

Министерство образования и науки Российской Федерации
Московский физико-технический институт
(государственный университет)
Факультет общей и прикладной физики
Кафедра твёрдого тела
(Бакалаврская программа "Прикладные математика и физика")

**Сопротивление одиночного края в квантовой яме HgTe с
инвертированным спектром**

Выпускная квалификационная работа
(бакалаврская работа)

Выполнила:
студентка 422б группы _____ Коныжева С.К.

Научный руководитель:
к.ф-м.н _____ Храпай В.С.

Черноголовка 2018

Содержание

1	Обзор литературы.	2
2	Теоретическое описание.	12
2.1	Общее рассмотрение зависимости сопротивления края от интенсивности переворота спина в омическом контакте	12
2.2	Расчёт для конкретных примеров схем измерения сопротивления края.	14
3	Сопротивление одиночного края в квантовой яме HgTe с инвертированным спектром.	23
3.1	Методики измерений.	23
3.2	Цель исследования.	27
3.3	Задачи исследования.	27
3.4	Экспериментальные результаты измерения сопротивления одиночного края тремя способами.	27
3.4.1	Измерение сопротивления контактов.	28
3.4.2	Нелокальное сопротивление.	30
3.4.3	Способ измерения сопротивления края №1.	31
3.4.4	Способ измерения сопротивления края №2.	34
3.4.5	Способ измерения сопротивления края №3.	37
3.5	Обсуждение полученных экспериментальных результатов.	42
3.5.1	Сравнение зависимости рассчитанного сопротивления одиночного края, измеренного тремя способами от затворного напряжения.	42
3.5.2	Вывод.	44
4	Влияние переменного магнитного поля на сопротивление края в квантовой яме HgTe с инверсным спектром.	44
4.1	Методики измерений.	44
4.2	Идея эксперимента.	45
4.3	Цель исследования.	47

4.4	Описание эксперимента	47
4.5	Экспериментальные результаты	48
4.5.1	Локальное и нелокальное сопротивление образца	48
4.5.2	Изучение отклика образца, находящегося в постоянном магнитном поле, на переменное магнитное поле	50
4.5.3	Исследование особенностей в зависимости сопротивления края в режиме краевого транспорта от частоты переменного сигнала, подаваемого на катушку	52

1 Обзор литературы.

Зарождение идеи топологических изоляторов. В последние полтора десятилетия стали популярны материалы, имеющие топологически устойчивые электронные состояния на поверхностях и границах раздела. Под топологической устойчивостью подразумевается то, что такие состояния, в отличие от обычных поверхностных состояний Тамма и Шокли, не разрушаются от внешних немагнитных воздействий. Идея создания таких электронных состояний была предложена и теоретически обоснована Волковым и Панкратовым ещё в 1985 году. Для реализации этой идеи предлагалось использовать сплав $Pb_{1-x}Sn_xTe$. В соединении $PbTe$ блоховские волновые функции электронов в зоне проводимости нечётны (меняют знак при замене $(r) \rightarrow (-r)$), а в валентной зоне чётны. Такое расположение зон называется 'нормальным'. В соединении же $StTe$ 'чётная' зона лежит выше 'нечётной' - инвертированное расположение зон. Таким образом, если менять по мере роста кристалла состав в сплавах $Pb_{1-x}Sn_xTe$, щель в электронном спектре становится зависимой от координаты, относительно которой происходит рост, и можно получить переход неинвертированного электронного спектра в инвертированный. Оказалось что, на такой границе перехода существует локализованное решение, и если эта граница раздела идеальная, то энергия в этом решении будет линейно зависеть от импульса. Также, в этой структуре имеется огромное спиновое расщепление, поэтому динамика таких двумерных пограничных со-

стояний описывается уравнением Вейля, которое является частным случаем уравнения Дирака для безмассовой частицы [1].

Как выяснилось позже, для создания топологически устойчивых электронных состояний достаточно иметь сплав с инвертированным спектром, а переход к неинвертированному спектру будет реализовываться автоматически на границе с вакуумом. *Материалы, имеющие топологически устойчивые электронные состояния на краю или поверхности и щель в объёме называются топологическими изоляторами.*

Квантовая яма CdHgTe-HgTe-CdHgTe. В 2006 году в теоретической статье [2] была предложена идея реализации двумерных топологических изоляторов на основе квантовой ямы $CdHgTe/HgTe/CdHgTe$. В сплавах $Cd_{1-x}Hg_xTe$ также имеет место инверсия зон, а значит, возможны вейлевские состояния. Однако, из схемы энергетических состояний электронов для HgTe и CdTe, взятой из работы [2] (рис. 1(A)), можно заметить, что одна из инвертирующих зон ($\Gamma 8$) вырождена (содержит ветви тяжёлых и лёгких дырок). Из-за этого HgTe является полупроводником с нулевой запрещённой зоной. От вырождения можно избавиться, если сделать из этого материала квантовую яму (рис. 1(B)). Тогда пространственное квантование расщепит вырожденную зону из-за разности дырочных масс. В простейшем рассмотрении в полученной квантовой яме будет иметься две энергетических подзоны: чётная и нечётная. Расположение этих подзон по энергии зависит от ширины квантовой ямы. При ширине меньше критической $d_c = 6.3\pi t$ нечётная зона H1 расположена по энергии ниже, чем чётная E1 и спектр является тривиальным. Если же ширина квантовой ямы превышает критическую, то зоны меняются местами и спектр становится инвертированным.(рис. 2 из статьи [2])

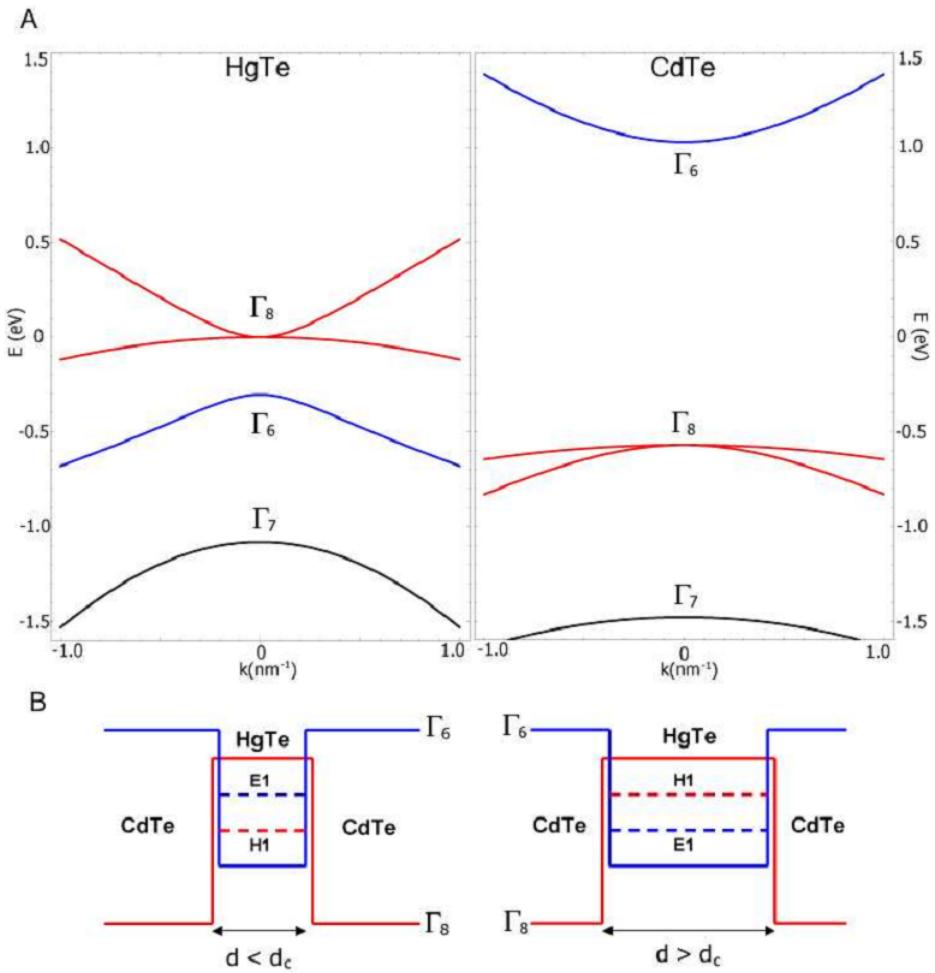


Рис. 1: А. Схематичное изображение спектра объёмных материалов HgTe и CdTe; В. Расположение уровней энергии в квантовой яме HgTe для случая $d < d_c$ и $d > d_c$. Из статьи [2]

Топологическая устойчивость. Для топологической устойчивости краевых состояний необходимо, чтобы количество состояний электронов, движущихся направо, так же как и количество состояний электронов, движущихся налево, было нечётным. Однако, инвертированный спектр, в силу вырожденности состояний с волновым вектором $k = 0$ и $k = \pi/a$ по спину в системе с Т-инвариантным гамильтонианом, обеспечивает только то, что нечётное количество *пар* электронов со спином вверх и вниз двигаются вправо и влево, соот-

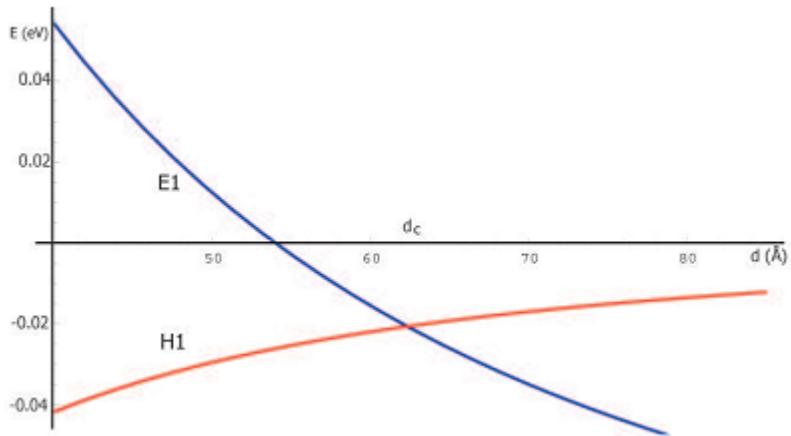


Рис. 2: Расположение нечетного H1 и чётного E1 уровня энергии в квантовой яме HgTe в зависимости от её ширины. Из статьи [2]

ветственно. Избавиться от вырождения по спину, не нарушая симметрии относительно обращения времени, в системе можно, если ввести спин-орбитальное взаимодействие [3]. Таким образом, для существования топологической устойчивости краевых состояний помимо инверсного спектра, необходимо ещё наличие сильного спин-орбитального взаимодействия.

Сопротивление краёв. Как было показано выше, в простейшем случае квантовая яма HgTe имеет всего два энергетических уровня, следовательно, четыре топологически устойчивых краевых состояния - два на одном краю образца, два на другом. Таким образом, в такой яме на каждом из краёв существует всего одно электронное состояние, с определённой проекцией спина, движущееся налево, и одно, с противоположной проекцией - направо. Следовательно, для таких краевых состояний *существует запрет на рассеяние назад без переворота спина, и сопротивление одномерного краевого канала, по которому двигаются электроны, должно быть равно кванту сопротивления* ($\frac{h}{e^2} \approx 25.813 k\Omega$). Это явление называется квантовым спиновым эффектом Холла.

Помимо теоретического обоснования возможности существования двумерного

топологического изолятора на основе квантовой ямы HgTe с инверсным спектром, в работе [2] также обсуждались способы экспериментального детектирования таких краевых состояний. Во-первых, при низких температурах, когда уровень Ферми для электронов находится в щели энергетического спектра, проводимость, измеренная двухточечной схемой (рис.3) для нормального изолятора ($d < d_c$) должна стремиться к нулю. В то время как, проводимость топологического изолятора ($d > d_c$) должна быть близкой к двум квантам проводимости ($2e^2/h$). Во-вторых, в топологическом изоляторе в шестiterмальном измерении для краевых каналов падение напряжения между терминалами 1,2 и 3,4 с потенциалами μ_1, μ_2 и μ_3, μ_4 в пределе нулевой температуры и в присутствие электрического тока между терминалами L и R (рис. 4) должно равняться нулю.

Экспериментальное подтверждение существования топологически устойчивых краевых состояний не заставило себя ждать, уже в 2007 году появилась первая экспериментальная работа по изучению двумерных топологических изоляторов $CdHgTe/HgTe/CdHgTe$ [4]. В этой работе экспериментально была найдена критическая ширина квантовой ямы (6.3 ± 0.1), измерены зависимости четырёхточечных сопротивлений от затворного напряжения для топологического и обычного изолятора, и зависимости сопротивления в режиме краевого транспорта от магнитного поля, направленного под разными углами. Сопротивление в режиме краевого транспорта, равное половине кванта наблюдалось только для образцов, размер, которых меньше, чем 1мкм. Следовательно, длина свободного пробега электронов в краях больше 1мкм. Сопротивление при этом не зависело ни от ширины, ни от структуры квантовой ямы, что является доказательством того, что транспорт осуществляется краевыми состояниями. Квантовый баллистический транспорт не наблюдался для образцов, размер которых больше 1мкм. Четырёхточечное сопротивление в таких образцах было больше половины кванта. Также наблюдалось разрушение квантового спинового эффекта Холла и повышение величины сопротивления края, измеренного по четырёхточечной схеме, приложении к образцу магнитного поля. Причём в перпендикулярном к плоскости образца магнитном

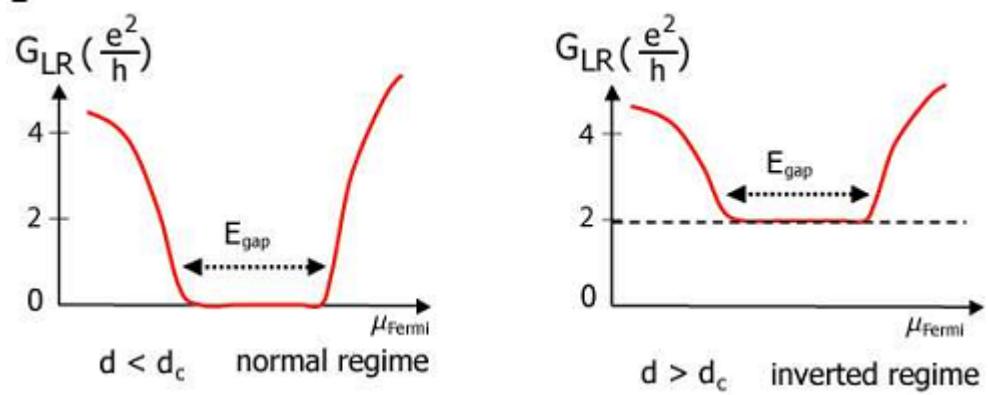


Рис. 3: Теоретическая зависимость проводимости нормального и топологического изолятора от расположения уровня Ферми электронов. Рисунок из статьи [2]

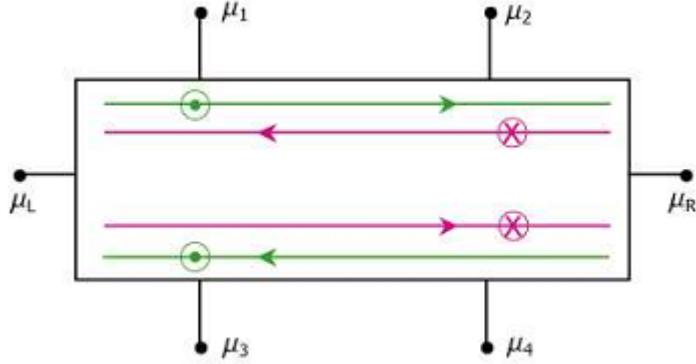


Рис. 4: Схема шеститерминального измерения. Результаты измерения разности потенциалов, указанных на рисунке по такой схеме описаны в теоретической работе [2].

поле разрушение происходило гораздо эффективнее, чем в параллельном. Последующие экспериментальные работы были посвящены изучению механизма рассеяния электронов в двумерном топологическом изоляторе $CdHgTe/HgTe/CdHgTe$ в режиме краевого транспорта. В работе [5] наблюдалась линейная зависимость сопротивлений краёв в режиме краевого транспорта от длины. Такая зависимость исключает возможность повышения сопротивления из-за отражения электронов от границы с двумерным электронным газом и делает более вероятной версию обратного рассеяния между краевыми каналами. Также в этой работе [5] была исследована зависимость со-

противления длинных краёв в режиме краевого транспорта от температуры для квантовой ямы $HgTe$ шириной 8нм. При температуре выше 25К наблюдался активационный закон зависимости сопротивления края от температуры $R \approx (\Delta/2kT)$. Оцененная $\Delta \approx 17\text{мЭв}$, в то время как, теоретические расчеты предсказывают для квантовой ямы $HgTe$ с инверсным спектром шириной 8нм $\Delta \approx 30\text{мЭв}$. Несмотря на то, что сопротивления краёв в экспериментальной работе [5] было на два порядка больше кванта сопротивления, что должно соответствовать сильно локализованному режиму, наблюдался *слабый рост сопротивлений краёв при понижении температуры от 4К до 0.3К*. Аналогичная температурная зависимость сопротивления краёв наблюдалась также для квантовой ямы $HgTe$ шириной 14нм[6] : при температуре выше 1К наблюдалась экспоненциальная зависимость сопротивления от температуры, для более низких температур наблюдался слабый рост сопротивления от температуры. Для температур ниже 0.5К температурная зависимость сопротивления аппроксимировалась обратной корневой зависимостью ($R \approx T^{-\alpha}$, $\alpha = 0.5$). Оцененное значение щели в активационном законе зависимости сопротивления для температур выше 1К $\Delta = 1.2\text{мэВ}$, так же как и для случая 8нм квантовой ямы, оказалось ниже предсказываемого теоретически $\Delta = 3.3 \text{ мэВ}$. На данный момент не существует удовлетворительного объяснения слабой зависимости сопротивления края от температуры для низких температур, несмотря на то, что есть много разных теоретических идей механизма рассеяния электронов с переворотом спина в краевых каналах [13]. Одна из таких моделей описывает возможность обратного рассеяния электрона с переворотом спина из-за его анизотропного взаимодействия со спинами магнитных примесей [11]. Спиновая релаксация примесей происходит с помощью взаимодействия с ядерными спинами. [7]. Эта модель приводит к Андерсоновской локализации для достаточно длинных краёв, что противоречит линейной зависимости сопротивления края от длины в эксперименте.

