

# 室温下无耗散的量子自旋流<sup>\*</sup>

蒋占峰<sup>1, †</sup> 李润东<sup>2</sup> 刘伍明<sup>1</sup>

(1 中国科学院物理研究所 北京 100080)

(2 北京大学物理学院 北京 100080)

**摘要** 自旋电子学是近年来凝聚态物理研究中的一个热点. 文章介绍了量子自旋流的概念, 着重论述了一种新近出现的理论, 其预言在一大类空穴掺杂的半导体中存在自旋流. 计算了自旋流的大小, 并论述了它在室温下无耗散的特性, 最后给出了两种在实验中探测自旋流的方案.

**关键词** 无耗散, 自旋流, 空穴, 绝热近似

## Dissipationless quantum spin current at room temperature

JIANG Zhan-Feng<sup>1, †</sup> LI Run-Dong<sup>2</sup> LIU Wu-Ming<sup>1</sup>

(1 Institute of Physics, Chinese Academy of Science, Beijing 100080, China)

(2 School of Physics, Peking University, Beijing 100080, China)

**Abstract** Spintronics is a new focus in condensed matter physics. We first introduce the concept of quantum spin current, and discuss a new theory which predicts the presence of this current in a large class of hole-doped semiconductors. The magnitude of the spin current is calculated, and its dissipationless property at room temperature is discussed. Finally, two methods of detecting spin current are designed for further experiments.

**Key words** dissipationless, spin current, hole, adiabatic approximation

## 1 引言

传统的电子学利用电流进行信息处理, 然而电子作为具有量子特性的微观客体, 不仅带有电荷, 还具有自旋, 而自旋这一自由度却没有在实际应用的电子学技术中发挥应有作用. 近年来, 自旋电子学 (spintronics) 取得了快速发展, 并显示出引人瞩目的发展前景<sup>[1, 2]</sup>.

自旋电子学通过操纵电子的自旋自由度, 进行信息存储和运算. 与传统的电子元件相比, 利用电子的自旋特性进行工作的元件具有“信息不易丢失、处理速度快、能耗小、集成度高”的特点<sup>[3]</sup>. 目前, 自旋电子学面临的主要问题之一是如何实现向半导体内的有效的自旋注入. 通常的向半导体注入自旋极化电流的方法受到各种自旋弛豫过程的制约, 难以获得较高的效率. 用铁磁体产生的自旋流注入到半

导体中是不实用的, 因为大多数电子的自旋极化在电子通过界面的时候都损失掉了, 这是铁磁体和半导体的电导率不匹配造成的. 铁磁半导体  $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$  的自旋注入虽然比较成功, 但临界温度是 110K, 仍然太低不能实用. 2003 年 Shuichi Murakam, Naoto Nagaosa 和张首晟提出, 电场可以在一大类 p 型半导体 (Si, Ge, GaAs) 内部通过自旋轨道耦合作用产生自旋霍尔效应<sup>[3]</sup>, 诱导出的自旋流也可以作自旋注入, 因为它的自旋流是从半导体中产生的, 所以不存在电导率不匹配的问题. 重要的是, 与普通的注入自旋极化电子的方法相比, 用这种方法得到的自旋输运是一种无耗散的过程, 不受自旋弛豫过程的制约, 因此称为无耗散自旋流. 如果被实验证实, 可以利用这种效应实现低能耗和高效率的可逆

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号 60490280, 90406017)资助项目

2004-08-23 收到初稿, 2004-10-28 修回

<sup>†</sup> 通讯联系人. Email: jiangzf@aphy.iphys.ac.cn

的量子计算.

## 2 自旋流的概念

由于每个电子都带有单位负电荷,其运动可以导致电荷的输运,产生电流. 同样,由于每个电子都具有  $\hbar/2$  的自旋,其运动可以导致自旋的输运,产生自旋流. 由于自旋是矢量,自旋流密度是一个二阶张量,其分量  $J_j^i$  代表单位时间内沿  $x_j$  方向通过单位面积的自旋分量  $s_i$ ,例如自旋极化密度为  $s$ ,漂移速度为  $v$  的电流,其自旋流密度为  $J_j^i = s^i v_j$ . 这个定义来自自旋流的经典图像,在量子力学中,严格的定义要通过动量算符和自旋算符乘积求平均值来实现. 本文采用经典图像,结果略有不同,但并不影响物理实质.

