Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 11, с. 831 – 842 

# Спиновые эффекты в краевом транспорте для двумерных топологических изоляторов

*А. А. Кононов, Э. В. Девятов*[1)]

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки*
*Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Россия*

Поступила в редакцию 11 октября 2016 г.

В настоящее время значительный научный интерес представляют исследования топологических изоляторов – двумерных и трехмерных систем, характеризующихся щелью в объемном спектре и топологически защищенными бесщелевыми краевыми состояниями. В данном обзоре рассмотрены эксперименты, подтверждающие наличие краевых состояний для двумерных систем с инверсией зон, и возникающие при этом проблемы с определением природы таких состояний. Особенное внимание уделено спин-чувствительным экспериментам, поскольку специфической особенностью топологического краевого состояния является его нетривиальная спиновая структура.

DOI: 10.7868/S0370274X16230132

**Введение. Топологические изоляторы.** В настоящее время значительный научный интерес представляют исследования краевого (поверхностного) транспорта заряда и спина в нулевом магнитном поле для систем различной размерности. Основанием для всплеска интереса к данной тематике является теоретическое предположение о возможности реализации топологической защищенности такого транспорта, что предполагает его независимость от конкретных граничных условий и наличия любых типов беспорядка на границе. Такое предположение позволило ввести новый класс состояния твердого тела – топологический изолятор, характеризующийся щелью в объемном спектре и топологически защищенными бесщелевыми краевыми состояниями. Таким образом, топологический изолятор занимает промежуточное положение между проводником (имеющим значительную объемную проводимость) и диэлектриком, где транспорт заряда подавлен в силу наличия энергетической щели на уровне Ферми.

Ближайшим аналогом топологического изолятора является режим квантового эффекта Холла, где хиральные (направленные) краевые состояния возникают в квантующем магнитном поле, опять-таки при отсутствии объемной проводимости [1]. В отличии от квантового эффекта Холла, краевые состояния в режиме топологического изолятора возникают в отсутствии магнитного поля и обладают симметрией по обращению времени. Образно выражаясь, каждое краевое состояние в топологическом изоляторе представляет как бы пару состояний квантового эффекта Холла, распространяющихся вдоль одного и того же края образца в противоположных направлениях (рис. 1), т.е. оно является ненаправленным геликоидальным краевым состоянием.

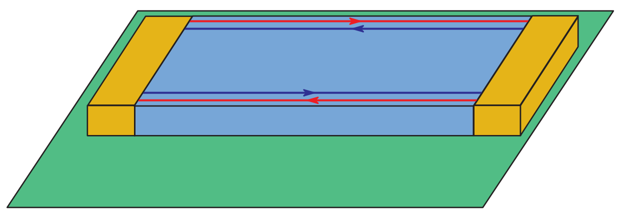

Рис. 1. (Цветной онлайн) Принципиальная схема образца для эксперимента [2]. При помощи близко расположенных (1–10 мкм) омических контактов (желтый) исследуется транспорт по геликоидальным краевым состояниям (схематически обозначены встречно-направленными стрелками) вдоль края мезы (голубой)

В обоих режимах при транспорте по краевым состояниям подавлено рассеяние назад, что иначе называют топологической защитой. В случае квантового эффекта Холла, запрет рассеяния назад связан с наличием единственного разрешенного направления движения заряда вдоль края образца, которое задано магнитным полем [1]. В рассматриваемом случае топологического изолятора на краю образца, вообще говоря, возможны оба направления движения (см. рис. 1). Однако направление движения носителя заряда вдоль края жестко связано со спиновой поляризацией этого носителя, т.е. рассеяние назад должно в обязательном порядке сопровождаться измене-

1) e-mail: dev@issp.ac.ru

нием спина. При отсутствии подходящего механизма для такого процесса (магнитные примеси или более сложные процессы, обсуждаемые далее) рассеяние назад невозможно.

Качественно понять причины возникновения режима топологического изолятора можно, основываясь на работе [3], выполненной для трехмерного случая задолго до возникновения широкого интереса к этому явлению. Прежде всего, речь идет о системах с инверсией объемного спектра, возникающей в силу сильного спин-орбитального взаимодействия. В таких системах дырочная зона лежит выше (по энергии), чем электронная, в точности наоборот к привычной картине прямого энергетического спектра в твердом теле. Следует отметить, что такой инверсный спектр не является только мысленной абстракцией, например, он реализуется для классических трехмерных полуметаллов висмута и сурьмы, но зоны при этом разнесены в к-пространстве. Авторы работы [3] рассмотрели край образца из такого материала как плавный переход к материалу с прямозонным (обычным, неинвертированным) спектром (рис. 2). При прохождении такого перехода зоны, очевидно, меняются местами, т.е. сначала инверсная щель уменьшается до нуля, потом начинает нарастать прямая щель в спектре. Закон, по которому меняется щель, зависит от конкретных материалов и устройства границы, а вот само наличие точки пересечения зон вблизи границы между материалами определяется достаточно общими соображениями: необходимостью сменить спектр с инверсного на прямой. Вблизи точки пересечения возникает интерфейсное бесщелевое состояние, характеризующееся двумя спин-расщепленными противопроложнонаправленными модами. Частным случаем рассмотренной в работе [3] задачи является контакт инверсного материала с вакуумом, т.е. физическая граница образца, объемный спектр которого характеризуется инверсией зон.

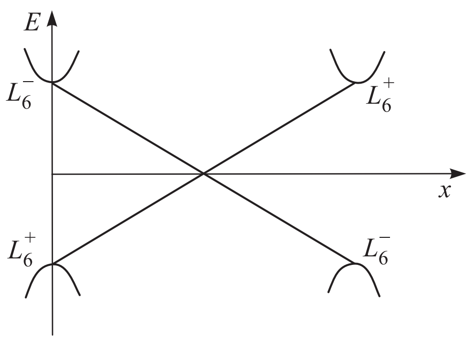


Рис. 2. Плавный гетеропереход от материала с объемным инверсным спектром к материалу с прямозонным (обычным, неинвертированным) спектром, рассмотренный в работе [3]. При прохождении такого перехода зоны, очевидно, меняются местами. Закон, по которому меняется щель, может зависеть от устройства границы, а само наличие точки пересечения зон вблизи границы между материалами определяется лишь необходимостью сменить спектр с инверсного на прямой, т.е. топологическими соображениями. Например, в случае сложного потенциала границы возможно неоднократное, но обязательно нечетное, количество точек пересечения, что соответствует топологически нетривиальному режиму [4]

Впоследствии работа [3] была основательно забыта из-за отсутствия экспериментальной реализации. Доступные на тот момент трехмерные системы с инверсным спектром, например кадмий–ртуть–теллур, отличались высокой нестабильностью. Только в последние 5–10 лет, с развитием эпитаксиальных методов роста таких структур, появилась возможность экспериментально исследовать транспорт в системах различной размерности, характеризующихся инверсией зон в объемном спектре.