Другая модель рассматривает возможность туннелирования электрона между краевыми состояниями и электронной или дырочной лужей зарядовой плотности, расположенной в объёме образца. Такая лужа может образоваться из-за

неоднородности потенциала, в котором находятся электроны. Неоднородность потенциала, в свою очередь, образуется из-за флюктуации донорной плотности. Этот процесс не приводит к обратному рассеянию электрона, но он повышает время взаимодействия между электронами, тем самым увеличивая вероятность такого рассеяния. Авторы выяснили, что такое туннелирование вместе с кулоновским взаимодействием приводит к понижению кондактанса системы [8]. Возможность рассеяния электронов с переворотом спина на хорошо локализованных центрах была подтверждена экспериментальными исследованиями[14], в которых изучение края двумерного топологического изолятора проводилось с помощью сканирующего микроскопа (SGM). Заметим, что обе модели обратного рассеяния электрона между краевыми каналами, описанные выше, так или иначе, приводят к намагничиванию электронной или ядерной системы в образце вблизи краёв.

Двухчастичное рассеяния на дефекте со спин-орбитальным взаимодействием в присутствии электронного взаимодействия тоже может привести к обратному рассеянию между краевыми каналами. При определённых условиях на величину электронного взаимодействия этот способ рассеяния электрона с переворотом спина даже может привести к слабой температурной зависимости сопротивления края [9]. Также переворот спина может происходить из-за сверхтонкого взаимодействия электрона с ядерными спинами[12].

Нелокальное сопротивление. Пусть мы имеем многотерминальный образец в виде Холловского мостика (Hall bar). Пустим ток через два крайних левых контакта: из 1 в 2 и будем измерять падение напряжения между двумя правыми контактами 3 и 4 рис. 5. При приложении тока к образцу в нём возникнет электрическое поле. Если количество свободных носителей в образце достаточно для того, чтобы экранировать это электрическое поле на характерном размере радиуса Дебая, много меньшем размера образца, то никакого падения напряжения между двумя самыми правыми контактами образца не будет. Электрическое поле заэкранируется и электроны в левой части образца

будут находиться в стационарном состоянии.

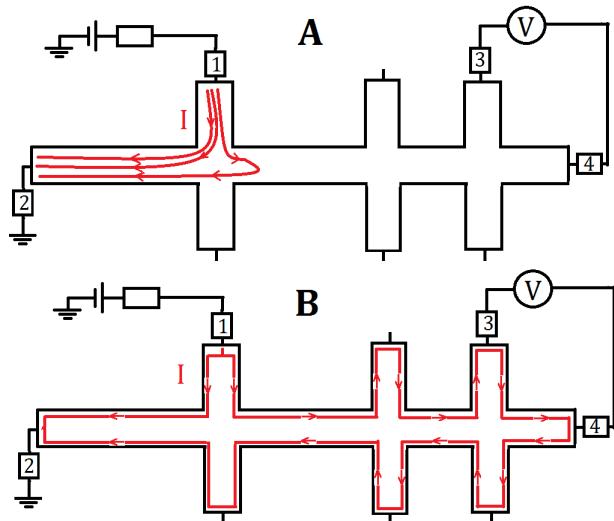


Рис. 5: Схематическое изображение протекания тока по образцу в режиме объёмного(A) и краевого транспорта(B).

Теперь рассмотрим эту же схему измерения для образца, в котором внутри объёмной щели существуют краевые состояния. Если уровень Ферми для электронов находится в зоне проводимости, то сопротивление объема сильно меньше, чем сопротивления краевых каналов. Следовательно, объем шунтирует краевой транспорт и верно предыдущее рассуждение. Если же уровень Ферми расположен внутри объемной щели, объемный транспорт выключен, и перенос тока осуществляется только краевыми состояниями. В этом случае электрическое поле не экранируется и ток, выходящий из контакта 1 может течь в контакт 2 непосредственно или через контакты 3 и 4, как показано на рисунке 5. Следовательно, между этими контактами возникнет ненулевое падение напряжения. Величина, равная отношению этого напряжения к пускаемому току, называется *нелокальным сопротивлением*. Максимум нелокального сигнала наблюдается в *точке зарядовой нейтральности*, когда уровень Ферми находится посередине объемной щели топологического изолятора. Снятие зависимости нелокального сопротивления образца от затворного

напряжения является одним из основных методов определения точки зарядовой нейтральности и области затворного напряжения, в которой реализуется режим краевого транспорта в образце. Впервые нелокальный электронный транспорт наблюдался в работе [10].

Однако существует и более верный метод определения точки зарядовой нейтральности по низкотемпературным магнитотранспортным измерениям [6]. При снятии магнитосопротивления от затворного напряжения точка зарядовой нейтральности наблюдается там, где продольная компонента сопротивления максимальна, а поперечная пересекая нуль, переходя от отрицательного поперечного сопротивления в электронах к положительному - в дырках (рис.6).

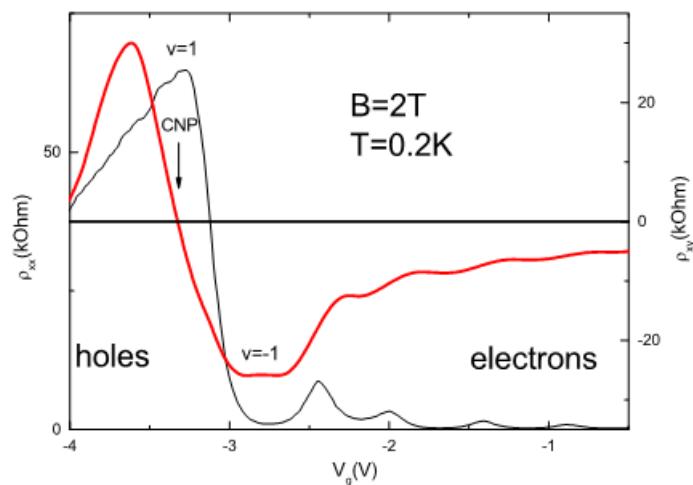


Рис. 6: Определение затворного напряжения точки зарядовой нейтральности (CNP) по магнитотранспортным измерениям. Красная кривая - поперечное сопротивление, черная - продольное сопротивление образца. Рисунок из статьи [6].

2 Теоретическое описание.

2.1 Общее рассмотрение зависимости сопротивления края от интенсивности переворота спина в омическом контакте .

Электрический ток, текущий по образцу топологического изолятора является полностью поляризованным. Затвор, расположенный над образцом, не накрывает омические контакты, поэтому в контактах краевой транспорт шунтируется объемным, и, когда электроны в одномерных краевых каналах, несущие поляризованный ток заходят в омический контакт, из-за спин-орбитального взаимодействия в ртуть-теллуре электронная система быстро релаксирует к неполяризованному состоянию. Во многих работах по изучению сопротивления двумерного топологического изолятора в режиме краевого транспорта ([15] ,[16],[10]) предполагается, что химические потенциалы электронов с разнонаправленными спинами полностью уравновешиваются уже при входе в область омического контакта и сразу становятся равными химическому потенциалу контакта. Однако, пока не существует научных работ, целью которых бы являлось теоретическое и экспериментальное обоснование этого утверждения.

Для того чтобы понять как спиновая релаксация в омических контактах может влиять на измеряемое в эксперименте сопротивление края, рассмотрим ситуацию транспорта тока по баллистическим краевым состояниям, при условии, что спиновая релаксация происходит только в омических контактах. На рисунке 7 изображены краевые каналы, входящие в омический контакт и выходящие из него.

Пусть:

- 1) μ_0 -химический потенциал омического контакта
- 2) $\mu_{\uparrow}^L, \mu_{\downarrow}^L, \mu_{\uparrow}^R, \mu_{\downarrow}^R$ - химические потенциалы электронов в левых краевых каналах со спином вверх и вниз и в правых краевых каналах со спином вверх и вниз, соответственно.
- 3) $\mu_{\uparrow}, \mu_{\downarrow}$ - химические потенциалы электронов со спинами вверх и вниз при входе в омический контакт

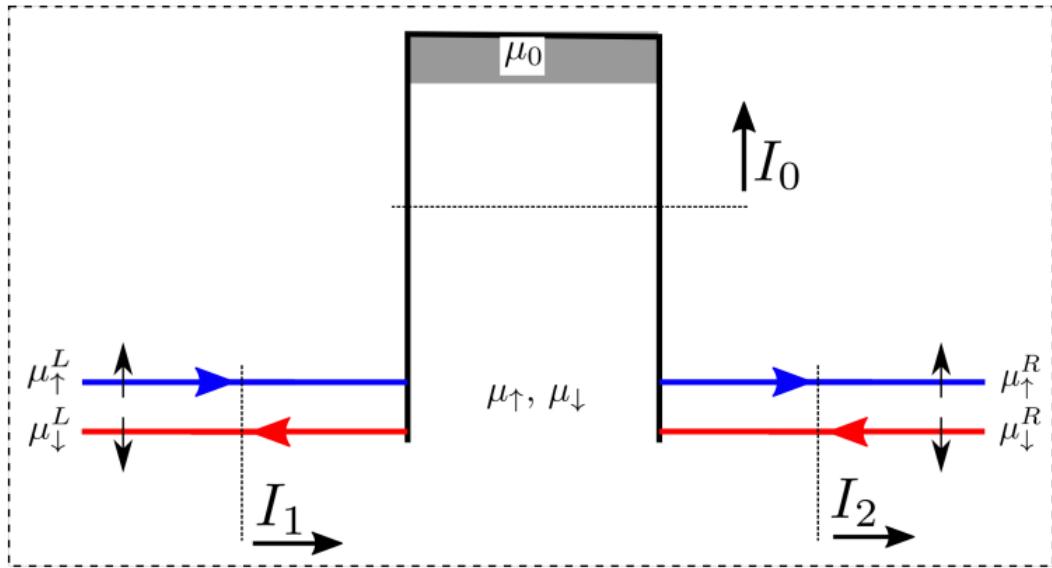


Рис. 7: Общая схема протекания тока по баллистическим геликоидальным каналам и в омическом контакте. Пунктирные линии обозначают поперечные сечения для измерения токов, стрелки возле пунктирной линии указывают положительное направление тока.

де в омический контакт.

4) I_{s-f} - интенсивность рассеяния электронов с переворотом спинов между краевыми каналами в омическом контакте.

1. Запишем баланс электрических токов:

$$\begin{cases} eI_1 = g_0(\mu_1^L - \mu_1); \\ eI_2 = g_0(\mu_2 - \mu_2^R); \\ eI_0 = g\left(\frac{\mu_1 + \mu_2}{2} - \mu_0\right); \\ I_1 = I_0 + I_2; \end{cases} \quad (1)$$

2. Запишем баланс спиновых токов:

$$\begin{cases} g_0\mu_{\uparrow}^L = g_0\mu_{\uparrow} + eI_{s-f} + \frac{g}{2}(\mu_{\uparrow} - \mu_0); \\ g_0\mu_{\downarrow}^R = g_0\mu_{\downarrow} - eI_{s-f} + \frac{g}{2}(\mu_{\downarrow} - \mu_0); \\ eI_{s-f} = g_s(\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow}); \\ I_1 = I_0 + I_2; \end{cases} \quad (2)$$

Фиксируя химические потенциалы, получаем:

$$\frac{eI_1}{g_0} = \mu_{\uparrow}^L - \mu_{\downarrow}^R + \frac{2g_0g_s(\mu_{\downarrow}^R - \mu_{\uparrow}^L) + (g_0g + 2gg_s + g^2/2)(\mu_{\downarrow}^R - \mu_0)}{(2g_0 + g)(g_0 + 2g_s + g/2)} \quad (3)$$

$$\frac{eI_2}{g_0} = \mu_{\uparrow}^L - \mu_{\downarrow}^R + \frac{2g_0g_s(\mu_{\downarrow}^R - \mu_{\uparrow}^L) + (g_0g + 2gg_s + g^2/2)(\mu_0 - \mu_{\downarrow}^R)}{(2g_0 + g)(g_0 + 2g_s + g/2)} \quad (4)$$

$$\frac{eI_0}{g_0} = (\mu_{\uparrow}^L + \mu_{\downarrow}^R - 2\mu_0) \frac{g}{2g_0 + g} \quad (5)$$

Фиксируя токи и химический потенциал контакта, получаем:

$$\mu_{\uparrow} - \mu_{\downarrow} = \frac{2e(I_1 + I_2)}{g + 4g_0 + 4g_s} \quad (6)$$

$$\frac{\mu_{\uparrow} + \mu_{\downarrow}}{2} = \mu_0 + \frac{eI_0}{g} \quad (7)$$

$$\mu_{\uparrow}^L - \mu_{\downarrow}^R = e(I_1 + I_2) \frac{g + 2g_0 + 4g_s}{g_0(g + 4g_0 + 4g_s)} \quad (8)$$

2.2 Расчёт для конкретных примеров схем измерения сопротивления края.

1. Двухточечная симметричная схема измерения сопротивления. Ток I_0 , пущенный через образец, разделяется пополам: одна половина идёт по нижнему краю, вторая по верхнему (рис. 8). Направление спинов электронов, переносящих электрический ток в этих двух краях разное: в одном из краёв

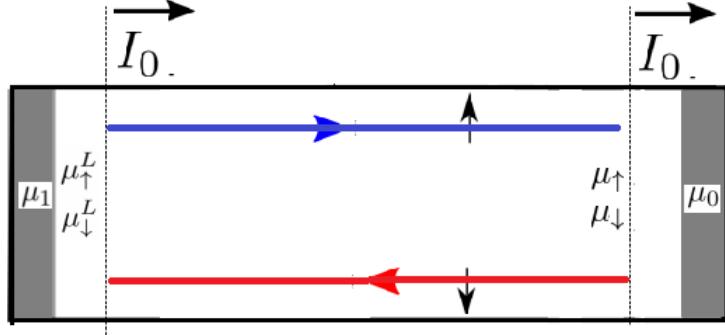


Рис. 8: Схема протекания тока по баллистическим геликоидальным каналам и в омическом контакте для симметричной двухточечной схемы измерений. Пунктирные линии обозначают поперечные сечения для измерения тока, стрелки возле пунктирной линии указывают положительное направление тока.

спин электронов направлен вверх, в другом вниз. Следовательно, схема электронного транспорта тока при двухточечном измерении сопротивления будет эквивалента общей схеме (рис. 7), если левый и правый резервуар с электронами объединить в один и считать, что $I_2 = -I_1 = -I_0/2$. Используя формулы (10),(12) из предыдущего раздела, получаем, что, общая система уравнений с дополнительными условиями, описанными выше, будет выглядеть следующим образом:

$$\begin{cases} \frac{eI_0}{g_0} = (\mu_1^L + \mu_0^R - 2\mu_0) \frac{g}{2g + g_0}; \\ \frac{eI_0}{g} = (\mu_1 - \frac{\mu_1^L + \mu_0^R}{2}); \end{cases} \quad (9)$$

$R = \frac{(\mu_1 - \mu_0)}{eI_0} = \frac{4g_0 + g}{2gg_0} = \frac{1}{2g_0} + \frac{2}{g}$. Заметим что, *полученный результат не зависит от интенсивности спиновой релаксации в омическом контакте*.

Это следует из того, что схема транспорта тока полностью симметрична для двух спинов, а значит химические потенциалы электронов с разными спинами на входе в контакт 7 будут совпадать.

2. Четырёхточечная схема измерения сопротивления. Теперь рассмотрим четырёхточечную схему измерения сопротивления. Измеряется падение напряжения между двумя омическими контактами с химическими потенциалами μ_1 и μ_2 . Измеряемое сопротивление находится по формуле $R = (\mu_1 - \mu_2)/eI_0$. Дополнительные условия, накладываемые на общие формулы: $I_0 = 0$; $I_1 = I_2 = I$. Из рисунка 9 очевидно соотношение $\mu_\uparrow^1 - \mu_\downarrow^2 = \frac{eI}{g_0}$.

