

## HgTe/CdTe 量子阱中自旋拓扑态的退相干效应\*

闫婕 魏苗苗 邢燕霞†

(北京理工大学物理学院, 先进光电量子结构设计与测量教育部重点实验室, 纳米光子学与超精密光电系统北京市重点实验室, 北京 100081)

(2019年7月13日收到; 2019年9月5日收到修改稿)

HgTe/CdTe 量子阱是一种特殊的二维拓扑材料, 其中的量子自旋霍尔效应在自旋电子器件应用方面极有潜力. “工”字形四端口体系纵向非局域电阻阻值为  $0.25 h/e^2$  的特殊的量子化平台是判别量子自旋霍尔效应的有力证据. 本文基于二维 HgTe/CdTe 量子阱模型, 利用非平衡格林函数理论及 Landauer-Büttiker 公式计算非局域电阻, 进而研究自旋拓扑态在非静态杂质作用下的退相干效应. 计算同时考虑磁交换场和磁场的影响. 研究发现, 尽管磁交换场和外磁场会破坏时间反演对称性, 但它们都仅改变拓扑带隙的宽度和相对位置, 并不影响螺旋边缘态的拓扑性. 而退相干杂质对自旋拓扑边缘态的影响则完全不同于铁磁和弱磁场. 退相干效应不会影响拓扑带隙的位置和宽度, 但是会影响拓扑边缘态的稳定性. 其中, 自旋不守恒的退相干杂质对螺旋边缘态的影响更为明显, 轻微的退相干效应便会引起自旋翻转, 从而引起自旋相反的背散射, 最终破坏自旋霍尔边缘态.

**关键词:** 量子输运, 量子自旋霍尔, 非局域电阻, 退相干**PACS:** 73.23.-b, 73.20.-r, 85.75.-d**DOI:** 10.7498/aps.68.20191072

## 1 引言

拓扑绝缘体是近些年被科研领域大量研究的量子材料, 具有许多独特的物理特性<sup>[1-5]</sup>, 最先被发现的二维拓扑绝缘体材料是 HgTe/CdTe 量子阱<sup>[6,7]</sup>. HgTe/CdTe 量子阱的拓扑能隙源于  $\Gamma$  点的能带反转, 通过调节量子阱的宽度或调节外偏压<sup>[7,8]</sup> 可以实现此能带反转. 由于具有时间反演对称性, 带隙内存在两套能量完全简并且自旋和手性都相反的边缘态, 称之为螺旋边缘态. 之后, 科研人员又陆续发现了其他的二维拓扑绝缘体材料<sup>[9,10]</sup>. 与此同时, 三维拓扑绝缘体材料的研究也取得了巨大进展, Hsieh 等<sup>[11]</sup> 实验证实了  $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$  合金材料在合适的组分比例下是三维拓扑绝缘体,  $\text{Bi}_2\text{Se}_3$  家

族<sup>[12]</sup> 也被证明是很好的三维拓扑绝缘体. 三维拓扑绝缘体的表面态有独特的量子涨落平台<sup>[13]</sup>, 适当的磁性掺杂不仅在三维拓扑绝缘体表面态打开带隙, 而且可以加强带隙内的拓扑边缘态的稳定性<sup>[14,15]</sup>. 随着大量的拓扑绝缘体材料被发现, 对二维拓扑绝缘体的边缘态的研究也越来越受到大家的关注, 这些研究包括边缘态的穿透深度<sup>[16]</sup>, 特殊的环状边缘态<sup>[17]</sup> 强磁性掺杂引起的反常霍尔效应<sup>[10,18]</sup>, Rashba 自旋轨道相互作用<sup>[19,20]</sup>、p-n 结<sup>[21]</sup>、长程库仑相互作用<sup>[22,23]</sup>、热耗散<sup>[24]</sup>、电磁噪声<sup>[25]</sup> 和有限尺寸效应<sup>[26-28]</sup> 对边缘态的影响, 等等. 基于螺旋边缘态, 还可以设计一些独特的自旋器件<sup>[29,30]</sup>.

按照陈数分类, 拓扑边缘态可以大致分为  $C = 0$  的受时间反演对称性保护的螺旋边缘态和  $C \neq 0$  的破坏时间反演对称性的手性边缘态, 分别对应量子自旋霍尔效应和量子(反常)霍尔效应<sup>[31,32]</sup>.

\* 国家自然科学基金(批准号: 11674024)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xingyanxia@bit.edu.cn

通常由强磁场引起的多带隙手性边缘态和量子反常霍尔效应的边缘态都属于  $C \neq 0$  的手性边缘态, 这类物质系统称为磁拓扑绝缘体. 量子自旋霍尔效应中的螺旋边缘态不同于强磁场引起的多带隙手性边缘态, 也不同于量子反常霍尔效应中的单带隙边缘态. 后两者由于带隙结构不同, 边缘态的两参数流图的形态也不尽相同<sup>[33]</sup>, 但是由于手性确定, 它们的非局域量子化平台却完全相同. 非局域电信号通常被当作各种霍尔效应的指征<sup>[34–38]</sup>. 在多端口体系中, 电压测量端的导线会接收到来自所有其他端口的载流子, 因此它自身的费米能也由所有其他端口共同决定. 对于量子霍尔体系, 边缘态手性固定, 所有电压测量端的非平衡载流子都只有一个来源, 即源自电流输入端口或输出端口. 实验上通常用六端口或“十”字形四端口体系的横向非局域电阻的量子化平台来标记手性边缘态, 并由电阻平台的精细程度来判定边缘态质量的好坏. 螺旋边缘态相当于两套手性相反的手性边缘态的叠加, 不同的手性对应不同的自旋, 但在实验上无法对自旋标记的态进行精准测量, 故无法用传统的六端口或“十”字形四端口体系来测定不同自旋对应的量子化平台. 对于量子自旋霍尔体系, 电压测量端能且只能接收到来自相邻两侧端口的非平衡载流子, 由于边缘态总手性为零, 故从电流端入口沿样品边缘到电流端出口, 无论沿顺时针还是逆时针方向, 测量端电压都将线性降落<sup>[39]</sup>. 为了能够简单有效地表征螺旋边缘态, 尽量让所有的电压测量端都位于电流端的同一侧. 通过相关实验<sup>[40]</sup>和理论<sup>[19]</sup>证明, 如图 1 所示的“工”字型四端口体系最为简单有效. 在“工”字型四端口体系中, 同侧纵向非局域电阻将呈现电阻值为  $0.25 h/e^2$  的特殊量子化平台<sup>[40]</sup>.

本文将基于二维 HgTe/CdTe 量子阱的“工”字型四端口紧束缚模型, 利用非平衡格林函数理论及 Landauer-Büttiker 公式计算同侧纵向非局域电阻, 研究磁场和磁交换作用下非静态杂质引起的退相干效应对非局域电阻的影响. 研究发现, 铁磁和弱磁场直接影响能带结构, 改变带边位置, 从而改变体能隙的宽度, 但不影响带隙内手性相反的自旋霍尔边缘态的拓扑性. 二者对带隙内螺旋拓扑边缘态的影响没有本质的差别, 仅在能隙范围的变化规律上略有不同. 而退相干杂质对自旋拓扑边缘态的影响则完全不同. 考虑两种退相干效应, 一种是自旋守恒的退相干, 另一种是自旋不守恒的退相干.