Собственно введение понятия топологического изолятора в середине 2000-х годов связано с предложенной классификацией изоляторов в соответствии с $Z_2$ инвариантом для двумерных систем [4]. Сама идея использования топологических инвариантов для описания транспорта заряда и спина в низкоразмерных системах берет начало с 60-х годов XX в., со старой модели Таулесса [5]: двумерная система сворачивается в трубку, при этом граничные условия (изменение фазы волновой функции при обходе такой трубки) могут быть заданы как результат влияния фиктивного (в общем случае) магнитного потока, направленого по оси получившегося цилиндра. В частности, при изучении вопросов локализации и перехода в диэлектрическое состояние, фиктивный магнитный поток связан с реальным электрическим полем в двумерной системе, что позволяет ввести число Таулесса как отношение сдвига уровней энергии при изменении потока к среднему расстоянию между уровнями [5]. Отождествив (в рамках некоторых предположений) число Таулесса с безразмерным кондактансом системы, оказалось возможным построить скейлинговую теорию [6].

При изучении режима целочисленного квантового эффекта Холла, использование этой модели широко известно как мысленный опыт Лафлина [7]. Магнитный поток в данном случае задан внешним магнитным полем. При этом исследуется перенос заряда при изменении потока, и показывается квантование заряда при целом числе заполнения уровней

Ландау. Для описания транспорта в режиме целочисленного квантового эффекта Холла были введены токонесущие краевые состояния [8], как пересечения заполненных уровней Ландау с уровнем Ферми у краев образца. Также оказалось, что достаточно сложно определенный Таулессом [9] топологический инвариант для этой задачи имеет простой физический смысл – он определяет четность количества точек пересечения уровня Ферми проводящим состоянием на краю образца. Действительно, для обычного изолятора в нулевом магнитном поле возможно, что при определенном устройстве границы заполненные состояния из валентной зоны выйдут на уровень Ферми в приграничной области. Однако всегда (в силу самого наличия границы с вакуумом) будет и вторая точка пересечения, характеризующаяся обратным знаком скорости носителей заряда вдоль границы. Соответственно, при нулевом или четном количестве точек пересечения (топологически тривиальный случай в терминах [9]) разрешено рассеяние назад, что соответствует режиму диссипативного транспорта. Другая ситуация реализуется в случае квантового эффекта Холла. Каждый заполненный уровень Ландау обязательно, в конечном итоге, окажется выше уровня Ферми на краю образца, т.е. точек пересечения будет как минимум одна, либо, при сложном устройстве границы, нечетное количество. Это приводит к появлению выделенного направления транспорта на границе образца, и, соответственно, к бездиссипативному транспорту в режиме квантового эффекта Холла [10].

Следующим этапом было распространение этой картины на двумерные системы в нулевом магнитном поле. В [11] рассмотрен частный случай, когда проводящая система составлена из двух, противоположно поляризованных по спину, подсистем. При этом для каждой из подсистем можно ввести спиновую поляризацию носителей как результат фиктивного магнитного поля (полное поле для полной системы будет равно нулю) и применить всю идеологию, развитую для режима квантового эффекта Холла [7–10]. Естественно, что в аналоге мысленного опыта Лафлина в такой системе суммарный вынос заряда при изменении теперь уже фиктивного магнитного потока будет отсутствовать, зато появится вынос (и квантование) спина. Такой режим получил название режима целочисленного спинового эффекта Холла [11]. Соответствующий топологический инвариант опять-таки определяет четность количества точек пересечения уровня Ферми, а отдельное краевое состояние представляет два противоположно направленных состояния квантового эффекта Холла, возникающих от каждой из подсистем. Рассеяния назад и диссипации на краю не возникает в силу различной спиновой поляризации этих состояний, как было описано выше.

Именно эта простая физическая картина [11] обычно используется при качественном изучении режима топологического изолятора. Однако очевидно, что разбиение проводящей системы на две противоположно поляризованные по спину подсистемы не всегда возможно. В 2005 г. было предложено обобщение указанной модели, в частности, для случая спин-орбитального взаимодействия (фиктивный поток при этом возникает в силу связи между импульсом и спином в таких системах) введено понятие $Z_2$-инварианта и предложен метод его расчета [4]. Физический смысл инварианта при этом остался прежним – он определяет четность количества точек пересечения уровня Ферми проводящим состоянием на краю образца (см. рис. 2). Впоследствии понятие $Z_2$-инварианта было распространено (с неизбежными математическими усложнениями) на трехмерные системы [12].

Основной проблемой такого рода топологической классификации, несмотря на теоретическую красоту, является ее в некотором смысле ретроспективность. В реальных системах всегда есть межэлектронное взаимодействие, и достаточно сильное. Считается, что описанная идеология может быть распространена на случай наличия взаимодействия, однако при этом теряется физическая прозрачность и остается априори неясной область применимости сделанных предположений. Очевидным примером является само наличие дробного квантового эффекта Холла в двумерных системах в сильном магнитном поле, как минимум неочевидное из исходной формулировки мысленного опыта Лафлина [7]. Соответственно, для топологических изоляторов поиск подходящих материалов ведется экспериментально среди систем с сильным спин-орбитальным взаимодействием и инверсией объемного спектра.

С экспериментальной точки зрения, наличие краевых состояний (возможно топологических) было продемонстрировано для трехмерных материалов BiSe и BiTe в транспортных измерениях [13] и при при помощи ARPES (фотоэмиссии с угловым разрешением) [14, 15]. К сожалению, работа с системами типа BiSe или BiTe осложняется значительной остаточной объемной проводимостью таких материалов, поэтому изоляторами их можно назвать лишь очень условно. Основная же проблема экспериментальных исследований предполагаемых топологических изоляторов состоит в выделении вклада топологического транспорта по геликоидальным краевым состояниям от тривиальных поверхностных эффектов, связанных, например, с загибом зон у поверхности образца [16–18].

**Двумерные топологические изоляторы.** Оказалось, что в наиболее чистом виде режим топологического изолятора может быть реализован в двумерных системах на основе квантовых ям HgTe. Любая двумерная система позволяет в широких пределах управлять концентрацией носителей в образце с помощью внешних электрических полей [1], тогда как в трехмерном случае концентрация носителей жестко связана с исходным допированием образца. Было предсказано [19], что в гетероструктурах с HgTe квантовой ямой, зажатой между CdTe барьерами, происходит квантовый фазовый переход с шириной ямы. Если ширина ямы HgTe меньше критической $d_c = 6.3$ нм, двумерная система находится в состоянии обычного зонного изолятора, но при толщине выше критической происходит инверсия зонной структуры в HgTe. На границе с вакуумом (край образца), сответственно, можно ожидать наличие геликоидального топологического краевого состояния [3].

Другим потенциальным кандидатом на роль топологического изолятора является двойная квантовая яма InAs/GaSb. При правильно подобранных толщинах ям (12 нм и 10 нм соответственно) дырочный уровень в GaSb лежит выше электронного в InAs, эти уровни гибридизуются и должен возникнуть инверсный щелевой спектр в объеме двумерной системы. Более тонкий (10 нм) или более толстый (14 нм) слой InAs приводит к формированию прямозонного щелевого полупроводника или непрямого двумерного полуметалла соответственно [20]. Данная система превосходит структуры кадмий–ртуть–теллур в силу технологических причин: для роста и последующего процессинга образцов используется хорошо отработанная для полупроводников типа A3B5 технология, сами системы такого типа отличаются высокой чистотой, совершенством и устойчивостью к параметрам среды.

