

自旋轨道耦合系统中的整数量子霍尔效应

梁滔 李铭

Integer quantum Hall effect in a spin-orbital coupling system

Liang Tao Li Ming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 117101 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190037

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190037>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

超构材料中的光学量子自旋霍尔效应

Quantum spin Hall effect in metamaterials

物理学报. 2017, 66(22): 227803 <https://doi.org/10.7498/aps.66.227803>

5d过渡金属原子掺杂六方氮化铝单层的磁性及自旋轨道耦合效应:可能存在的二维长程磁有序

Electronic structures, magnetic properties and spin-orbital coupling effects of aluminum nitride monolayers doped by 5d transition metal atoms: possible two-dimensional long-range magnetic orders

物理学报. 2017, 66(6): 063102 <https://doi.org/10.7498/aps.66.063102>

缀饰格子中时间反演对称破缺的量子自旋霍尔效应

Time-reversal-symmetry broken quantum spin Hall in Lieb lattice

物理学报. 2017, 66(12): 127303 <https://doi.org/10.7498/aps.66.127303>

自旋轨道耦合作用下石墨烯pn结的电子输运性质

Electronic transport properties of graphene pn junctions with spin-orbit coupling

物理学报. 2015, 64(9): 097201 <https://doi.org/10.7498/aps.64.097201>

Rashba自旋轨道耦合下square-octagon晶格的拓扑相变

Topological phase transitions in square-octagon lattice with Rashba spin-orbit coupling

物理学报. 2018, 67(23): 237101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180624>

金属表面Rashba自旋轨道耦合作用研究进展

Recent progress in Rashba spin orbit coupling on metal surface

物理学报. 2015, 64(18): 187103 <https://doi.org/10.7498/aps.64.187103>

自旋轨道耦合系统中的整数量子霍尔效应

梁滔 李铭[†]

(华南师范大学物理与电信工程学院物理系, 广东省量子调控工程与材料重点实验室, 广州 510006)

(2019年1月7日收到; 2019年4月9日收到修改稿)

研究了 Rashba 自旋轨道耦合作用下的二维无限长条形样品中的电子输运, 计算了样品的霍尔电导和纵向电阻, 得到了完整的整数量子霍尔效应. 在一定强磁场范围内, 由于样品两边缘的限制, 能级在大波矢范围快速上升, 在小波矢范围形成平坦的朗道能级. 强磁场下自旋轨道耦合完全解除自旋简并. 位于朗道能级上升和下降区域的电子形成传输电流. 计算结果表明, 霍尔电导呈现台阶型, 平台出现在 e^2/h 的整数倍位置, 形成霍尔平台. 温度对霍尔平台的电导有一定影响. 在某临界温度以下, 霍尔平台电导可以达到 10^{-9} 以上的精度. 最后分析了声子发射和吸收产生整数量子霍尔效应的纵向电阻的机制, 近似计算了弛豫时间, 得到了纵向电阻. 结果表明, 纵向电阻在霍尔平台区域为零, 而在霍尔平台之间出现峰值.

关键词: 自旋轨道耦合, 整数量子霍尔效应, 电子输运

PACS: 71.70.Ej, 73.43.-f, 73.23.-b

DOI: 10.7498/aps.68.20190037

1 引言

整数量子霍尔效应是由德国物理学家 Klitzing 等^[1]于 1980 年在研究二维电子气时发现的. 在低温和强磁场下二维电子气的霍尔电阻呈现跳跃式变化, 在某些磁场区域出现平台, 而且在平台位置纵向电阻为零. 霍尔电阻以 (h/e^2) 为单位量化, 即 $\rho_{xy} = \frac{h}{e^2} \frac{1}{\nu}$, $\nu = 1, 2, 3, \dots$. 后来大量的实验表明, 霍尔平台的电阻是高度精确的, 与具体材料无关, 以至有关国际组织把 h/e^2 作为新的电阻标准. 继 Klitzing 的这个发现之后, Tsui 等^[2]又在更强磁场下 (30 T 左右) 发现了分数量子霍尔效应. 霍尔电阻在 ν 为 $1/3$ 等分数值也出现霍尔平台^[2-4]. 2013 年清华大学 Xue 等^[5]首次观测到反常量子霍尔效应, 他们在极低温 (30 mK) 和无外磁场的条件下, 通过改变所施加的栅极电压调节费米面所在的位置, 在磁性掺杂的拓扑绝缘体 $\text{Cr}_{0.15}(\text{Bi}_{0.1}\text{Sb}_{0.9})_{1.85}\text{Te}_3$

薄膜中观测到了整数为 1 的霍尔电阻平台. 现在人们还在努力寻找具有整数为 2 以上的霍尔电阻平台的量子反常霍尔效应.

