rightarrow -v$, 而电荷将维持不变,即 $e \rightarrow e$. 这个性质决定了 $j_e \rightarrow -j_e$, 即在时间反演下,电流要改变方向. 而对于自旋流 $J_s^\alpha = \frac{\hbar}{2}\{\sigma^\alpha v\}$, 由于自旋在时间反演下 $\sigma \rightarrow -\sigma$, 因此在时间反演下自旋流是不变的. 这个性质的本身决定了自旋流是低耗散的,甚至为无耗散的. 这一点可以从有阻尼的谐振子运动方程来理解: $m\ddot{x} = -kx + \lambda\dot{x}$. 能量耗散来源于阻尼项 $\lambda\dot{x}$. 当 $\lambda = 0$ 时,谐振子的能量是守恒的,而运动方程在时间反演下是不变的. 当阻尼项出现后,它破坏了时间反演进而引起了能量耗散. 然而,自旋是否引起耗散的问题,目前还是个有意义的课题. 在自旋霍尔效应中,电流所导致的自旋流是无耗散的,但电流本身是有耗散的. 一般来说,自旋本身和系统晶格的耦合是相当弱的,与声子本身没有直接的作用,所以传输中的自旋流的耗散,如果有的话,应该是很低的,这也是自旋流优点之一.

自旋流另一个特点是它的非守恒性. 由于自旋本身不像电荷那样是守恒的,现在所定义的自旋流都是不守恒的. 在物理学中,所有的守恒流都对应一个对

称性,如电流守恒是有 $U(1)$ 对称性的. 破坏自旋流守恒的因素很多,如杂质散射、自旋轨道耦合及核自旋等. 自旋流的非守恒性导致有关自旋流定义的争论^[9]. 本文作者的意见是,关键是要看非守恒的自旋流是否是物理的. 随着近期的实验观察证实它是可以产生可观察的物理现象,这个问题答案应该肯定的. 下一个问题是,自旋流的存在范围. 我们并不期待自旋流能像电流一样用高压电线来长距离传输,它的应用只会在介观或纳米尺度的电子器件中,所以自旋流的应用尺度应该是限制在自旋相干长度内. 对于半导体材料而言,是几个或几百个微米之间. 现在已有实验数据表明,半导体异质结中自旋相干长度是可通过外场来调节的. 因此,寻找具有超长的自旋相干长度的半导体材料是自旋电子学的发展方向之一.

3 自旋流产生的物理效应

要控制和利用自旋流,首先需要了解自旋流能产生哪些物理效应. 在过去几年中,我们对自旋的性质有了深入的研究和理解,特别是有关自旋霍尔效应的研究使自旋流成为目前凝聚态物理中的一个重要课题.

3.1 自旋流与电场

由 Biot-Savart 定理可知,电流可在空间中产生一个环绕电流的磁场. 与之相对应的是一个磁偶极矩的流可以产生一个电偶极矩场,这个电场是可以计算的. 一个简单的方法是将自旋流设想为正负两种磁“荷” $\pm q_{mc}$ 相对运动,而两种磁场的距离为 δ . 当 $\delta \rightarrow 0^+$ 和 $q_{mc} \rightarrow +\infty$, 我们可以得到一个有限的磁偶极矩 $m = q_{mc}\delta\hat{m}$ (\hat{m} 为流极化方向). 这样自旋流可唯象地看成一组运动的磁偶极矩,每个磁偶极矩会产生磁场^[10]. 在洛伦兹变换下,这个磁场就会转化为电场. 对于自旋流 $J_m\delta V$ 而言,它产生的电场分布为

$$\mathbf{E} = \int \frac{\mu}{4\pi} J_m dV \times \frac{1}{R^3} \left(\hat{m} - \frac{3\mathbf{R}(\mathbf{R} \cdot \hat{m})}{R^2} \right).$$

这个电场较小,但还是可观测的.