Ниже будут упомянуты лишь те работы, которые авторам представляются ключевыми. При этом сосредоточимся на результатах для HgTe, поскольку исторически получилось так, что основной объем экспериментальных работ был выполнен на квантовых ямах HgTe, а работы на InAs/GaSb в основном пока лишь воспроизводят соответствующие результаты. В настоящее время имеется только два источника качественных образцов с квантовыми ямами HgTe – группы в Вюрцбурге (Германия) и Новосибирске (Россия). Структуры из этих источников отличаются особенностями роста (в частности, используется разная подложка – подробности в статьях, цитируемых ниже), но дают хорошо согласующиеся между собой экспериментальные результаты, что позволяет сделать утверждение о близком качестве структур и независимости полученных физических результатов от конкретных технологических процессов.

**Наблюдение транспорта по краевым состояниям.** Пионерской следует считать работу [2], в которой изучался транспорт в HgTe квантовых ямах. Были использованы образцы на основе нескольких HgTe/$Hg_{0.3}Cd_{0.7}$Te квантовых ям разной ширины – больше и меньше критической ($d_c = 6.3$ нм). Для измерений использовались контакты, расположенные на разных расстояниях друг от друга (см. рис. 1). Было показано, что для образцов с характерным расстоянием между контактами порядка нескольких микрон, если $d > d_c$, при размещении с помощью затворного напряжения уровня Ферми в щель объемного спектра, проводимость образцов соответствует предсказанному для краевого транспорта квантованному значению $2e^2/h$. При этом проводимость не зависела от ширины образца, что согласуется с гипотезой о краевом транспорте. На образцах с большим расстоянием между контактами проводимость была меньше ожидаемой, но оставалась конечной. Если ширина ямы была меньше критической ($d < 6.3$ нм), то при установлении затвором образца в изолирующее состояние проводимость при низкой температуре была исчезающе малой. Также в [2] было продемонстрировано, что магнитное поле разрушает краевой транспорт.

В работе [21] для демонстрации именно краевого характера транспорта использовали образцы на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgTe толщинами 7.5 нм и 9 нм, превышающими критическую толщину. Дизайн образцов был выполнен в виде буквы H (рис. 3), что является стандартной схемой для детектирования нелокального (переносимого краевыми токами) транспорта [22]. Суть методики – пропускание тока через одно плечо буквы H и измерение падения напряжения на другом плече, где объемный ток не течет. Появление в такой измерительной схеме заметного сигнала однозначно свидетельствует о наличии токонесущего состояния на краю образца. В различных конфигурациях контактов действительно наблюдается существенный нелокальный транспорт, когда образец переведен затворным напряжением в объемно-изолирующее состояние. Было показано хорошее соответствие измерен-

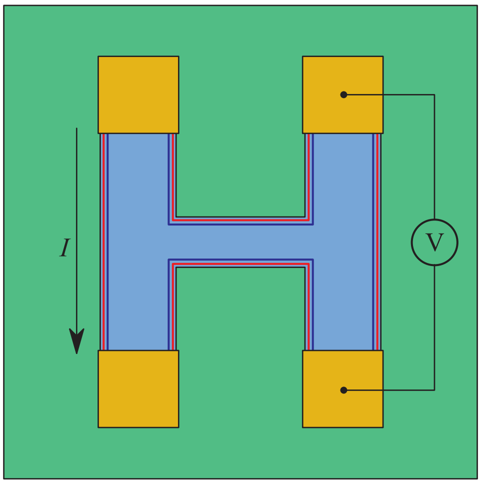


Рис. 3. (Цветной онлайн) Принципиальная схема образца для исследования нелокального транспорта. В силу малой ширины перемычки между половинками мезы (выполненной в форме буквы Н), измерительная схема мало чувствительна к объемному току в левом плече этой буквы. Форма образца не влияет на ток, переносимый краевыми состояниями (схематически показаны вдоль края мезы)

ных величин нелокальной проводимости (доли $e^2/h$) расчету в адаптированном на геликоидальный случай формализме Бютикера–Ландауэра [23].

Указанные результаты были дополнены наблюдением краевого транспорта на больших масштабах длин. В работе [24] использовали образцы на основе квантовых ям шириной 8 и 8.3 нм; в обоих случаях ширина превышает критическую. Меза представляет узкую (5 мкм) и длинную полоску, имеющую 10 контактов: 2 с торцов и 8 по бокам. Это позволило изучить транспорт вдоль геликоидальных краевых состояний с длиной до 1 мм. В данной работе исследовали локальный и нелокальный транспорт вдоль краевых состояний, когда образец установлен затвором в изолирующее состояние. Было обнаружено, что пропускание тока между любой парой контактов приводило к возникновению токов вдоль всего края образца, и они могли детектироваться при помощи измерений разности потенциалов любой пары контактов. Таким образом, демонстрировалось отсутствие принципиальной разницы между локальными и нелокальными измерениями в режиме топологического изолятора.

Измеренные сопротивления в диапазоне 300 кОм–2 МОм значительно превышали квантованное ($e^2/h$) значение. По сути, в эксперименте [24] было обнаружено, что сопротивление собственно краевого состояния линейно зависит от его длины. Полученные численные значения неплохо стыкуются с результатами работ [2, 21], где, однако, зависимость от длины измерена не была.

Значительное сопротивления, обнаруженное в эксперименте [24], и особенно наличие зависимости от длины однозначно указывают на то, что, как минимум на больших масштабах длин (более 10 мкм), транспорт вдоль краевого состояния не является баллистическим. Все это находится в полном противоречии с начальными теоретическими представлениями о топологической защищенности транспорта по краевым состояниям [19] и хорошо известными результатами для режима квантового эффекта Холла [1]. Были рассмотрены несколько возможных механизмов рассеяния назад в таких системах. В настоящее время наиболее реалистичными представляются два – двухчастичные процессы [25, 26] и рассеяние на неоднородностях электрон-дырочной жидкости, существующих в силу длиннопериодного беспорядка [27]. Однако все предложенные механизмы должны приводить к сильной температурной зависимости нелокального сопротивления, в то время как в экспериментах [28] температурная зависимость фактически отсутствует для температур ниже 10 К. Таким образом, механизм появления рассеяния назад на краю образца в режиме топологического изолятора пока не изучен.

Также в работе [24] рассмотрены локальный и нелокальный транспорты при введении сильного магнитного поля, параллельного плоскости образца. В полях более 10 Тл локальное сопротивление значительно уменьшалось (до 10–50 кОм), нелокальное сопротивление при этом полностью исчезало. Таким образом, с одной стороны, было показано разрушение режима топологического изолятора магнитным полем, с другой стороны, продемонстрировано, что режим топологического изолятора удивительным образом выживает в достаточно сильных (до 10 Тл) магнитных полях.