本文介绍的这种量子自旋器件是高维的量子霍尔效应的推广. 量子霍尔效应是少数的宏观尺度可观察的量子现象之一. 大多数固体系统的输运系数由弹性和非弹性的散射率决定,但霍尔电导  $\sigma_H$  是量子化的,并且完全独立于任何散射机制. 输运方程是  $j_\alpha = \sigma_H \varepsilon_{\alpha\beta} E_\beta$  (其中  $j_\alpha$  是电流,  $E_\beta$  是电场,二者互相垂直,  $\varepsilon_{\alpha\beta}$  是二维反对称张量). 量子霍尔效应的拓扑起源是霍尔电导可以表示成动量空间的  $U(1)$  规范场的联络.

最近量子霍尔效应已经被张首晟推广到四维空间<sup>[4]</sup>. 这时电场  $E_k$  会诱导出一种自旋流  $j_j^i$ ,这个系统中的量子霍尔效应是通过自旋轨道耦合实现的. 在四维量子液体的边界上(电场和自旋流都限制在三维的子空间中),无耗散的响应由下式给出:

$$j_j^i = \sigma_s \varepsilon^{ijk} E_k. \quad (1)$$

这个基本的响应方程表明,在三维空间产生一种纯粹拓扑性质的无耗散的自旋流是可能的.

## 3 Luttinger 有效哈密顿量

在一大类普通的空穴掺杂型半导体中,这种自旋流可能实现. 这一大类半导体包括 Si, Ge, GaAs, 和 InSb,它们的能带结构近似地可由图 1 表示. 这些半导体导带底和价带顶的能带结构可由  $k \cdot p$  微扰方法计算得到<sup>[5,6]</sup>. 不考虑自旋轨道耦合,并计入自旋时,价带顶是六重简并的. 考虑自旋轨道耦合后,类似于原子中的 p 轨道在自旋轨道耦合作用下分裂为四重简并的  $P_{3/2}$  能级和二重简并的  $P_{1/2}$  能级,价带顶将分裂为能量较高的总角动量  $J = 3/2$  的四重简

并的能级,以及能量较低的总角动量  $J = 1/2$  的二重简并的能级,如图 1 所示.  $J = 3/2$  的能带的价带结构在  $\Gamma$  点是四重简并的.

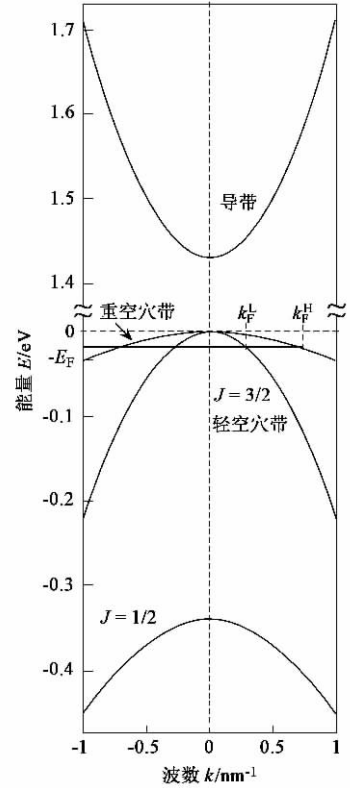


图 1 GaAs 的能带结构图(重空穴带的费米动量是  $k_F^H$ , 轻空穴带的费米动量是  $k_F^L$ )

在  $\Gamma$  点附近的哈密顿量应用  $k \cdot p$  微扰方法可以得出<sup>[7]</sup>. 有效哈密顿量可表示为如下形式:

$$H_0 = \frac{\hbar^2}{2m} \left( \left( \gamma_1 + \frac{5}{2} \gamma_2 \right) k^2 - 2\gamma_2 (k \cdot S)^2 \right), \quad (2)$$