3.2 自旋流在电场下的运动

在电动力学中,我们知道电流在磁场的作用下会感受到切向的洛伦兹力 $\mathbf{F} = \mathbf{j}_e \times \mathbf{B}$. 那么作为对应,自旋流是否会在电场下感受到任何经典作用力呢? 本文作者研究发现^[8], 作为非相对论极限下的结果,自旋轨道耦合会导致一项依赖于自旋和外场

的反常速度 $\delta v = \frac{e}{4m^2c^2} \sigma \times \varepsilon$. 从海森伯运动方程和量子力学的对应原理, 我们可以推出一个类似牛顿力学第二定律的算子方程. 对应于任何量子态而言, 我们发现

$$m \frac{dv}{dt} = \frac{e^2 |\varepsilon|}{4m^2c^2} J_s^e \times \varepsilon,$$

其中自旋流定义为沿电场方向极化, $J_s^e = \frac{\hbar}{4} \{v, \frac{\sigma \cdot \varepsilon}{\varepsilon}\}$. 像电流一样, 多体系统的自旋流可作为一个宏观量. 这个结果表明, 自旋流在电场下感受到的力正比于沿电场方向极化的自旋流的大小和电场的平方, 力的方向垂直于电场和自旋流的流向. 这一点十分类似于洛伦兹力, 但由于该力正比于电场的平方, 又完全不同于洛伦兹力. 对于自由电子而言, 这个力是非常微弱的, 但对于调控量子自旋来说, 它已是足够产生可观测的效应. 例如它仍可看作电子波包蠕动 (zitterbewegung) 的物理起源.

半导体系统为检测这个相对论量子效应提供了可行的平台. 相比于正电子和负电子之间的能隙 $2mc^2 = 1.06\text{MeV}$, 一个典型的导带和价带电子之间的能隙只有 eV 量级. 自旋轨道耦合是反比于能带间的能隙, 因此半导体中有可能存在较大的自旋轨道耦合, 从而产生可观测的物理结果. 对于具有 Rashba 作用的系统, $H_R = \lambda(p_x\sigma_y - p_y\sigma_x)$, 它等价于一个有效电场垂直于二维平面的体系. 电子是限制在二维范围内运动, 这个体系的自旋切向力为

$$F = \frac{4m^2\lambda^2}{\hbar^2} J_s^z \times \hat{z}.$$

3.3 自旋流与自旋积累

自旋流产生的一个直接的物理结果是自旋流在边界条件下会产生自旋积累. 由于自旋积累本身不像电荷积累会产生一个电场或其他的动力, 它只能靠自旋扩散来达到平衡. 因此自旋扩散长度和自旋弛豫时间在自旋积累问题中是十分重要的. 一般来说, 自旋流 J_s^α 和自旋密度分布 $S^\alpha(r)$ 可以用一个连续性方程来描述^[11]

$$\frac{\partial S^\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot J_s^\alpha = -\frac{S^\alpha}{\tau_s} - \nabla \rho^\tau,$$

其中 ρ^τ 是力矩偶极密度. 对于一个平衡态来说, 自旋密度不随时间变化. 在系统体内, 自旋流和力矩密度的散度都是均匀的, 但在边界上自旋流应该为零. 这样从体内到边界 $\nabla \cdot J_s^\alpha$ 是不为零的, 从而在边界

会产生非均匀的自旋分布 $S^\alpha(r) \neq 0$. 从物理上说, 只有自旋扩散才能平衡体内的自旋流. 通常我们引进自旋相关的化学势 μ^σ 来描述扩散过程. 扩散方程的形式为^[12]

$$\nabla^2(\mu^\uparrow(r) - \mu^\downarrow(r)) = \frac{\mu^\uparrow(r) - \mu^\downarrow(r)}{D^2},$$

其中 D 为扩散系数. 这个方程的解取决于边界条件和体内自旋流分布. 一般来说, 自旋分布的幅度正比于体内自旋流的大小, 而分布按幂指数衰减 $e^{-r/D}$. 扩散长度决定了自旋积累的范围.

3.4 自旋流的散射效应

纯自旋流是具有时间反演不变性的. 当它受到自旋相关的杂质或势垒散射时会产生电流或电势差. 一个最简单的图像是, 观察纯自旋流通过一个自旋相关的一维势垒的散射. 这个势垒的自旋劈裂可以由外磁场产生. 假设自旋向上的势垒高于自旋向下的势垒, 这样对于具有相同动量的电子来说, 自旋向上的电子的透射系数 T^\uparrow 会小于自旋向下的透射系数 T^\downarrow . 假设纯自旋流由两组自旋不同而运动相反的电子组成, 其结果是产生的电流正比于 $(T^\uparrow - T^\downarrow)$.