**Структура краевых состояний.** Существование краевых токов в HgTe квантовых ямах с шириной больше критической было непосредственно продемонстрировано при помощи восстановления распределения транспортного тока в образце по измеренному распределению индуцированных током магнитных полей [29]. Для измерения магнитного поля использовали сканирующий сверхпроводящий квантовый интерферометр. Данная методика позволила реконструировать пространственное распределение токов с точностью до нескольких микрометров, и в отличие от многих других сканирующих методик, она позволяет получать распределение токов даже при наличии верхнего затвора. Образцы имели геометрию полоски (см. рис. 1) шириной 30 мкм и длиной 50 мкм. Для управления режимом проводимости использовали затвор.

Чтобы исключить тривиальные механизмы появления краевых состояний, такие как допирование края образца при изготовлении и вызванный этим загиб зон, были проведены контрольные измерения на образце с шириной квантовой ямы 5.0 нм (меньше критической). При этом не было обнаружено признаков краевого транспорта.

Для образцов с инверсией зон (квантовые ямы 6.6 и 8.5 нм) было продемонстрировано, что при отрицательном затворном напряжении и малой концентрации носителей в двумерной электронной системе в образце преобладал краевой ток. При повышении затворного напряжения и увеличении концентрации объемных носителей преобладает объемный ток. При промежуточных затворных напряжениях наблюдалось сосуществование краевого и объемного транспорта.

Также был изучен относительный вклад в сопротивление объема образца, краевых состояний, распространяющихся между контактами вдоль границ $2DEG$ при различных затворных напряжениях в предположении, что эти три механизма проводимости работают параллельно. Как и ожидалось, объемная проводимость сильно зависит от затворного напряжения, и имеется диапазон напряжений, в котором объем находится в изолирующем состоянии. В тоже время сопротивление краевого транспорта не зависит от затворного напряжения.

Значение краевого сопротивления оказалось выше ожидаемого для баллистического транспорта, что опять-таки свидетельствует о наличии рассеяния назад в длинных (в данном случае 50 мкм) образцах и согласуется с результатами работы [24]. В полном соответствии с предыдущими исследованиями, было показано, что вклад в сопротивление от краевых состояний практически не зависит от температуры. В то же время сопротивление объема уменьшается при повышении температуры, причем зависимость соответствует активационному механизму.

Сосуществование краевого и объемного транспортов было продемонстрировано и в работе [30], где был использован эффект Джозефсона для анализа распределения токов в образце. Образцы имели схожую с рис. 1 геометрию, но контакты к двум противоположным сторонам мезы были изготовлены сверхпроводящими. Точная форма интерференционной зависимости критического тока от магнитного поля в такой геометрии определяется суммированием сверхпроводящих токов, протекающих по нормальному промежутку (мезе) с учетом фазы. Очевидно, что наличие геликоидального краевого транспорта должно повлиять на интерференционную картину.

В эксперименте [30] вид зависимости критического поля от магнитного потока изменялся между двумя предельными случаями. При высокой концентрации носителей в объеме образца наблюдали стандартную фраунгоферовскую зависимость, что говорит о равномерном распределении плотности тока по образцу. При малых концентрациях носителей интерференционная картина имела синусоидальный вид, характерный для сверхпроводящего квантового интерферометра, что согласуется с представлением о сосредоточении тока в узких областях вдоль края образца. По полученной зависимости была проведена оценка ширины краевых геликоидальных состояний, составившая 180–410 нм.

**Исследование спиновых эффектов.** Итак, наличие краевого транспорта в нулевом магнитном поле на образцах с широкой квантовой ямой HgTe не вызывает сомнения. Основной вопрос заключается в выяснении природы такого транспорта, в частности, возможности экспериментально разделить проводящий канал тривиальной природы (например, возникающий за счет загиба зон на краю) от топологических краевых состояний. Ключевым моментом для такого разделения служит информация о спиновой структуре краевого проводящего канала.

Первый эксперимент такого рода описан в работе [31]. Используя два независимых затвора, в образце с геометрией как на рис. 3 реализовывали две области (инжектор и детектор) с разным режимом проводимости и исследовали транспорт между ними. Так, когда часть образца (инжектор) устанавливали затвором в состояние топологического изолятора, геликоидальные краевые состояния вызывали инжекцию спин-поляризованного тока в детектор, находящийся в металлическом состоянии. Благодаря обратному внутреннему спиновому эффекту Холла [32], наличие спинового тока фиксировали в детекторе по возникновению электрического напряжения. Так же реализовывали обратную ситуацию: при использовании металлического состояния как инжектора, объемный ток, благодаря внутреннему спиновому эффекту Холла [32], приводил к пространственному разделению электронов с противоположными спинами, что обеспечивало инжекцию спина в детектор, находящийся в режиме топологического изолятора, т.е. в геликоидальные краевые состояния. Стоит отметить, что при всей оригинальности постановки эксперимента [31] использование внутреннего спинового эффекта Холла для демонстрации спиновой структуры топологических краевых состояний отличается крайней неясностью как в силу длительной и до сих пор неоконченной дискуссии о природе данного эффекта [33–37], так и в силу крайней сложности в интерпретации полученных результатов.

**Перенос заряда между краевым состоянием и одиночным сверхпроводящим или ферромагнитным контактом.** Хорошо известно, что спиновые эффекты принципиально существенны при транспорте через материал с макроскопическим параметром порядка – сверхпроводник или ферромагнетик. Таким образом, естественно возникает задача об исследовании краевого транспорта в системах, предполагающих быть топологическими изоляторами, в условиях эффекта близости со стороны сверхпроводящего [38] или ферромагнитного [39] контактов.

*Методика.* В обоих случаях (эффект близости со сверхпроводником или ферромагнетиком) использовали близкую экспериментальную методику – напыление выбранного материала контакта на край образца с незначительным перехлестом (рис. 4). Оказалось, что сформированный с помощью травления в аргоновой плазме край мезы позволяет в таком случае получать качественный боковой контакт к двумерной системе на основе HgTe. При этом изолирующий верхний слой CdTe снимает ограничения на точность совмещения при литографии – при любом перехлесте металлической полоски и края образца контакт получается в точности боковым в край мезы, так как вертикально через слой CdTe ток не течет. Таким методом изготавливают как омические контакты (используя золото или индий в качестве материала контакта), так и (с помощью магнетронного распыления) сверхпроводящие (нитрид ниобия, NbN) или ферромагнитные (пермаллой, $Fe_{20}Ni_{80}$).

