Письма в ЖЭТФ, том 117, вып. 4, с. 299 – 305

Сканирование электронных состояний в квантовом точечном контакте с помощью асимметрично смещенных боковых затворов

Д. А. Похабов[+*1)], *А. Г. Погосов*[+*], *Е. Ю. Жданов*[+*], *А. К. Бакаров*[+*]

[+]*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[*]*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 24 ноября 2022 г.
После переработки 27 декабря 2022 г.
Принята к публикации 28 декабря 2022 г.

Экспериментально изучен кондактанс квантового точечного контакта траншейного типа с боковыми затворами в широком диапазоне затворных напряжений. Проведенные измерения, в которых асимметричное смещение боковых затворов модифицирует ограничивающий потенциал, а сумма затворных напряжений заселяет его электронами, позволили просканировать электронные состояния в квантовом точечном контакте. Анализ экспериментальных данных выявил необычную четырехъямную форму ограничивающего потенциала в одиночном квантовом точечном контакте. Полученную сложную зависимость транскондактанса от суммы и разности затворных напряжений удается разделить на составные части – вклады четырех отдельных проводящих каналов. Различным электронным состояниям, наблюдаемым в эксперименте, было сопоставлено определенное количество заполненных одномерных подзон, принадлежащих разным каналам. Обнаружена целая сеть событий вырождения одномерных подзон в параллельных каналах. Почти все такие события проявляются в эксперименте в виде анти-кроссингов, наблюдаемых как для малого, так и для большого числа заполненных одномерных подзон.

DOI: 10.31857/S1234567823040092, EDN: pjfmwe

1. Введение. Квантование кондактанса [1, 2] является фундаментальным свойством квазиодномерного электронного транспорта, реализующегося в квантовых точечных контактах (КТК). В одночастичной модели вклад вырожденной по спину одномерной подзоны в кондактанс определяется универсальной комбинацией мировых констант $2e^2/h$ и не зависит от закона дисперсии. Типичная зависимость кондактанса от затворного напряжения представляет собой последовательность ступеней кондактанса высотой $2e^2/h$. Отклонения от этой последовательности привлекают интерес и обсуждаются в литературе. К таким отклонениям относятся как плато кондактанса при значениях, не кратных $2e^2/h$, так и отсутствие некоторых ступеней кондактанса, в том числе прыжки кондактанса на $4e^2/h$. Такие аномалии, как правило, связаны с эффектами взаимодействия внутри КТК, включая электрон-электронное (е-е) взаимодействие, которые могут кардинально изменить структуру электронных уровней, смешивая их. Обычные измерения кондактанса как функции напряжений, приложенных к затворам и между истоком и стоком, могут быть нечувствительны к таким изменениям, однако манипуляции с ограничивающим потенциалом КТК могут выявить интригующие особенности, связанные с эффектами взаимодействия. Отметим, что теоретическое изучение многочастичных эффектов взаимодействия в КТК не всегда является исчерпывающим, поскольку предполагает спорные приближения и допущения, адекватность которых может подтвердить лишь эксперимент. В то же время, экспериментальное изучение многочастичных эффектов оказывается весьма продуктивным и позволяет обнаружить либо новые эффекты, либо получить новую информацию об уже известных эффектах в новых экспериментальных условиях.

Как показано в настоящей работе, КТК траншейного типа, в которых проводящий канал отделен от боковых затворов литографическими траншеями, обладает чрезвычайно широкими возможностями управления ограничивающим потенциалом. В отличие от структур с металлическими затворами Шоттки, траншейные КТК позволяют, в частности, прикладывать как отрицательные, так и положительные потенциалы на затворы, в том числе прикладывать существенно большие разности напряжений между затворами. Асимметричное смещение КТК позволяет создавать латеральное электрическое поле, достаточное, чтобы индуцировать спиновую поляризацию,