自旋流可以通过逆的自旋霍尔效应产生电流. 由于散射机理不同可分为内禀和外在的两种. 外在机理是由杂质势或 Mott 散射引起的^[13]. 一般说来, 杂质势是具有自旋轨道耦合的, 即 LS 耦合, $V = \xi(r)L \cdot S$. 如果角动量方向确定, 对于不同自旋的电子, 由于 $L \cdot S$ 的数值不同, 所以受到的散射是不对称的, 这个性质是英国物理学家 Mott 早在 1929 年发现的. 因此, 自旋流受到这种杂质势的散射会产生一个横向的电流. 对于有限宽的条状样品, 由于边界的限制, 可以产生霍尔电压. 另一类内禀机制是由源于电子能带相关的自旋轨道耦合引起的^[14]. 对于具有破坏结构反射对称性的二维电子气, 垂直平面极化的自旋流在强烈的 Rashba 自旋轨道耦合作用下会产生自旋切向力, $F = \frac{4m^2\lambda^2}{\hbar^2} J_s^z \times \hat{z}$, 在弛豫时间 (τ) 近似下, 会产生一个垂直于自旋流的漂移速度 $v_y = \frac{4m\lambda^2}{\hbar^2} J_s^z \tau$, 从而形成霍尔电流.

进一步的研究表明, 对于介观系统 (小于自旋相干长度) 而言, 自旋流的自旋极化方向和自旋轨道耦合的对称性对散射效应起了决定性作用. 例如平面内极化的自旋流在 Rashba 系统中产生不同形

式的电流效应^[15].

4 自旋流的产生和测量

在过去几年里,关于自旋流的产生和测量无论在理论方面还是在实验方面都取得了重大的突破.在理论方面,Hirsch 重新讨论了自旋霍尔效应^[16],电流基于杂质散射可产生自旋流以及自旋流产生电流的现象.进一步研究发现,破坏反射对称性的能带结构也可产生内禀的自旋霍尔效应^[17,18].这些效应的讨论为自旋流的测量提供了理论基础和方向.已经有几个实验组用不同的方法成功地完成了自旋流的注入和探测.本文将介绍产生自旋流的方法以及相关的实验结果.这些方法是基于自旋霍尔效应的电注入法,利用铁磁电极的侧向非局域几何注入法,和利用偏振光照射的光注入法.从测量手段来说,主要有光测量和电测量两大类.

4.1 自旋霍尔效应和电注入自旋流

自旋霍尔效应提供了一种方便和有效的产生自旋流的方法.当系统加上一个外电场时,由于自旋轨道耦合的作用,一个顺磁体系可以产生一个垂直于电场的自旋流.这个自旋流的极化方向垂直于电场和流向的平面.早期的理论预测的自旋流是由自旋向上和向下的电子受到杂质势的不对称散射而产生的,被称为外在的自旋霍尔效应^[13,16].近期的研究表明,能带结构本身由于自旋轨道耦合引起的劈裂,在没有杂质散射的情况下,也能产生横向的自旋流,被称为内禀的自旋霍尔效应^[17,18].这个效应是将电流转化为自旋流.同样的原因,也可将自旋流转化为电流.

第一个用电场产生自旋流的报告来自美国 UCLA 的 Awschalom 小组在 GaAs 和 InGaAs 薄膜上的光学测量^[19].在样品大小为 $77 \times 300 \mu\text{m}^2$ 长条上,加上几个 $\text{mV} \mu\text{m}^{-1}$ 量级的电场,他们用扫描 Kerr 旋转方法测量样品边缘的由于电场产生的自旋分布.实验显示样品两边的自旋积累的方向是相反的,符合自旋霍尔效应的预测.由于 GaAs 样品没有破坏结构反射对称性,这个效应应该是由杂质散射引起的.而自旋积累本身也是由杂质势引起的扩散机制产生的.这个实验并没有直接测量自旋流,而是测量自旋流引起的自旋积累.与此同时,英国剑桥的 Wunderlich 等人利用 (Al,Ga)As/GaAs 样品,由一个二维空穴气体和一个二维电子气体的边缘形成了