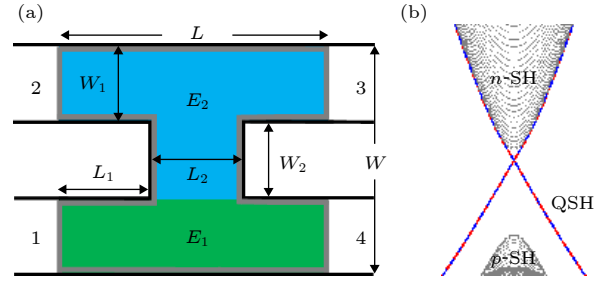


图 1 (a) 四端口 HgTe/CdTe 量子阱模型, 其中 1、4 端口为电流输入端口, 2、3 端口为电压测量端口. 图中蓝色和绿色区域分别由两个独立的门电压控制, 通过调节门电压, 两个区域可分别独立地在图 (b) 中所示的三个区间自由切换; (b) HgTe/CdTe 量子阱二维系统的能带结构, 包含简并的螺旋边缘态和明显不对称的价带和导带. 体带隙分割出三个区域: 量子自旋霍尔区 (QSH), n 型自旋霍尔区 (n-SH) 和 p 型自旋霍尔区 (p-SH)

Fig. 1. (a) Four-terminal device based on HgTe/CdTe quantum well with two current terminals 1, 4 and two voltage terminals 2, 3; the blue region and green region can be independently tuned into the three region shown in panel (b); (b) band structure of 2 D HgTe/CdTe quantum well. Bulk energy gap divides three region: QSH region, n-SH region and p-SH region.

退相干效应不会影响拓扑带隙的位置和宽度, 但是有可能影响拓扑边缘态的稳定性, 取决于退相干的具体情况. 假如退相干杂质仅破坏电子轨道的量子相干性, 而不破坏自旋的相干性, 可称之为普通退相干. 常见的电子-电子相互作用, 电声子相互作用都属于普通退相干. 通常自旋相干长度远大于轨道相干长度, 因此这样的退相干杂质很常见. 这类杂质不破坏时间反演对称性, 故不影响螺旋边缘态的整体稳定性. 换言之, 量子自旋霍尔体系可抵御高强度的轨道退相干效应, 这正是拓扑边缘态的优势所在. 如果退相干杂质不仅破坏轨道相干还破坏自旋相干性, 可称之为自旋翻转的自旋退相干, 它会破坏时间反演对称性, 这类退相干通常源于非弹性磁杂质. 自旋退相干作用下, 螺旋边缘态将产生大量自旋翻转的背散射, 因此, 即便是微弱的退相干都将破坏体系的拓扑稳定性. 除非在足够强磁场作用下, 螺旋边缘态的带隙随磁场增强逐渐关闭, 原先的体态进化成高度简并的朗道能级, 体系演变成磁性拓扑绝缘体. 此时, 所有局域的边缘态的纵向非局域电阻平台值全都变为零, 对应理想的手性边缘态, 可以抵御各种类型的退相干效应.

本文安排如下: 第 2 节先从最简单的二带模型出发写出实空间紧束缚模型哈密顿, 再详细阐述退相干原理及计算方法, 最后再用非平衡格林函数

方法推导退相干作用下的非局域电阻表达式. 第 3 节是数值结果及对结果的分析 and 讨论, 第 4 节为总结.

## 2 模型和理论

### 2.1 非平衡体系的紧束缚模型

针对二维 HgTe/CdTe 量子阱, 只考虑最低的电子和空穴带, 忽略次低的电子和空穴带<sup>[41]</sup>, 考虑自旋, 采用最简单的二带模型, 动量空间体系哈密顿表示为

$$\mathbf{H}_0(k) = \begin{pmatrix} H_\uparrow(k) & 0 \\ 0 & H_\downarrow(k) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

考虑时间反演对称性<sup>[42,43]</sup>,  $H_\uparrow(k) = H_\downarrow^*(-k)$ , 其中  $H_\uparrow(k) = \hbar v_F(k_x \sigma_x - k_y \sigma_y) + (m + Ck^2)\sigma_z + Dk^2\sigma_0$ , (2)

公式中  $\hbar$  是普朗克常数,  $v_F$  是狄拉克电子的费米速度,  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$  和  $\sigma_0$  是泡利矩阵和  $2 \times 2$  的单位矩阵, 代表由 s 和 p 轨道贡献的赝自旋. 为了计算非局域电阻, 考虑如图 1 所示的“工”字型四端口模型, 4 个导线端口分别沿  $\pm x$  方向无限延伸. 在体系的不同区域 (黄色和蓝色) 设置不同的在位能. 为此必须把动量空间哈密顿转换到实空间. 采用有限差分近似, 用  $-i\nabla$  代替  $k$ , 将动量空间的哈密顿转化为实空间紧束缚哈密顿, 并考虑磁场的轨道效应和铁磁项, 将哈密顿写作

$$H = \sum_i d_i^\dagger \left[ \left( \varepsilon_i - \frac{4D}{a^2} \right) + \left( m - \frac{4C}{a^2} \right) \sigma_z + Ms_z \right] d_i + \sum_i \left[ d_i^\dagger H_{i,i+a_x} e^{i\phi_{i,i+a_x}} d_{i+a_x} + d_i^\dagger H_{i,i+a_y} d_{i+a_y} + \text{H.c.} \right], \quad (3)$$

其中  $s_z$  和  $\sigma_z$  分别代表真实的自旋和轨道空间的赝自旋.  $\varepsilon_i = E_1(E_2)$  代表格点在位能,  $M$  为铁磁交换劈裂项<sup>[44]</sup>.  $d_i = [d_{s,i,\uparrow}, d_{p,i,\uparrow}, d_{s,i,\downarrow}, d_{p,i,\downarrow}]^T$ , 表示格点上不同轨道不同自旋的湮灭算符.  $i = (i_x, i_y)$  表示格点的离散位置坐标,  $a_x = (a, 0)$ ,  $a_y = (0, a)$  代表格点的单位矢量,  $m$  代表反带隙的有效质量,  $C$  和  $D$  是材料参数. 所有参数设置如下<sup>[6]</sup>:  $\hbar v_F = 364.5 \text{ meV}\cdot\text{nm}$ ,  $C = -686 \text{ meV}\cdot\text{nm}^2$ ,  $D = -512 \text{ meV}\cdot\text{nm}^2$ ,  $m = -10 \text{ meV}$ ,  $a = 5 \text{ nm}$ .  $H_{i,i+a_x}$ ,  $H_{i,i+a_y}$  代表紧束缚模型沿  $x$  和  $y$  方向的最近邻耦

合项.

$$H_{i,i+a_x} = \begin{pmatrix} \frac{D+C}{a^2} & -i\frac{\hbar v_F}{2a} & 0 & 0 \\ -i\frac{\hbar v_F}{2a} & \frac{D-C}{a^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{D+C}{a^2} & i\frac{\hbar v_F}{2a} \\ 0 & 0 & i\frac{\hbar v_F}{2a} & \frac{D-C}{a^2} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

$$H_{i,i+a_y} = \begin{pmatrix} \frac{D+C}{a^2} & \frac{\hbar v_F}{2a} & 0 & 0 \\ -\frac{\hbar v_F}{2a} & \frac{D-C}{a^2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{D+C}{a^2} & \frac{\hbar v_F}{2a} \\ 0 & 0 & -\frac{\hbar v_F}{2a} & \frac{D-C}{a^2} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

考虑到导线沿  $\pm x$  方向无限延伸, 采用  $x$  方向周期平移不变的紧束缚哈密顿最为方便. 选取洛伦兹规范, 外磁场  $B$  的磁矢势表示为  $\mathbf{A} = [-By, 0, 0]$ , 引起的磁通相位  $\phi_{ij} = \int_i^j \mathbf{A} \cdot d\mathbf{l} / \phi_0$ , 这里的  $\phi_0 = \hbar/e$  是磁通量子. 这个磁通相位只出现在沿  $x$  方向相邻周期的耦合项上.