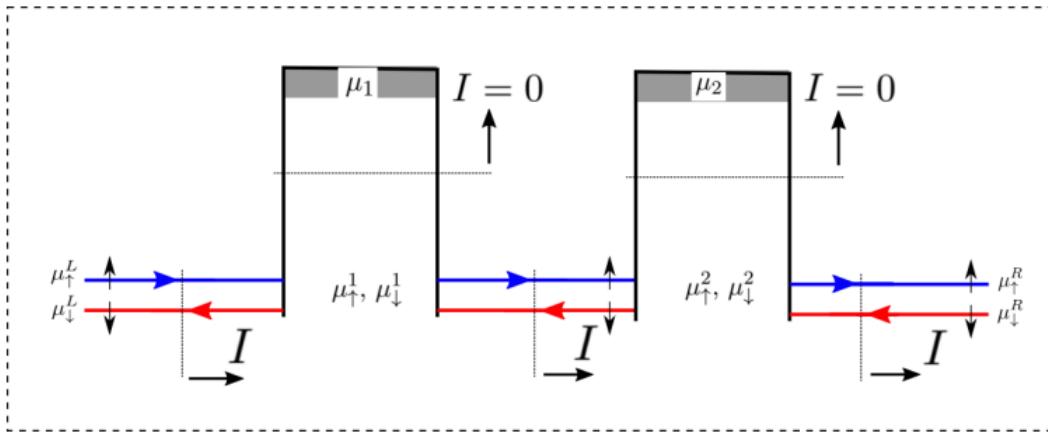


Рис. 9: Схема протекания тока по баллистическим геликоидальным каналам и в омическом контакте для четырёхточечной схемы измерения. Пунктирные линии обозначают поперечные сечения для измерения токов, стрелки возле пунктирной линии указывают положительное направление тока.

Из общих формул (6), (7) вытекают для рассматриваемого случая следующие формулы:

$$\mu_1 = \mu_\uparrow^1 - \frac{2eI}{g + 4g_0 + 4g_2}; \quad (10)$$

$$\mu_2 = \mu_\uparrow^2 + \frac{2eI}{g + 4g_0 + 4g_2}; \quad (11)$$

$$\mu_1 - \mu_2 = \frac{g + 4g_s}{g + 4g_0 + 4g_s} \frac{eI_0}{g_0} \quad (12)$$

Следовательно, $R = \frac{g/4 + g_s}{g/4 + g_0 + g_s} \frac{1}{g_0}$. Из формулы для сопротивления видно,

что четырёхточечное сопротивление баллистического канала всегда меньше кванта сопротивления $1/g_0$. Если общий контактанс спиновой релаксации в контакте пренебрежимо мал, по сравнению с квантом сопротивления $g/4 + g_s \ll g_0$, то измеряемое сопротивление значительно понижается. Этот эффект схож с эффектом зануления продольной компоненты сопротивления в режиме квантового эффекта Холла [17].

3. Двухточечная несимметричная схема измерения сопротивления. Как было выведено в пункте 1 сопротивление края, измеренное по симметричной двухточечной схеме, не зависит от интенсивности переворота спина в омическом контакте. Покажем, что для несимметричной двухточечной схемы это утверждение является неверным. Рассмотрим несимметричную двухто-

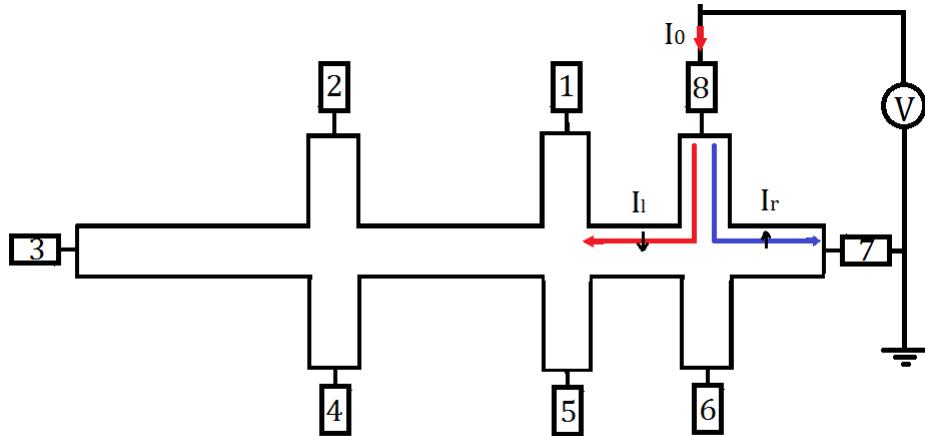


Рис. 10: Схема измерения сопротивления края по несимметричной двухточечной схеме.

ченную схему измерения сопротивления края, изображённую на рисунке 10. Несимметричной эта схема называется потому, что ток с задающего контакта, уходящий направо, не равен току, уходящему налево. Так как электроны, переносящие ток I_l и I_r имеют противоположно направленные спины, то химические потенциалы электронов со спинами вверх и спинами вниз, приходящие

на вход в контакт 7 не будут равны, в отличии двухточечной симметричной схемы измерения. Это значит, что измеряемое сопротивление будет зависеть от интенсивности переворота спина в контакте.

Сопротивление края рассматриваемой схеме вычисляется по формуле $R = \frac{(\mu_8 - \mu_7)}{eI_0}$. Таким образом, для того, чтобы его найти, нам нужно вычислить разницу между химическими потенциалами контактов 7 и 8. Введём дополнительные обозначения $A = \frac{g + 2g_0 + 4g_s}{g_0(g + 4g_0 + 4g_s)}$, $B = \frac{1}{g + 4g_0 + 4g_s}$, $C = \frac{g/4 + g_s}{g/4 + g_0 + g_s} \frac{1}{g_0}$
1) Найдём $\mu_8 - \mu_2$. Применяем к рассматриваемому случаю для контактов 2 и 8 общие формулы (6),(7):

$$\begin{cases} \frac{\mu_{\uparrow}^8 - \mu_{\downarrow}^8}{2} = eB(I_r - I_l); \\ \frac{\mu_{\uparrow}^8 + \mu_{\downarrow}^8}{2} = \mu_8 - \frac{eI_0}{g}; \end{cases} \quad (13)$$

$$\begin{cases} \frac{\mu_{\uparrow}^2 - \mu_{\downarrow}^2}{2} = -2eBI_l; \\ \frac{\mu_{\uparrow}^2 + \mu_{\downarrow}^2}{2} = \mu_2; \end{cases} \quad (14)$$

Также применяем общую формулу (8) для контакта 1 и краевых каналов, идущих от контактов 2 к контакту 1 слева и от контакта 8 к контакту 1 справа:

$$\mu_{\downarrow}^8 - \mu_{\uparrow}^2 = 2eAI_l$$

Найдём, что $\mu_8 - \mu_2 = \frac{eI_0}{g} + eB(I_r - 3I_l) + 2eAaI_l$

2) Найдём $\mu_5 - \mu_7$. Применяем к рассматриваемому случаю для контактов 5 и 7 общие формулы (6),(7):

$$\begin{cases} \frac{\mu_{\uparrow}^7 - \mu_{\downarrow}^7}{2} = eB(I_r - I_l); \\ \frac{\mu_{\uparrow}^7 + \mu_{\downarrow}^7}{2} = \frac{eI_0}{g}; \end{cases} \quad (15)$$

Формулы на μ_5 совпадают с формулами на μ_2 .

Также применяем общую формулу (8) для контакта 6 и краевых каналов, идущих от контактов 5 к контакту 6 слева и от контакта 7 к контакту 6 справа:

$$\mu_{\downarrow}^5 - \mu_{\uparrow}^7 = 2eI_lA$$

$$\text{Тогда } \mu_5 - \mu_7 = 2eI_lA + eB(I_r - 3I_l) + \frac{eI_0}{g}$$

3) Разность химических потенциалов $\mu_3 - \mu_2, \mu_4 - \mu_3, \mu_5 - \mu_4$ находим из уравнения (12) для четырёхточечной схемы. Следовательно, $\mu_2 - \mu_5 = 3CeI_l$.

Из полученных соотношений на химические потенциалы контактов находим:

$$Ve = \mu_8 = (\mu_8 - \mu_2) + (\mu_2 - \mu_5) + (\mu_5 - \mu_7) = I_l e(4A + 3C - 6B) + \frac{2eI_0}{g} + 2eBI_r \quad (16)$$

С другой стороны, потенциал контакта 8 можно искать как: $\mu_8 = \mu_1 - \mu_7 + \mu_2 - \mu_1 + \mu_8 - \mu_2$.

1) Найдем $\mu_1 - \mu_7$. Уравнения на потенциалы электронов со спинами вверх и вниз для контакта 7 нам уже известны, для контакта 1 они эквиваленты уравнениям для контакта 2. Запишем общее уравнение (8) для контакта 8 и краёв, идущих от контактов 1 к контакту 8 слева и от контакта 7 к контакту 8 справа:

$$\mu_{\uparrow}^1 - \mu_{\downarrow}^7 = e(I_r - I_l)A$$

$$\text{Тогда } \mu_1 - \mu_7 = e(I_r - I_l)(A + B) + eI_0/g + 2eBI_l.$$

2) Разность потенциалов между контактами 1,2 и 2,8 мы уже знаем. Из этих соотношений получаем:

$$Ve = \mu_1 - \mu_7 + \mu_2 - \mu_1 + \mu_8 - \mu_2 = I_l(A - 2B - C) + I_r(A + 2B) + 2eI_0/g \quad (17)$$

Приравнивая формулы (16) и (17) друг другу, получаем $\alpha = \frac{I_r}{I_l} = \frac{7(g + 4g_s) + 2g_0}{(g + 4g_s) + 2g_0}$. Отсюда находим сопротивление:

$$R = \frac{\alpha}{1 + \alpha} \frac{1}{g_0} + \frac{2}{g} = \frac{7(g + 4g_s) + 2g_0}{8(g + 4g_s) + 4g_0} \frac{1}{g_0} + \frac{2}{g} \quad (18)$$

Полученное сопротивление, измеренное в несимметричной двухточечной схеме, содержит в себе помимо сопротивления края, сопротивления двух контактов. Таким образом, измеренное сопротивление края $R = \frac{7(g + 4g_s) + 2g_0}{8(g + 4g_s) + 4g_0} \frac{1}{g_0}$. Заметим, что эта величина всегда меньше кванта сопротивления. Значение сопротивления измеренного по несимметричной двухточечной схеме зависит от интенсивности релаксации в контакте.

Найдём насколько отличаются измеренные сопротивления по двухточечной и четырёхточечной схеме:

$$\Delta Rg_0 = \frac{7(g + 4g_s) + 2g_0}{8(g + 4g_s) + 4g_0} - \frac{g + 4g_s}{g + 4g_0 + 4g_s} = \frac{8\gamma^2 + 26\gamma - 1}{(8 + 4\gamma)(1 + 4\gamma)}, \text{ где } \gamma = \frac{g_0}{g + 4g_s}.$$

Получаем, что если $0 < \frac{g_0}{g + 4g_s} < 0.038$, то сопротивление, измеренное по двухточечной схеме, должно быть меньше, чем сопротивление, измеренное по четырёхточечной схеме (при $\gamma = 0$, $\Delta Rg_0 = -1/8$), а при $\frac{g_0}{g + 4g_s} > 0.38$ наоборот больше. График зависимости сопротивления, измеренного по несимметричной двухточечной и четырёхточечной схеме от параметра $\gamma = \frac{g_0}{g + 4g_s}$ изображён на рисунке 11.

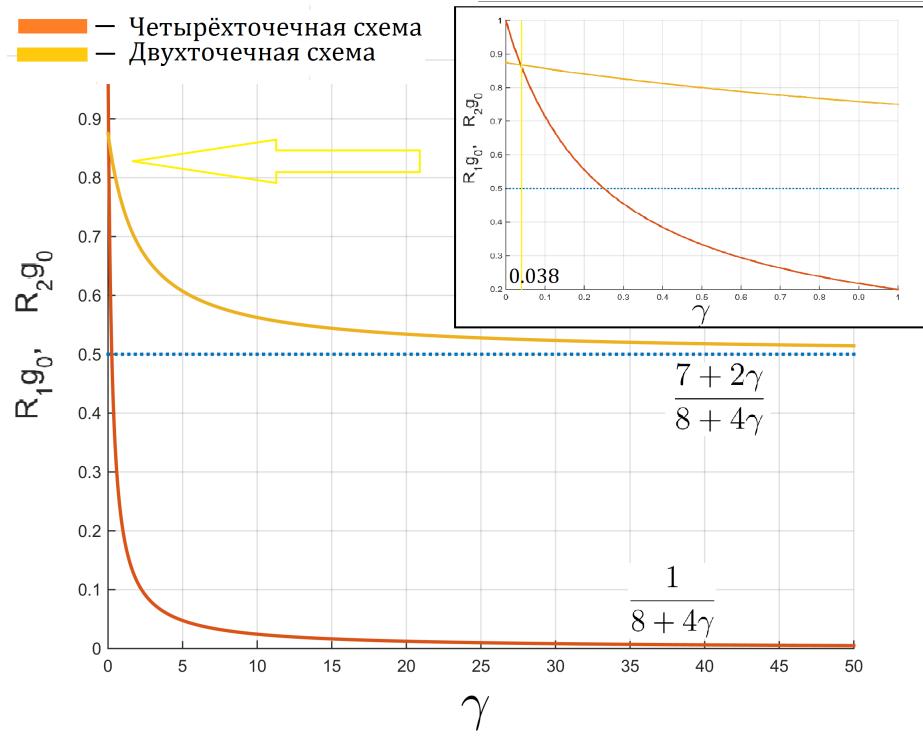


Рис. 11: Рассчитанные сопротивления для несимметричной двухточечной и четырёхточечной схемы в зависимости от полного кондактанса спиновой релаксации в системе.

4. Трёхточечная схема измерений. Последняя схема, оставшаяся для рассмотрения - трёхточечная. Схематическое изображение этого способа измере-

ния показано на рисунке 12. Обозначения, введённые в этой схеме совпадают с обозначениями, которые будут использоваться в описании далее.

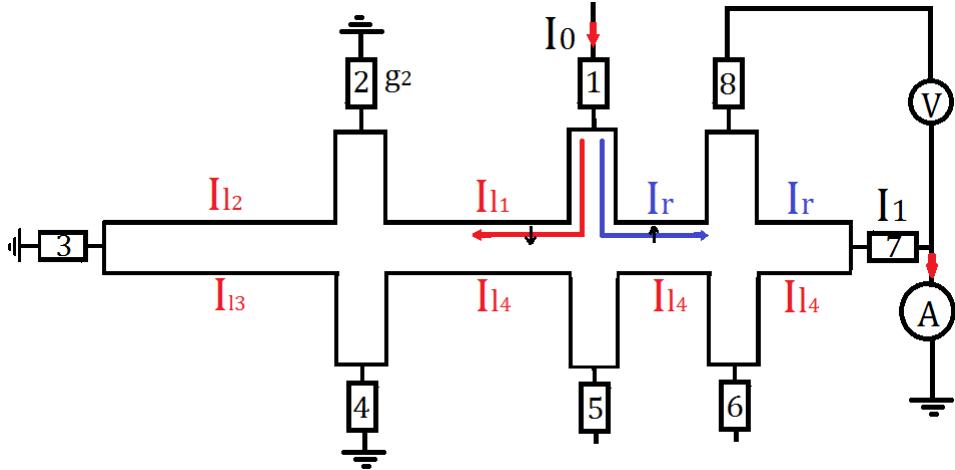


Рис. 12: Трёхточечная схема измерения сопротивления края образца между контактами 7-8. Обозначения соответствуют использованным обозначениям для описания переноса тока электронами в режиме краевого транспорта в трёхточечной схеме измерения.

Пусть мы знаем ток, приходящий на контакт 7 - I_1 и ток,пущенный через контакт 1 - I_0 .