[1)]e-mail: pokhabov@isp.nsc.ru

обусловленную латеральным спин-орбитальным взаимодействием [3, 4]. Кроме этого, широкий диапазон допустимых значений напряжений на затворах позволяет существенно манипулировать ограничивающим потенциалом и проводить измерения кондактанса в широком диапазоне значений суммы и разности затворных напряжений. Такие измерения позволяют вскрыть необычный режим квантования кондактанса нескольких проводящих каналов внутри одиночного КТК [5, 6]. Кондактанс таких каналов квантуется независимо, напоминая скорее кондактанс КТК, соединенных параллельно [7–9]. Независимость каналов принципиально отличает наблюдающиеся эффекты многоканальности от широко обсуждаемых двухрядных зигзагообразных вигнеровских структур [10–15], возникающих в результате структурного перехода в одномерном вигнеровском кристалле [16–19]. В таких двухрядных структурах движение электронов в разных рядах скоррелировано между собой и рассматривать кондактанс отдельного ряда в них не имеет смысла. Природа многоканального электронного транспорта, наблюдающегося в КТК траншейного типа, вероятно, не связана с вигнеровской кристаллизацией и обусловлена формированием многоямного ограничивающего потенциала. Физические механизмы, лежащие в его основе, обсуждались ранее [20, 21], хотя остаются не до конца выясненными. Формирование многоямного потенциала может быть обусловлено самосогласованным перераспределением зарядов в гетероструктуре (электроны в двумерном электронном газе (ДЭГ) и заряженные доноры), минимизирующим энергию системы. При охлаждении образца распределение заряженных доноров замораживается, фиксируя тем самым реализовавшийся многоямный потенциал для электронов ДЭГ, в то время как электроны остаются вырожденными и способными изменять свое распределение под действием электрического поля затворов при низких температурах. В этом случае можно ожидать, что ограничивающий потенциал сохранит свою многоямную форму в широких диапазонах асимметрии потенциала и уровня химического потенциала. Самосогласованные численные расчеты также показывают, что e-e отталкивание в мелком ограничивающем потенциале [22, 23] может разбивать проводящий канал на два отдельных канала.

Важно отметить, что экспериментальное наблюдение многоямного потенциала воспроизводится в разных циклах охлаждения и характеризуется симметрией в расположении параллельных каналов относительно середины КТК, что подтверждается симметрией емкостных коэффициентов "канал – боковой затвор" [6, 24]. В многоканальных КТК особенностями, заслуживающими особого внимания, являются анти-кроссинги одномерных (1D) подзон, возникающие в результате снятия энергетического вырождения за счет e-e взаимодействия. Такие анти-кроссинги наблюдались ранее экспериментально как между основным и первым возбужденным состоянием при размягчении ограничивающего потенциала [15], так и между состояниями в параллельных каналах при асимметричном смещении ограничивающего потенциала с помощью боковых затворов [24].

В настоящей статье изучается КТК траншейного типа, в котором реализуется четыре параллельных проводящих канала. Настоящая работа отличается от предыдущих работ, посвященных многоканальному электронному транспорту, не только бо́льшим количеством каналов, но и демонстрацией возможности сканирования числа заполненных 1D подзон в них. Количество заполненных подзон в каналах контролируется напряжениями на боковых затворах. С помощью измерений кондактанса КТК, проведенных в широком диапазоне значений напряжений на боковых затворах, мы демонстрируем, что ограничивающий потенциал имеет четырехъямную форму. Полученные результаты мы интерпретируем в терминах сложения независимо квантующихся кондактансов четырех параллельных каналов, в каждом из которых может реализоваться одна или несколько одномерных подзон. Мы показываем, что, смещая ограничивающий потенциал асимметрично, можно изменять соотношение числа заполненных подзон в различных каналах, а, изменяя сумму затворных напряжений, можно менять количество проводящих каналов. Таким образом, боковые затворы позволяют сканировать электронные состояния. Более того, мы наблюдаем необычную ситуацию, когда в каждом из двух центральных каналов помещается только по одной подзоне. Дальнейшее заселение ограничивающего потенциала электронами приводит к заселению боковых каналов. На полученной карте распределения транскондактанса при различных значениях суммы и разности затворных напряжений наблюдается целая сеть событий вырождения 1D подзон. Большинство таких событий проявляет себя в виде анти-кроссингов, как при малых, так и при больших числах заполнения. Наконец, для отдельных состояний КТК мы приводим качественный вид ограничивающего потенциала и идентифицируем, к какому каналу относится та или иная 1D подзона.