### 2.2 退相干作用下的非局域电阻

本小节计算退相干作用下四端口模型的纵向非局域电阻. 模型示意图见图 1(a). 图中有颜色的部分定义为散射区, 通过 4 个导线端连接到外部的费米海. 四个端口中, 1、4 端为电流输入端口, 有固定的电压, 设  $V_1 = V$ ,  $V_4 = 0$ ; 2、3 端为电压测量端, 侧向电压通过边界条件  $J_{2,3} = 0$  求解. 四个端口的导线宽度、中间的连接桥宽度和长度以及“工”字型四个臂的长度都设置为  $W_1 = W_2 = L_1 = L_2 = 250 \text{ nm}$ , 散射区整体长宽分别为  $L = 750 \text{ nm}$  和  $W = 750 \text{ nm}$ . 应用分离栅极门电压调节可以分别控制局部区域的在位能, 故分别设蓝色和绿色区域在位能为  $E_1$  和  $E_2$ ,  $E_1$  和  $E_2$  独立可调, 可使相关区域分别位于如图 1(b) 所示的导带、价带或带隙中. 为了研究体系的退相干效应, 我们在散射区 (颜色区) 引入退相干虚导线<sup>[45-49]</sup>. 这里的虚导线区别于电流输入端和电压测量端的实导线, 虚导线的唯一作用就是用来破坏相位, 故可以设置最简单



的虚导线自能  $\Sigma_v^r = -i\Gamma_d/2$ , 在虚导线所在位置引入局域带展宽函数  $\Gamma_d$ ,  $\Gamma_d$  的大小直接反映退相干的强弱. 电子从实导线注入散射区经虚导线丢失量子相位后再返回散射区, 整个过程不产生净电流. 对于通常的体态, 退相干可以发生在散射区的所有位置, 但对于边缘态, 只有发生在边缘态途径的边界位置的退相干才影响边缘态输运. 为简化计算, 只在如图 1 所示的深灰色边界的格点位置引入退相干虚导线, 由于不产生净电流, 虚导线的边条件亦可设为  $J_v = 0$ .

利用多端口 Landauer-Büttiker 公式<sup>[50]</sup>

$$J_p = \frac{e^2}{h} \sum_{q \neq p} T_{pq} (V_p - V_q)$$

可计算非局域纵向电阻. 这里的  $p, q$  代表所有端口 (包括实导线 1, 2, 3, 4 和虚导线  $v$ ). 这是一个线性方程组, 共  $n + 4$  个方程, 其中  $n$  是虚导线的个数. 但方程系数  $T_{pq}$  并不独立, 必须满足限制条件  $\sum_q T_{pq} = 1$ , 相当于有  $n + 3$  个独立方程. 这正是流守恒的直接后果, 直接导致电流端  $J_1 = -J_2$ . 根据需要, 现在只需求解  $J_1 = -J_2$  和  $V_{3,4,i=1,\dots,n}$ , 共  $n + 3$  个未知数. 一旦算出透射系数  $T_{pq}$ , 根据边界条件  $V_1 = V$ ,  $V_2 = 0$ ,  $J_{3,4,i} = 0$ , 即可解出此  $n + 3$  个未知数. 并据此计算纵向非局域电阻  $R_{23,14} \equiv (V_2 - V_3)/J_1$ .

利用非平衡格林函数理论可以计算从  $q$  端口到  $p$  端口的透射系数  $T_{pq}$ . 透射系数方程为

$$T_{pq} = \text{Tr}[I_p G_{pq}^r \Gamma_q G_{qp}^a],$$

其中  $\text{Tr}$  表示求迹, 需同时对实空间及对态函数表示的轨道空间和自旋空间求迹.  $G^r$  是实空间的推迟格林函数,  $\Gamma_q$  和  $\Gamma_p$  分别表示入射源和出射源. 根据非平衡格林函数理论, 推迟格林函数  $G_\sigma^r = \left( EI - H_c - \sum_q \Sigma_q^r \right)^{-1}$ , 其中,  $H_c$  是孤立的不连接导线的中心散射区的哈密顿量<sup>[51,52]</sup>,  $\Sigma_q^r$  是非平衡推迟自能,  $\Gamma_q = i(\Sigma_q^r - \Sigma_q^{r\dagger})$  是相应的带展宽函数. 实导线和虚导线都有对应的自能和带展宽函数. 实导线自能描述开放体系半无穷导线对散射区的作用, 表示为  $\Sigma_q^r = H_{cq} g_q^r H_{qc}$ , 其中,  $H_{cq}$  表示散射区到导线区的最近邻耦合,  $g_q^r$  是半无穷导线的表面格林函数. 虚导线的自能仅源于能级展宽, 对应的带展宽函数为  $\Gamma_d$ .

### 3 计算结果分析

首先研究入射端和测量端位于不同能带位置的非局域电阻响应情况. 由于量子自旋霍尔体系的边缘态通常都是一对互为时间反演对称的手性边缘态, 又称螺旋边缘态, 测量端的费米能由两个电流入射端 (分别对应高压和低压) 共同决定. 这完全不同于量子霍尔效应中破坏时间反演对称的手性边缘态. 在量子霍尔效应中, 由于边缘态手性固定, 电压探测端的费米能由且仅由单个电流入射端决定. 以典型的六端口体系为例, 如图 2(a) 所示, 左右两端为电流注入端, 上下两侧共 4 个端口为电压测量端, 以量子霍尔效应的顺时针手性边缘态为例, 上侧 2、3 两个电压测量端只能接收来自左侧 1 端口的非平衡载流子, 故 2、3 端口的有效费米面完全由 1 端口决定. 同理可知, 5、6 两个端口的有效费米面完全由 4 端口决定. 可以推测, 沿霍尔桥同一侧的所有测量端共享同一个测量压, 沿霍尔桥两侧的测量端将有且仅有两个测量压, 电压值分别由电流输入端和输出端的电压决定, 这直接导致同侧纵向电阻为零而异侧横向电阻取值量子化. 而对于互为时间反演的螺旋边缘态 (如图 2(b)), 每个电压测量端都能且只能收到分别由来自于两个不同的相邻端口的相反手性的边缘态贡献的载流子, 这些非平衡的载流子全部来自于两个电流注入端, 故离得越近的电流注入端对有效费米面的形成贡献越大. 由于电压测量和自旋无关, 总手性为零, 故霍尔桥两侧的测量端电压完全对等, 均沿霍尔桥从 1 端口到 4 端口的路径线性降落. 可以据此推断, 量子自旋霍尔效应体系只有纵向非局域电阻, 横向非局域电阻为零.

为便于测量, 本文取最简单的“工”字型四端口, 如图 2(c) 所示, 1, 4 端口为电流入射端, 测量端 2, 3 端口位于入射端的同一侧, 单侧纵向非局域电阻阻值为  $0.25 h/e^2$ . 实际计算中, 入射端在位能设为  $E_1$ , 测量端在位能  $E_2 = 0$ , 位于能隙之中. 图 3(a1) 和图 3(b1) 给出了纵向非局域电阻  $R_{23,14}$  和透射系数  $T_{14}$  和  $T_{41}$  随  $E_1$  的变化. 左右两栏分别对应磁交换场  $M = 0$  和  $5 \text{ meV}$  的情形. 为便于分析, 图 3(a2) 和图 3(b2) 还给出了相应的无穷长周期条带的能带图, 其中蓝色和红色分别对应自旋上和自旋下的电子能带. 可以看出, 对于左栏  $M = 0$  情

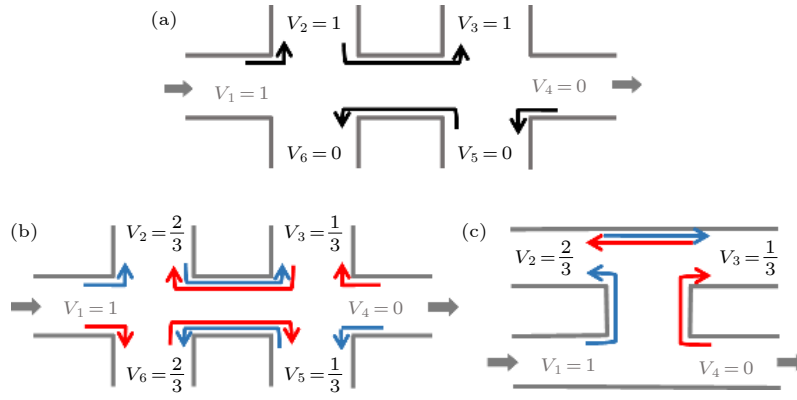


图 2 手性边缘态和螺旋边缘态在多端口体系中的电压降示意图

Fig. 2. Sketch map of voltage drop induced by chiral edge states and helical edge states in multi-terminal system.