目前人们对整数量子霍尔效应提出了多种理论解释, 如拓扑不变性理论、安德森局域化理论、量子输运理论等. 1982 年索利斯和合作者发现整数量子霍尔平台实际上是一种拓扑量子态, 对应的拓扑不变量是第一类拓扑陈数 (称为 TKNN 数)^[6,7], 这种霍尔电导和陈数的关系 $\sigma_H = C \frac{e^2}{h}$ (C 为 TKNN 数) 只适用于无穷大二维晶体, 而且难以解释纵向电阻为 0 的事实.

整数量子霍尔效应的安德森局域化解释是被广泛接受的一种理论解释, 写进了很多教材^[8]. 这个解释假设材料含有缺陷 (杂质), 缺陷使朗道能级展宽成有限宽度的能带^[8-12]. 能带中央是扩展态, 边沿是局域态. 随着磁场强度增大, 朗道能级 (能带) 一个接一个扫过费米能级. 当费米能级位于局域态中, 局域电子对电导无贡献, 霍尔电阻不变从

[†] 通信作者. E-mail: wliming@senu.edu.cn

而呈现霍尔平台. 当费米能级位于扩展态中, 扩展态电子对电流有贡献, 产生电阻, 从而霍尔电阻从一个平台上升到另一个平台^[8-12]. 这种局域化解释依赖杂质的存在. 下面将会看到, 整数量子霍尔效应实际上并不需要杂质的存在, 也不需要安德森局域化的能带模型.

人们用介观系统的电子输运原理对整数量子霍尔效应现象做了解释, 见 Datta 的著作^[13]. 在强磁场作用下的一个有限宽度薄导体中, 具有相反大波矢的两电子状态在空间上是分离的, 即从左到右传导电流的电子局域在导体一个边缘上, 而从右到左传导的电子局域在另一条边缘上. 这样的电流不能发生背散射, 因而不能产生纵向电阻. 电子输运给出的霍尔平台电导为 $G_c = \frac{2e^2}{h}M$, M 是在费米能级以下的朗道能级数目. 这些霍尔平台以 $(2e^2/h)$ 为单位量化, 其中的 2 是因为自旋在每个朗道能级上简并. Datta 在其著作中指出, 自旋态在磁场作用下发生塞曼分裂, 简并解除, 从而获得通常的量子化平台 $\frac{e^2}{h}M$, 但没有做更细节的讨论^[13].

但是, 简单的计算表明, 自旋态的塞曼分裂正好跟朗道能级间距相同, 分裂后的朗道能级仍然是简并的, 霍尔电导只出现奇数平台. 因此, 本文在介观系统中量子输运的理论基础之上, 尝试加入 Rashba 自旋轨道耦合^[14-16], 在强磁场和塞曼效应的共同作用下, 解释二维无限长条形样品的整数量子霍尔效应.

$$\begin{pmatrix} \frac{1}{2}(k - 2\pi\alpha y)^2 - \frac{1}{2}\partial_y^2 + \pi\alpha - F_h y & i\lambda_h(k - 2\pi\alpha y - \partial_y) \\ -i\lambda_h(k - 2\pi\alpha y + \partial_y) & \frac{1}{2}(k - 2\pi\alpha y)^2 - \frac{1}{2}\partial_y^2 - \pi\alpha - F_h y \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_{nk}(y) \\ \xi_{nk}(y) \end{pmatrix} = E_n(k) \begin{pmatrix} \eta_{nk}(y) \\ \xi_{nk}(y) \end{pmatrix}, \quad (4)$$

其中能量单位为 $\frac{\hbar^2}{m^*a^2}$, $\alpha = \frac{eBa^2}{h}$ 决定磁感应强度 B ; λ_h 是无限纲自旋轨道耦合常数; $F_h y$ 是无限纲化的霍尔势. 利用差分 $\partial_y f(y) = \frac{1}{2\Delta}[f(y_{j+1}) - f(y_{j-1})]$, $\partial_y^2 f(y) = \frac{1}{\Delta^2}[f(y_{j+1}) - 2f(y_j) + f(y_{j-1})]$ 数值求解上面的本征方程, 可以得到本征能量和相应的波函数.