2. Методика эксперимента. Экспериментальные образцы были изготовлены на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Гетероструктура представляет собой короткопериодную решетку GaAs/AlAs, в середине которой содержится слой GaAs толщиной 13 нм, представляющий собой симметричную прямоугольную квантовую яму с двумерным электронным газом (ДЭГ). Квантовая яма симметрично с двух сторон окружена δ-слоями доноров Si и массивными X-долинными электронами, расположенными в слое доноров. Эти низкоподвижные X-электроны не вносят вклад в проводимость при низкой температуре, но сглаживают флуктуации потенциала случайной примеси. Концепция использования низкоподвижных X-долинных электронов в GaAs/AlGaAs гетероструктурах с высокоподвижным ДЭГ была предложена в статье [25]. Гетероструктура содержит слой $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$, который используется для создания подвешенных, т.е. отделенных от подложки, наноструктур [26, 27], однако в настоящей работе изучалась неподвешенная структура. Концентрация и подвижность электронов в ДЭГ при температуре 4.2 К составляли $(6–7) \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$ и $2 \cdot 10^6$ см^2/В $\cdot$ с соответственно. КТК изготавливались на поверхности гетероструктуры травлением литографических траншей шириной 150 нм, отделяющих микросужение от двух симметричных боковых затворов. Траншеи глубиной 170 нм формировались с помощью электронной литографии и анизотропного реактивного ионного травления. Литографическая ширина КТК составляла 900 нм. Траншеи имели форму дуг окружности с радиусом 1 мкм. КТК имеют плавные адиабатические входы и выходы, удовлетворяющие известным критериям адиабатичности [28, 29]. КТК и гетероструктура схематично показаны на рис. 1. Двухконтактные измерения кондактанса проводились методом синхронного детектирования, используя возбуждающее напряжение с амплитудой 30 мкВ и частотой 70 Гц при температуре жидкого гелия 4.2 К. При этой температуре длина межэлектронного рассеяния в нашем и подобных образцах имеет порядок десятков микрометров (см., например, [30]), что на порядок превышает размеры микросужения. Кондактанс G измерялся как функция постоянных напряжений V_{G1} и V_{G2}, приложенных к боковым затворам. Затворные напряжения разворачивались синхронно и серия характеристик $G(V_{G1}, V_{G1} + \Delta V_G)$ измерялась при различных значениях разности затворных напряжений $\Delta V_G = V_{G2} - V_{G1}$. Транскондактанс $\partial G/\partial(V_{G1} + V_{G2})$ вычислялся методом численного дифференцирования.

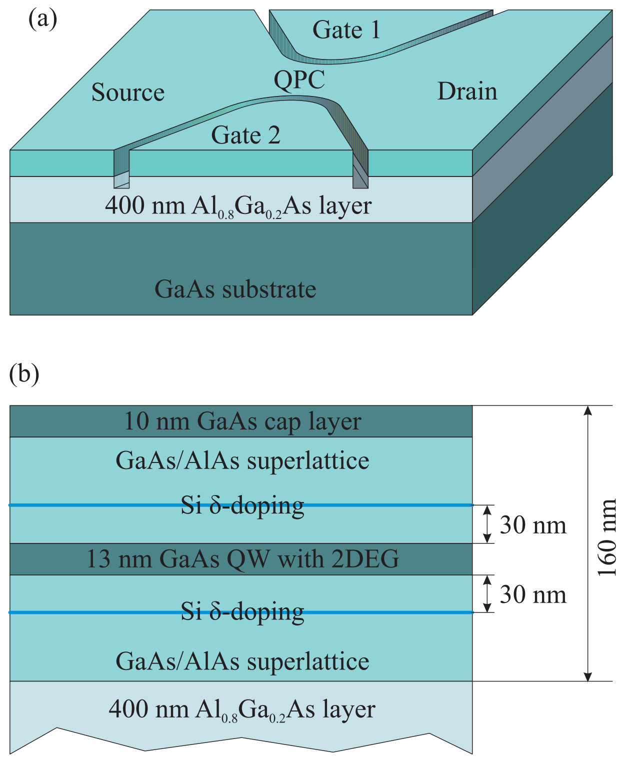

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение (a) КТК и (b) гетероструктуры GaAs/AlGaAs с ДЭГ