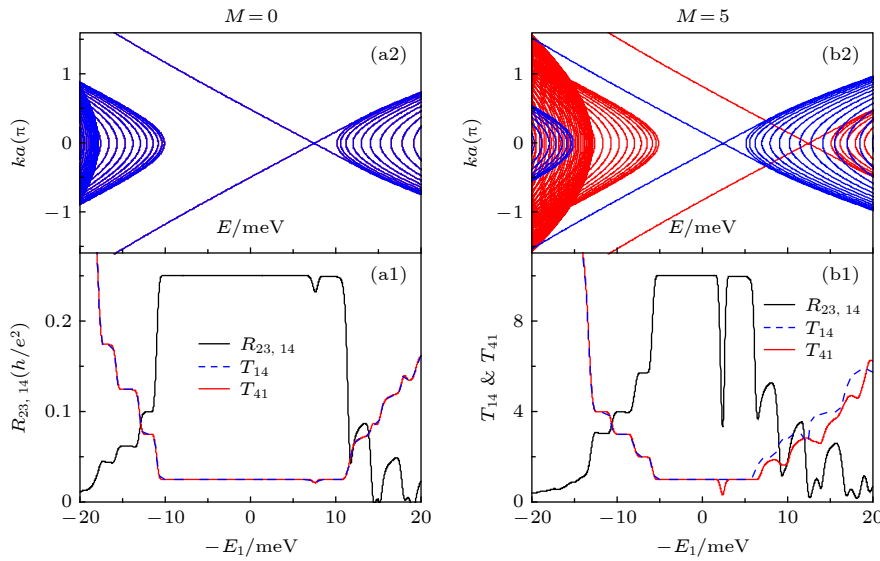

 图 3 纵向非局域电阻  $R_{23,14}$  和部分透射系数  $T_{14}$  和  $T_{41}$  随电流输入区 (图 1 绿色区) 在位能  $E_1$  的变化. 左右两栏分别对应铁磁交换场  $M = 0$  和  $M = 5$  meV 的情况, 探测区 (图 1 蓝色区) 在位能  $E_2 = 0$ . 为便于比较, 顶栏给出了相应能量区间的能带图. 能带图中, 蓝色和红色分别表示自旋上和自旋下的能带

 Fig. 3. Nonlocal resistors  $R_{23,14}$  and transmission coefficient  $T_{14}$  and  $T_{41}$  vs energy  $E_1$  with energy of detector region  $E_2 = 0$ . left and right panels are for  $M = 0$  and  $M = 5$  meV, respectively. Top panels are band structure of infinite ribbon, the blue lines and red lines correspond to spin up and spin down, respectively.

形, 由于时间反演对称保持, 自旋上下无差别,  $T_{14} = T_{41}$ . 此时, 体系的拓扑能隙完全由反转能带的有效质量  $m$  决定. 计算中已设  $m = -10$  meV, 故体带隙  $\Delta \in [-10, 10]$  meV, 正好对应图 3(a) 中量子化平台的区间, 在此区间, 由螺旋边缘态贡献的  $T_{14} = T_{41} = 1$ . 对于右栏  $M \neq 0$  的情形, 时间反演对称破缺, 自旋上下能级向相反的方向平移, 能级不再简并,  $T_{14} \neq T_{41}$ . 由于自旋上的导带底和自旋下的价带顶均向狄拉克点平移  $M$ , 故体带隙整体变窄, 量子化的平台区间也相应变窄. 在能隙内部, 由于两个螺旋边缘态的手性依然保持, 故  $T_{14} = T_{41} = 1$  依然成立. 在带隙之外的价带区, 边缘态

和体态在动量空间彼此远离无混杂, 故尽管没有时间反演对称但  $T_{14} = T_{41}$  依然保持, 在价带带边附近, 边缘态远离体态, 且子带较为稀疏, 甚至可以看到子带的量子化台阶. 在导带带边附近, 边缘态和体态在动量空间彼此混杂,  $T_{14} \neq T_{41}$ , 子带的量子化台阶也被破坏. 另外需要注意的是, 在体带隙区域, 无论是  $M = 0$  的时间反演对称体系, 还是  $M \neq 0$  的时间反演对称破缺体系, 量子化台阶都有一个明显的很尖锐的谷, 这完全是由能带交叉引起的计算发散带来的计算问题, 并不是体系本身的特性.

接下来研究退相干效应对螺旋边缘态的影响.

退相干效应是实验测量中不可忽视的一个常见因素, 实验上通过各种特征长度和特征时间来估算退相干强度. 理论上是通过引入虚导线唯象模拟退相干过程, 这里的虚导线不产生净电流, 只起到破坏相位的作用. 电子一旦流经虚导线便会丢失相位, 流经虚导线的电子越多, 退相干效应就越强. 电子流入虚导线的概率取决于虚导线和散射区的耦合强度  $\Gamma_d$ , 故虚导线和体系的耦合强度直接决定了退相干的强度. 下文用耦合强度  $\Gamma_d$  来定义退相干的强度, 但  $\Gamma_d$  的绝对大小并无实际物理意义. 实验上退相干源于各种非弹性散射, 材料不同散射类型不同, 退相干的评估标准也大不相同. 即便在真实测量中, 也无法给定一个统一的定量测量标准. 为了对退相干的强度有一个直观的了解, 还需要针对固定的体系, 定义一个临界值  $\Gamma_{dc}$ . 考虑到总电流可以分为退相干部分和相干部分, 退相干强度越大, 相干部分越少, 我们定义这样一个临界值  $\Gamma_{dc}$ , 它表示当总电流有一半流经虚导线时对应的耦合强度  $\Gamma_d$ . 以  $\Gamma_{dc}$  为单位,  $\Gamma_d$  相对于  $\Gamma_{dc}$  的相对大小便可以直观地表征退相干的强度. 对于不同的材料,  $\Gamma_{dc}$  差别很大, 退相干标尺将因材料而异, 因杂质类型而异.

考虑到电子有两种属性, 轨道和自旋, 相应地, 我们也考虑两种退相干. 一种是只破坏轨道位相但是保持自旋位相的退相干, 称之为普通退相干. 通常情况, 自旋退相干长度要远大于轨道退相干长度, 所以自旋守恒的退相干效应是完全可能存在的. 另一种是自旋不守恒的退相干, 它既破坏轨道位相也破坏自旋位相, 称之为自旋退相干. 对于量子自旋霍尔体系, 边缘态起主要作用, 这也是本文研究的重点. 为了降低计算量, 只在散射区的边界 (图 1(a) 的深灰色区域) 考虑唯象的虚导线作用, 这对只关心边缘态的体系来说是完全可行的. 图 4(a) 给出了边界退相干作用下普通退相干和自旋退相干的临界强度  $\Gamma_{dc}$  随费米能的变化关系. 可以看出, 第一, 对于自旋守恒体系, 相比于允许自旋翻转的虚导线, 固定自旋的虚导线对体系电子的进出更为有利, 退相干更剧烈. 这直接导致普通退相干临界强度  $\Gamma_{dc}$  整体小于自旋退相干. 第二, 带隙之内  $\Gamma_{dc}$  远小于带隙之外. 这是因为体态运输的退相干过程发生在整个散射区, 相应地, 虚导线理应加在整个散射区, 但我们只考虑了散射边界的退相干作用, 而忽略了体态运输在体内的退相干效应, 要

想达到同样的退相干程度, 退相干的临界强度势必大大提高. 第三, 带隙之内, 沿价带空穴端到导带电子端 (费米能从 -10 到 10 meV), 临界值  $\Gamma_{dc}$  逐渐升高, 表明退相干对空穴端的影响更大.