首先不考虑自旋轨道耦合 ($\lambda_h = 0$). 得到的能谱如图 1(a) 所示. 容易看出, 由于样品两边缘的限制, 朗道能级在大波矢区间快速上升, 在中间部分

2 电子输运

考虑一个二维无限长条形样品. 在与样品平面垂直方向施加均匀磁场 $\mathbf{B} = B\hat{e}_z$. 设样品的 x 方向是无限长的, y 方向具有宽度 W . 矢势选择为朗道规范 $A = (-By, 0)$. 系统哈密顿量写为

$$\begin{aligned} H = & \frac{1}{2m^*} [(-i\hbar\partial_x - eBy)^2 - \hbar^2\partial_y^2] \\ & + \lambda[\sigma_x(-i\hbar\partial_y) - \sigma_y(-i\hbar\partial_x - eBy)] \\ & + \frac{e\hbar}{2m^*} B\sigma_z - eV_h y/W + V_c(y), \end{aligned} \quad (1)$$

其中 m^* 是样品中电子的有效质量, 第二项是电子的 Rashba 自旋轨道耦合项, 第三项是外磁场下自旋的塞曼项, 第四项是霍尔势, 其中 V_h 是霍尔电压, 最后一项是样品边界产生的边界势 $V_c(y)$. 边界势选为硬墙形式, 即

$$V_c(y) = \begin{cases} 0, & -W/2 < y < W/2, \\ \infty, & \text{其他.} \end{cases} \quad (2)$$

由于系统的哈密顿量中不显含 x 坐标, 电子的定态波函数具有以下形式:

$$\psi_k(x, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{ikx} \begin{pmatrix} \eta(y) \\ \xi(y) \end{pmatrix}, \quad (3)$$

把这个波函数代入薛定谔方程可得 $\eta(y)$, $\xi(y)$ 满足的本征方程. 为了方便计算, 对薛定谔方程做无量纲化处理, 即用无量纲的长度 y 代替 y/a , 用无量纲的波矢 k 代替 ka , 长度单位 a 约为 6 nm. 于是得到无量纲的本征方程如下:

由于霍尔势的作用略微倾斜, 形成了能带. 后面将看到, 正是这些上升部分的能级提供了传导电流. 朗道能级在磁场作用下发生自旋分裂. 最低的朗道能级只含有下自旋态, 但从第二个朗道能级开始, 能级仍然是上下自旋简并的. 这是因为朗道能级的间距恰好等于自旋的塞曼分裂, 即 $2\pi\alpha \cdot \frac{\hbar^2}{m^*a^2} = \hbar\omega_c$, 其中 $\omega_c = eB/m^*$ 是电子回旋频率.

图 1(b) 是最低朗道能级波函数的模的分布图. 每个波矢 k 对应的波函数在 y 方向几乎都是局域

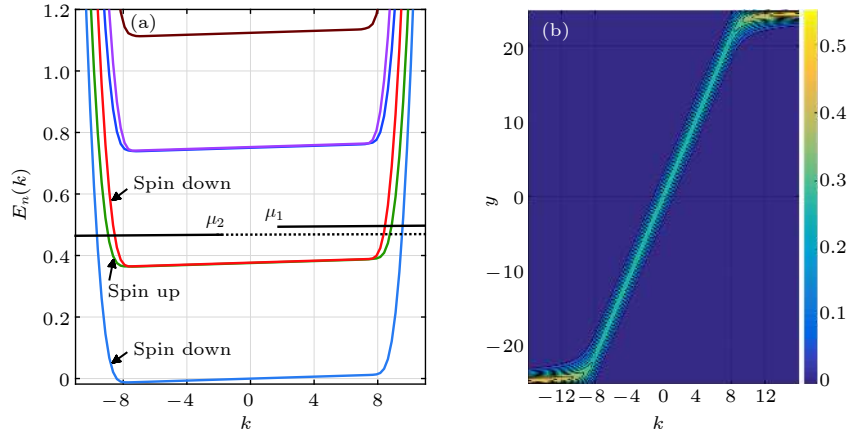


图 1 (a) 自旋简并的 3 个朗道能级在磁场中分裂, 但仍有能级简并; (b) 第一朗道能级波函数的模, 参数 $\alpha = 0.06$, $\lambda_h = 0$, $W = 50$, $\mu_1 = 0.49$, $\mu_2 = 0.46$

Fig. 1. (a) The lowest three spin degenerate Landau levels are split apart in the strong magnetic field, but the degeneracy is not fully resolved; (b) the modulus of the wave functions of the first Landau level for $\alpha = 0.06$, $\lambda_h = 0$, $W = 50$, $\mu_1 = 0.49$, $\mu_2 = 0.46$.