Из уравнений (6),(7),(8) для контактов 4 и 6, получаем систему уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\mu_{\uparrow}^4 + \mu_{\downarrow}^4}{2} = e \frac{(I_{l3} - I_{l4})}{g}; \\ \frac{\mu_{\uparrow}^4 - \mu_{\downarrow}^4}{2} = -eB(I_{l3} + I_{l4}); \\ \frac{\mu_{\uparrow}^6 + \mu_{\downarrow}^6}{2} = \mu_6; \\ \frac{\mu_{\uparrow}^6 - \mu_{\downarrow}^6}{2} = -2eBI_{l4}; \\ \mu_{\downarrow}^4 - \mu_{\uparrow}^6 = 2eI_{l4}A \end{cases} \quad (19)$$

Из этой системы находим потенциал шестого контакта. Формулы для разности потенциалов между контактами 5,7 и 5,6 с потенциалами μ_5 , μ_7 и μ_5 , μ_6 берём из предыдущего раздела. Получаем уравнение на I_{l4} из системы:

$$\begin{cases} \mu_6 = eI_{l_4}(3B - 2A - 1/g) + eI_{l_3}(B + 1/g); \\ \mu_5 = eI_{l_4}(2A - 4B) + eI_1(B + 1/g); \\ \mu_5 - \mu_6 = eCI_{l_4}; \end{cases} \quad (20)$$

$$1) I_{l_4} = \frac{(-I_1 + I_{l_3})(B + 1/g)}{4A - 7B + 1/g - C}$$

Уравнение на потенциал контакта 5 совпадает с уравнениями на потенциал контакта 6, уравнения на потенциал контакта 3 совпадают с уравнениями на потенциал контакта 4. Также из уравнения (8) для контакта 4: $\mu_{\downarrow}^3 - \mu_{\uparrow}^5 = e(I_{l_3} + I_{l_4})A$, тогда получаем систему:

$$\begin{cases} \mu_5 = (2B - A)eI_{l_4} + eI_{l_2}(B + 1/g) + eI_{l_3}(B - A - 1/g); \\ \mu_5 = eI_{l_4}(2A - 4B) + eI_1(B + 1/g); \end{cases} \quad (21)$$

$$2) I_{l_4} = \frac{I_{l_3}(1/g - B + A) + (I_1 - I_{l_2})(B + 1/g)}{6B - 3A}$$

Из уравнение на потенциалы контактов 4 и 2, получаем уравнение на токи:

$$3) (I_{l_1} + I_{l_4})(1/g + B) + I_{l_2}(B - A - 1/g) = I_{l_3}(1/g - B + A)$$

Таким образом, мы имеем три уравнения с тремя неизвестными на токи, текущие в образце (дополнительно использовано уравнение баланса электрических токов: $I_0 = I_{l_1} + I_1 - I_{l_4}$).

$$\begin{cases} I_{l_4} = \frac{I_1 \frac{(2/g + A)}{B + 1/g} - I_0 \frac{1/g + B}{A + 2/g}}{6B - 3A} - \frac{D(1/g - B + A)}{B + 1/g} + \frac{2/g + 3A - 4B}{A + 2/g} \\ I_{l_2} = I_0 \frac{1/g + B}{A + 2/g} + I_{l_4} \frac{2/g + 3A - 4B}{A + 2g} \\ D = 4A - 7B + 1/g - C \end{cases} \quad (22)$$

Система уравнений на разность потенциалов между контактами 2 и 8:

$$\begin{cases} \mu_{\uparrow}^2 - \mu_{\downarrow}^8 = e(I_1 - I_{l_4} - I_{l_1})A; \\ \frac{\mu_{\uparrow}^8 + \mu_{\downarrow}^8}{2} = \mu_8; \\ \frac{\mu_{\uparrow}^8 - \mu_{\downarrow}^8}{2} = 2eB(I_1 - I_{l_4}); \end{cases} \quad (23)$$

$$4)\mu_8 = I_{l_1}(1/g_2 - B + A) + I_{l_2}(-1/g_2 + B) + I_{l_4}(A - 2B) + I_1(2B - A).$$

Тогда, измеренное по этой схеме, сопротивление можно будет найти по формуле:

$$R = \frac{\mu_8}{I_1} = \frac{I_{l_1}}{I_1}(1/g_2 - B + A) + \frac{I_{l_2}}{I_1}(-1/g_2 + B) + \frac{I_{l_4}}{I_1}(A - 2B) + (2B - A) \quad (24)$$

3 Сопротивление одиночного края в квантовой яме HgTe с инвертированным спектром.

3.1 Методики измерений.

Методика получения низких температур. Образец исследовался при температурах $0.5K < T < 4.2K$. Для достижения таких температур использовалась криогенная техника. Образец помещался в криостат, имеющий две полости: внешнюю - азотную и внутреннюю - гелиевую. Для тепловой изоляции от внешней среды и друг от друга эти полости помещены в вакуумную рубашку криостата. Жидкий гелий с помощью П-образной трубки для переливания заливается в криостат из переносного дюара. Стенки трубки двойные, полость между ними откачана до высокого вакуума, чтобы минимизировать подвод тепла извне к внутренней трубке, по которой потечёт He_4 . Один конец такой трубки вставляется в переносной дюар, второй в гелиевую полость криостата. Затем в дюаре нагнетается давление, гелий испаряется и летит по П-образной трубке, охлаждая её. Когда трубка охлаждается до температуры

жидкого гелия, он начинает перетекать из дюара по трубке в криостат.

Образец помещается в криостат в специальной вставке, которая состоит из внутренней части и стакана. Образец на держателе находится на самом конце вставки, к держателю сверху тянутся необходимые провода и коаксиальные кабели. Так же на держателе находится резистивный термометр. Сама внутренняя часть представляет собой длинную цилиндрическую полость, называемую одноградусной камерой, в которую заливается 4He для последующей откачки его паров. Внутренняя часть вставки помещается в стакан, который может соединяться гибким сильфонным шлангом с баллоном, содержащим газообразный 3He .

Для получения температуры $4.2K$, полость стакана откачивается, внутрь неё напускается теплообменный газ (3He) и вставка опускается внутрь криостата. Дополнительное понижение температуры происходит следующим образом:

- 1) Заливается 4He в одноградусную камеру;
- 2) Открывается вентиль на баллоне с газообразным 3He , для поступления 3He во вставку;
- 3) Откачивается 4He из одноградусной камеры до тех пор, пока газообразный 3He не сконденсируется на дне стакана;
- 4) Угольный насос, подсоединённый к сильфону и, соответственно, к камере с 3He в криостате, опускается в дюар с 4He ;

Температура конденсации 3He 3.32 K при $P = 1.15\text{ atm}$. При откачке 4He достигается температура $\approx 1.5\text{ K}$. Поэтому, если откачивать 4He из одноградусной камеры, то 3He , который в это время находится в полости стакана в газообразном состоянии, конденсируется. Итак, после откачки паров 4He из одноградусной камеры температура во внутренней части вставки достигает 1.5 K . Для дальнейшего понижения температуры нужно откачивать уже пары 3He . Активированный уголь является хорошим адсорбентом, особенно при низких температурах, поэтому при опускании угольного насоса в дюар с жидким 4He , он начинает адсорбировать 3He . Давление насыщенного пара понижается и 3He начинает испаряться, забирая у системы энергию, необходимо-

мую на испарение. Хладопроизводительность уменьшается экспоненциально с понижением температуры. Когда давление становится настолько низким, что производимое охлаждение полностью компенсируется теплопритоком, наступает равновесие. Таким способом можно добиться температур ниже $0.5K$ [18].

Способы измерения сопротивления. Сопротивление можно измерять на постоянном или на переменном токе. Для измерения на постоянном токе используется мультиметр, на переменном - Lock-in. Для усиления сигнала с образца используется низкошумящий предусилитель напряжения, который устанавливается перед Lock-in или мультиметром. Использование низкошумящего предусилителя является одним из ключевых моментом для измерения малых напряжений, так как при этом существенно снижается уровень шумов в измеряемом сигнале, по сравнению с прямым подключением приборов, измеряющих напряжение. При проведении экспериментов, описанных в этой работе, используется предусилитель с коэффициентом усиления 100. Входное сопротивление предусилителя $100M\Omega$, что является достаточно большой величиной, чтобы не оказывать влияния на измеряемый сигнал.

При измерении с помощью Lock-in, с его выхода через нагрузочное сопротивление через образец пропускается переменный ток на выбранной частоте. Сигнал с образца после низкошумящего предусилителя подаётся на вход Lock-in. Затем он осуществляет перемножение входного и выходного сигналов и усредняет их по времени измерения - постоянной времени Lock-in. Таким образом, сигналы на частотах, отстоящих от частоты выходного сигнала более чем на обратную постоянную времени Lock-in усредняются в нуль. Рабочая частота Lock-in выбирается так, чтобы она была как можно дальше от частот кратных 50 Hz - частоты сети. С помощью Lock-in можно измерять активное и реактивное сопротивление образца. На высоких рабочих частотах реактивное сопротивление может стать по величине сравнимым с активным, поэтому обычно выбираются относительно низкие рабочие частоты Lock-in. Преимущество измерения Lock-in по сравнению с измерением мультиметром состоит

в том, что он автоматически исключает какой-либо offset и измеряет только сигнал, приходящий с образца. Однако, измерения с помощью Lock-in обычно производятся медленнее, чем с помощью мультиметра: при измерении на частоте $7Hz$ время измерения каждой точки должно быть не меньше $0.15s$.

Схемы измерения сопротивлений. Существуют двухточечные, трёхточечные и четырёхточечные схемы измерения сопротивлений. В двухточечных схемах, падение напряжения на образце снимается с тех же контактов, с которых пускается ток. Таким образом, в измеренное сопротивление будет дополнительно входить сопротивление этих двух контактов. В трёхточечных схемах используются три контакта к образцу: один из них заземляется, через другой пускается ток, с третьего измеряется падение напряжения относительно земли. Сопротивление, измеренное по такой схеме, будет включать в себя сопротивление заземлённого контакта. В результат измерения четырёхточечной схемой не входит сопротивление никаких контактов, так как ток пускается с одних контактов, а напряжения измеряются с двух других. Отметим однако, что все вышеизложенные рассуждения справедливы только, если входное сопротивление низкошумящего предусилителя значительно больше сопротивления образца и используемых контактов.

Методика измерения тока конвертором. Маленькие токи можно измерять с помощью стандартной схемы на операционном усилителе, схематически изображённой на рисунке 13. Рассмотрим эту схему подробнее. Один из входов операционного усилителя сажаем на землю, второй через большой резистор ($100M\Omega$) замыкаем обратной связью на его выход. Так как ток в усилитель не течёт, и между двумя его входами поддерживается одинаковое напряжение, то весь измеряемый ток I потечёт по обратной связи. Снимая падение напряжения V на резисторе в обратной связи R , можем найти величину этого тока. Прибор, в котором содержится схема, преобразующая маленькие токи в напряжение, называется конвертором.

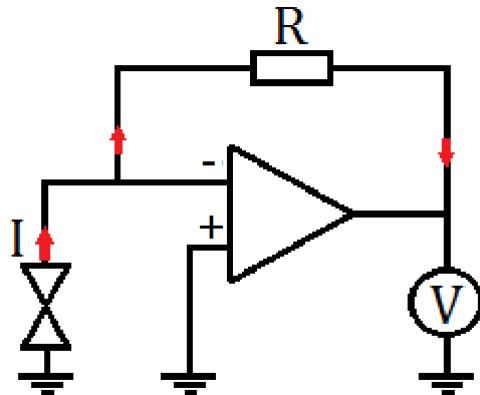


Рис. 13: Схема измерения маленьких токов с помощью стандартной схемы на операционном усилителе.

3.2 Цель исследования.

Изучить сопротивление одиночного края квантовой ямы HgTe с инверсным спектром.

3.3 Задачи исследования.

Измерить сопротивление одиночного края различными схемами, сравнить результаты.

3.4 Экспериментальные результаты измерения сопротивления одиночного края тремя способами.

Исследуемый образец, изображённый на рисунке 14, представляет собой квантовую яму $CdHgTe/HgTe/CdHgTe$ с инвертированным спектром. Ширина ямы составляет 8 нм, ориентация [013]. Данный образец имел геометрию Холловского мостика с различными длинами краёв от 2 мкм до 37.5 мкм. Образец был предоставлен группой З.Д.Квона из Института физики полупроводников в Новосибирске. В дальнейшем будем называть край образца по контактам, между которыми он находится.

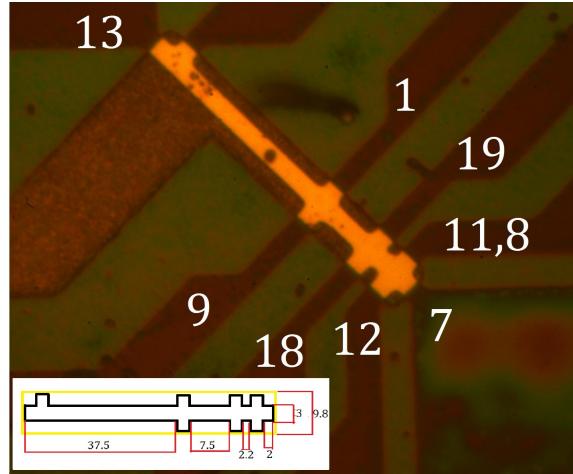


Рис. 14: Изображение образца с номерами контактов, в левом нижнем углу схема образца с длинами краёв в мкм

3.4.1 Измерение сопротивления контактов.

Контактные сопротивления измерялись трёхточечной схемой при нулевом затворном напряжении. Схема измерений показана на рисунке 15. Заземляется контакт, сопротивление которого нас интересует (контакт 19). С источника напряжения ($V = 0.32V$) через трансформатор ($K = 1/32$) и нагрузочное сопротивление $R_{\text{обр}} = 10.6M\Omega$ подаётся ток $I = \frac{V}{K(R_{\text{нагр}} + R_{\text{конт}} + R_{\text{обр}})} \approx \frac{V}{KR_{\text{нагр}}} = 0.94nA$ через контакт 11. Сопротивление нагрузочного резистора выбирается заранее больше, чем сопротивление образца и контактов, чтобы последними сопротивлениями можно было пренебречь при подсчёте, пропускаемого через образец, тока. Для измерения сопротивления контакта 18, равного $2M\Omega$, использовался нагрузочный резистор с сопротивлением $100M\Omega$. Напряжение измерялось на контакте 1 относительно земли с помощью низкошумящего предусилителя и Lock-in. Ток из контакта 11 течёт в заземлённый контакт 19. Между контактами 19 и 1 ток не течёт, следовательно, падение напряжений между ними происходит только на самом контакте 19 и в его приконтактной области в образце. Отсюда измеряемое напряжение $V = I \cdot (R_{\text{конт}} + R_{\text{обр}})$. Сопротивлением приконтактной области образца при

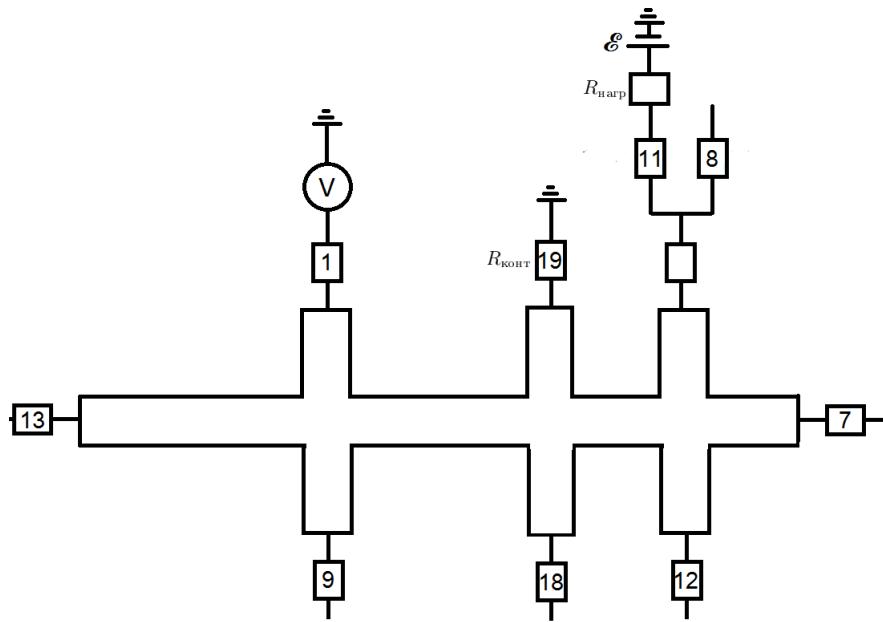


Рис. 15: Схема измерения сопротивления контакта 19, при пропускании тока через образец с контакта 11 и измерении напряжения на контакте 1.

нулевом затворном напряжение можно пренебречь из-за её малого размера $S \approx 2\text{мкм} \times 1\text{мкм} \rightarrow R_{\text{обр}} < 100\Omega$. Тогда находим сопротивление контакта $R_{\text{конт}} = V/I$.

Таблица 1: Сопротивления контактов

номер контакта	сопротивление, kOm
7	6
8,11	5.5
19	1.83
1	2
13	1.86
9	1.7
12	19
18	2000

3.4.2 Нелокальное сопротивление.