图 4(b) 和图 4(c) 分别描述在普通退相干和自旋退相干作用下, 纵向非局域电阻  $R_{23,14}$  随费米能的变化, 不同曲线对应不同的退相干强度  $\Gamma_d$ . 图 4(b) 和图 4(c) 中  $\Gamma_d$  取值相同, 三条曲线分别对应  $\Gamma_d = 0, 0.5$  和  $1.0$  meV. 根据图 4(a), 普通退相干和自旋退相干在带隙内的临界强度分别约为  $0.38$  和  $0.66$  meV. 故图 4(b) 中三条曲线对应的相对退相干强度分别为  $\Gamma_d/\Gamma_{dc} = 0, 1.32$  和  $2.63$ , 图 4(c) 中三条曲线对应的  $\Gamma_d/\Gamma_{dc}$  分别为  $0, 0.76$  和  $1.41$ . 同样的  $\Gamma_d$ , 价带和导带区退相干相对强度比带隙区要小很多, 对价带和导带区的影响也极为有限, 对比图 4(b) 和图 4(c), 两种退相干对体态运输的影响也几乎没有差别. 下面重点关注在  $E_1 \in [-10, 10]$  meV 的带隙内的边缘态运输. 相比自旋退相干, 尽管普通退相干相对强度整体偏高, 但是由于自旋相干性得以保持, 时间反演对称仍然能够保护螺旋边缘态的拓扑稳定性, 故纵向非局域电阻的量子平台几乎不受影响. 与此相反, 自旋退相干破坏自旋相干性, 破坏时间反演对称性, 引起不同自旋的边缘态之间的背散射, 从而破坏量子自旋霍尔效应, 使得量子平台明显偏离  $0.25 h/e^2$  的标准值. 退相干强度越大, 偏离标准值越多, 量子自旋霍尔效应被破坏的程度越严重. 此外, 由于电子空穴不对称, 空穴区边缘态远远游离于体态之外, 理论上讲, 这种边缘态的局域性更好, 抵御退相干的能力也越强, 但图 4(c) 的结果却正好相反. 图 4(c) 结果显示自旋退相干对空穴区高质量的边缘态的影响反而更大. 下面将解释这种反直觉的表象背后的真正物理. 因为在计算过程中为了降低计算量只在散射区边界考虑退相干效应, 而边缘态会有一定程度的展宽, 并不局限于严格的边界区. 因此边缘态局域性越好, 被退相干的概率反而越大, 退相干的影响也就越大. 图 4(c) 的结果正好从另一个侧面说明空穴区的边缘态更加稳定.

接下来, 考虑外磁场和磁交换作用对自旋边缘态的影响. 为了更直观地理解外磁场和磁交换作用对体系运输性质的影响, 首先研究体系能带随磁场的演化过程. 图 5 给出了磁场从弱到强作用下无穷长条带在零磁交换场 (上栏) 和非零磁交换场 (下

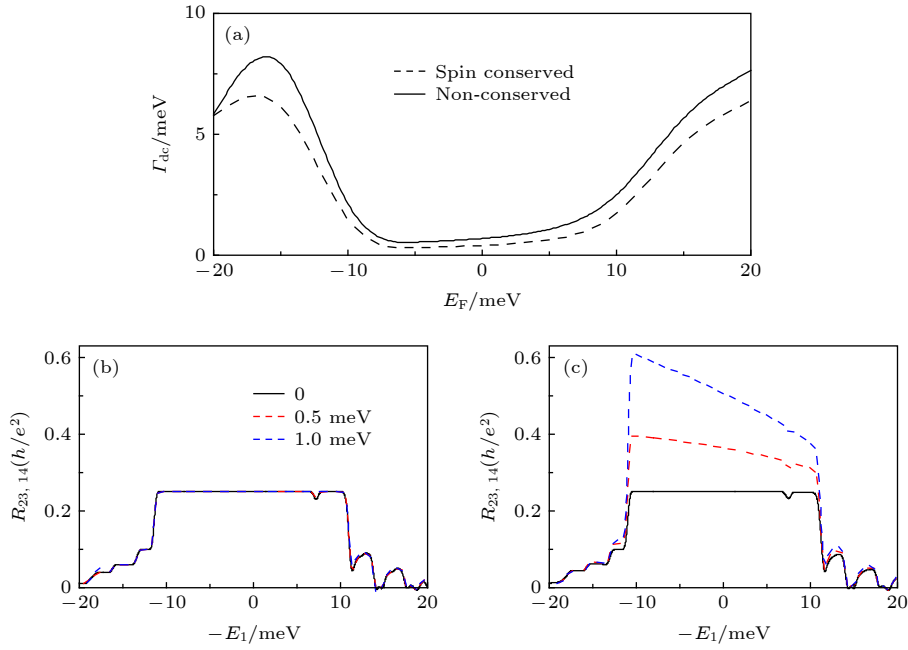


图 4 (a) 不同退相干条件下  $\Gamma_{dc}$  随费米能的变化; (b) 和 (c): 在普通退相干 (图 (b)) 和自旋退相干 (图 (c)) 作用下, 纵向非局域电阻  $R_{23,14}$  随入射端能量  $E_1$  的变化, 不同曲线对应不同的退相干强度. 图 (b) 和图 (c) 共享图例

Fig. 4. Panel (a)  $\Gamma_{dc}$  vs energy  $E_1$ . Panel (b) and (c): longitudinal non-local resistance  $R_{23,14}$  vs energy  $E_1$  with different  $\Gamma_d$  for normal dephasing [panel (b)] and spin dephasing [panel (c)].

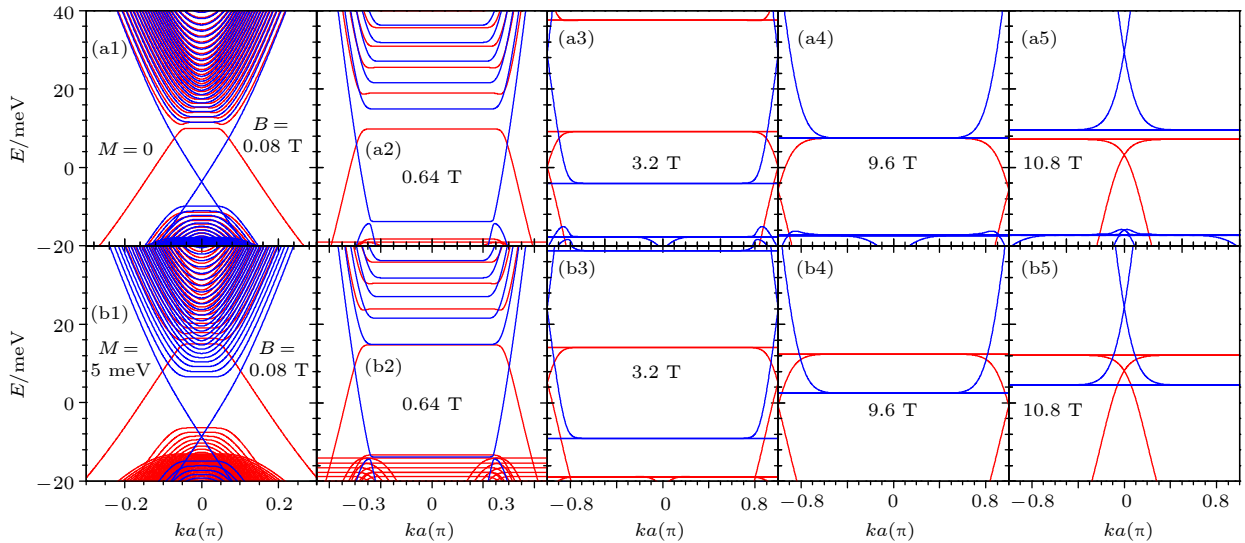


图 5 磁场从弱到强作用下无穷长条带在零磁交换场 (上栏) 和非零磁交换场 (下栏) 条件下的能带演化

Fig. 5. Band structures of infinite ribbon with various magnetic field  $B$  for exchange field  $M = 0$  (top panels) and  $5 \text{ meV}$  (bottom panels). Red lines denotes the chiral edge states. The red lines and blue lines are correspond to the states of spin up and spin down.