它被称为 Luttinger 有效哈密顿量,其中  $k$  是波矢,  $S$  是自旋和原子轨道角动量耦合成的  $S = 3/2$  的角动量算符. 这里  $S_i$  是自旋  $3/2$  的矩阵. 这个哈密顿量的好量子数是螺旋度  $\lambda = k \cdot S/k$ , 动量  $\hbar k$  和总角动量  $J = \hbar x \times k + S$ . 取准动量  $\hbar k$  和螺旋度  $\lambda$  构成力学量完全集,利用它们可将  $H_0$  的本征值表示为  $\varepsilon_\lambda(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \left( \gamma_1 + \left( \frac{5}{2} - 2\lambda^2 \right) \gamma_2 \right) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_\lambda}$ , 对于一个给定的波矢  $k$ , 哈密顿量有两个本征值,形成 Kramers 二重态,  $\lambda = \pm 1/2$  的本征态形成轻空穴带,  $\lambda = \pm 3/2$  的本征态形成重空穴带,  $m_\lambda$  为相应的有效质量. 对于闪锌矿结构的半导体,例如 GaAs,空间反演对称性的破缺导致了在重空穴带(HH)和轻空穴带(LH)中有一个很小的劈裂. 当温度比这个能带劈裂

大很多的时候,我们忽略这个劈裂.另外,实际上能带的形状不是圆的而是方的,但在下面的计算中忽略这个差别,因为它的影响不是很大.

### 4 自旋流的计算

当外加一个恒定且均匀的电场  $E$  时,哈密顿量  $H = H_0 + V(x)$ ,其中  $V(x) = eE \cdot x$ .为研究空穴在电场作用下的运动,考虑绝热近似,即忽略  $x$  在轻、重空穴态之间的跃迁矩阵元.

我们定义一个  $4 \times 4$  的么正矩阵  $U(k)$ ,它能使哈密顿量的动能部分  $H_0$  对角化. $U(k)$ 的定义方法是  $U(k) \chi(k \cdot S) U^\dagger(k) = k S_z$ .这个变换是一个  $k$  空间内定域的规范变换,它把自旋由  $k$  方向转到  $z$  方向.在此变换下,哈密顿量变成如下形式:

$$\tilde{H} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} \left( \gamma_1 + \frac{5}{2} \gamma_2 - 2\gamma_2 S_z^2 \right) + U(k) V(x) U^\dagger(k). \quad (3)$$

在动量表象下  $x = i\partial_k$ ,势能项可以表示成  $V(\tilde{D}) = eE \cdot \tilde{D}$  的形式,其中  $\tilde{D} \equiv i\partial_k - \tilde{A}$  是新的空间坐标算符,其中  $\tilde{A}(k) = -iU(k)\partial_k U^\dagger(k)$ ,是一个  $4 \times 4$  的矩阵,代表  $k$  空间内的一个规范势,由空间坐标算符之间相互对易可以知道,这个规范势对应的场强为零.由于这里的  $S_z$  相当于变换前的螺旋度  $\lambda$ ,所以  $S_z = \pm 1/2$  相当于轻空穴带,  $S_z = \pm 3/2$  相当于重空穴带,下面对矩阵  $\tilde{A}(k)$  进行绝热近似,以方便以后的计算.

绝热近似即略去代表着轻重空穴带之间的跃迁的矩阵元,  $\tilde{A}(k)$  近似成一个非平庸的绝热规范联络,记为  $A'$ ,它在重空穴和轻空穴的子空间里分别是  $2 \times 2$  的矩阵.其中在重空穴子空间中是对角矩阵,在轻空穴子空间中则不是.与通常情况不同的是,近似后的空间坐标算符各分量之间并不对易,其对易关系为  $F_{ij} = [x_i, x_j] = \epsilon_{ijk} \lambda \left( 2\lambda^2 - \frac{7}{2} \right) \frac{k_k}{k_3} \epsilon_{ijk}$  是完全反对称张量.这正是  $k$  空间内的规范场,它相当于一个位于动量空间原点处的磁单极子产生的场强<sup>[3,8,9]</sup>.最后可以得出轻、重空穴的有效哈密顿量

$$H^{\text{eff}} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_\lambda} + V(x), \quad (4)$$