На рисунке 16 изображена зависимость нелокального сопротивления края 11-7 от затворного напряжения и схемы для которых были измерены данные сопротивления. В первых трёх схемах контакт 12 заземляется, ток пускается

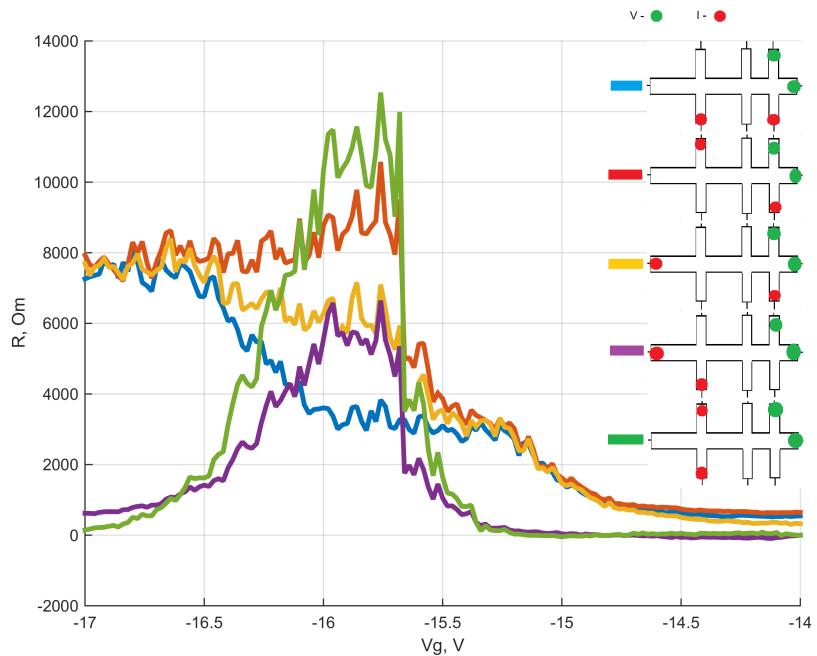


Рис. 16: Зависимость нелокального сопротивления образца между контактами 11-7, измеренного по четырёхточечной схеме, от затворного напряжения для нескольких конфигураций токовых контактов. Схемы подачи тока и снятия напряжения приведены справа и помечены соответствующим цветом кривой.

через контакт 1, 13 или 9 соответственно, в остальных двух - заземляется контакт 9, ток пускается в 13 или 9. В первых трёх схемах заметно два плато, в окрестности затворного напряжения -15.5V и -16.8V , в последних двух наблюдается только один максимум в области затворных напряжений около -15.8V . Величина тока, которая протекает через край 11-7, в режиме краевого транспорта, так же как и величина нелокального сигнала, зависит от того, по какому пути протекает ток. Следовательно, краевой режим существует там, где находится первое плато сопротивления для трёх первых схем, в области

максимума сопротивления для четвёртой и пятой схемы. Второе же плато нелокального сигнала, может относиться, например, к специфике объёмного распределения токов в образце, когда уровень Ферми находится в валентной зоне. Таким образом, краевой режим течения тока надёжно существует в окрестности затворного напряжения -15.8V.

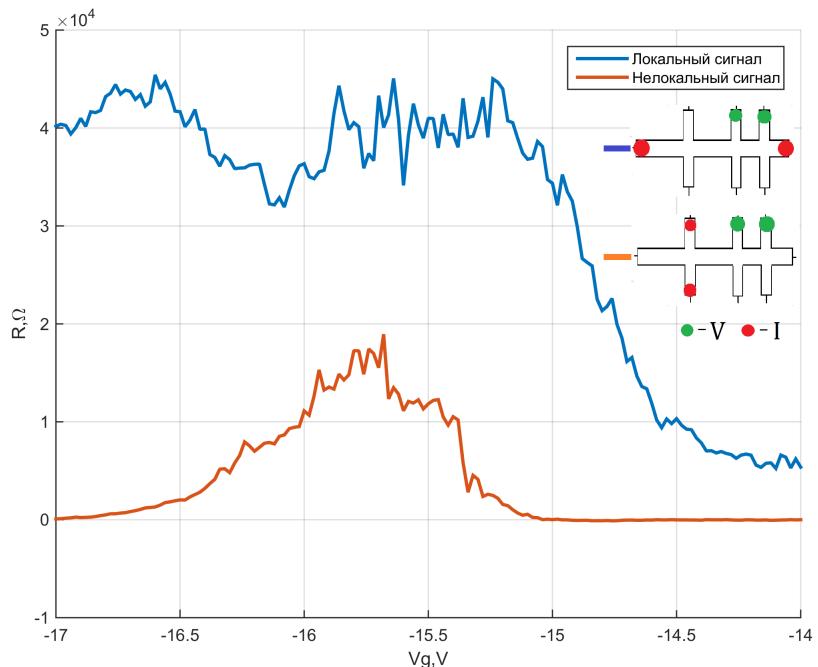


Рис. 17: Сравнение зависимости локального и нелокального сопротивления образца между контактами 11-19, измеренного по четырёхточечной схеме, от затворного напряжения. Схемы измерения указаны справа и помечены цветом соответствующей кривой.

3.4.3 Способ измерения сопротивления края №1.

В первом способе измерялась зависимость сопротивления края, измеренного по двухточечной схеме, от затворного напряжения. Как уже обсуждалось

в части 2, измеренное по двухточечной схеме сопротивление включает в себя сопротивление контактов. Поэтому сопротивление самого края находится по формуле $R_{\text{края}} = V_{\text{изм}}/I_0 - R_{\text{конт8}} - R_{\text{конт7}}$. Минус этого способа состоит в том, что в условиях краевого транспорта пущенный через контакт ток (I_0), потечёт в заземлённый контакт двумя разными путями - вдоль границы образца по и против часовой стрелке (рис.18). Следовательно, по измеряемому краю потечёт меньший ток и измеренное сопротивление после вычета контактных сопротивлений будет занижено. Поправкой к току при подсчёте сопротивления можно пренебречь только если сопротивления по разным путям обхода сильно различаются по величине. В этом случае один из путей будет шунтировать другой.

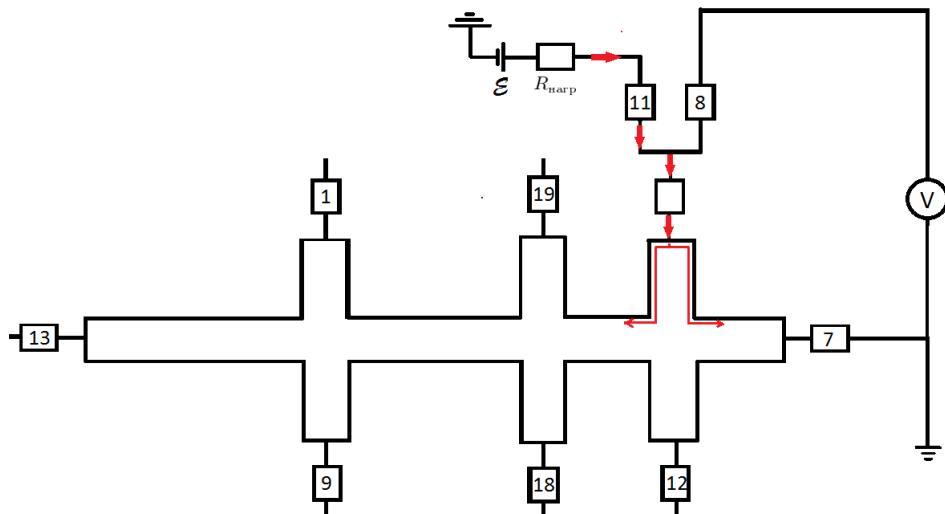


Рис. 18: Двухточечная схема измерения сопротивления образца между контактами 11-7. Схематически показано растекание тока вдоль границы по и против часовой стрелке.

На рисунке 19 изображен график зависимости сопротивления края 11-7 от затворного напряжения (V_g), измеренного по двухточечной схеме (R), изображённой на рисунке 18. Также изображен график зависимости нелокального сигнала края 11-7 от затворного напряжения и схема измерения этого нелокального сигнала. По нелокальному сигналу определяется область затвор-

ных напряжений, в которых краевой транспорт преобладает над объёмным ($-15.15V : 15.3V$) - пик сопротивления.

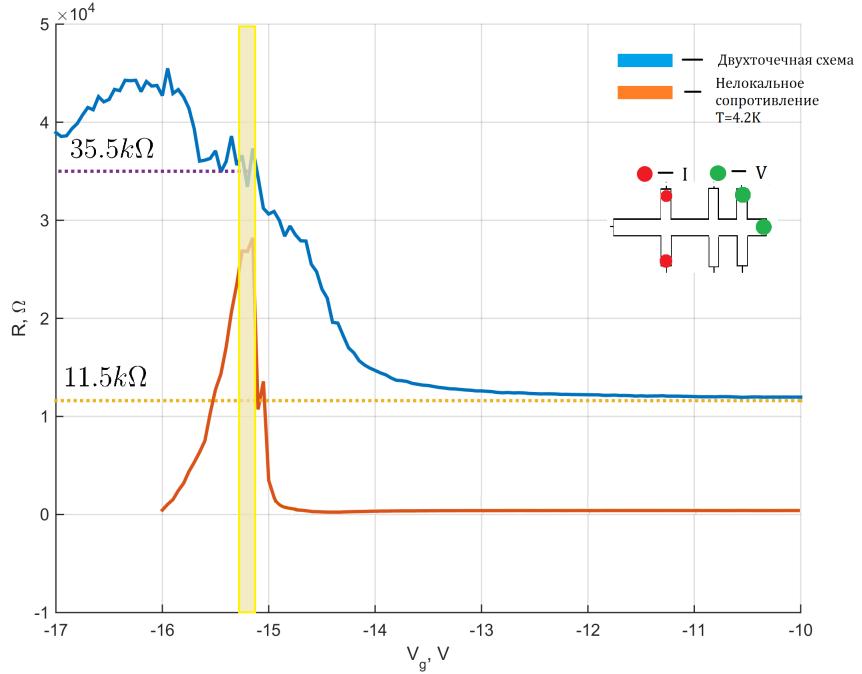


Рис. 19: График зависимости сопротивления края 11-7, измеренного по двухточечной схеме, изображённой на рисунке 18, от затворного напряжения - синяя кривая. График зависимости нелокального сопротивления, измеренного по четырёхточечной схеме от затворного напряжения при температуре 4.2К - красная кривая.

Измеренное по двухточечной схеме сопротивление равно $R = R_{\text{обр}} + R_8 + R_7$. Когда уровень Ферми находится глубоко в зоне проводимости сопротивлением части образца под затвором можно пренебречь. Оно будет малым по сравнению с сопротивлением контактов, так как его размер много меньше размеров контактов $R_{\text{обр}}(V_g = 0) \approx 100\Omega$. Тогда, измеренное сопротивление должно быть просто равно двум контактным $5.5k\Omega + 6k\Omega = 11.5k\Omega$. Это значение отмечено на графике жёлтой пунктирной линией. Как видно из графика, в нашем случае сопротивлением образца можно пренебречь уже в районе $-11V$. Фиолетовой пунктирной линией на графике отмечено измеренное сопротив-

ление в области краевого транспорта $35.5k\Omega$. Получается, что сопротивление самого края 11-7 в режиме краевого транспорта составляет $35.5k\Omega - 5.5k\Omega - 6k\Omega = 24k\Omega$. Точность определения данного сопротивления составляет $\pm 2k\Omega$, что обусловлено воспроизведимыми мезоскопическими флюктуациями.

3.4.4 Способ измерения сопротивления края №2.

В этом способе измерение сопротивления края производилось по четырёхточечной схеме. При заданном затворном напряжении, обеспечивающем нахождение образца в режиме краевого транспорта, используя источник напряжения и нагружное сопротивление $10.6M\Omega$, пустим через контакт 19 ток I_1 . Назовём этот ток 'задающим'. Этот ток будет течь в заземлённый контакт двумя разными путями: вдоль границы образца по и против часовой стрелке, как обсуждалось ранее. Теперь пустим с контакта 18 через образец ещё один ток I_2 , как изображено на рисунке 20 схема 1. Назовём этот ток 'компенсирующим'. В левой части образца, между контактами 18-9, 9-13, 13-1, 1-19 и 1-18 токи I_1 и I_2 будут течь в противоположных направлениях. Следовательно, можно подобрать величину тока I_2 так, чтобы измеряемое падение напряжения между контактами 1-9 занулилось. Это значит, что суммарный ток, между этими контактами, а также между контактами 9-18 и 1-19 станет равным нулю. Следовательно, ток, текущий через край 11-7 будет равен току I_1 . Таким образом, с помощью зануления падения напряжения между контактами 1-9, можно точно определить ток, текущий через край 11-7, сопротивление которого измеряется по четырёхточечной схеме.

Эксперимент проводился для двух различных схем. Обе схемы изображены на рисунке 20. Идея эксперимента, разобранная выше для схемы 1 верна также и для схемы 2. Отличие между этими схемами в том, что в схеме 2 зануляется падение напряжения между контактами 9-18. Вольт-амперная характеристика края 11-7 измеряется с помощью одновременного пропорционального изменения токов I_1, I_2 так, чтобы скомпенсированный сигнал всегда оставался равным нулю. Для того, чтобы получить зависимость сопротивления края 11-

Схема 1

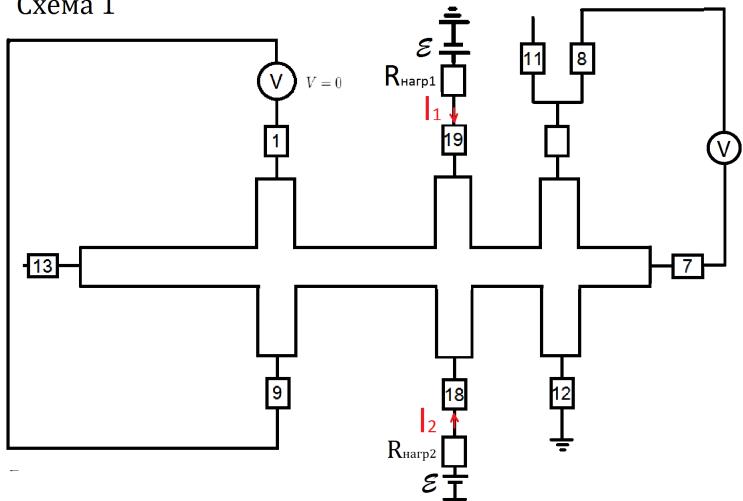


Схема 2

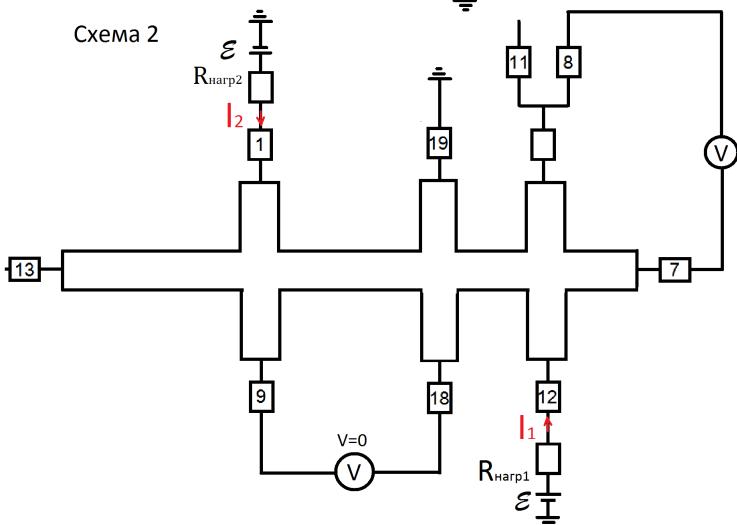


Рис. 20: Четырёхточечная схема измерения сопротивления края 11- 7 с использованием задающего I_1 и компенсирующего I_2 тока при занулении падения напряжения между контактами 1-9 - схема 1, и 9-18 - схема 2.

7 от затворного напряжения данный эксперимент проводился при различных фиксированных значениях напряжения на затворе.