栏) 条件下的能带演化. 可以看出, 由于外磁场破坏时间反演对称性, 不管磁交换场是否为零, 自旋向上和自旋向下的电子能级都不再简并. 众所周知, 强磁场引起能级高度简并, 简并能级就是我们熟知的朗道能级, 相邻朗道能级之间的体带隙中存在拓扑边缘态. 这种边缘态手性固定, 手性正负完全取决于外磁场的方向和载流子的电属性, 和

载流子的自旋无关. 而本文所考虑的量子自旋霍尔效应, 如果确定自旋朝向, 也存在体带隙和手性确定的拓扑边缘态. 和量子霍尔效应不同的是, 量子自旋霍尔效应的边缘态的手性取决于载流子的自旋属性, 和载流子的电属性无关. 综合考虑电属性和自旋属性, 可以得到四种载流子,  $e \uparrow$ ,  $h \uparrow$ ,  $e \downarrow$ ,  $h \downarrow$ , 分别定义为自旋向上的电子和空穴以及自旋



向下的电子和空穴. 零磁场下, 量子自旋霍尔体系拓扑性源于能带结构, 用“E”标记, 4 种载流子陈数分别表示为  $C_{e\uparrow,E} = C_{h\uparrow,E} = 1$ ,  $C_{e\downarrow,E} = C_{h\downarrow,E} = -1$ . 强磁场下, 量子霍尔效应拓扑性源于磁场, 用“B”标记, 4 种载流子陈数分别表示为  $C_{h\uparrow,B} = C_{h\downarrow,B} = 1$ ,  $C_{e\uparrow,B} = C_{e\downarrow,B} = -1$ . 可以发现,  $C_{h\uparrow,E} = C_{h\uparrow,B} = 1$ ,  $C_{e\downarrow,E} = C_{e\downarrow,B} = -1$ . 这意味着, 在强磁场作用下, 体系从螺旋边缘态逐渐转变到手性边缘态的过程中, 自旋向上的空穴和自旋向下的电子始终保持同一种手性. 因此, 这两种载流子的带边直接决定了体系的带隙大小.

首先考虑磁交换场为零的情况. 如图 5(a) 所示, 随着外磁场逐渐增大, 自旋向上和自旋向下的载流子分别形成高度简并的朗道能级, 但是最接近狄拉克点的两个朗道能级始终由自旋向下的电子和自旋向上的空穴贡献, 由此形成的带隙区别于其他所有带隙, 定义为第零带隙. 第零带隙中的边缘态自旋相反, 手性也相反, 属于量子自旋霍尔效应区. 磁场不断增大, 第零带隙及相应的量子自旋霍尔效应区逐渐减小, 直到最后消失. 磁场继续增大, 体系拓扑陈数发生突变, 带隙重新打开, 形成绝缘带隙 (图 5(a5)), 带隙内无边缘态, 总电导为零. 图 6 顶栏给出带隙减小、闭合、再打开的简单示意图. 值得注意的是, 由于自旋向下的边缘态在动量空间远离体态, 因此, 即便在强磁场作用下, 与此边缘态相联系的体态带边在带隙减小、闭合、再打开的整个过程中基本保持不变 (图 5(a1)—图 5(a5)).

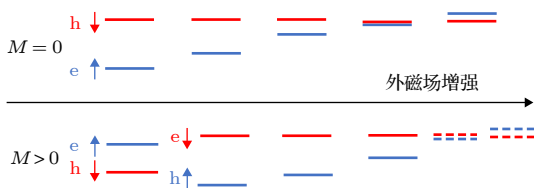


图 6 零磁交换场和非零磁交换场能带随外磁场的演化趋势示意图

Fig. 6. Schematic diagram of the developing tendency of band structure in the presence of magnetic field for the zero exchange field (top panels) and nonzero exchange field (bottom panels).

在此基础上, 接着考虑磁交换作用的影响 (图 5(b) 栏). 不考虑 Rashba 自旋轨道耦合, 自旋向上和自旋向下的载流子无耦合, 磁交换的作用仅限于让不同自旋的能带向相反的方向平移. 如图 5(b1) 所

示, 在磁场较小的情况下, 朗道能级简并度和带隙都比较低, 可看作准连续能带. 零交换场下, 第零带隙的带边由自旋向下的电子 (红色导带) 和自旋向上的空穴 (蓝色价带) 贡献, 在磁交换场作用下, 这两个带边均向远离狄拉克点的方向平移. 与此相反, 零交换场下埋在体能带内的由自旋向下的空穴 (红色价带) 和自旋向上的电子 (蓝色导带) 的带边在磁交换场作用下向带隙内平移, 形成新的拓扑带边, 直接导致拓扑带隙变窄 (和零交换场图 5(a1) 比较). 随着磁场不断增大, 价带和导带的体态高度简并, 朗道带隙增大, 如图 5(b2) 所示, 一旦第一朗道带隙超过磁交换场 ( $\Delta_{\pm 1} \geq M$ ), 拓扑带隙将重新由自旋向下的电子和自旋向上的空穴构成的反带带边界定. 这两个带边在磁交换作用下, 均向远离带隙的方向平移, 导致拓扑带隙变大, 通过比较图 5(a3) 和图 5(b3) 可以清楚地看到这一点. 也正因为如此, 在非零交换场作用下, 带隙闭合需要更大的外磁场. 图 6 底栏给出非零交换场作用下, 带隙随磁场的演化情况, 虚线表示图 5 尚未画出的更强的磁场作用的情况. 同样, 由于自旋向下的边缘态在动量空间远离体态, 与此边缘态相联系的体态带边在带隙闭合再打开的整个过程中基本保持不变 (图 5(b1)—图 5(b5)).

图 7 和图 8 分别给出了普通退相干和自旋退相干作用下, 纵向非局域电阻  $R_{23,14}$  随入射端能量  $E_1$  的变化. 其中, 左右两栏分别表示零交换场和非零交换场的曲线, (a) 栏和 (b) 栏分别对应磁场  $B = 0.64\text{T}$  和  $B = 3.2\text{T}$  的情况, (a) 栏中的灰色区域标记零磁场下的拓扑带隙宽度. 对比灰色区域及 (a), (b) 两栏可以看出, 零交换场条件下, 第零拓扑带隙随磁场增加不断减小, 直至完全关闭; 而非零交换场情况下, 第零带隙先增大再减小直至完全关闭, 这和图 5 和图 6 的能带分析是一致的. 事实上, 通过比较图 7 和图 8 的左右两栏可以发现, 交换场只能调节各个区间的相对分布, 对边缘态的性质并无实质影响. 而磁场则会引起边缘态的转变, 比如, 从螺旋边缘态转变成手性边缘态, 非局域电阻阻值的变化可以清楚地反应这种转变. 如前所述, 在强磁场作用下, 第零带隙关闭之前, 带隙内只有螺旋边缘态, 对应非局域纵向电阻  $R_{23,14} = 0.25 h/e^2$ . 导带的第一带隙内只有手性边缘态, 相应的非局域纵向电阻  $R_{23,14} = 0$ . 价带的朗道能级还未形成,