3. Результаты. Рисунок 2a показывает серию затворных характеристик кондактанса, измеренных разверткой суммы затворных напряжений $\Sigma V_G = V_{G1} + V_{G2}$ при различных значениях разности затворных напряжений $\Delta V_G = V_{G1} - V_{G2}$ в диапазоне от -12 до $+12$ В. Области, где кондактанс имеет плато, отмечены цифрами, соответствующими значениям кондактанса в единицах $2e^2/h$. Области с кондактансами, отличающимися на $2e^2/h$, можно условно разделить пунктирными линиями, показанными на рис. 2a. Видно, что линии могут быть разделены на две группы с примерно равными наклонами. Эти линии образуют сетку, в ячейках которой находятся области плато, а вблизи пересечений плато отсутствуют. Первое, что приходит на ум при виде такой картины, что мы имеем дело с двухканальным электронным транспортом, когда кондактансы двух каналов квантуются, а общий кондактанс КТК представляет собой сумму кондактансов двух каналов. Однако ниже мы покажем, что полученные данные нельзя интерпретировать двумя каналами и что для их объяснения требуется четыре разных канала. В частности, ниже мы покажем, что правильнее было бы разделить все области плато не прямыми непересекающимися линиями, а линиями, имеющими параболическую форму.

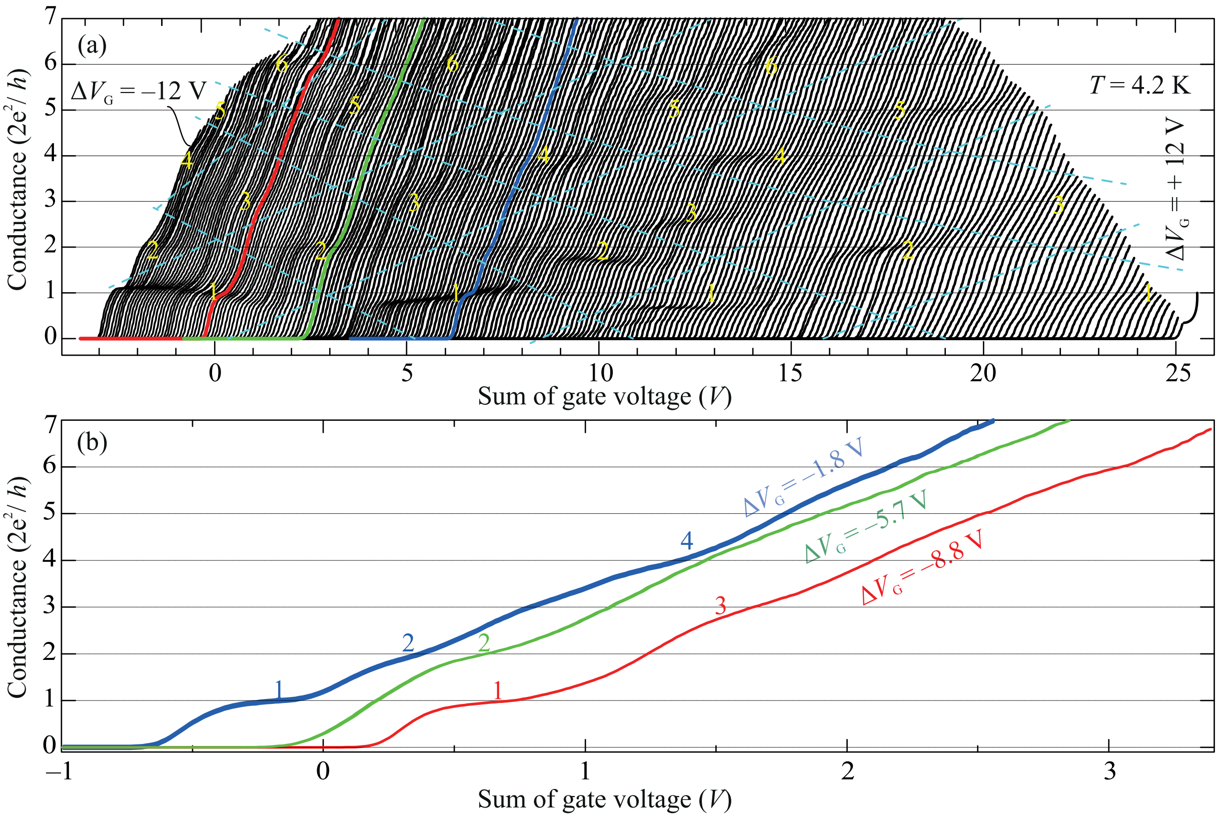

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Зависимости кондактанса от суммы затворных напряжений $\Sigma V_{\mathrm{G}} = V_{\mathrm{G1}} + V_{\mathrm{G2}}$. Разные кривые соответствуют разным значениям разности затворных напряжений $\Delta V_{\mathrm{G}} = V_{\mathrm{G1}} - V_{\mathrm{G2}}$, изменяющимся от -12 до $+12$ В. Кривые смещены друг относительно друга в горизонтальном направлении. Штриховые линии схематически разделяют области, соответствующие разным плато. (b) – Примеры затворных характеристик кондактанса при $\Delta V_{\mathrm{G}} = -1.8$, -5.7 и -8.8 В