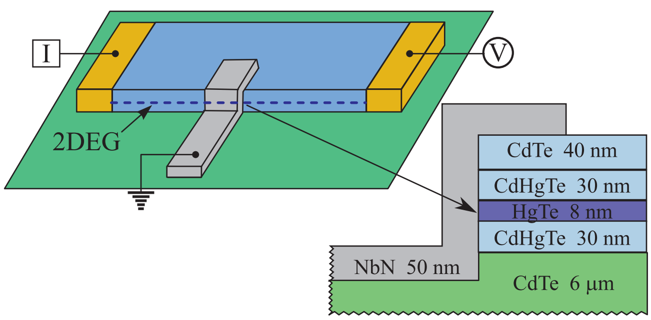


Рис. 4. (Цветной онлайн) Схема образца для исследования транспорта между боковым сверхпроводящим контактом из работы [38] и краем HgTe квантовой ямы. Меза шириной 100 мкм изображена голубым, омические контакты – желтым, боковой сверхпроводящий NbN контакт – серым. Справа представлено сечение структуры в области бокового NbN контакта. Приведена схема электрических подключений для измерения сопротивления интерфейса сверхпроводник-двумерная система в трехточечной конфигурации

Предметом исследования был транспорт из такого контакта в край 8 нм квантовой ямы HgTe, где предполагается наличие топологического геликоидального краевого состояния. Измерения можно проводить в трехточечной схеме (см. рис. 4): изучаемый боковой контакт заземляется, ток задается через один из нормальных омических контактов, второй омический контакт используется для измерений потенциала двумерной электронной системы. Для получения зависимостей дифференциального сопротивления от напряжения смещения $dV/dI(V)$ через контакт должен быть задан постоянный ток, модулированный слабым переменным током. При этом одновременно измеряют постоянную $V$ и переменную $\sim dV/dI(V)$ компоненты потенциала. Поскольку характерное сопротивление по слою двумерной электронной системы в металлическом режиме относительно мало ($\sim$1 кОм), полученные зависимости $dV/dI(V)$ отражают поведение интерфейса между заземленным боковым контактом и двумерной системой.

Важно отметить, что измерения в данной методике проводят в режиме значительной (металлической) объемной проводимости образца. Именно методика, основанная на боковом контакте, позволяет выделить краевой транспорт на фоне объемного (см. далее). Сосуществование геликоидальных краевых токов с проводимостью в объеме двумерной электронной системы было непосредственно продемонстрировано в эксперименте по визуализации краевых состояний [29]. Кроме того, такое сосуществование возможно и с теоретической точки зрения [3, 40]. Для данной HgTe квантовой ямы существование геликоидальных краевых состояний вне изолирующего режима в объеме было подтверждено непосредственным расчетом [41]. Чтобы обнаружить особенности транспорта, связанные с краевыми состояниями в HgTe квантовой яме, измерения производились при температуре 30 мК.

*Осцилляции проводимости интерфейса между сверхпроводником и краем HgTe квантовой ямы.* Обычно сверхпроводящий контакт используют для изучения различных $SNS$-структур, например, как в цитированной выше работе [30]. С другой стороны даже для одиночного $SN$-интерфейса возможно наличие нетривиальных эффектов. Например, для трехмерного образца $Bi_2Se_3$, расположенного между металлическими контактами, было показано удвоение периода осцилляций Фабри–Перо при переходе одного из контактов в сверхпроводящее состояние [42].

В работе [38] был изучен транспорт через одиночный сверхпроводящий контакт при помощи измерений в трехточечной схеме (см. рис. 4). Примеры полученных зависимостей $dV/dI(V)$ представлены на рис. 5a.

В первую очередь, вольт-амперные характеристики одиночного сверхпроводящего контакта к нормальной проводящей системе демонстрируют [43, 44] процессы андреевского отражения [45] в условиях наличия значительного одночастичного рассеяния на границе [46]: дифференциальное сопротивление внутри сверхпроводящей щели превосходит нормальное значение, но в то же время является конечным в силу андреевского отражения. Соответствующее значение коэффициента одночастичного туннелирования $\mathcal{T}$ можно оценить как $\mathcal{T} = R_N/R_{\max} \approx 0.16$. Положение сверхпроводящей щели на рис. 5a можно легко определить как $\Delta_{\mathrm{NbN}} = 1.58$ мВ, что соответствует независимо измеренной критической температуре $T_c = 11$ К для аналогичной пленки из NbN.

Специфической для двумерного топологического изолятора особенностью полученных в работе [38] $dV/dI(V)$ зависимостей являются эквидистантные по напряжению осцилляции дифференциального сопротивления внутри сверхпроводящей щели ($|eV| < \triangle_{\mathrm{NbN}}$) при минимальной температуре 30 мК (см. рис. 5a). Осцилляции проявляются как немонотонности в зависимости $dV/dI(V)$ при низкой температуре. Осцилляции полностью подавляются при температуре выше 0.88 К, которая все еще значительно меньше критической $T_c = 11$ К использованной NbN пленки. Для выделения осциллирующей части дифференциального сопротивления из осциллирующей зависимости $dV/dI(V)$ при минимальной температуре 30 мК была вычтена гладкая зависимость $dV/dI(V)$, полученная при температуре 0.88 К. Результат такой операции представлен на рис. 5b. Положения осцилляций хорошо совпадают для контактов с различным нормальным сопротивлением $R_N$, период осцилляций $\triangle V = 0.48$ мВ. Осцилляции сосредоточены только внутри сверхпроводящей щели $|eV| < \triangle_{\mathrm{NbN}}$, причем при нулевом напряжении имеется максимум $dV/dI(V)$. Обнаруженные осцилляции дифференциального сопротивления также подавляются магнитным полем.

Наличие эквидистантных по энергии осцилляций в одиночном андреевском контакте представляется