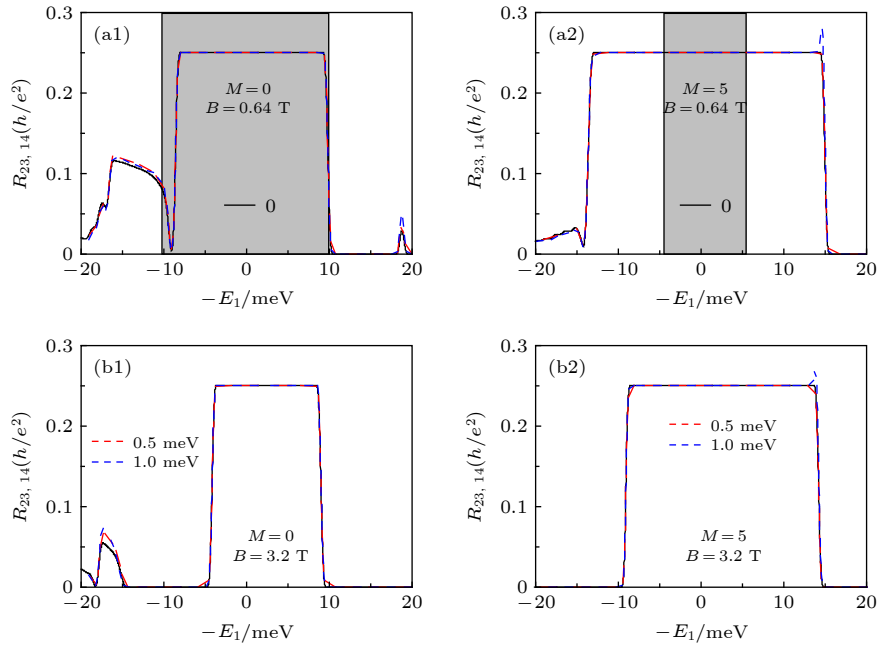


图 7 普通退相干和磁场作用下, 纵向非局域电阻  $R_{23,14}$  随入射端能量  $E_1$  的变化. 左栏: 零磁交换场; 右栏: 非零磁交换场. 上下两栏共享图例

Fig. 7.  $R_{23,14}$  vs energy  $E_1$  for different normal dephasing strength  $\Gamma_d$  with (right panels) or without (left panels) exchange field. The gray region signs the energy gap in zero magnetic field.

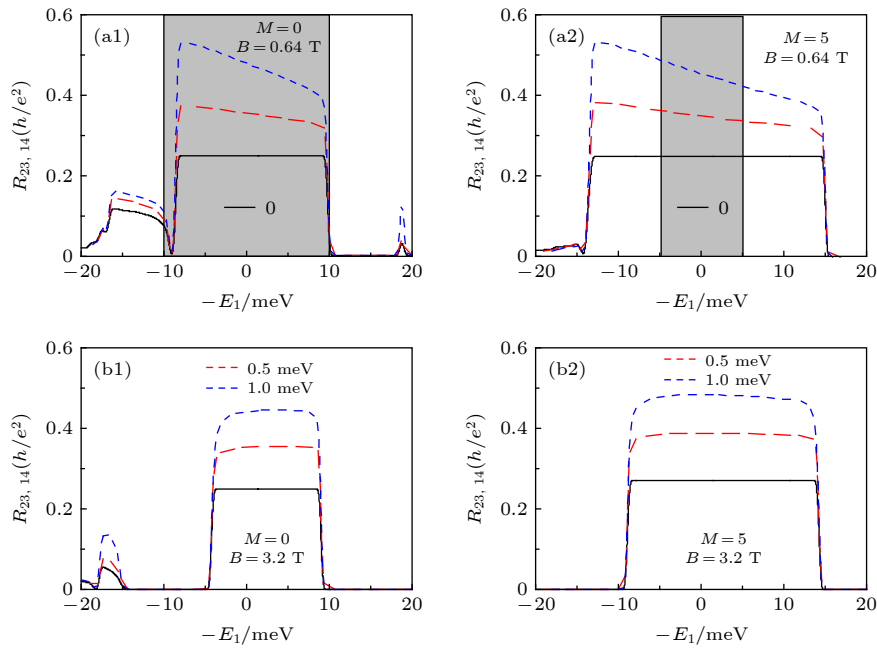


图 8 自旋退相干作用下的纵向非局域电阻, 其余参数设置同图 7

Fig. 8.  $R_{23,14}$  vs energy  $E_1$ , the dephasing precesses are spin non-conserved. The other parameters are the same as Fig. 7.

非局域电阻  $R_{23,14}$  不固定, 既非零也非量子化阻值.

下面分析退相干对磁场和磁交换作用下的拓扑态的影响. 首先通过比较图 7 和图 8 观察两种退相干的差别. 考虑三种情况三个区间: 第一, 量子自旋霍尔区间; 第二, 量子霍尔区间; 第三, 非拓扑

区间. 可以看出, 对于量子霍尔区间 (价带和导带的朗道能级带隙区), 在两种不同退相干作用下, 纵向非局域电阻  $R_{23,14}$  始终为零, 几乎不受退相干作用的影响. 对于量子自旋霍尔区间和非拓扑区间, 两种退相干作用则完全不同, 相同退相干强度下,

普通退相干作用对量子霍尔区间和非拓扑区间的非局域电阻几乎没有影响, 而自旋退相干却对这两个区间的非局域电阻造成极大影响.

重点分析量子自旋霍尔区间和非拓扑区间. 在量子自旋霍尔区间, 自旋退相干破坏螺旋边缘态, 导致量化的非局域电阻平台大大偏离正常值. 如图 8(a1) 和 8(a2) 所示, 弱磁场下电子空穴极度不对称, 自旋退相干对空穴区影响更大 (理由同图 4(c)). 一旦磁场增强形成朗道简并能级, 退相干对电子区和空穴区的影响基本无差别 (图 8(b1) 和 8(b2)). 这个结论对零交换场和非零交换场均适用. 在非拓扑区间, 非局域电阻阻值无法量子化, 具体阻值和能带结构中体态的群速度有关, 不固定. 通过比较图 7 和图 8 可以看出, 弱磁场破坏时间反演对称性, 导致自旋相反的带间散射越来越普遍, 因此自旋退相干对体系输运性质的影响更大. 当磁场足够强, 价带和导带形成轨道高度简并但是自旋非简并的朗道能级. 此时, 除了第零带隙的量子自旋霍尔区, 其他区域非局域电阻都变为零, 如图 7(b2) 和图 8(b2) 所示, 所有的退相干作用对这些区域的输运性质几乎无影响.

## 4 结 论

本文主要采用“工”字型四端口模型, 研究外磁场和铁磁交换场作用下, 螺旋边缘态的退相干效应. 研究发现, 如果退相干不破坏自旋相干性, 螺旋边缘态基本不受影响,  $0.25 h/e^2$  的量子平台始终保持. 但是一旦涉及自旋退相干过程, 非局域电阻将迅速偏离量子平台值, 即便是微弱的退相干也将破坏螺旋边缘态, 且由于电子空穴不对称, 接近价带带边的边缘态总体更加稳定. 这表明, 自旋退相干极易破坏螺旋边缘态的拓扑稳定性. 进一步考虑弱磁场和交换场发现, 它们仅能改变量子平台宽度, 平台的高度及平整度并不受影响. 说明弱磁场和磁交换场仅改变带隙宽度, 并不影响螺旋边缘态的稳定性. 在较强磁场作用下, 靠近导带带边和价带带边的体态相继进入量子霍尔区. 随着磁场不断增强, 容纳螺旋边缘态的体带隙逐渐关闭, 朗道能级逐渐占据主导地位, 所有朗道带隙内的纵向电阻全部趋于零. 文中给出了系统能带在铁磁和外磁场作用下能带带隙再次打开进入量子霍尔区的演化过程, 可以直观观测边缘态随磁场的变化趋势.