Проследим сначала за некоторыми характерными особенностями получившейся серии характеристик. Для этого рассмотрим примеры характеристик кондактанса, соответствующие $\Delta V_{\mathrm{G}} = -1.8$, -5.7, и -8.8 В, которые выделены на рис. 2a и приведены на рис. 2b. Заметим, что при $\Delta V_{\mathrm{G}} = -8.8$ В плато кондактанса при значении $2e^2/h$ довольно хорошо различимо. Затем при $V_{\mathrm{G}} = -5.7$ В оно исчезает. При этом состояние $4e^2/h$ становится основным. И, наконец, при $V_{\mathrm{G}} = -1.8$ В плато при $2e^2/h$ снова восстанавливается. Аналогичные исчезновения (или в некоторых случаях ослабления) плато и прыжки кондактанса на $4e^2/h$ наблюдаются вблизи каждого пересечения линий. Такое поведение можно объяснить энергетическим вырождением 1D подзон в КТК, возникающим при определенных значениях ΣV_{G} и ΔV_{G}.

Транскондактанс $\partial G/\partial(\Sigma V_{\mathrm{G}})$ КТК как функция ΣV_{G} и ΔV_{G} показан на рис. 3f, где каждой светлой области, соответствующей плато кондактанса, сопоставлено число, показывающее значение кондактанса в единицах $2e^2/h$. Полученные данные указывают на возникновение четырех параллельных проводящих каналов внутри КТК. Действительно, в эксперименте наблюдается четыре разных плато с кондактансом $1 \times 2e^2/h$. По их числу в эксперименте можно сделать вывод о количестве паралллельных проводящих каналов. В нашем случае их четыре. Каждое из этих состояний можно интерпретировать как одну заполненную 1D подзону в одном из четырех каналов.

Чтобы проанализировать полученные результаты, разобьем достаточно сложную картину на составные части, выделив вклады отдельных каналов в общий транскондактанс. Транскондактансы четырех отдельных параллельных проводящих каналов как функции разности и суммы затворных напряжений показаны на рис. 3a–d, а их сумма показана на рис. 3e и превосходно согласуется с экспериментальными данными, приведенными на рис. 3f. Области плато кондактанса каждого канала теперь могут быть разделены с помощью непересекающихся линий. А все области плато суммарного кондактанса оказываются