На рисунке 21 представлены результаты проведённых экспериментов по схеме 1 и 2 при различных затворных напряжениях. Также на графике изображена зависимость нелокального сопротивления от затворного напряжения, по которой можно определить область по затворному напряжению, в кото-

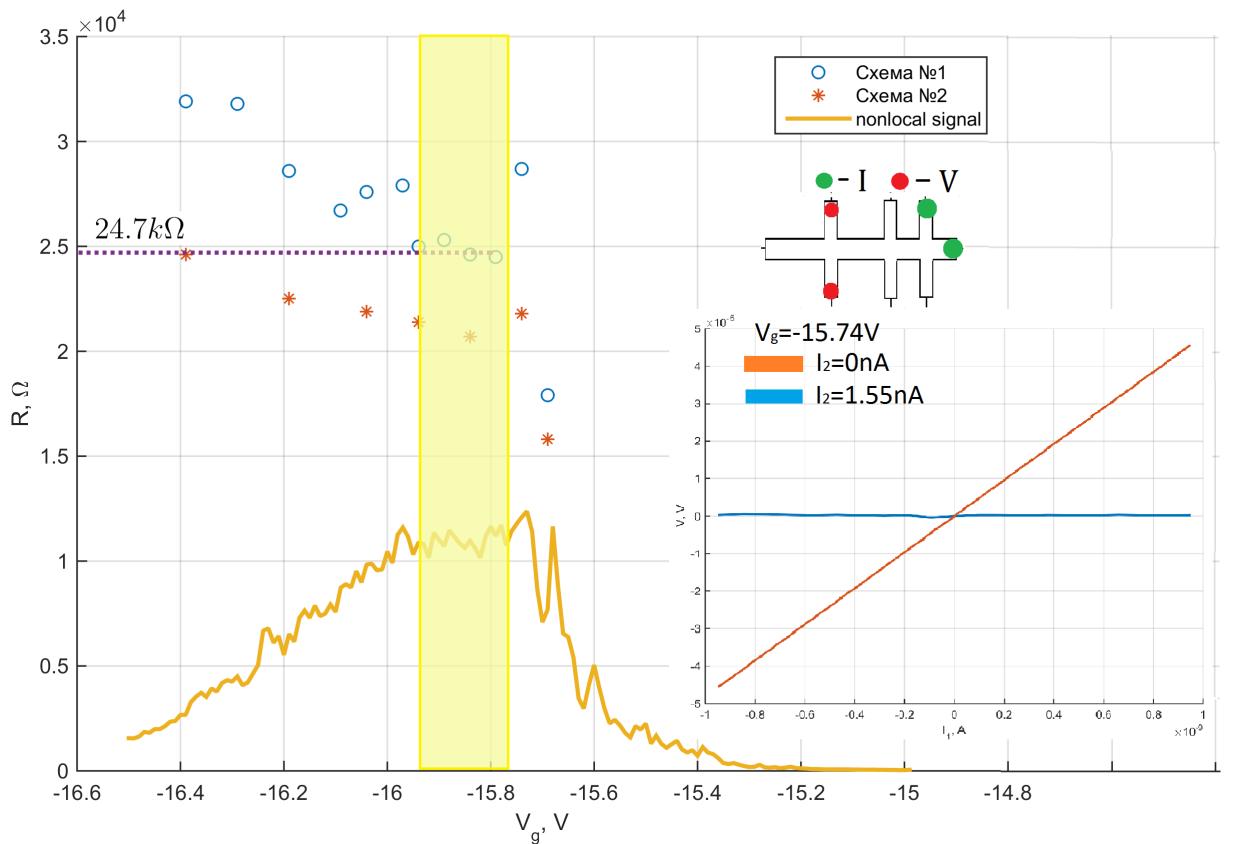


Рис. 21: График зависимости сопротивления края 11-7, измеренного по четырёхточечной схеме с использованием задающего I_1 и компенсирующего I_2 , от затворного напряжения для измерительной схемы 1 - синие кружки, и измерительной схемы 2 - красные звёздочки. И график нелокального сопротивления, измеренного по схеме, изображённой справа. На вставке к графику изображена вольт-амперная характеристика края 1-9 в схеме 1 при $V_g = -15.74V$ с компенсацией токов - синяя кривая и без компенсации - красная.

рой для образца реализуется режим краевого транспорта, и схема измерения этого нелокального сигнала. На вставке к графику представлены результаты измерения зависимости падения напряжения между контактами 1-9 в схеме 1 с компенсацией токов и без компенсации от задающего тока при затворном напряжении -15.74 V.

Заметим, что данные, полученные в схеме 1 и в схеме 2, различаются меж-

ду собой. Скорее всего, это связано с большим сопротивлением контакта 18 ($2M\Omega$). В схеме 1 компенсирующий ток подавался на контакт 18 через нагрузочное сопротивление $100M\Omega$, поэтому большое сопротивление этого контакта не могло существенно повлиять на результаты измерений. В схеме 2 этот контакт использовался для снятия падения напряжения. Контакты с большим сопротивлением могут содержать дополнительную разность потенциалов, например, термоэлектрического происхождения. Это значит, что ток в схеме 2 мог быть скомпенсирован не полностью. Таким образом, более достоверными следует считать данные, измеренные в схеме 1. Следовательно, измеренное четырёхточечной схемой сопротивление края 11-7, как видно из графика, в режиме краевого транспорта составляет $24.7k\Omega$. Точность определения данного значения сопротивления составляет $\pm 0.5k\Omega$, если не брать в расчёт разброс между разными схемами измерений.

3.4.5 Способ измерения сопротивления края №3.

Проблему растекания тока от задающего контакта в режиме краевого транспорта по двум путям можно также исключить, если измерять непосредственно ток, текущий через исследуемый край при помощи конвертора. Методика измерения малых токов с помощью схемы на операционном усилителе была описана в разделе 3.1. В этой же части работы будет рассмотрена трёхточечная схема измерения сопротивления с помощью конвертора.

Итак, пусть мы хотим измерить сопротивление какого-нибудь края в режиме краевого транспорта. К этому краю подходят два контакта. Пустим ток I_0 в соседний с ними контакт. С одного из двух будем снимать ток I конвертором, с другого напряжение $V_{изм}$. Все остальные контакты заземлим. Пример схемы измерения показан на схеме 3 в рисунке 22. Конвертор на схеме изображён буквой А.

Ток I , текущий по краю в заземлённый контакт с сопротивлением $R_{конт}$, уходит в этот контакт не полностью, $\frac{I}{1 + \frac{R_{край}}{R_{конт}}}$ часть продолжает течь по следующему краю с сопротивлением $R_{край}$. Из этого следует, что измеренное со-

Схема 3

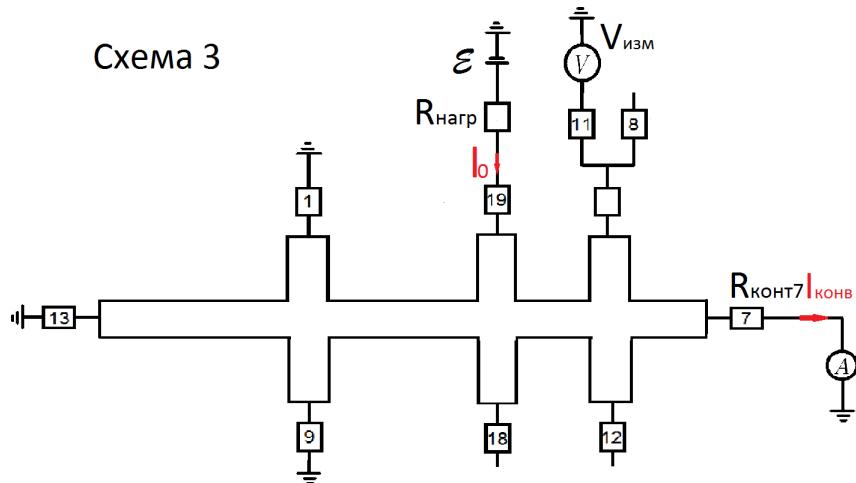


Рис. 22: Трёхточечная схема 3 измерения сопротивления края 11-7 с помощью конвертора(А).

противление края может отличаться от реального по двум причинам :

- 1) Ток, текущий в противоположную сторону относительно измеряемого края от задающего контакта, уходит в землю не полностью, малая его часть доходит до контакта с конвертором и создаёт дополнительный ток. Тогда, ток, измеряемый конвертором будет больше, чем ток, который идёт через край, что приведёт к нежелательной систематической ошибке.
- 2) Ток, текущий через измеряемый край, не полностью идёт в контакт с конвертором, часть его уходит в следующий край. Тогда ток, измеряемый конвертором, будет меньше, чем ток, текущий через край - опять ошибка.

Таким образом, для измерения реального сопротивления края в этой схеме необходимо чтобы, сопротивления контактов были на порядок меньше, чем предполагаемые сопротивления краёв. Также, для того, чтобы увеличить сопротивление, находящееся в параллели с сопротивлением контакта с конвертором можно разземлить следующий за ним контакт, как сделано в схеме 3 на рисунке 22. Из предыдущих рассуждений следует вывод: для того, чтобы сопротивление края в краевом режиме измерялось правильно в схеме 3, необходимо, чтобы ток через край, следующий за контактом 7, был равен нулю. Для проверки этого, что ни по краю 12-7, ни в объёме между контактами 19-12

Схема 4

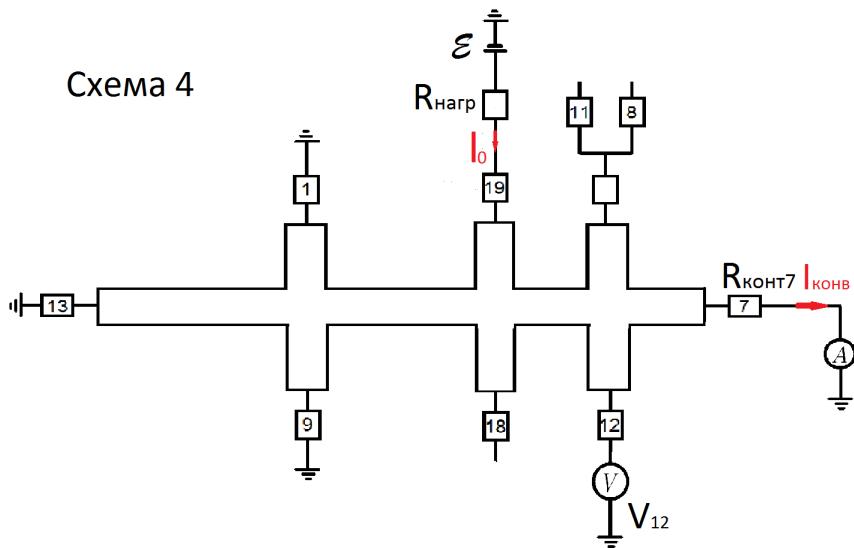


Рис. 23: Схема 4 для проверки отсутствия объёмного тока между контактами 19-12 и тока в крае 12-7.

в схеме 3 не течёт ток в области затворных напряжений, при которых реализуется краевой транспорт, использовалась схема 4. Если и объёмный ток, и ток в крае 12-7 равен нулю, то измеряемое напряжение между контактом 12 и землёй (V_{12}) должно быть равно напряжению на контакте 7 относительно земли. Следовательно, при делении напряжения на контакте 12 на измеренный конвертором ток ($r = V_{12}/I_{\text{конв}}$) в условиях краевого транспорта должно получиться в точности сопротивление контакта 7 ($r = 6k\Omega$).

Графики зависимости измеряемых величин в схемах 3 и 4 изображены на рисунке 24. На графиках жёлтым отмечена область затворных напряжений, где наблюдается максимум нелокального сопротивления образца между контактами 11 и 7.

На рисунке 25 отдельно построена зависимость сопротивления образца между контактами 11 и 7, рассчитанного из соотношения $R = V_{\text{изм}}/I_{\text{конв}}$ и сопротивления, рассчитанного из соотношения $r = V_{12}/I_{\text{конв}}$ (обозначения соответствуют обозначениям на схеме 3 и 4). Также на этом графике изображена зависимость нелокального сопротивления, измеренного по схеме, изображённой справа от кривых, от затворного напряжения. Заметим, что область за-

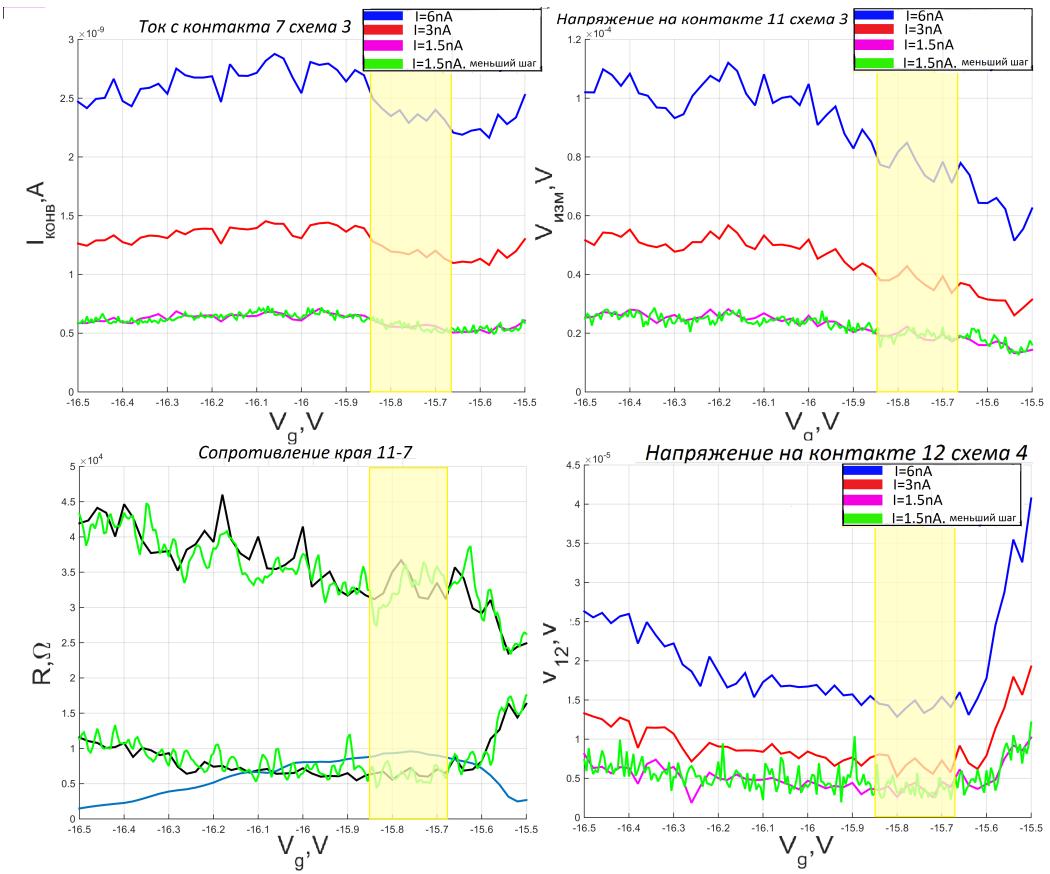


Рис. 24: График зависимости измеренных величин в схемах 3 и 4: ток, измеренный с помощью конвертора на контакте 7, напряжения на контактах 11 и 12, от затворного напряжения для разных токов, пропускаемых через образец. На нижнем левом графике рассчитанное сопротивление края 11-7, измеренного по трёхточечной схеме 3. Жёлтым выделена область краевого транспорта.

творных напряжений, в которой нелокальное сопротивление имеет максимум (выделена жёлтым цветом) совпадает с областью затворных напряжений, где сопротивление, рассчитанное из соотношения $r = V_{12}/I_{\text{конв}}$ в точности совпадает с сопротивлением контакта 7. Этот факт подтверждает наличие режима краевого транспорта в этой области.

Измеренное сопротивление в режиме краевого транспорта соответствует значению $34k\Omega$. В это сопротивление, помимо сопротивления края, входит со-

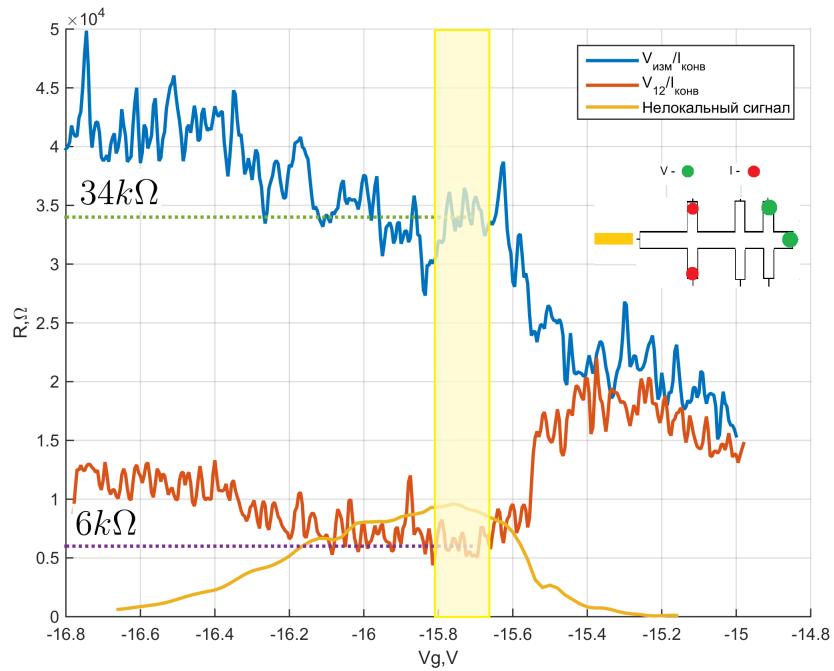


Рис. 25: Зависимость сопротивления образца между контактами 11-7, измеренного по трёхточечной схеме 3, от затворного напряжения - синяя кривая и сопротивления, рассчитанного по формуле $V_{12}/I_{конв}$ - красная кривая, а также нелокального сопротивления, измеренного по схеме, изображённой справа.

противление заземлённого контакта $6k\Omega$. Следовательно, сопротивление края 11-7, измеренное по трёхточечной схеме, в режиме краевого транспорта составляет $28k\Omega$. Точность данного заначения сопротивления составляет $\pm 3k\Omega$.

3.5 Обсуждение полученных экспериментальных результатов.

3.5.1 Сравнение зависимости рассчитанного сопротивления одиночного края, измеренного тремя способами от затворного напряжения.

Из рис.26 видно, что зависимости сопротивлений края от затворного напряжения в области краевого транспорта в разных схемах измерения отличаются очень слабо. Заметим, что кривые зависимости сопротивления от затворного напряжения, измеренные способом 1 и 2, в режиме краевого транспорта имеют величину ниже кванта сопротивления.