的. 尤其大波矢区间波函数都局域在样品的两个边缘上. 所以, 传导电流主要发生在样品的边缘上. 具有相反大波矢的电子在空间上是完全分离的. 它们产生相反方向的电流. 正是这个原因, 大波矢电子不能在晶格边沿上发生背散射从而不能产生电阻. 而朗道能级的中间略微倾斜的部分对应的波函数局域在样品内部. 这部分的波函数重叠非常小. 其他朗道能级的波函数也是同样的情况.

处于能带右边的斜率为正的上升大波矢部分的电子局域在样品上边缘且向 x 轴正向 (右) 移动, 而处于左边斜率为负的大波矢部分的电子局域在下边缘且向左移动, 如图 2(a) 所示. 在电子输运过程中, 电子可看做准经典波包, 波包的群速度由能带的斜率确定:

$$v_n(k) = \frac{1}{\hbar} \frac{dE_n(k)}{dk}. \quad (5)$$

所以, 处于能带中间略微倾斜部分的电子群速度很小, 流动性很小, 传导电流主要发生在样品的两条边沿上. x 方向的总电流由下式给出:

$$\begin{aligned} I &= -e \sum_n \int \frac{dk}{2\pi} v_n(k) f(E_n(k), \mu) \\ &= -\frac{e}{h} \sum_n \int dE_n(k) f(E_n(k), \mu), \end{aligned} \quad (6)$$

其中 $f(E_n(k), \mu) = 1 / (e^{(E_n(k) - \mu)/k_B T} + 1)$ 是费米-狄拉克分布函数, 积分区间为能带的整个范围. 显然, 净电流取决于样品两端的化学势的差. 对 (6) 式严格积分可得

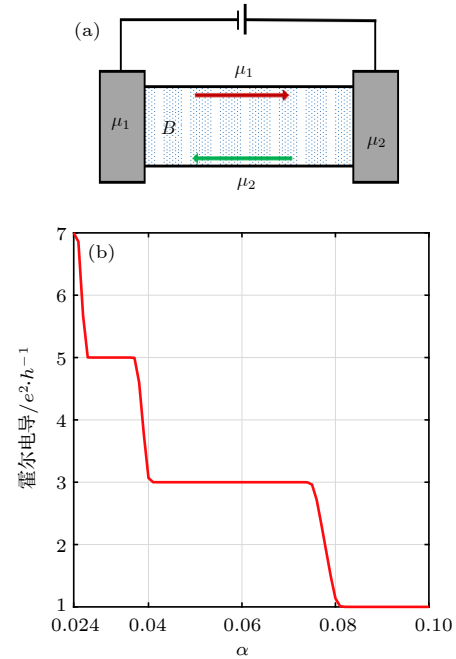


图 2 (a) 在均匀磁场中通电的长条形, 箭头表示电子的运输方向; (b) 自旋简并下霍尔电导的奇数霍尔平台. 参数 $k_B T = 0.002$, $\mu_1 = 0.49$, $\mu_2 = 0.46$

Fig. 2. (a) An long slab with current flows in a strong magnetic field, arrows indicate the direction of electron transport; (b) odd plateaus of Hall conductance due to the spin degeneracy. $k_B T = 0.002$, $\mu_1 = 0.49$, $\mu_2 = 0.46$.

$$I = \frac{ek_B T}{h} \sum_n \ln \frac{e^{(E_{n0} - \mu_2)/(k_B T)} + 1}{e^{-eV_h/k_B T} + e^{(E_{n0} - \mu_2)/(k_B T)}}, \quad (7)$$

其中 E_{n0} 是能带 n 的最低能量值.

上下两边缘的电子不能背散射, 只能单向流动, 因而只能分别来自左右两端电极. 它们不产生

电阻, 因而分别具有左右电极中电子的化学势. 于是, 样品两电极的化学势差正好给出霍尔电压 V_h , 即 $-eV_h = \mu_1 - \mu_2$. 无量纲化的化学势给出无量纲参数 $F_h = -(\mu_1 - \mu_2)/W$. 最后 (7) 式的计算给出霍尔电导 $\sigma = I/V_h$, 如图 2(b) 所示.