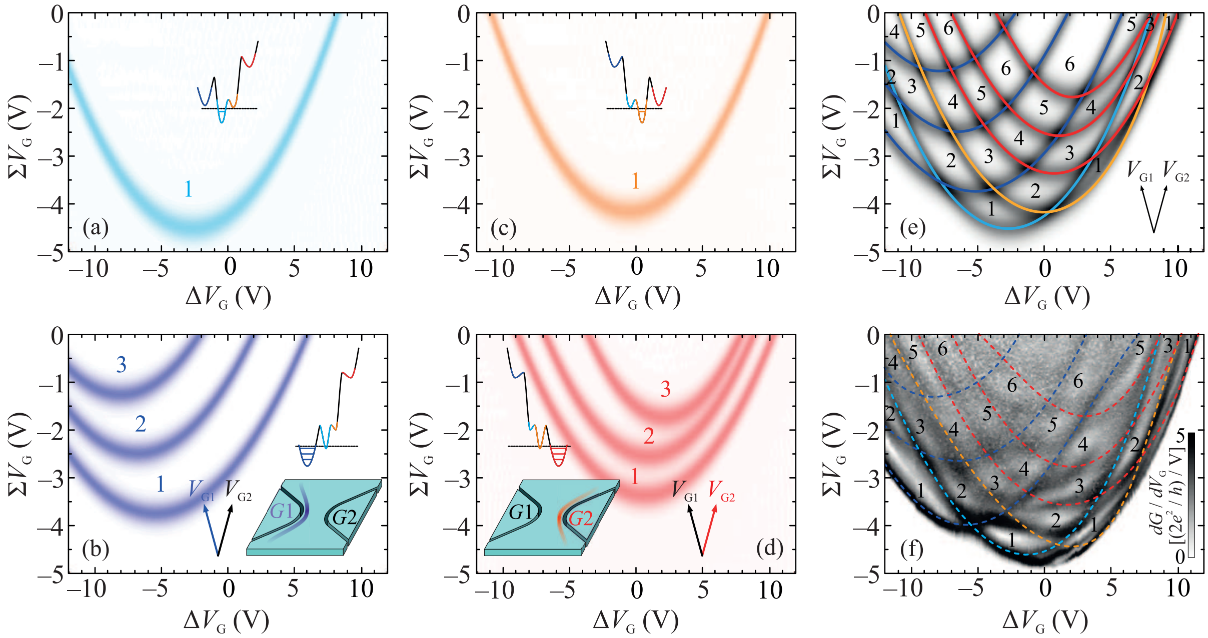

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a)–(d) – Транскондактанс $\partial G/\partial(\Sigma V_{\rm G})$ четырех отдельных параллельных проводящих каналов, как функция разности $\Delta V_{\rm G}$ и суммы $\Sigma V_{\rm G}$ затворных напряжений. (e) – Суммарный транскондактанс четырех каналов. (f) – Экспериментально измеренный транскондактанс. Штриховые линии соответствуют линиям, показанным на (e). Светлые области соответствуют плато. Целые числа на графиках показывают значения кондактанса в единицах $2e^2/h$. Вставки показывают соответствующие минимумы в четырехъямном ограничивающем потенциале и положение соответствующего канала внутри КТК

разделены между собой этими линиями. Полученные результаты можно объяснить, если предположить, что ограничивающий потенциал почти симметричный относительно середины КТК и имеет четыре минимума. На наличие четырехъямного ограничивающего потенциала прежде всего указывает наблюдение четырех разных состояний $1 \times 2e^2/h$ с одной заполненной подзоной, а также наблюдение множества других состояний с кондактансом, кратным $2e^2/h$, образующих регулярную картину, поддающуюся однозначному разложению на составные части – вклады четырех отдельных каналов. Первые два минимума расположены ниже по энергии и ближе к середине микросужения КТК, а два других располагаются выше по энергии и ближе к литографическим краям. Несущественная асимметрия ограничивающего потенциала относительно $\Delta V_{\rm G} = 0$, может быть связана с технологическим несовершенством изучаемой литографической структуры. В эксперименте мы наблюдаем ситуацию, когда в двух центральных каналах помещается только по одной подзоне, после чего начинается заселение боковых каналов. Асимметрично смещая ограничивающий потенциал с помощью боковых затворов и выбирая необходимую сумму затворных напряжений, можно инициировать электронный транспорт по одному из четырех каналов, что качественно проиллюстрировано на вставках к рис. 3a–d. На рисунке 3b и d можно заметить, что кондактанс боковых каналов изменяется преимущественно вдоль осей $V_{\rm G1}$ и $V_{\rm G2}$ соответственно. Это указывает на заметное пространственное смещение проводящих каналов к соответствующему боковому затвору, которое проиллюстрировано на вставках к рис. 3b и d.