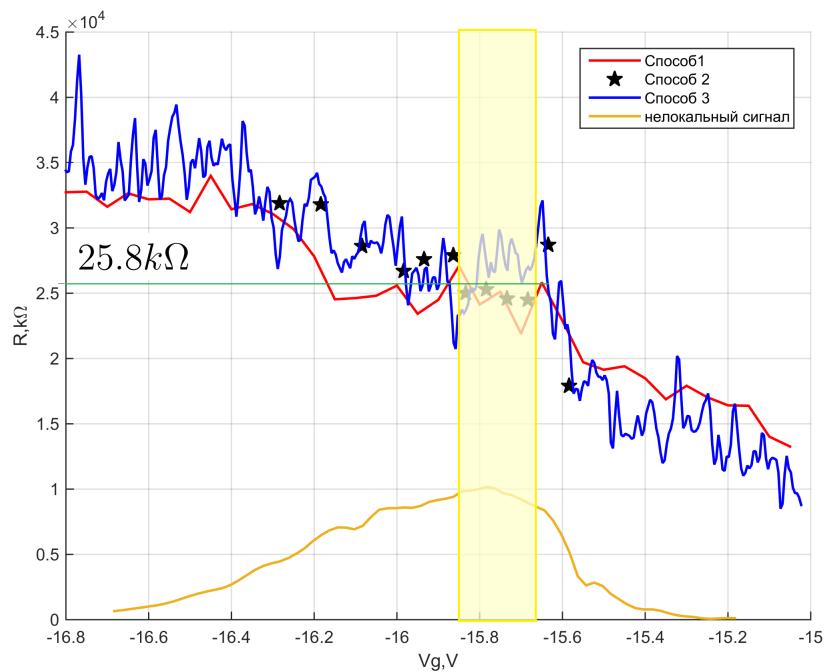


Рис. 26: Сравнение зависимости сопротивления края 11-7 от затворного напряжения, рассчитанного для трёх способов, рассмотренных выше. Красная кривая - двухточечная схема измерений (способ 1). Синяя кривая - трёхточечная схема (способ 3), чёрные звёздочки - четырёхточечная схема (способ 2). Область режима краевого транспорта отмечена жёлтым цветом.

Попробуем оценить интенсивность спиновой релаксации в контактах из случайных разбросов полученных данных. Для оценки возьмём сопротивления краёв, вычисленные для каждого из способов измерения в посвященном им пункте работы:

Схема	сопротивление, kΩ
Двухточечная схема	$(24 \pm 2)k\Omega$
Четырёхточечная схема	$(24.7 \pm 0.5)k\Omega$
Трёхточечная схема	$(28 \pm 3)k\Omega$

Таблица 2: Экспериментально полученные сопротивления края 11-7 в режиме краевого транспорта для трёх способов измерения.

Будем считать, что оба края 11-7 и 11-19 баллистические, тогда из результатов раздела 2.2, измеренное по четырёхточечной схеме сопротивление края $R = \frac{g + 4g_s}{g + 4g_0 + 4g_s} \frac{1}{g_0}$. Следовательно, контактанс интенсивности спиновой релаксации находится по формуле $g_s = \frac{g(\beta - 1) + 4g_0\beta}{4(1 - \beta)}$, где $\beta = Rg_0$. Подставляя вместо R , найденное в эксперименте сопротивление и, полагая обратное сопротивление контактов равным $g = 1/(6k\Omega)$, получаем, что $g_s \approx 0.8 \cdot 10^{-3} 1/\Omega \rightarrow r_s \approx 1,2k\Omega$.

Оценим разность между значениями сопротивлений для измеренного двухточечного и четырёхточечного сопротивления, которое должно было бы получиться, если бы все края образца были баллистические и сопротивления всех контактов равнялось $6k\Omega$. Назовём такой образец идеальным. В оценке будем использовать рассчитанное значение контактаса интенсивности переворота спина в омическом контакте. Из раздела 2.2 $\Delta Rg_0 = \frac{8\gamma^2 + 26\gamma - 1}{(8 + 4\gamma)(1 + 4\gamma)}$, где $\gamma = \frac{g_0}{g + 4g_s}$. Подставляя значения, получаем $\gamma = 11 \cdot 10^{-3}$, $\Delta R \approx -2.2k\Omega$. Из результатов эксперимента получается значение $\Delta R = -0.7k\Omega$. Однако стоит заметить, что во-первых, экспериментально значение сопротивления края в режиме краевого транспорта для двухточечной схемы определено с точностью $\pm 2k\Omega$, а в четырёхточечной с точностью до $\pm 0.5k\Omega$, во-вторых, образец в нашем случае далёк от идеального.

Для полученного выше значения g_s рассчитаем сопротивление края в режиме краевого транспорта, измеренное по трёхточечной схеме, которое должно получаться в идеальном образце и сравним это сопротивление с экспериментом. Из рисунка 23 получаем, что ток, текущий в контакт 7 в равен $I_1 = 0.5nA$, $I_0 = 1.5nA$, $g_2 = 2k\Omega$, $A \approx 26k\Omega$, $B \approx 0.25k\Omega$, $C \approx 22.6k\Omega$. Следовательно, $R \approx 27.6k\Omega$.

3.5.2 Вывод.

Из-за сильного спин-орбитального взаимодействия в омическом контакте, обратная величина кондактанса спиновой релаксации может быть оценена как $1/g_s = r_s \approx 1.2k\Omega$ и величина отношения $\frac{g_0}{g + 4g_s} \approx 0.011$, определяющая отличие сопротивления края, измеренного в различных схемах, от кванта сопротивления оказывается маленькой. Поэтому существенных различий между сопротивлениями края, измеренных по двухточечной, трёхточечной и четырёхточечной схеме в эксперименте не наблюдалось.

Для исследуемого образца, сделанное теоретическое описание транспорта тока электронами в 'идеальном' образце двумерного топологического изолятора хорошо описывает только четырёхточечную схему измерения сопротивления на трёх самых коротких контактах, сопротивление которых близко к кванту. Для описания остальных схем измерения оно подходит лишь качественно. Для количественного расчёта требуется более детальное рассмотрение.

4 Влияние переменного магнитного поля на сопротивление края в квантовой яме HgTe с инверсным спектром.

4.1 Методики измерений.

Ядерный магнитный резонанс, электронный парамагнитный резонанс. Пусть перпендикулярно плоскости образца приложено постоянное маг-

нитное поле. Это поле заставляет магнитные моменты ядер и спины электронов в образце прецессировать относительно выделенной оси, направленной по магнитному полю. Приложим переменное магнитное поле в плоскости образца. Оно заставит магнитный момент прецессировать так же вокруг выделенного направления в плоскости. Амплитуда переменного магнитного поля должна быть много меньше, чем величина постоянного. Тогда, прецессия вокруг выделенного направления в плоскости образца будет происходить с большим периодом, чем вокруг перпендикулярной оси. Поглощение энергии переменного магнитного поля образцом будет происходить наиболее эффективно, если магнитное поле будет изменяться в фазе с прецессией магнитного момента вокруг перпендикулярной оси. Частота переменного магнитного поля, соответствующая этому условию, называется резонансной.

Резонансная частота для парамагнитного резонанса может быть найдена по формуле $\nu = \frac{g\mu_B H}{h}$. Подставим в эту формулу данные для квантовой ямы 8nm из статьи[8] - $g = 36.5$. Тогда, частота парамагнитного резонанса в магнитном поле 2.5 мТл будет примерно равна 1.3 ГГц. Частоту резонанса ядер в образце при данном магнитном поле следует искать в области сотен кГц.

4.2 Идея эксперимента.

Пусть образец квантовой ямы HgTe с инвертированным спектром находится в режиме краевого транспорта. Приложим напряжение между контактами одного из краёв образца. Если одномерный краевой канал баллистический, то через него потечёт ток, равный $I_0 = e^2 V/h$. Если же в канале существует механизм рассеяния с переворотом спина, то ток, текущий через него можно выразить как разность тока I_0 и тока I_s , который, рассеявшись, электроны унесли обратно. Для этих токов справедливо соотношение $V(g_0 - g) = I_s$. Таким образом, количество электронов, которые переворачивают свой спин за единицу времени, равно $N = V(g_0 - g)/2e$. Оценим эту величину в предположении, что $g = 0, eV/k = T = 0.5K$: $N = 0.5 \cdot 10^{10}$ электронов в секунду переворачивают свой спин. Следовательно, магнитный момент электронной системы изменяется за одну секунду на величину, равную $\sim 10^{-13}$ Дж/Тл. Этот магнитный

момент должен куда-то деваться. Предположим, что в механизме переворота спина участвует некоторая *среда-посредник*, которая забирает магнитный момент у электронной системы. То есть рассеяние электрона с переворотом спина происходит при взаимодействие с этой средой. Из этих рассуждений следует, что вероятность рассеяния электронов с разными спинами между каналами зависит от состояния среды-посредника. Если через канал течёт постоянный ток, то рассеяние происходит только в одну сторону: например, если ток переносят электроны со спином вверх, то только такие электроны будут рассеиваться и изменять свой спин на противоположный. Тогда величина намагничивания среды будет нарастать со временем, и должен существовать момент, когда среда насытится. С этого момента электроны больше не смогут рассеиваться назад и сопротивления края станет равно кванту сопротивления. Однако, такого не наблюдается - измеряемое сопротивление не зависит от времени. Следовательно, среда-посредник также должна куда-то передавать свой магнитный момент, релаксируя в равновесное состояние. Существует предположение, что *релаксация магнитного момента среды - посредника происходит с помощью передачи его ядром*. Предыдущие рассуждения приводят нас к выводу о том, что при приложении напряжение между контактами, стационарный ток, возникающий в краю, соединяющем эти контакты, определяется равновесием между процессом прихода и ухода магнитного момента из среды-посредника. Таким образом, воздействуя каким-либо способ на один из этих процессов, можно наблюдать особенности в сопротивлении образца. В данном эксперименте, это воздействие осуществлялось путём создания условий ядерного или парамагнитного резонанса, то есть резонансного изменения направлений спинов ядерной или электронной системы в образце. Из рассуждений, приведённых выше, также можно сделать вывод о намагничивании образца вблизи краевых каналов при протекании через образец постоянного тока [7]. На самом деле квантовая яма HgTe является системой со спин-орбитальным взаимодействием. Как известно, в такой системе общий спин не сохраняется, и всё же, даже в системе со спин-орбитальным взаимодействием резонансное воздействие на ядерные спины может нарушить равновесие между процессом

прихода и ухода магнитного момента из среды-посредника, а следовательно, повлиять на величину сопротивления.

4.3 Цель исследования.

Изучить влияние переменного магнитного поля на сопротивление края в краевой режиме в квантовой яме HgTe с инверсным спектром.

4.4 Описание эксперимента.

Постоянное перпендикулярное магнитное поле к образцу прикладывалось с помощью сверхпроводящего соленоида, находящегося внутри криостата в гелиевой камере. С помощью постоянного источника тока через соленоид проpusкался ток, и внутри него создавалось постоянное магнитное поле. Пропускание тока в 1A создавало поле около 50 мТл.

Переменное параллельное плоскости образца магнитное поле можно создать, если поместить образец внутрь катушки, через которую пропускается переменный электрический ток так, чтобы ось вращения катушки была параллельна плоскости образца. В нашем эксперименте специальный держатель под образец являлся нижней половиной катушки (рис. 27). Эта половина представляла собой наклонные медные полосы, изготовленные литографическим методом. После того, как образец приклеивался к держателю, медные полосы соединялись, как показано на схеме в рисунке 27, бондами, которые образовывали верхнюю половину катушки. Также, на держателе имелись контактные площадки для припаивания центральной и внешней жилы коаксиального кабеля, через который с генератора на катушку подавался переменный сигнал. Коаксиальный кабель мог проводить переменный сигнал с генератора вплоть до частоты 5 GHz. При частотах больших, чем 5 GHz переменный сигнал практически полностью поглощается в кабеле. Существенного разогревания катушки при подаче на неё переменного сигнала мощностью до 10dBm в эксперименте не наблюдалось. Сопротивление образца измерялось с помощью Lock-in.

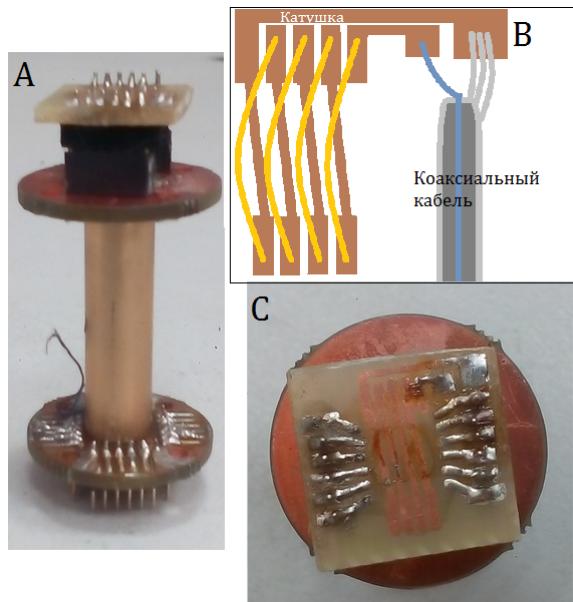


Рис. 27: **A.** Держатель образца вид сбоку; **B.** Схема подачи переменного магнитного поля; **C.** Держатель образца вид сверху.

4.5 Экспериментальные результаты.

Исследуемый образец, изображённый на рисунке 28, представляет собой квантовую яму $CdHgTe/HgTe/CdHgTe$ с инвертированным спектром. Ширина ямы составляет 8 нм, ориентация [013]. Данный образец имел геометрию Холловского мостика (Hall bar). В этом образце затвор располагался только над частью Холловского мостика. Длины краёв под затвором составляли 2.2 мкм и 2 мкм. Образец был предоставлен группой З.Д.Квона из Института физики полупроводников в Новосибирске.

4.5.1 Локальное и нелокальное сопротивление образца.

На рисунке 29 изображён график зависимости локального и нелокального сопротивления образца от затворного напряжения при температуре 4.2К и схемы измерения этих четырёхточечных сопротивлений. Существование области по затворному напряжению с ненулевым нелокальным сопротивлением является доказательством краевого транспорта под затвором в этой области

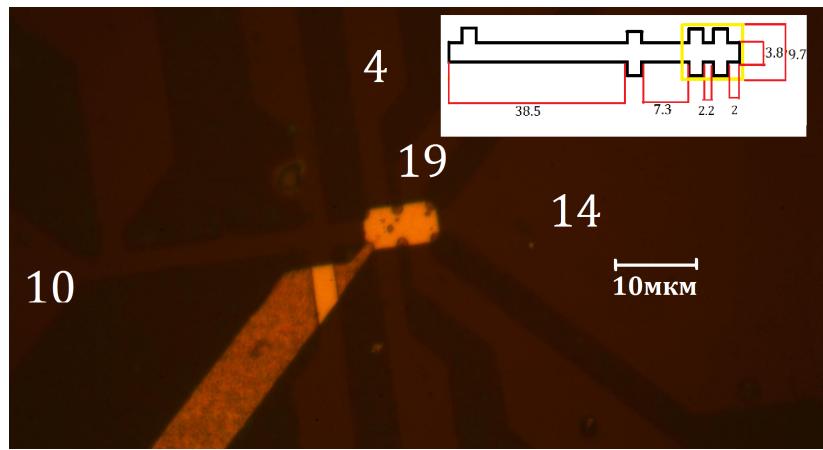


Рис. 28: Изображение образца с номерами контактов, в правом верхнем углу схема образца с длинами краёв в мкм.

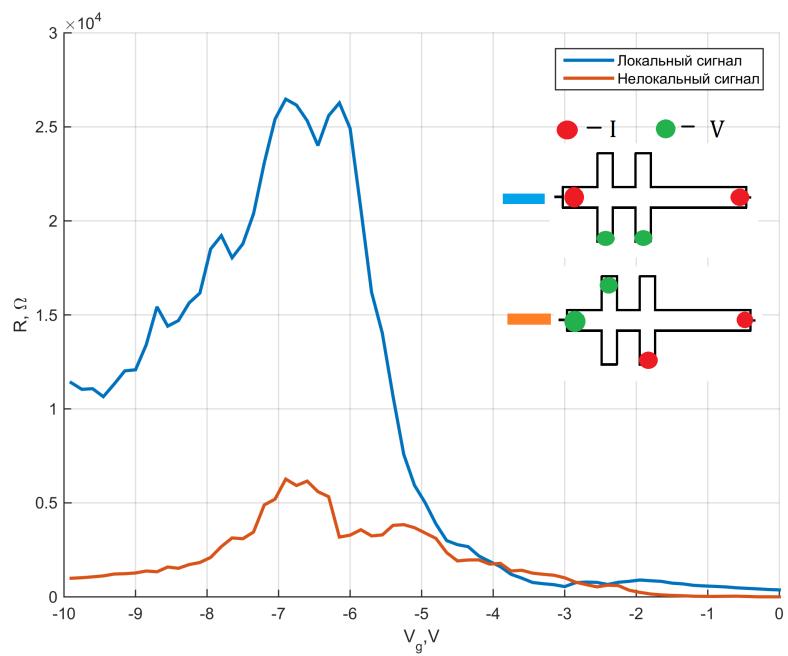


Рис. 29: Локальное и нелокальное сопротивление образца при температуре 4.2К, измеренное по четырёхточечной схеме. Схемы измерения указаны на графике справа и помечены цветом графика, к которому они относятся.