这个结果只给出霍尔电导的奇数量子化平台 $\sigma = M_1 \frac{e^2}{h}$, $M_1 = 1, 3, 5, \dots$, 其中 M_1 是费米能级切割的能带数目. 从能谱图 1(a) 可以看出, 由于有朗道能级的简并, 随着磁场的增加, 费米能级切割的能带数 M_1 总是奇数. 这个结果表明在二维无限长条形样品中, 在强磁场的作用下, 即使加入自旋的塞曼分裂, 仍不能完全解释整数量子霍尔效应.

现在在上面的计算中加入电子的 Rashba 自旋轨道耦合. 自旋轨道耦合对系统能量有显著影响 [17]. 这个耦合产生的附加能量彻底解除了能级简并, 如图 3(a) 所示. 这正是理解整数量子霍尔效应的关键所在. 这时, 这些能级的波函数都是上下自旋混合的, 边界态都包含上下自旋. 取自旋轨道耦合系数 $\lambda_h = 0.7$, 重新数值计算 (7) 式, 得到霍尔电导如图 3(b) 所示. 其中霍尔平台准确给出 $\sigma = M_2 \frac{e^2}{h}$, $M_2 = 0, 1, 2, 3, \dots$, M_2 仍然是费米能级所切割的能带数目. 这样就得到了完整的整数量子霍尔效应.

从 (7) 式可以看出, 霍尔平台上电流的大小取决于费米能级切割的能带数目, 而与能带的斜率变化快慢无关. 所以, 无论取硬墙形式的边界势, 还

是取其他光滑的边界势, 霍尔平台都会出现在同样的磁场范围. 虽然 Rashba 自旋轨道耦合使朗道能级进一步劈裂的过程会导致朗道能级的间隙不相等, 但这对整数量子霍尔效应的霍尔平台的位置没有影响, 只会影响霍尔平台的宽度. 只要费米能级位于两个朗道能级之间, 电导就会出现霍尔平台. 而且随着磁场的增大, 朗道能级的间距整体上是变大的, 霍尔平台的长度随着磁场增强而变长. 可见, 整数量子霍尔效应不过是个无散射的边界效应. 这个解释不需要引入杂质, 也不需要能级展宽.

(7) 式也很清楚地表明, 温度对霍尔平台有影响, 计算结果如图 4(a) 所示. 当样品温度超过一个临界值 T_c (在本文参数下 $k_B T_c$ 约为 0.003), 霍尔平台的霍尔电导开始显著偏离整数. 根据前面的能量单位, 对于一般材料 (设电子有效质量 $m^* = 0.15m$) 这个临界温度大约为 $T_c = 0.5$ K. 量子霍尔效应作为国际电阻标准, 样品超过这个临界温度会带来显著的误差. 在此临界温度以下, 霍尔平台的值也因温度效应有一定误差. 在温度远低于临界温度时, 霍尔电导近似为

$$\sigma = \frac{e^2}{h} \sum_{E_{n0} < \mu_2} \left[1 - e^{\frac{(E_{n0} - \mu)}{2k_B T}} \frac{\sinh [eV_h / (2k_B T)]}{eV_h / (2k_B T)} \right], \quad (8)$$

其中 $\mu = \frac{\mu_1 + \mu_2}{2}$. 可见, 误差来自两个因子, 一个是能级本身温度效应 $e^{(E_{n0} - \mu)/(2k_B T)}$, 另一个是样品外加电压产生的温度效应 $\frac{\sinh [eV_h / (2k_B T)]}{eV_h / (2k_B T)}$.