Внимательный анализ показывает, что практически все наблюдаемые в эксперименте события вырождения 1D подзон, как при малых, так и при больших числах заполнения, сопровождаются снятием вырождения и проявляются в виде анти-кроссингов, хотя в некоторых случаях наблюдаются также кроссинги, например в области разности и суммы затворных напряжений $(-6,\ -4\,\text{В})$. Области повышенного транскондактанса $\partial G/\partial(\Sigma V_{\rm G})$, разделяющие области плато, выделены на рис. 4a с помощью белых штриховых линий. Видно, что они заметно отклоняются от обсуждаемых выше линий, разделяющих плато, вблизи их пересечений, претерпевая анти-кроссинги и ограничивая области с одинаковыми значениями кондактанса. Эти области имеют форму гофрированных полос на фазовой диаграмме (см. рис. 4a). Каждое состояние, наблюдаемое в эксперименте, можно проинтерпретировать в терминах числа 1D подзон в

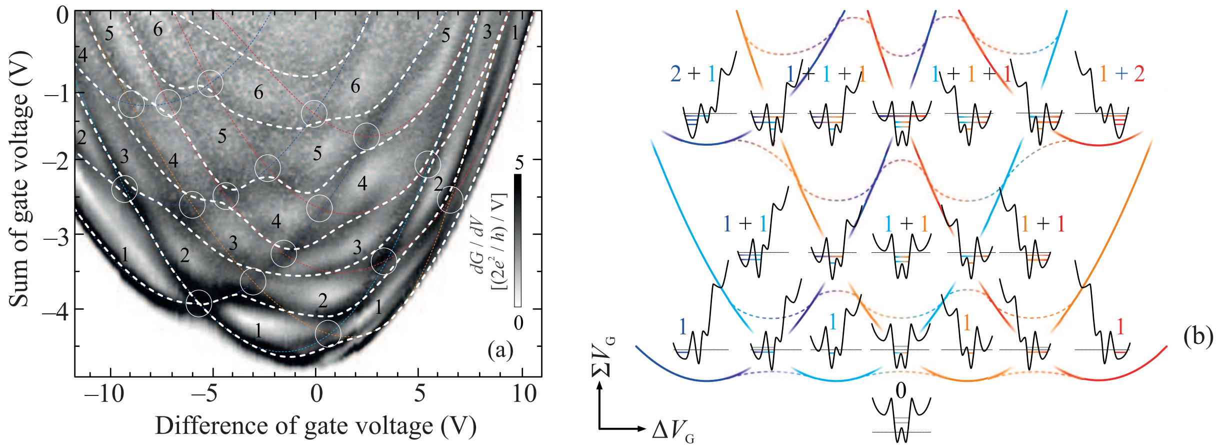

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Фазовая диаграмма заполнения 1D подзон в КТК. Анти-кроссинги линий, разделяющих плато, показаны кружками и белыми штриховыми линиями. (b) – Схематическое представление фазовой диаграммы, показанной на (a), демонстрирующее заполнение четырехъямного ограничивающего потенциала. Сплошные линии разделяют области с разным количеством заполненных 1D подзон в отдельных каналах. Пунктирные линии иллюстрируют анти-кроссинги сплошных линий. Области вблизи анти-кроссингов соответствуют гибридизованным антисвязывающим состояниям, когда заполненную подзону невозможно отнести ни к одному из двух соседних проводящих каналов. Цифры показывают количество заполненных 1D подзон в отдельных каналах