## 参考文献

- [1] Kane C L, Mele E J 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 226801
- [2] Zhang F, Zhou J, Xiao D, Yao Y 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 266804
- [3] Schindler F, Cook A M, Vergniory M G, Wang Z, Parkin S S, Bernevig B A, Neupert T 2018 *Sci. Adv.* **4** eaat0346
- [4] Hasan M Z, Kane C L 2010 *Rev. Mod. Phys.* **82** 3045
- [5] Alexandradinata A, Wang Z, Bernevig B A 2016 *Phys. Rev. X* **6** 021008
- [6] König M, Wiedmann S, Brüne C, Roth A, Buhmann H, Molenkamp L W, Qi X L, Zhang S C 2007 *Science* **318** 766
- [7] Bernevig B A, Hughes T L, Zhang S C 2006 *Science* **314** 1757
- [8] Yang W, Chang K, Zhang S C 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 056602
- [9] Liu C C, Feng W, Yao Y 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 076802
- [10] Xu Y, Yan B, Zhang H J, Wang J, Xu G, Tang P, Duan W, Zhang S C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 136804
- [11] Hsieh D, Qian D, Wray L, Xia Y, Hor Y S, Cava R J, Hasan M Z 2008 *Nature* **452** 970
- [12] Chen Y L, Analytis J G, Chu J H, Liu Z K, Mo S K, Qi X L, Zhang H J, Lu D H, Dai X, Fang Z, Zhang S C, Fisher I R, Hussain Z, Shen Z X 2009 *Science* **325** 178
- [13] Zhang L, Zhuang J, Xing Y, Li J, Wang J, Guo H 2014 *Phys. Rev. B* **89** 245107
- [14] Xing Y, Xu F, Cheung K T, Sun Q F, Wang J, Yao Y 2018 *New J. Phys.* **20** 043011
- [15] Xing Y, Xu F, Sun Q F, Wang J, Yao Y G 2018 *J. Phys. Condens. Mat.* **30** 435303
- [16] Wada M, Murakami S, Freimuth F, Bihlmayer G 2011 *Phys. Rev. B* **83** 121310
- [17] Chang K, Lou W K 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 206802
- [18] Liu C X, Qi X L, Dai X, Fang Z, Zhang S C 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 146802
- [19] Xing Y, Sun Q F 2014 *Phys. Rev. B* **89** 085309
- [20] Hinz J, Buhmann H, Schäfer M, Hock V, Becker C, Molenkamp L 2006 *Semicond. Sci. Tech.* **21** 501
- [21] Piatrusha S, Khrapai V, Kvon Z, Mikhailov N, Dvoretzky S, Tikhonov E 2017 *Phys. Rev. B* **96** 245417
- [22] Xue F, MacDonald A H 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 186802
- [23] Dolcetto G, Sasseti M, Schmidt T L 2015 *arXiv preprint*: 1511.06141
- [24] Sticlet D, Cayssol J 2014 *Phys. Rev. B* **90** 201303
- [25] Väyrynen J I, Pikulin D I, Alicea J 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 106601
- [26] Zhou B, Lu H Z, Chu R L, Shen S Q, Niu Q 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 246807
- [27] Dai X, Hughes T L, Qi X L, Fang Z, Zhang S C 2008 *Phys. Rev. B* **77** 125319
- [28] Ohyama Y, Tsuchiura H, Sakuma A 2011 *Journal of Physics: Conference Series* **266** 012103
- [29] Xing Y, Yang Z L, Sun Q F, Wang J 2014 *Phys. Rev. B* **90** 075435
- [30] Zhang L B, Cheng F, Zhai F, Chang K 2011 *Phys. Rev. B* **83** 081402
- [31] Xing Y, Zhang L, Wang J 2011 *Phys. Rev. B* **84** 035110
- [32] Ren Y, Zeng J, Wang K, Xu F, Qiao Z 2017 *Phys. Rev. B* **96** 155445
- [33] Wang K T, Xu F, Xing Y, Zhao H K 2018 *Front. Phys.* **13** 1
- [34] Abanin D A, Morozov S V, Ponomarenko L A, Gorbachev R V, Mayorov A S, Katsnelson M L, Watanabe K, Taniguchi T, Novoselov K S, Levitov L S, Geim A K 2011 *Science* **332** 328
- [35] Wang Z, Liu H, Jiang H, Xie X C 2016 *Phys. Rev. B* **94**

- 035409
- [36] Renard J, Studer M, Folk J A 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 116601
- [37] Shimazaki Y, Yamamoto M, Borzenets I V, Watanabe K, Taniguchi T, Tarucha S 2015 *Nat. Phys.* **11** 1032
- [38] Sui M, Chen G, Ma L, Shan W Y, Tian D, Watanabe K, Taniguchi T, Jin X, Yao W, Xiao D, Zhang Y 2015 *Nat. Phys.* **11** 1027
- [39] Wang J, Lian B, Zhang H, Zhang S C 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 086803
- [40] Brüne C, Roth A, Buhmann H, Hankiewicz E M, Molenkamp L W, Maciejko J, Qi X L, Zhang S C 2012 *Nat. Phys.* **8** 485
- [41] Krstopenko S, Tepe F 2018 *Phys. Rev. B* **97** 165408
- [42] Liu C X, Qi X L, Dai X, Fang Z, Zhang S C 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 146802
- [43] Ahn J, Yang B J 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 156401
- [44] Sun Q F, Xie X C 2010 *Phys. Rev. Lett.* **104** 066805
- [45] Xing Y, Sun Q F, Wang J 2008 *Phys. Rev. B* **77** 115346
- [46] Jiang H, Cheng S, Sun Q F, Xie X C 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 036803
- [47] Qi J, Liu H, Jiang H, Xie X C 2019 *Front. Phys.* **14** 43403
- [48] Golizadeh-Mojarad R, Datta S 2007 *Phys. Rev. B* **75** 081301
- [49] Zhang L, Yu Z, Xu F, Wang J 2018 *Carbon* **126** 183
- [50] Datta S 1995 *Electronic Transport in Mesoscopic Systems* (1st ed.) (New York: Cambridge university press) pp79–93
- [51] Jiang H, Wang L, Sun Q F, Xie X C 2009 *Phys. Rev. B* **80** 165316
- [52] Sun Q F, Li Y X, Long W, Wang J 2011 *Phys. Rev. B* **83** 115315

## Dephasing effect of quantum spin topological states in HgTe/CdTe quantum well\*

Yan Jie    Wei Miao-Miao    Xing Yan-Xia<sup>†</sup>

(Key Laboratory of Advanced Optoelectronic Quantum Architecture and Measurement, Micronano Centre, Beijing Key Laboratory of Nanophotonics and Ultrafine Optoelectronic Systems, School of Physics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

( Received 13 July 2019; revised manuscript received 5 September 2019 )

### Abstract

HgTe/CdTe quantum well is a typical two dimensional topological material which supports the helical edge states and quantum spin Hall effect that is imposing in applying of spin electronic devices. The special plateau valued with  $0.25 h/e^2$  of nonlocal resistance in H-shaped four terminal devices can be used as the fingerprint of quantum spin Hall effect. Based on the HgTe/CdTe quantum well, with the aid of nonequilibrium Green's function theory and multi-terminal Landauer-Büttiker formula, we calculate the nonlocal resistance and study the dephasing effect of spin topological states in the presence of exchange field and external magnetic field. It is found the dephasing processes play a role completely different from exchange field and external magnetic field. The latter destroy time reversal symmetry and change the width and relative position of topological gap, but do not influent the topological stability of helical edge states. In the contrary, dephasing processes don't change the width and relative position, however, they broke the topological stability. We consider two kinds of dephasing: normal dephasing and spin dephasing. In the first kind, the carriers lose only the phase memory while maintaining the spin memory. In the second kind, the carriers lose both phase and spin memories. Because of the spin locking properties, normal dephasing almost have no influence on the helical edge states. While the spin dephasing will induce spin flip backscattering and finally destroy helical edge states seriously.

**Keywords:** quantum transport, quantum spin Hall, nonlocal resistance, dephasing

**PACS:** 73.23.-b, 73.20.-r, 85.75.-d

**DOI:** 10.7498/aps.68.20191072

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11674024).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: xingyanxia@bit.edu.cn