p-n 结型的发光二极管^[20].二维空穴气体破坏了结构反射对称性而产生强烈的自旋轨道耦合.当电流通过该层时,在边缘的载流子(电子和空穴)复合会发出光子.该实验是通过测量发光二极管在通过电流后产生的光的圆偏振度,它是和载流子的自旋极化成正比的.实验结果表明,该发光二极管发出的光有一定的偏振度.这个实验结果可以由电子能带的自旋轨道耦合引起自旋流来解释,其机制是内禀的.台湾大学的实验小组在 InGaN/GaN 超晶格中,通过截面荧光光谱的偏振度的测量,确定电流引起的自旋极化,证实了自旋霍尔效应.他们还进一步发现材料内部张力对该效应的影响^[21].

4.2 侧面非局域注入自旋流

侧面非局域几何结构的自旋注入和探测始于 1985 年. Johnson 和 Silsbee 利用两个铁磁电极接在铝(Al)条上,自旋极化的电流可以从一个铁磁电极注入,在注入点附近会产生非平衡的自旋积累^[22].由于扩散的原因,自旋积累会逐渐扩散开去,形成自旋分布.自旋积累可通过测量第二个铁磁电极上的电压而推导出来. Jedema 等人^[23]在薄膜器件中,利用非局域结构,在室温下完成了自旋的注入和探测.相关技术在不同的系统中都得到了应用.最近,美国哈佛大学的 Valenzuela 和 Tinkham 利用这个方法成功地完成了纯自旋流的注入和探测^[24].他们将铁磁电极接到铝条上,利用磁性隧穿效应将极化电流成功地注入到铝条中.这个极化的电流会引起费米面附近的化学势的自旋劈裂.自旋相关的化学势的非均匀分布可产生极化的电流.化学势在空间是连续分布的,在注入点附近,自旋上下不同的化学势是劈裂开的.由于另一端没有电流流过,不同自旋的化学势只能是大小相等,符号相反.由于扩散的作用,化学势会在自旋相干长度内趋于相等.这个非均匀的化学势分布导致一个自旋流的出现.自旋流只出现在距注入点有效自旋相干长度的范围内.自旋流的测量是利用反自旋霍尔效应.自旋流受到自旋轨道耦合的散射,形成横向电流.他们通过测量霍尔电流成功地证实这种方法可注入纯自旋流.值得注意的是,这个实验是利用了扩散的原理,可以在室温下实现.日本的 Saitoh 等人^[25]利用这种技术在铝中观察到自旋霍尔效应. Kimura 等人^[26]利用相类似的原理,在铂(Pt)的样品中和室温下观测到自旋霍尔效应.他们还验证了自旋霍尔效应和反自旋霍尔效应之间的 Onsager 关系.另一个重要的结果是,他们测

量到的自旋霍尔电导是通常半导体样品中的 10^4 倍, 应该是内禀的机制引起的.

4.3 光注入自旋流

自旋光电效应是注入自旋流的一种有效和方便的方法. 考虑一个破坏结构对称性的半导体二维电子气的体系, 强烈的自旋轨道耦合 $H_R = \lambda(p_x\sigma_y - p_y\sigma_x)$ 会导致导带电子的能级劈裂. 对于导带中具有相同能量的电子态可用两个自旋相关的半径为 p_+ 和 p_- 同心圆表示. 每个态中的电子的自旋取向垂直于动量. 例如沿动量 p_x 方向, 有 4 个能量简并的态, 分别是 $|p_+, \uparrow\rangle, |p_-, \downarrow\rangle, |-p_-, \uparrow\rangle$ 和 $|-p_+, \downarrow\rangle$, 其中 $|\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\rangle$ 是自旋 σ_y 的两个本征态. $p_+ - p_- = 2m^* \lambda / \hbar$ (m^* 是有效质量). $|p_+, \uparrow\rangle$ 和 $|p_-, \downarrow\rangle$ 两个态具有相反的速度 $v_{\pm} = \pm (p_+ / m^* - \lambda)$ 和相反的自旋, 所以这两个态一起不具有电流, 但带有垂直流向的平面内极化的自旋流. $|p_-, \downarrow\rangle$ 和 $|-p_-, \uparrow\rangle$ 也具有相同的性质. 当一个线偏振光垂直照射到样品上, 价带中的电子吸收光子能量, 会激发到导带上. 由于价带电子的有限质量, 激发到导带上的电子会均匀地分布在两个不同能量的同心圆上. 在一个稳定的光激发过程中, 可形成向四周扩散的自旋流. 流的大小正比于自旋弛豫时间和跃迁几率. 一个详细的理论计算可以给出线偏振光激发的自旋流 $J_x^s = J_0 + J_1 \cos 2\phi$, ϕ 是线性光的偏振角, J_0 和 J_1 由材料相关的参数来决定^[15-27].