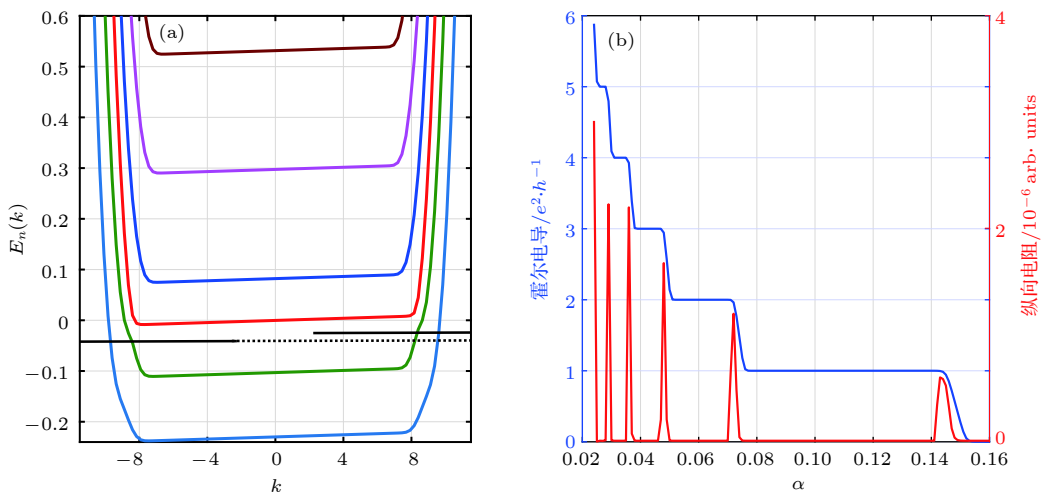


图 3 (a) 自旋轨道耦合作用下最低的 6 个朗道能级; (b) 自旋轨道耦合作用下的霍尔电导 (蓝线) 和纵向电阻 (红线). 参数 $\alpha = 0.06$, $\lambda_h = 0.7$, $\mu_1 = -0.02$, $\mu_2 = -0.04$, $k_B T = 0.002$

Fig. 3. (a) The lowest six Landau levels under spin-orbit coupling; (b) corresponding Hall plateaus of the conductance (blue) and the longitudinal resistance (red). $\alpha = 0.06$, $\lambda_h = 0.7$, $\mu_1 = -0.02$, $\mu_2 = -0.04$, $k_B T = 0.002$.

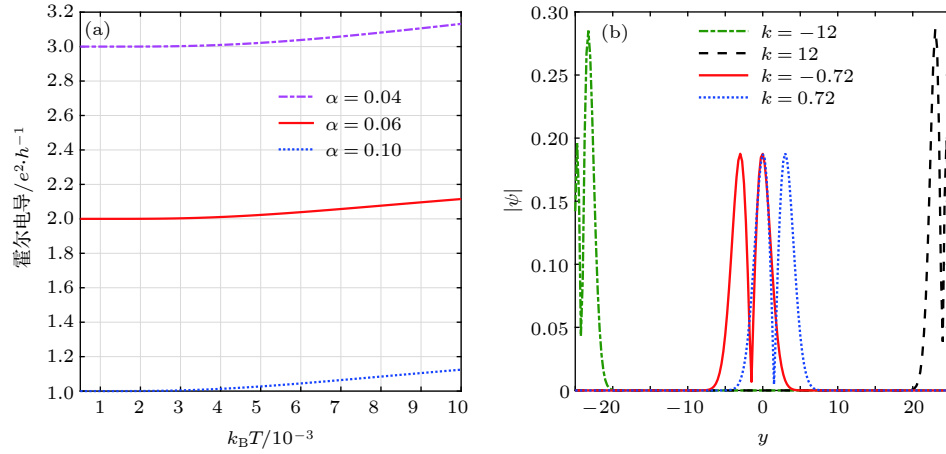


图 4 (a) 温度对霍尔平台的影响; (b) 第二朗道能级上几个波矢 k 对应的波函数的模 (上自旋分量). 参数 $\lambda_h = 0.7$, $\mu_1 = -0.02$, $\mu_2 = -0.04$

Fig. 4. (a) The effect of temperature on Hall plateaus; (b) modulus of the wave functions of a few k vectors on the second Landau level. $\lambda_h = 0.7$, $\mu_1 = -0.02$, $\mu_2 = -0.04$.

减小外加电压到 $eV_h \sim k_B T$, 可以把第二个因子减小到 1 左右. 在本文模型所采用的参数范围, 设温度为 0.001, 第一个因子在霍尔电导平台起点处约 10^{-21} , 在中点处约为 10^{-9} . 可见, 霍尔电导平台在足够低的温度下可以达到极高的精度.

3 纵向电阻和背散射效应

量子霍尔效应的纵向电阻表现出明显的振荡行为^[18], 即在霍尔电阻平台对应的区域纵向电阻为零, 而在霍尔平台之间会出现峰值. 从朗道能级的形成来看, 当费米能级从一个朗道能级移动到下一个朗道能级的中心时, 纵向电阻出现一次 0 电阻低谷. 那么, 在以上的 Rashba 自旋轨道耦合系统中, 当费米能级非常靠近朗道能级的底部时, 具有相反波矢的波函数在空间上显著重叠, 从而发生背散射, 产生了纵向电阻.