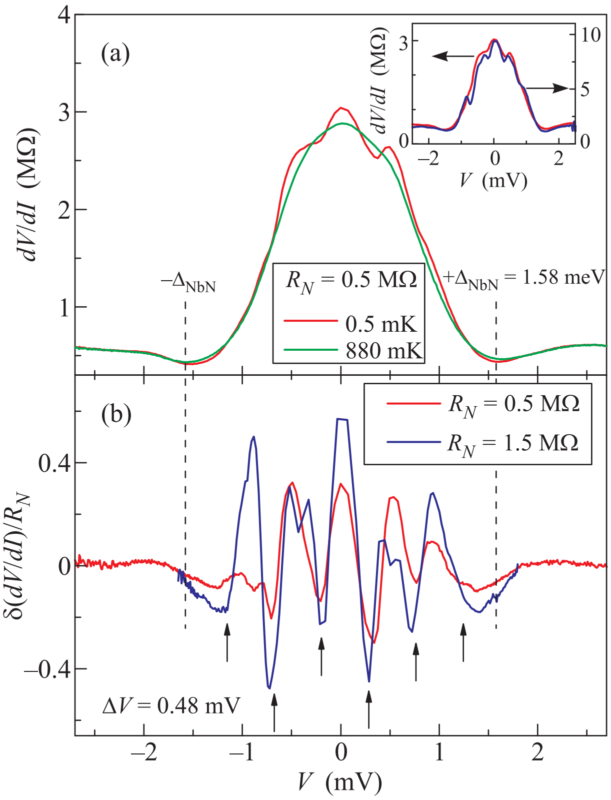


Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Примеры зависимостей $dV/dI(V)$ для транспорта через боковой NbN контакт в нулевом магнитном поле для двух различных температур $T \ll T_c = 11$ К. Пунктиром обозначена сверхпроводящая щель $\Delta_{\mathrm{NbN}}$. На вставке показано, как зависимости для контактов с различным $R_N$ можно совместить скалированием вдоль вертикальной оси. На кривой, соответствующей $T = 30$ мК, видны немонотонности дифференциального сопротивления при $|eV| < \Delta_{\mathrm{NbN}}$, которые подавляются при температуре выше 0.88 К, при этом общая форма андреевской зависимости не изменяется. (b) – Разница между зависимостями $dV/dI(V)$ при температурах $T = 30$ мК и $T = 0.88$ К, нормированная на нормальное сопротивление $R_N$, для двух контактов с различными значениями сопротивления ($R_N = 0.5$ МОм и $R_N = 1.5$ МОм). Хорошо видны осцилляции внутри сверхпроводящей щели (обозначены стрелками), они хорошо совпадают для контактов с разными $R_N$. Период осцилляций $\Delta V = 0.48$ мВ. Из работы [38]

достаточно удивительным. Можно ожидать, что наблюдаемые эквидистантные осцилляции определяются транспортом между NbN боковым контактом и проводящим геликоидальным состоянием. Такое осциллирующее поведение сопротивления интерфейса, оказывается, было предсказано для протяженного сверхпроводящего контакта $L \gg \xi$ ($\xi$ – длина когерентности) в [47]. Из-за эффекта близости со сверхпроводником NbN сверхпроводящая щель $\triangle \ll \ll \triangle_{NbN}$ индуцируется в одномерном геликоидальном краевом состоянии вблизи контакта. При движении по краевому состоянию эта область индуцированной щели соответствует $NSN$-структуре, где две $NS$-границы и обеспечивают возможность возникновения осцилляционных эффектов. При этом, для электронов с энергиями в интервале $\triangle < E < \triangle_{\mathrm{NbN}}$, образующиеся боголюбовские квазичастицы испытывают резонансы Фабри–Перо при прохождении области индуцированной сверхпроводимости вблизи контакта [47].

В эксперименте [38] краевое токонесущее состояние хорошо связано с боковым NbN-контактом, поэтому возникающие резонансы модулируют коэффициент туннелирования $\mathcal{T}_1$. Период осцилляций, предсказанный в [47], хорошо соответствует полученному в эксперименте, с учетом расчета параметров использованных структур [41]. Представленный механизм формирования осцилляций проводимости хорошо согласуется с подавлением осцилляций при повышении температуры, а также с поведением в магнитных полях. Таким образом, наблюдаемые в эксперименте [38] эквидистантные осцилляции согласуются с предсказанной в работе [47] интерференцией в геликоидальных краевых состояниях из-за эффекта близости со сверхпроводником.

Существенным моментом является тот факт, что расчет [47] базируется на одновременном учете законов сохранения спина при Андреевском рассеянии и спин-расщепленной геликоидальной природы краевого тока. Следовательно, качественное и количественное согласие между экспериментом [38] и расчетом [47] является, пусть и косвенным, свидетельством в пользу топологической природы краевого тока в структурах на основе квантовых ям HgTe как минимум на малых (десятки микрон) масштабах длин.

*Сохранение спина при транспорте на макроскопические расстояния вдоль края* HgTe *квантовой ямы.* Также можно выделить спиновые эффекты, используя гибридных структуры с ферромагнитным контактом [48, 49], где возникает возможность инжектирования и детектирования спин-поляризованных токов [50].

На рис. 6 представлена схема образца из работы [39]. Основная идея эксперимента состоит в использовании мезы угловой формы и изготовлении ферромагнитных пермаллоевых ($Fe_{20}Ni_{80}$) контактов к двум перпендикулярным краям мезы. Напомним, что при этом возможен только боковой контакт к двумерной электронной системе на границе мезы, поскольку верхний CdTe слой гетероструктуры является изолирующим. Для обеспечения возможности инжекции и детектирования спина, исходная (сразу после напыления, до формирования отдельных контактов) пермаллоевая пленка имела единое направление намагниченности, параллельное плоскости двумерной электронной системы (достигается напылением пермаллоя на структуру, помещенную в постоянное магнитное поле). При этом (см. рис. 6) контакты $F1$ и $F2$ характеризуются различными направлениями намагниченности относительно края мезы (перпендикулярным и параллельным соответственно), имеющей угловую форму. Образец находился внутри сверхпроводящего соленоида, благодаря чему исходную параллельную намагниченность можно было изменить на нормальную введением магнитного поля более 1 Тл. В этом случае (намагниченность нормальна к плоскости двумерной системы) напротив, оба ферромагнитных контакта имеют одинаковое, перпендикулярное краевым состояниям направление намагниченности.

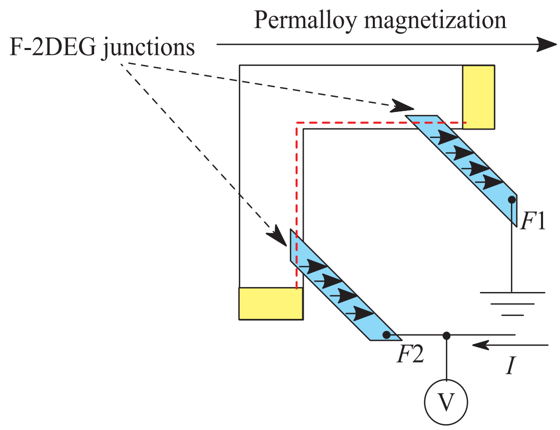


Рис. 6. (Цветной онлайн) Схема образца из работы [39] для исследования спиновой инжекции из ферромагнитного контакта в край HgTe квантовой ямы (не в масштабе). Ферромагнитные $Fe_{20}Ni_{80}$ контакты с единым направлением намагниченности (схематично указано стрелками) в плоскости двумерной системы изготовлены к двум взаимно перпендикулярным краям мезы. При этом контакты $F1$ и $F2$ характеризуются различными направлениями намагниченности относительно края мезы (т.е. краевого состояния, изображено красной пунктирной линией). Голубым цветом показаны ферромагнитные, желтым – нормальные омические контакты. Приведена принципиальная схема измерений транспорта между двумя ферромагнитными контактами $F1$ и $F2$ в двухточечной конфигурации

Транспорт между парой ферромагнитных контактов изучен в работе [39] при помощи стандартной двухточечной схемы, представленной на рис. 6.