这种机制产生的自旋流已被成功地测量出来. 香港大学的崔晓东和本文作者与其他同事一道发现, 利用自旋流通过十字叉型的区域, 经过自旋轨道耦合的散射后, 可转化为横向的电流. 电流的流型图是横向的电流同时进入或同时流出, 其特点是通常的霍尔电压为零, 但邻近电极间会产生电压^[28]. 实验观测结果和理论预言^[15]是完全一致的. 这个实验结果和自旋霍尔效应相结合, 表明可以利用自旋流的极化方向的控制来调控横向电流的流向. 德国 Regensburg 大学的 Ganichev 小组, 利用线偏振 THz 照射在 n 型掺杂的 GaAs/AlGaAs 和 InAs/AlGaSb 上, 产生的 Drude 吸收激发自旋流. 他们在样品平面内沿偏振光方向加一个均匀的磁场, 由于磁场破坏了自旋分布的对称性, 偏振光激发的不再是一个纯自旋流, 而是一个极化的电流. 实验上他们测量到这个电流^[29].

5 结论

在过去几年里, 自旋流的研究已成为凝聚态物理中的一个热点课题. 我们刚介绍的一系列的实验报道, 从不同方面证实了自旋流的存在和相关的物理性质. 总的来说, 自旋流的研究才刚刚起步, 如何有效地产生和调控自旋流, 相信在未来相当长的一段时间内都将是一个有意义的课题. 它关系到自旋流是否能在未来的电子器件中得到应用. 从材料角度来说, 金属自旋电子器件在近年取得了重大进展. 自旋流在金属铝和铂中的成功测量, 标志着自旋流有可能首先在金属自旋电子器件中得到应用. 稀磁半导体作为自旋注入的重要材料在近年也取得了重要进展. 自旋注入的效率也得到了提高. 这类材料涉及的是极化电流, 相信在不久的将来会有应用. 纯自旋流在顺磁半导体中的应用, 应该是我们最终追求的方向. 如何在半导体(如砷化镓和硅)中有效地注入和控制自旋是值得深入研究的课题. 另外, 寻找超长自旋相干长度的半导体材料将是对材料科学的一个挑战.

后记 在本文完成后, 2007 年的诺贝尔物理学奖授予了法国物理学家 A. Fert 和德国物理学家 P. Grünberg, 以表彰他们“发现了巨磁阻效应”, 这充分肯定了巨磁阻效应的发现对自旋电子学的影响.

参 考 文 献

- [1] Ziese M, Thornton M J (Eds.). Spin Electronics. Berlin : Springer - Verlag, 2001
- [2] Baibich M N, Broto J M, Fert A *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1988, 61 : 2472
- [3] Parkin S S P, More N, Roche K P. Phys. Rev. Lett. , 1990, 64 : 2304
- [4] Moodera J S, Nowak J, Rene J M *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1998, 80 : 2941
- [5] Datta S, Das B, Appl. Phys. Lett. , 1990, 56 : 665
- [6] 邢定钰. 物理, 2005, 34 : 348 [Xing D Y. Wuli (Physics), 2005, 34 : 348 (in Chinese)]
- [7] Rashba E I. Fiz. Tverd. Tela (Leningrad), 1960, 2 : 1224 [Sov. Phys. Solid State, 1960, 2 : 1109 Bychkov Y A, Rashba E I. J. Phys. C, 1984, 17 : 6039
- [8] Shen S Q. Phys. Rev. Lett. , 2005, 95 : 187203
- [9] Shi J R, Zhang P, Xiao D *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2006, 96 : 076604
- [10] Sun Q F, Guo H, Wang J. Phys. Rev. B 2004, 69 : 054409