在半导体材料中, 一般主要散射是杂质散射和晶格散射^[19]. 然而, 在如上所述的 Rashba 自旋轨道耦合作用下的二维无限长条形样品中, 整数量子霍尔效应的计算和解释并不需要引入杂质. 为了方便计算纵向电阻, 假设该样品是没有杂质的, 我们只考虑晶格散射对纵向电阻的影响. 晶格振动对电子散射的跃迁几率为

$$\begin{aligned} W_{nkn'k'} &= \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{b=\pm 1} |\langle nk | \hat{t}_i | n'k' \rangle|^2 \\ &\times \delta(E_{nk} - E_{n'k'} - b\hbar\omega) \\ &= \vartheta_{nkn'k'} + \Gamma_{nkn'k'}, \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $\hbar\omega$ 是声子能量, \hat{t}_i 是散射势, $\vartheta_{nkn'k'}$ ($b=1$), $\Gamma_{nkn'k'}$ ($b=-1$), 分别为发射和吸收声子时的跃迁几率.

根据玻尔兹曼方程, 电导可由费米面上电子碰撞的弛豫时间 τ_F 决定^[20,21], 即 $\sigma = ne^2\tau_F/m$, 而弛豫时间由下式确定^[22,23]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_F} &= \sum_{n,n'} \int d\omega dE_{nk} dE_{n'k'} (1 - \cos\theta_{kk'}) \\ &\times [\vartheta_{nkn'k'} f(E_{nk}) [1 - f(E_{n'k'})] \\ &+ \Gamma_{nkn'k'} f(E_{n'k'}) [1 - f(E_{nk})]], \end{aligned} \quad (10)$$

其中 $\theta_{kk'}$ 是散射角. 由于电子输运是一维的, $\theta_{kk'} = 0, \pi$. 只有当 $\theta_{kk'} = \pi$, 即 k 与 k' 异号时, (10) 式的积分才能对背散射有贡献, 从而产生纵向电阻. 为了简化, 计算中散射势取为一个常数, 声子能量最大取到 $20k_B T$. 对 (10) 式进行数值计算得到纵向电阻随磁场的变化如图 3(b) 所示. 纵向电阻在霍尔平台降为 0, 而在霍尔平台跳跃的时候出现, 与实验结果一致.

第二朗道能级上几个波矢对应的波函数 (上自旋部分) 的模显示在图 4(b) 中. 容易看出, 具有相反大波矢的两波函数都局域在样品两边沿, 没有重叠, 因而 $\langle nk | n'k' \rangle$ 近似为 0; 具有相反小波矢的两波函数局域在在样品中心区域, 有显著重叠因而对纵向电阻有贡献. 只有当费米能级靠近朗道能级的底部时 (对应图 3(b) 中霍尔平台跳跃区), 才能发生声子的发射和吸收, 从而产生纵向电阻.

4 结 论

研究了 Rashba 自旋轨道耦合作用下二维无限长条形样品中的电子输运, 计算了样品的霍尔电导和纵向电阻, 得到了完整的整数量子霍尔效应. 在一定强磁场范围内, 由于样品两边缘的限制, 能级在大波矢范围快速上升, 在小波矢范围形成平坦的朗道能级. 强磁场下自旋轨道耦合完全解除了自旋简并. 这是形成整数量子霍尔效应的关键. 位于朗道能级上升和下降区域的电子局域在样品边沿, 形成了分离的双向电流. 计算结果表明, 霍尔电导呈现台阶型, 平台出现在 e^2/h 的整数倍位置, 形成霍尔平台. 温度对霍尔平台的电导有一定影响. 在某临界温度以下, 霍尔平台电导可以达到 10^{-9} 以上的精度. 本文最后分析了声子发射和吸收产生整数量子霍尔效应的纵向电阻的机制, 近似计算了弛豫时间, 得到了纵向电阻. 结果表明, 纵向电阻在霍尔平台区域为零, 而在霍尔平台之间出现峰值.