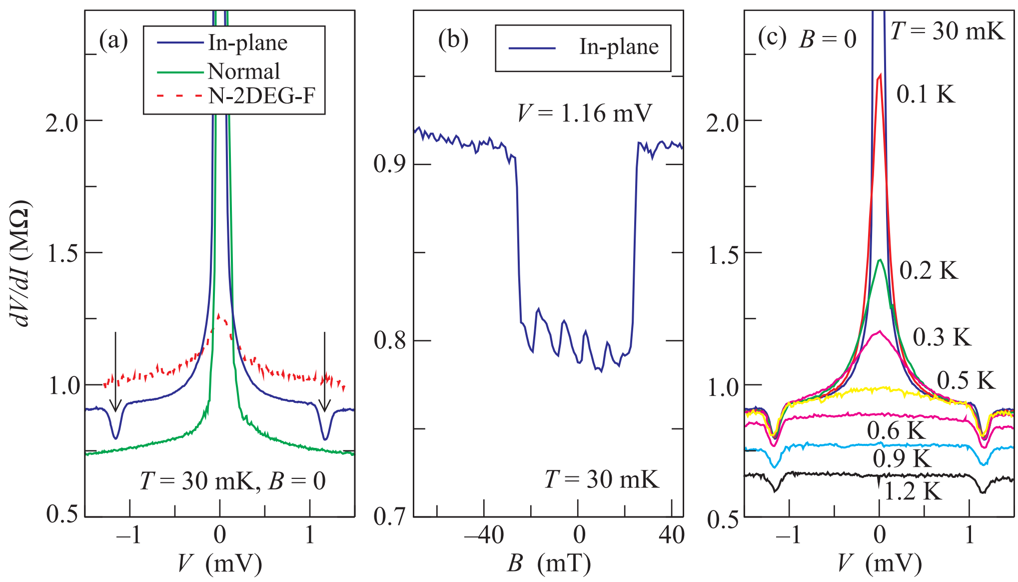


Рис. 7. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости $dV/dI(V)$ для транспорта между парой ферромагнитных контактов при различных направлениях намагниченности и при транспорте между ферромагнитным и нормальным контактами. Основным нетривиальным наблюдением являются узкие провалы в дифференциальном сопротивлении при $V = \pm 1.16$ мВ, наблюдаемые только при транспорте между двумя ферромагнитными контактами с различными направлениями намагниченности относительно края мезы (см. рис. 6). (b) – Подавление провалов дифференциального сопротивления магнитным полем. При $|B| < 25$ мТл на зависимости $dV/dI(B)$ имеются воспроизводимые осцилляции с периодом $\triangle B \approx 10$ мТл. (c) – Эволюция зависимости $dV/dI(V)$ для транспорта между парой ферромагнитных контактов с намагниченностью в плоскости 2DEG при повышении температуры. Из работы [39]

При этом один ферромагнитный контакт заземлялся, а второй использовался одновременно для задачи тока и измерения напряжения. В этой конфигурации вклад в транспорт дают сопротивления каждого из F-2DEG контактов и двумерной электронной системы между ними. Измерения проводились при температуре 30 мК.

На рис. 7a показаны зависимости $dV/dI(V)$ для параллельной и перпендикулярной плоскости 2DEG намагниченностей. Было проверено, что эти зависимости не меняются при перемене местами контактов $F1$ и $F2$.

Наиболее интересным наблюдением являются, продемонстрированные на рис. 7a, узкие провалы $dV/dI(V)$ при симметричных напряжениях $V = \pm 1.16$ мВ, которые имеют место при транспорте между парой ферромагнитных контактов с намагниченностью в плоскости 2DEG. Эти особенности не наблюдаются, если направление намагниченности контактов изменено на перпендикулярное к плоскости 2DEG. Они также отсутствуют, если заменить один из ферромагнитных контактов омическим.

В условиях наблюдения пиков дифференциальной проводимости (провалы в $dV/dI$ при $V = \pm 1.16$ мВ), контакты $F1$ и $F2$ характеризуются различными направлениями намагниченности относительно края 2DEG. В случае намагниченности, нормальной к плоскости 2DEG, напротив, оба ферромагнитных контакта имеют перпендикулярное краевым состояниям направление намагниченности, но пики проводимости при этом не наблюдаются. Кроме того, пики проводимости отсутствуют, если вместо любого из ферромагнитных контактов использовать омический. Таким образом, эти особенности в F-2DEG-F транспорте определяются взаимной ориентацией направлений намагниченности пары контактов, разделенных макроскопическим расстоянием ($\sim 200$ мкм).

Такое наблюдение является прямым экспериментальным свидетельством сохранения спина при транспорте вдоль края на макроскопическое расстояние в двумерной электронной системе с инверсией зон, даже несмотря на неясный на данный момент микроскопический механизм возникновения именно резонансных (пики) особенностей. Естественно предположить, что спин-когерентный транспорт обеспечивается геликоидальными краевыми состояниями.

Внешнее магнитное поле в первую очередь влияет на краевые состояния, разрушая спиновую когерентность. Именно поэтому пики проводимости на рис. 7b исчезают при $|B| > 25$ мТл, даже если направление магнитного поля совпадает с направлением намагниченности пермаллоя. Слабая зависимость амплитуды пиков проводимости от температуры на рис. 7c при $T \leq 1$ K соответствует известным результатам для краевого транспорта в режиме квантового спинового эффекта Холла [28].

Важно отметить, что наблюдаемый спин-когерентный транспорт происходит на макроскопических расстояниях ($\approx 200$ мкм). В предыдущих экспериментах было показано, что транспорт вдоль геликоидальных краевых состояний в системе с HgTe квантовой ямой между немагнитными контактами является диффузным при расстоянии между контактами большем 10 мкм [2, 24]. Таким образом, информация о спиновой поляризации на краю двумерной системы с инверсией зон сохраняется при транспорте на большие расстояния, чем можно было ожидать из предыдущих транспортных измерений.

**Заключение.** Таким образом, из множества хорошо согласующихся между собой экспериментов, представляется несомненным наличие краевого транспорта на краю двумерной системы с инверсией зон в нулевом магнитном поле. Существенным вопросом является природа этого транспорта. С одной стороны, такой транспорт наблюдается на самых разных структурах с различной технологией изготовления края (разные типы жидкостного и ионно-плазменного травления), что свидетельствует в пользу независимости проводящего канала от конкретных условий на границе образца. С другой стороны, во всех исследованных структурах очевидным образом наблюдается диффузный краевой транспорт по крайней мере на масштабах более 10 мкм, что плохо совместимо с исходной идеей о топологической защите геликоидальных краевых состояний. При этом попытки ввести в задачу различные нетривиальные механизмы происхождения такого рассеяния до сих пор не привели к целостной (и согласующейся с экспериментом) физической картине. В такой ситуации, описанные в данном обзоре работы, демонстрирующие нетривиальные спиновые свойства краевого транспорта для двумерных систем с инверсией зон в нулевом магнитном поле, если и не являются прямым доказательством топологичности краевого транспорта, то, по крайней мере, свидетельствуют о нетривиальности объекта исследования.

Авторы выражают свои благодарности В.Т. Долгополову, В.А. Волкову и Д.Э. Фельдману за плодотворные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ, программ РАН, а так же Минобрнауки Российской Федерации в рамках проекта 14.B25.31.0007.