затворных напряжений (см. раздел 1). При температуре 4.2К максимум измеренного локального сопротивления, как видно из графика, составляет $26.5k\Omega$.

4.5.2 Изучение отклика образца, находящегося в постоянном магнитном поле, на переменное магнитное поле.

График зависимости четырёхточечного сопротивления образца от частоты, прикладываемого к образцу, переменного магнитного поля при двух различных мощностях -16dBm и -26dBm в нулевом постоянном магнитном поле, изображён на рис. 30. Падение напряжения между контактами измерялось с части образца, находящейся полностью под затвором. Эта часть при проведении измерения находилась в режиме краевого транспорта $V_g = -5.3V$. Частота переменного сигнала на катушку подавалась в широком диапазоне: от 0.1MHz до 6GHz . При частоте больше 5.5 GHz подаваемый на образец переменный сигнал практически полностью поглощается в кабеле и не доходит до образца. Следовательно, измеряемое на этой частоте сопротивление края должно соответствовать сопротивлению края без переменного магнитного поля. Как можно видеть из графика, увеличение мощности подаваемого на катушку переменного сигнала на 10dBm приводит к падению измеряемого сопротивления края. Причём, чем больше измеряемое значение сопротивления при мощности переменного сигнала -26dBm отличается от сопротивления без переменного поля на определённой частоте, тем больше разница между измеряемыми сопротивлениями для мощности сигнала -26dBm и -16dBm на этой же частоте. Все особенности в зависимости сопротивления края от частоты переменного сигнала при разных мощностях качественно повторяются. Изначально подача тока на образец и снятие напряжения с образца производилась с помощью обычных манганиновых проводов. При этом на измеряемой зависимости четырёхточечного сопротивления края от частоты переменного сигнала, подаваемого на катушку, наблюдались большие наводки. Эта зависимость изображена на вставке в рис. 30. На частотах около трёх гигагерц измеряемое сопротивление из-за наводок падало в два раза.

Наводки возникают из-за того, что манганиновые провода никак не изолиро-

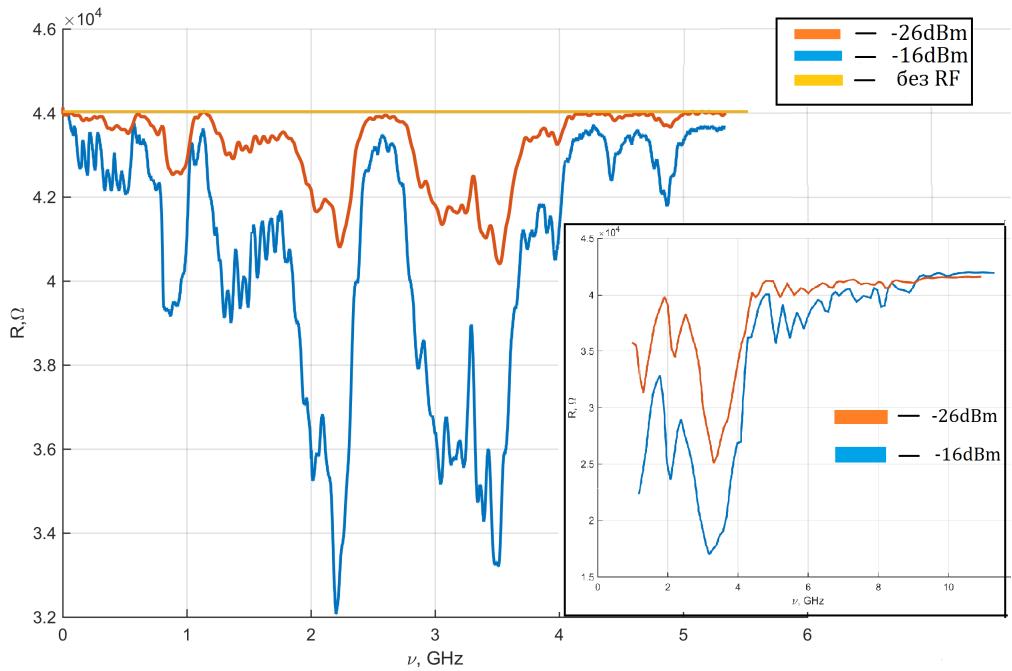


Рис. 30: Зависимость сопротивления образца в режиме краевого транспорта, измеренного по четырёхточечной схеме от частоты и мощности переменного сигнала - эксперимент с кабелями. На вставке тот же эксперимент с манганиновыми проводами.

ваны от окружающей среды. Поэтому если в полость вставки, где они находятся, проходит небольшой переменный сигнал с генератора, то он автоматически наводит переменное электрическое поле в этих проводах. Это переменное поле даёт дополнительный вклад в измеряемое напряжение. В связи с этим, при повторном проведении эксперимента манганиновые провода были заменены на коаксиальные кабели, имеющие изоляцию. Наводки при этом существенно уменьшились. Разница в измеряемых сопротивлениях с переменным сигналом, подаваемым на катушку, мощностью -26dBm и без в области частот около 3.5 ГГц уменьшилась с $17k\Omega$ в эксперименте с манганиновыми проводами до $3k\Omega$ в эксперименте с кабелями.

Следующим шагом приложим к образцу, помимо переменного магнитного

поля, постоянное магнитное поле, направленное перпендикулярно плоскости образца. Согласно идеи эксперимента, если величина постоянного магнитного поля и частота переменного магнитного поля подобраны так, что в измеряемом образце происходит резонансный переворот электронных или ядерных спинов, то в измеряемом сопротивлении могут наблюдаться особенности. То есть, при измерении зависимости четырёхточечного сопротивления в постоянном магнитном поле от частоты, подаваемого на катушку сигнала, при частоте, соответствующей одному из двух резонансов может наблюдаться отличие измеряемого сопротивления от сопротивления на других частотах. Из оценок, проведённых выше, в поле 2.5 мТл в выбранном диапазоне частот, должен лежать и парамагнитный, и ядерный магнитный резонанс.

При проведении эксперимента при переменном сигнале с генератора мощностью -10dBm в постоянном магнитном поле, равном 2.5 мТл и без поля, никакого различия в зависимости сопротивления края в режиме краевого транспорта от частоты переменного сигнала между этими двум экспериментами не наблюдалось. Значит, особенности в этих зависимостях не связаны с парамагнитным и ядерным магнитным резонансом.

4.5.3 Исследование особенностей в зависимости сопротивления края в режиме краевого транспорта от частоты переменного сигнала, подаваемого на катушку.

Особенности в зависимости сопротивления образца от частоты переменного сигнала через катушку не зависит от затворного напряжения. Проверим, связаны ли эти особенности с переносом электронами тока, который пускается через образец с выхода Lock-in. Для этого занулим ток и промодулируем переменный сигнал, подаваемый на катушку на рабочей частоте Lock-in 23 Гц. На рисунке 31 изображена зависимость падения напряжения между контактами с части образца, находящейся под затвором, от частоты переменного сигнала, подающегося на катушку и схемы, в которых эта зависимость была измерена. Эксперимент проводился для трёх различных случаев:

- 1) Ток с Lock-in не подаётся, образец находится в режиме краевого транспорта, переменный сигнал промодулирован на рабочей частоте Lock-in 23 Гц;
- 2) Ток с Lock-in не подаётся, образец находится при нулевом затворном напряжении, переменный сигнал промодулирован на рабочей частоте Lock-in 23 Гц;
- 3) Ток с Lock-in подаётся, образец находится в режиме краевого транспорта, переменный сигнал не модулирован. Из построенного напряжения вычтено падение напряжения между контактами, которое возникает при пропускании тока через образец без воздействия на него переменным сигналом:
 $V_0 = 44 \cdot 10^{-5} V$;

Из графика видно, что все особенности в зависимости падения напряжения от частоты переменного сигнала качественно совпадают во всех трёх случаях. Из этого утверждения, можно сделать вывод, о том, что эти особенности не связаны с переносом электронами тока.

Одним из возможных объяснений наблюдаемого эффекта могут быть плазменные колебания в двумерном электронном газе. Когда частота переменного сигнала находится в резонансе с частотой плазменных колебаний, электронная система испытывает разогрев и сопротивление образца понижается.

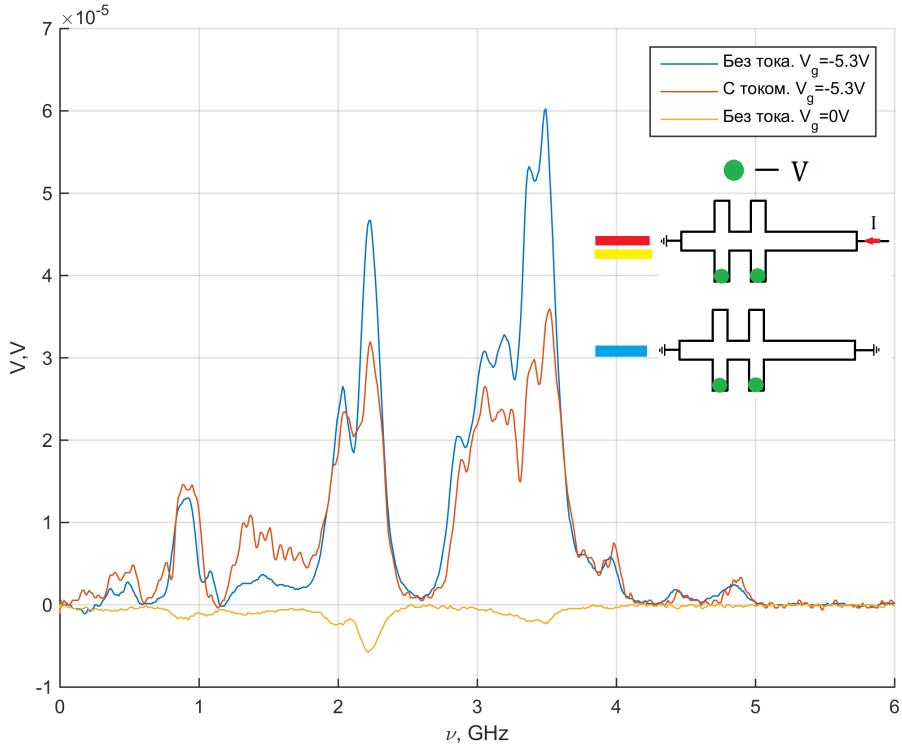


Рис. 31: Зависимость падения напряжение на участке образца, находящемся под затвором от частоты переменного сигнала в трёх различных схемах. Схемы измерения напряжения изображены на рисунке справа от графика и помечены цветом графика, к которому они относятся. Синяя кривая - ток с Lock-in не подаётся, $V_g = -5.3V$, переменный сигнал промодулирован на рабочей частоте Lock-in 23 Гц; Красная кривая - ток с Lock-in подаётся, $V_g = -5.3V$, переменный сигнал не модулирован. Из построенного напряжения вычтено падение напряжения между контактами, которое возникает при пропускании тока через образец без воздействия на него переменным сигналом: $V_0 = 44 \cdot 10^{-5}V$; Жёлтая кривая - ток с Lock-in не подаётся, $V_g = 0V$, переменный сигнал промодулирован на рабочей частоте Lock-in 23 Гц.

Список литературы

- [1] О статье 'Двумерные безмассовые электроны в инверсном контакте' Волков, Панкратов, 1985. О.А. Панкратов.

- [2] Quantum Spin Hall Effect and Topological Phase Transition in HgTe Quantum Wells. Bernevig, Hughes, Zhang. 2006, Science.
- [3] Review Topological insulators. Hasan, Kane. 2010.
- [4] Quantum Spin Hall Insulator State in HgTe Quantum Wells. Markus Konig, Steffen Wiedmann, Christoph Brune, Andreas Roth,Hartmut Buhmann, Laurens W. Molenkamp, Xiao-Liang Qi and Shou-Cheng Zhang. 2007.
- [5] Temperature dependence of the resistance of a two-dimensional topological insulator in a HgTe quantum well.G. M. Gusev, Z. D. Kvon, E. B. Olshanetsky,A. D. Levin, Y. Krupko,⁴ J. C. Portal,N. N. Mikhailov and S. A. Dvoretsky.2014.
- [6] Persistence of two-dimensional topological insulator state in wide HgTe quantum well.E. B. Olshanetsky,Z. D. Kvon, G. M. Gusev, A. D. Levin, O. E. Raichev, N. N. Mikhailov and S. A. Dvoretsky.2015.
- [7] Helical edge states coupled to a spin bath: Current-induced magnetization. Anders Mathias Lunde and Gloria Platero.Phys. Rev. B 86, 035112 – Published 9 July 2012
- [8] Helical edge resistance introduced by charge puddles. Jukka I. Vayrynen, Moshe Goldstein, and Leonid I. Glazman
- [9] F. Crepin, J. C. Budich, F. Dolcini, P. Recher, Trauzettel, Phys. Rev. B 86, 121106(R) (2012)
- [10] Nonlocal edge state transport in the quantum spin Hall state. Andreas Roth, Christoph Brune, Hartmut Buhmann, Laurens W. Molenkamp ,Joseph Maciejko, Xiao-Liang Qi, Shou-Cheng Zhang. 2009.
- [11] Localization at the Edge of 2D Topological Insulator by Kondo Impurities with Random Anisotropies. B.L. Altshuler, I.L. Aleiner, and V.I. Yudson. 2013.

- [12] Effects of nuclear spins on the transport properties of the edge of two-dimensional topological insulators. Chen-Hsuan Hsu, Peter Stano, Jelena Klinovaja, and Daniel Loss.2018.
- [13] Shot noise in the edge states of 2D topological insulators. P. P. Aseev and K. E. Nagaev. 2016.
- [14] Spatially resolved study of backscattering in the quantum spin Hall state. Markus Konig,Matthias Baenninger, Andrei G. F. Garcia, Nahid Harjee, Beth L. Pruitt, C. Ames, Philipp Leubner, Christoph Brune, Hartmut Buhmann, Laurens W. Molenkamp, David Goldhaber-Gordon.
- [15] The resistance of 2D Topological insulator in the absence of the quantized transport. G.M.Gusev, Z.D.Kvon, E.B Olshanetsky, A.D.Levin, Y. Krupko, J.C. Portal, N.N.Mikhailov, S.A.Dvoretsky.2013.
- [16] Transport in disordered two-dimensional topological insulator. G.M.Gusev, Z.D.Kvon,O.A.Shevchenko,N.N.Mikhailov, S.A.Dvoretsky, and J. C. Portal.
- [17] Introduction to the Quantum Hall Effects. Lecture notes, 2006.Pascal Lederer, Mark Oliver Goerbig. Universite de Paris Sud
- [18] Принципы и методы получения температуры ниже 1К. Лаунасмаа О.В.

Благодарности. Я хочу поблагодарить всех сотрудников Лаборатории Электронной кинетики за создание дружественной и рабочей атмосферы. Я благодарна своему научному руководителю Храпаю В.С. за интересные идеи эксперимента и возможность их реализации, а также за широкий круг навыков, которые были приобретены в процессе, Тихонову Е.С., Петруше С.В., Шевчуну А.Ф. за объяснение экспериментальных методик, помочь в проведении эксперимента и обсуждение полученных результатов. Спасибо Шевчуну А.Ф. за поддержку во всех начинаниях и Шовкуну Д.В. за помочь в проведении эксперимента и за объяснения физических явлений. Я благодарна Звереву В.Н. за предоставленную возможность проведения одного из экспериментов.

Дополнение. Для нахождения сопротивления в трёхточечной схеме осталось только выразить ток, пускаемый через контакт 1 I_0 через ток, измеряемый конвертором I_1 . Для этого запишем общее уравнение (8) для контактов 1,8,7:

$\mu_{\uparrow}^1 - \mu_{\downarrow}^7 = 2eA(I_1 - I_{l_4})$, уравнения на потенциалы электронов в контакте 7 мы уже знаем, найдём μ_{\uparrow}^1 с помощью системы уравнений, которая вытекает из общих уравнений (6),(7) и (8) для контактов 1,2,3:

$$\begin{cases} \mu_{\downarrow}^1 - \mu_{\uparrow}^3 = eA(I_{l_1} + I_{l_2}); \\ \frac{\mu_{\uparrow}^1 - \mu_{\downarrow}^1}{2} = eB(2(I_1 - I_{l_4}) - I_0) \\ \frac{\mu_{\uparrow}^3 + \mu_{\downarrow}^3}{2} = \frac{e(I_{l_2} - I_{l_3})}{g}; \\ \frac{\mu_{\uparrow}^3 - \mu_{\downarrow}^3}{2} = -eB(I_{l_2} + I_{l_3}); \end{cases} \quad (25)$$

$$I_0 = 3(I_1 - I_{l_4}) + \frac{1}{A - 2B}(I_{l_2}(-A + 1/g + B) + (B + 1/g)(I_1 - I_{l_3}))$$

Таким образом, получаем окончательное выражение для сопротивления:

$$R = (3B - 2A - 1/g)(1 - \frac{I_{l_4}}{I_1}) + \frac{I_0}{I_1}(1/g - B + A) + \frac{I_{l_2}}{I_1}(B - 1/g)$$