- [11] Culcer D , Sinova J , Sinityn N A *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2004 , 93 :046602
- [12] Zhang S. Phys. Rev. Lett. 2000 , 85 :393
- [13] Dyakonov M I , Perel V I. JETP Lett. ,1971 ,13 ,467 ;Phys. Lett. ,1971 ,35A :459
- [14] Hankiewicz E M , Li J , Jungwirth T *et al.* Phys. Rev. B , 2005 , 72 :155305
- [15] Li J , Dai X , Shen S Q *et al.* Appl. Phys. Lett. 2006 , 88 :162105
- [16] Hirsch J E. Phys. Rev. Lett. 1999 , 83 :1834
- [17] Murakami S , Nagaosa N , Zhang S C. Science , 2003 , 301 :1348
- [18] Sinova J , Culcer D , Niu Q *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2004 , 92 :126603
- [19] Kato Y K , Myers R C , Gossard A C *et al.* Science , 2004 , 306 :1910
- [20] Wunderlich J , Kaestner B , Sinova J *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2005 , 94 :047204
- [21] Chang H J , Chen T W , Chen J W *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2007 , 98 :136403
- [22] Johnson M , Silsbee R H. Phys. Rev. Lett. , 1985 , 55 :1790
- [23] Jedema F J , Filip A T , van Wees B J. Nature (London) , 2001 , 410 :345
- [24] Valenzuela S O , Tinkham M. Nature (London) , 2006 , 442 :176. Saitoh E , Ueda M , Hiyajima H *et al.* Appl. Phys. Lett. , 2006 , 88 :182509
- [25] Kimura T , Otani Y , Sato T *et al.* Phys. Rev. Lett. , 2007 , 98 :156601
- [26] Zhou B , Shen S Q. Phys. Rev. B , 2007 , 75 :045339
- [27] Cui X D , Shen S Q , Li J. Appl. Phys. Lett. , 2007 , 90 :242115
- [28] Ganichev S D , Bel'kov V V , Tarasenko S A *et al.* Nature Physics , 2006 , 2 :609

· 书评和书讯 ·

科学出版社物理类新书推荐

书名	作(译)者	定价	出版日期
高磁场超导磁体科学	王秋良	(估)68.00	2008年1月
聚变能及其应用	邱励俭	96.00	2007年12月
飞艇技术	G. A. 库利 J. D. 吉勒特 著/王生 译	80.00	2007年12月
拉曼 布里渊散射(第二版)	程光照	98.00	2007年12月
现代物理学前沿选讲	黄祖洽	36.00	2007年9月
半导体的检测与分析(第二版)	许振嘉	98.00	2007年8月
薄膜结构 X 射线表征	袁振洪等	40.00	2007年7月
大气声学	杨训仁 陈宇	52.00	2007年6月
d 波超导体	向涛	48.00	2007年5月
场论中的路径积分导引(影印)	U. Mosel	45.00	2007年4月
表面物理原理(影印)	F. Bechstedt	58.00	2007年4月
半导体光学(第三版)(影印)	C. F. Klingshirn	118.00	2007年4月
自组织纳米材料(影印)	Motonari Adachi ,D. J. Lockwood	56.00	2007年4月
远程通信中的非线性光学(影印)	T. Schneider	68.00	2007年4月
物理学中的拓扑和几何(影印)	E. Bick ,F. D. Steffen	65.00	2007年4月
量子光学——降噪 囚禁离子,量子路径和退相干(影印)	M. Orszag	58.00	2007年4月
光学与激光——光纤与光波导(第五版)(影印)	M. Young	79.00	2007年4月
飞秒激光脉冲——原理及实验(第二版)(影印)	C. Rulliere	68.00	2007年4月
薄膜材料 - 应力、缺陷的形成和表面演化	卢磊	86.00	2007年1月
亚稳金属材料	胡壮麒	160.00	2006年12月
高等原子分子物理学(第二版)	徐克尊	54.00	2006年9月
半导体异质结物理(第二版)	虞丽生	52.00	2006年5月

凡购书者免邮费,请按以下方式联系我们:

电 话 010-64017957 64033515 电子信箱:mlhukai@yahoo.com.cn yandeping@cspg.net

通讯地址 北京东黄城根北街16号 科学出版社 100717 联系人:胡凯 鄢德平

主页 <http://www.sciencep.com>