1. E. V. Deviatov, Review article, Physics - Uspekhi **50**(2), 197 (2007).
2. M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L. Molenkamp, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, Science **318**, 766 (2007).
3. B. A. Volkov and O. A. Pankratov, JETP Lett. **42**, 178 (1985).
4. C. L. Kane and E. J. Mele, Phys. Rev. Lett. **95**, 146802 (2005); L. Fu and C. L. Kane, Phys. Rev. B **74**, 195312 (2006).
5. J. T. Edwards and D. J. Thouless J. Phys. C **5** , 807 (1972).
6. E. Abrahams, P. W. Anderson, B. C. Licciardello, and T. W. Ramakrishnan, Phys. Rev. Lett. **42**, 673 (1979).
7. R. B. Laughlin, Phys. Rev. B **23**, R5632 (1981).
8. B. I. Halperin, Phys. Rev. B **25**, 2185 (1982).
9. D. J. Thouless, M. Kohmoto, M. P. Nightingale, and M. den Nijs, Phys. Rev. Lett. **49**, 405 (1982).
10. M. Büttiker, Phys. Rev. B **38**, 9375 (1988).
11. F. D. M. Haldane, Phys. Rev. Lett. **61**, 2015 (1988).
12. L. Fu, C. L. Kane, and E. J. Mele, Phys. Rev. Lett. **98**, 106803 (2007); L. Fu and C. L. Kane, Phys. Rev. B **76**, 045302 (2007).
13. A. A. Taskin and Y.Ando, Phys. Rev. B **80**, 085303 (2009).
14. D. Hsieh, Y. Xia, L. Wray, D. Qian, A. Pal, J. H. Dil, J. Osterwalder, F. Meier, G. Bihlmayer, C. L. Kane, Y. S. Hor, R. J. Cava, and M. Z. Hasan, Science **323**, 919 (2009).
15. A. Nishide, A. A. Taskin, Ya. Takeichi, T. Okuda, A. Kakizaki, T. Hirahara, K. Nakatsuji, F. Komori, Y. Ando, and I. Matsuda, Phys. Rev. B **81**, 041309(R) (2010).
16. B. M. Vul, E. I. Zavaritskaya, and V. N. Zavaritskii, JETP Lett. **27**, 547 (1978).
17. B. M. Vul and E. I. Zavaritskaya, JETP Lett. **35**, 259 (1982).
18. M. Bianchi, R. C. Hatch, J. Mi, B. B. Iversen, and P. Hofmann, Phys. Rev. Lett. **107**, 086802 (2011).
19. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S.-C. Zhang, Science **314**, 1757 (2006).
20. K. Suzuki, Y. Harada, K. Onomitsu, and K. Muraki, Phys. Rev. B **87**, 235311 (2013).
21. A. Roth, C. Brune, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, J. Maciejko, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, Science **325**, 294 (2009).
22. A. A. Shashkin, V. T. Dolgopolov, G. M. Gusev, and Z. D. Kvon, JETP Lett. **53**, 461 (1991).
23. M. Buttiker, Phys. Rev. Lett. **57**, (1986).
24. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, O. A. Shegai, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, and J. C. Portal, Phys. Rev. B **84**, 121302(R) (2011).

25. T. L. Schmidt, S. Rachel, F. von Oppen, and L. I. Glazman, Phys. Rev. Lett. **108**, 156402 (2012).
26. N. Kainaris, I. V. Gornyi, S. T. Carr, and A. D. Mirlin, Phys. Rev. B **90**, 075118 (2014).
27. J. I. Vayrynen, M. Goldstein, and L. I. Glazman, Phys. Rev. Lett. **110**, 216402 (2013); J. I. Vayrynen, M. Goldstein, Y. Gefen, and L. I. Glazman, Phys. Rev. B **90**, 115309 (2014)
28. G. M. Gusev, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky, A. D. Levin, Y. Krupko, J. C. Portal, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretsky, Phys. Rev. B **89**, 125305 (2014).
29. K. C. Nowack, E. M. Spanton, M. Baenninger, M. Konig, J. R. Kirtley, B. Kalisky, C. Ames, P. Leubner, C. Brune, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, D. Goldhaber-Gordon, and K. A. Moler, Nature Materials **12**, 787 (2013).
30. S. Hart, H. Ren, T. Wagner, P. Leubner, M. Muhlbauer, C. Brune, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, and A. Yacoby, Nature Physics **10**, 638 (2014).
31. C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, E. M. Hankiewicz, L. W. Molenkamp, J. Maciejko, X.-L. Qi, and S.-C. Zhang, Nature Physics **8**, 485 (2012).
32. F. T. Vasko and N. A. Prima, Sov. Phys. Solid State **21**, 994 (1979); L. S. Levitov et al., ZhETF **88**, 229 (1985) [Sov. Phys. JETP 61, 133 (1985)]; V. M. Edelstein, Solid State Commun. **73**, 233 (1990).
33. J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu, N. A. Sinitsyn, T. Jungwirth, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. Lett. **92**, 126603 (2004).
34. J. Schliemann and D. Loss, Phys. Rev. B **69**, 165315 (2004); J. I. Inoue, G. E. W. Bauer, and L. W. Molenkamp, Phys. Rev. B **67**, 033104 (2003); A. A. Burkov, A. S. Nunez, and A. H. MacDonald, Phys. Rev. B **70**, 155308 (2004).
35. E. I. Rashba, Phys. Rev. B **70**, 201309(R) (2004).
36. E. I. Rashba, Physica E **34**, 31 (2006).
37. E. G. Mishchenko, A. V. Shytov, and B. I. Halperin, Phys. Rev. Lett. **93**, 226602 (2004).
38. A. Kononov, S. V. Egorov, N. Titova, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, and E. V. Deviatov, JETP Lett. **101**, 41 (2015).
39. A. Kononov, S. V. Egorov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, and E. V. Deviatov, JETP Lett. **101**, 814 (2015).
40. V. V. Enaldiev, I. V. Zagorodnev, and V. A. Volkov, JETP Lett. **101**, 89 (2015).
41. O. E. Raichev, Phys. Rev. B **85**, 045310 (2102).
42. A. D. K. Finck, C. Kurter, Y. S. Hor, and D. J. Van Harlingen, Phys. Rev. X **4**, 041022 (2014).
43. A. Kononov, G. Biasiol, L. Sorba, and E. V. Deviatov, JETP Lett. **98**, 421 (2013).
44. A. Kononov, S. V. Egorov, Z. D. Kvon, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, and E. V. Deviatov, Phys. Rev. B **93**, 041303(R) (2016).
45. A. F. Andreev, Soviet Physics JETP **19**, 1228 (1964).
46. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982).
47. P. Adroguer, C. Grenier, D. Carpentier, J. Cayssol, P. Degiovanni, and E. Orignac, Phys. Rev. B **82**, 081303(R) (2010).
48. I. Adagideli, G. E. W. Bauer, and B. I. Halperin, Phys. Rev. Lett. **97**, 256601 (2006).
49. X. L. Qi, T. L. Hughes, and Sh. Ch. Zhang, Nature Phys. **4**, 273 (2008).
50. A. Kononov, S. V. Egorov, G. Biasiol, L. Sorba, and E. V. Deviatov, Phys. Rev. B **89**, 075312 (2014).