其中  $x$  和  $k$  的对易关系为  $[k_i, k_j] = 0$ ,  $[x_i, k_j] = i\delta_{ij}$ ,  $[x_i, x_j] = -iF_{ij}$ .利用海森伯运动方程  $\frac{d}{dt} \Psi|A|\Psi = \Psi[A, H]\Psi$ ,可以求出  $x$  和  $k$  的

平均值随时间演化的方程:

$$\hbar \dot{k}_i = eE_i \dot{x}_i = \frac{\hbar \dot{k}_i}{m_\lambda} + F_{ij} \dot{k}_j, \quad (5)$$

由(5)式可以看出,由于空间坐标算符之间的不对易,速度不仅包括与准动量平行的项,还包括反常项  $F_{ij} \dot{k}_j$ .  $F_{ij}$  是个拓扑项,描述了磁单极对轨道运动的影响.它代表了动量空间内的“洛伦兹力”,使空穴的速度和动量不同向.如果我们交换(5)式中第二式中的  $x$  和  $k$ ,公式形式上就像在描写带电粒子在有磁单极的实空间中的运动.(5)式是可以解析求解的<sup>[8]</sup>,解出轨道如图2所示.可见,空穴的运动包含了一个垂直于  $S$  方向的平移,就是它导致了自旋流的产生,自旋流的方向同时垂直于电场  $E$  和自旋  $E$ ,并且依赖于螺旋度  $\lambda$ .这一项也可以从角动量守恒来理解:空穴的总角动量守恒,而其中的自旋角动量部分因为与准动量保持同方向而随时间变化,余下的空间轨道角动量也随时间变化,这就要求速度要具有垂直于准动量的分量.

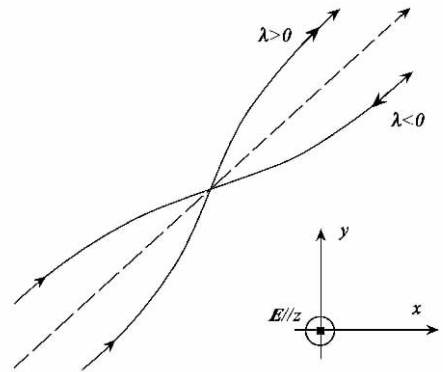


图2 通过解方程(6)得到的空穴在实空间的轨迹.电场平行于  $z$  轴,动量  $k$  平行于虚线方向

对于螺旋度和准动量的本征态  $|\lambda k\rangle$ ,利用(5)式可求出  $v_j$ ,由于自旋方向与动量方向相同, $s^i$  平均值为  $s^i = S^i/3 = \lambda k_i/3k$ .对各个态求和,得到总自旋流密度

$$J_j^i = \frac{\hbar}{3} \sum_{\lambda k} \dot{x}_j \frac{\lambda k_i}{k} n_\lambda(k). \quad (6)$$

设电场沿  $z$  方向,大小为  $E$ ,由于电场的作用,空穴的分布函数与平衡态相比将有不同,但由于所有占据态对自旋流都有贡献,分布函数在费米面附近的变化可以忽略,因此可用  $0K$  时的平衡态的分布函数进行求和.显然,正常速度  $\hbar k_i/m_\lambda$  相互抵消,贡献为零,总自旋流全部来源于反常速度  $F_{ij} \dot{k}_j$  的贡献,最后得到

$$J_y^s = \frac{eE_z}{12\pi^2} (3k_F^H - k_F^L), \quad (7)$$

对比(1)式,可得自旋电导率  $\sigma_s = \epsilon(3k_F^H - k_F^L)/12\pi^2$ . 从(1)式可以看出,此自旋流沿垂直于电场和自旋的方向传播.

假设室温下 GaAs 的空穴密度是  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , 那么自旋霍尔电导率  $\sigma_s \approx 80 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ , 和纵向的电导率数量相当. 当空穴浓度减小到  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  时, 自旋霍尔电导率  $\sigma_s \approx 7 \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ , 大于纵向电导率.

### 5 室温下无耗散自旋流的特性

速度和自旋在时间反演变换下反号, 自旋流在时间反演下不变, 而电场在此变换下也保持不变, 这说明(7)式描述的自旋流是可逆的, 是存在于平衡态下的无耗散的输运过程, 因此不受自旋和动量的弛豫作用的影响, 这与正常态导电(在时间反演下变号)非常不同.