参考文献

- [1] Klitzing K V, Dorda G, Pepper M 1980 *Phys. Rev. Lett.* **45** 494
- [2] Tsui D C, Stormer H L, Gossard A C 1982 *Phys. Rev. Lett.* **48** 1559
- [3] Laughlin R B 1983 *Phys. Rev. Lett.* **50** 1395
- [4] Tao R, Thouless D J 1983 *Phys. Rev. B* **28** 1142
- [5] Xue Q K, Chang C Z, Zhang J S, et al. 2013 *Science* **340** 167
- [6] Thouless D J, Kohmoto M, Nightingale M P 1982 *Phys. Rev. Lett.* **49** 405
- [7] Niu Q, Thouless D J, Wu Y S 1985 *Phys. Rev. B* **31** 3372
- [8] Ni G J, Chen S Q 2004 *Advanced Quantum Mechanics* (2nd Ed.) (Shanghai: Fudan University Press) p270 (in Chinese) [倪光炯, 陈苏卿 2004 高等量子力学 (第2版) (上海: 复旦大学出版社) 第270页]
- [9] Aoki H 1987 *Rep. Prog. Phys.* **50** 655
- [10] Ezawa Z F 2012 *Quantum Hall Effects: Field Theoretical Approach and Related Topics* (2nd ed.) (Beijing: Peking University Press) p182
- [11] Prange R E 1981 *Phys. Rev. B* **23** 5632
- [12] Lagendijk A, Wiersma D 2009 *Phys. Today* **62** 24
- [13] Datta S 1995 *Electronic Transport in Mesoscopic Systems* (Cambridge: Cambridge University Press) pp181–185
- [14] Bychkov Y A, Rashba E I 1984 *J. Phys. C* **17** 6039
- [15] Falko V I 1992 *Phys. Rev. B* **46** 4320
- [16] Schliemann J, Egues J C, Loss D 2003 *Phys. Rev. B* **67** 085302
- [17] Yang W, Chang K 2006 *Phys. Rev. B* **74** 193314
- [18] Luo J, Munekata H, Fang F F, Stiles P J 1990 *Phys. Rev. B* **41** 7685
- [19] Petritz R, Scanlon W 1955 *Pbs. Phys. Rev.* **97** 1620
- [20] Yan S S 2003 *Basis On Solid State Physics* (2nd Ed.) (Beijing: Peking University Press) p126 (in Chinese) [阎守胜 2003 固体物理基础 (第2版) (北京: 北京大学出版社) 第126页]
- [21] Huang K, Han R Q 1988 *Solid State Physics* (1st Ed.) (Beijing: Higher Education Press) pp305–307 (in Chinese) [黄昆, 韩汝琦 1988 固体物理学 (第1版) (北京: 高等教育出版社) 第305–307页]
- [22] Li H C, Sheng L, Shen R, Wang B G, Sheng D N, Xing D Y 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 266802
- [23] Ridley B K 2013 *Quantum Processes in Semiconductors* (Oxford: Oxford University Press) pp66–88

Integer quantum Hall effect in a spin-orbital coupling system

Liang Tao Li Ming[†]

(Key Laboratory of Quantum Engineering and Quantum Materials of Guangdong Province, School of Physics and Telecommunication

Engineering, South China Normal University, Guangzhou 510006, China)

(Received 7 January 2019; revised manuscript received 9 April 2019)

Abstract

Electron transport mechanism of a two-dimensional infinite slab subjected to Rashba spin-orbital coupling is studied in this paper. We calculate the Hall conductance and the longitudinal resistance of the integer quantum Hall effect (IQHE). In a strong magnetic field, the Landau levels of electrons increase rapidly at large wave vectors due to the constraint of the two edges of the sample while they remain flat at small wave vectors. Although the Zeeman effect can split the energy levels of spin degeneracy under a strong magnetic field, the spacing between the Landau levels is exactly equal to the spin splitting, thus the spin degeneracies have not been fully resolved. The spin-orbital coupling fully resolves the spin degeneracies of the energy levels. This is the key to reproducing the IQHE. Electrons with rapid increasing energies are localized at the two edges of the sample and transport along the edges to form separated currents with opposite directions. In this case, back scattering of electrons is prohibited due to the localization of these two branches. Since the electrons on the upper and lower edges originate respectively from the left and right electrode, they also have the chemical potentials of the electrons in those electrodes, respectively. The computation result shows that the Hall conductance appears as plateaus at integer times of e^2/h . Temperature influences the accuracy of the Hall plateaus. As an international resistance standard, exceeding a critical temperature can produce significant errors to the Hall plateaus. Below the critical temperature, the accuracy can reach 10^{-9} . Finally the mechanism of the longitudinal resistance of the IQHE is discussed and computed numerically. It is shown that only the wavefunctions with opposite and small wave vectors have a significant overlap in the bulk of the sample and thus contribute to the longitudinal resistance. Due to the separation of currents in different directions in space, the longitudinal resistance does vanish at the Hall plateaus but it appears when the Hall conductance jumps from one plateau to another one.

Keywords: spin-orbital coupling, integer quantum Hall effect, electron transport

PACS: 71.70.Ej, 73.43.-f, 73.23.-b

DOI: 10.7498/aps.68.20190037

[†] Corresponding author. E-mail: wliming@scnu.edu.cn