(1) 自旋弛豫的影响: 从无耗散自旋流的表达式看到, 它不依赖于各种弛豫时间, 仅由动量空间中的规范场曲率决定<sup>[9]</sup>, 这很类似于量子霍尔效应, 因此不必担心自旋弛豫时间的长短. 也可以这样理解, 自旋的弛豫本来就来自自旋-轨道耦合对电子自旋的破坏, 而在本文中可以看到, 自旋-轨道耦合正是自旋流产生的原因, 它使自旋翻转的同时也会使反常速度反向, 所以不会抑制自旋流. 当到达样品的边界时, 弛豫会对自旋积累有明显影响.

(2) 温度的影响: 室温对应的能量大约  $0.025 \text{ eV}$ , 远小于轻重空穴带在相同波矢处的能量差(约  $0.1 \text{ eV}$ ), 所以对自旋电导的影响很小.

(3) 杂质散射的影响: 类似于反常霍尔效应中的情形, 散射对自旋电导的影响不大, 而且随着空穴密度的减小迅速减小.

综上所述, 各种机制对自旋电导的影响都是很小的, 因此基本上可以看作是室温下无耗散的自旋流.

### 6 自旋流的实验探测

本文还提出了两种实验原理来探测 p 型 GaAs 中的自旋流, 如图 3 所示. 电场沿 z 轴的方向, 电流  $J_z$  也沿着 z 轴的方向, 自旋  $S^x$  相关的自旋流  $J_y^s$  沿 y 轴的方向.

方案 A: 在样品的 y 轴方向上的一侧生长一层铁磁体, 它的磁矩的方向沿 +x 的方向或 -x 的方

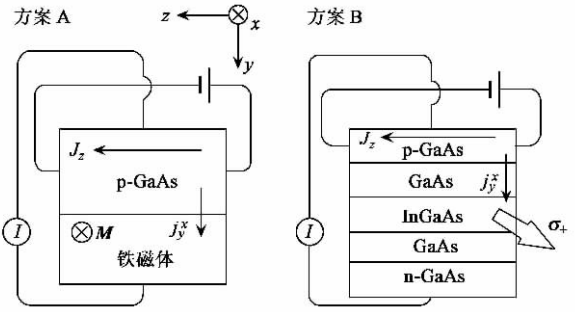


图 3 探测自旋流的两种实验方案

向, 变化磁矩的方向, 如果安培表测到不同的电流强度, 就证明有自旋流的存在. 因为当磁矩的方向与通过这一侧的自旋流的自旋极化方向相同的时候, 铁磁体的电阻比较小, 相反则比较大. 注意, 这层铁磁体如果用铁磁金属是不好的<sup>[10]</sup>, 因为它与 GaAs 的电导的不匹配, 可以用铁磁半导体.

方案 B 利用文献 [11] 中的量子阱结构, 当自旋极化的空穴从 p-GaAs 注入到量子阱中的时候, 与从 n-GaAs 方向注入的电子在量子阱中复合发光, 如果得到的光是圆偏振光, 就证明了注入的空穴是自旋极化的, 即自旋流存在.

### 7 结束语

无耗散自旋流自 2003 年被提出以来, 受到了物理学界的广泛关注. 由于无耗散自旋流被提出的时间还很短, 在实验和理论上还有待进一步研究. 在参考文献 [1] 发表后, 又有多篇文章对此问题从不同方面进行了研究<sup>[12-16]</sup>.

我们也在在此基础上对空穴的运动做了进一步的理论分析<sup>[17]</sup>, 发现图 2 给出的轨迹是电子运动的零阶绝热近似, 绝热近似的作用是消除高频振荡, 也就是说, 实际的电子轨迹是存在振荡的(图 4), 对应自

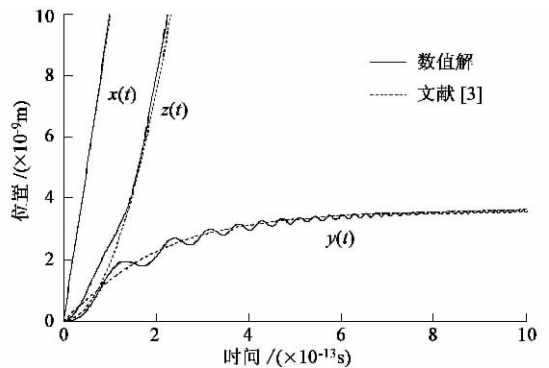


图 4 空穴轨迹. 实线是数值计算的结果, 虚线是文献 [3] 绝热近似之后的结果.

旋也存在着进动,其频率由轻重空穴的能量差决定,随时间逐渐增大.我们用简并态电子绝热近似的方法研究了轻空穴的演化,发现轻空穴的螺旋度不守恒,会在  $\lambda = \pm 1/2$  的态之间跃迁,其运动也不像图 2 描述的那样简单,进一步的研究还在进行中.

对于无耗散自旋流的研究不仅对于自旋电子学具有应用上的重要价值,在物理学上也具有重要的理论意义,将大大加深人们对于无耗散的量子输运现象的认识.这项理论预言如果将来被实验验证,将会对自旋电子学产生深远意义的影响.

参 考 文 献

[ 1 ] Prinz G A. Science ,1998 ,282 :1660  
 [ 2 ] Wolf S A. Science ,2001 ,294 :1488  
 [ 3 ] Murakami S ,Nagaosa N ,Zhang S C. Science ,2003 ,301 :1348  
 [ 4 ] Zhang S C ,Hu J P. Science ,2001 ,294 :823  
 [ 5 ] 黄昆原著,韩汝琦改编. 固体物理学. 北京 :高等教育出版社

[ 6 ] 夏建白. 现代半导体物理. 北京 :北京大学出版社,2000  
 [ 7 ] Luttinger J M. Phys. Rev. ,1956 ,102 :1030  
 [ 8 ] Murakami S ,Nagaosa N ,Zhang S C. Supporting online material for [ 3 ]  
 [ 9 ] Murakami S ,Nagaosa N ,Zhang S C. cond-mat/0310005 ,2003  
 [ 10 ] Schmidt G ,Ferrand D ,Molenkamp L W ,Filip A T ,Wees B J. Phys. Rev. B ,1999 ,62 :4790  
 [ 11 ] Ohno Y ,Young D K ,Beschoten B ,Matsukura F ,Ohno H ,Awschalom D D. Nature ,1999 ,402 :790  
 [ 12 ] Culcer D ,Sinova J ,Sinitsyn N A ,MacDonald A H ,Niu Q. cond-mat/0309475 ,2003  
 [ 13 ] Hu J P ,Bernevig B A ,Wu C. cond-mat/0310093 ,2003  
 [ 14 ] Schliemann J ,Loss D. cond-mat/0310108 2003  
 [ 15 ] Bernevig B A ,Hu J P ,Mukamel E ,Zhang S C ,cond-mat/0311024 ,2003  
 [ 16 ] Hu L B ,Gao J ,Shen S Q ,cond-mat/0401231 ,2004  
 [ 17 ] Jiang Z F ,Li R D ,Zhang S C *et al.* 待发表



# 无锡市苏威试验设备有限公司

## WUXI SUWEI TESTING EQUIPMENT CO., LTD.

苏威公司是一家集科研、设计及制造各类模拟气候环境试验设备的专业性企业。本公司现已通过 ISO 9001:2000 质量管理体系认证。产品有：步入式恒温试验箱、高低温、高低温湿热、高低温交变湿热、恒定湿热、高温恒温、盐雾腐蚀、滴水淋雨、紫外灯(氙灯)耐气候、砂尘、霉菌、振动、跌落等试验设备。

<http://www.wxsuwei.com>



GDJS-系列

高低温交变湿热试验箱



GDJS-系列

高低温交变湿热试验箱



GDJS-系列

高低温交变湿热试验箱



YWX/Q-系列

盐雾腐蚀试验箱

地址: 无锡市石塘湾工业园  
电话: 0510-2266882(总机)  
邮编: 214185

销售热线: 0510-3263008 3263018  
传真: 0510-2266881  
手机: 0-13906197780

北京办事处: 010-68633994 13671120840  
广州办事处: 020-86259303 13672423931  
西安办事处: 029-87441566 13689268474