четырех каналах. Рассмотрим ограничивающий потенциал, схематически показанный внизу на рис. 4b. Приложение разности затворных напряжений ΔV_{G} асимметрично смещает его, а увеличение суммы затворных ΣV_{G} заселяет его электронами. Заселение электронами 1D подзон, относящихся к разным каналам для различных состояний КТК, проиллюстрировано схематически на рис. 4b. Сплошные линии на этом рисунке разделяют области с разным числом 1D подзон в отдельном канале, а пунктирные линии иллюстрируют анти-кроссинг сплошных линий. Области вблизи анти-кроссингов соответствуют гибридизованным состояниям, когда заполненная 1D подзона не может быть отнесена ни к одному из двух соседних проводящих каналов. Состояния с одинаковыми значениями кондактанса, но соответствующие транспорту электронов по разным каналам КТК, образуют непрерывную гофрированную полосу на рис. 4b. Происхождение гофрировки обсуждалось ранее [24]. Таким образом, модель многоямного ограничивающего потенциала, качественно показанная на рис. 4b, позволяет объяснить все особенности кондактанса, экспериментально наблюдаемые на фазовой диаграмме на рис. 4a.

4. Заключение. Экспериментально измерен кондактанс КТК траншейного типа в широком диапазоне значений суммы и разности напряжений на боковых затворах. Разность затворных напряжений позволяет модифицировать ограничивающий потенциал КТК, в то время как приложение суммы затворных напряжений заселяет его электронами. Такие измерения позволили просканировать квантовые состояния в КТК и проследить необычную четырехъямную форму ограничивающего потенциала. Мы идентифицировали множество состояний, сопоставив им определенное количество 1D подзон, относящихся к разным каналам. Ключевые особенности наблюдаемой картины могут быть объяснены сложением квантующихся кондактансов четырех независимых параллельных каналов, каждый из которых обладает своей собственной структурой одномерных подзон. Однако более детальное рассмотрение структуры линий, разделяющих области плато, не позволяет считать каналы строго независимыми. На фазовой диаграмме обнаружена целая сеть событий вырождения таких 1D подзон. Почти все такие события сопровождаются антикроссингом, как при малых, так и при больших числах заполнения. Продемонстрировано, что одно и то же значение кондактанса, соответствующее числу заполненных 1D подзон, умноженному на $2e^2/h$, может соответствовать различному количеству участвующих в транспорте проводящих каналов. В этом смысле изучаемая траншейная структура может рассматриваться как КТК с переменным числом каналов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект # 22-12-00343 – экспериментальные измерения) и Министерства науки и высшего образования РФ (проект

#FWGW-2022-0011 – изготовление и характеризация образцов).

---

1. B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. T. Foxon, Phys. Rev. Lett. **60**, 848 (1988).
2. D. A. Wharam, T. J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones, J. Phys. C: Solid State Phys. **21**, L209 (1988).
3. P. Debray, S. M. S. Rahman, J. Wan, R. S. Newrock, M. Cahay, A. T. Ngo, S. E. Ulloa, S. T. Herbert, M. Muhammad, and M. Johnson, Nat. Nanotechnol. **4**, 759 (2009).
4. D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. A. Shevyrin, A. K. Bakarov, and A. A. Shklyaev, Appl. Phys. Lett. **112**, 082102 (2018).
5. T. Masuda, K. Sekine, K. Nagase, K. S. Wickramasinghe, T. D. Mishima, M. B. Santos, and Y. Hirayama, Appl. Phys. Lett. **112**, 192103 (2018).
6. D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov, and A. A. Shklyaev, Appl. Phys. Lett. **115**, 152101 (2019).
7. I. M. Castleton, A. G. Davies, A. R. Hamilton, J. E. F. Frost, M. Y. Simmons, D. A. Ritchie, and M. Pepper, Physica B **249–251**, 157 (1998).
8. K. J. Thomas, J. T. Nicholls, M. Y. Simmons, W. R. Tribe, A. G. Davies, and M. Pepper, Phys. Rev. B **59**, 12252 (1999).
9. P. J. Simpson, D. R. Mace, C. J. B. Ford, I. Zailer, M. Pepper, D. A. Ritchie, J. E. F. Frost, M. P. Grimshaw, and G. A. C. Jones, Appl. Phys. Lett. **63**, 3191 (1993).
10. W. K. Hew, K. J. Thomas, M. Pepper, I. Farrer, D. Anderson, G. A. C. Jones, and D. A. Ritchie, Phys. Rev. Lett. **102**, 056804 (2009).
11. L. W. Smith, W. K. Hew, K. J. Thomas, M. Pepper, I. Farrer, D. Anderson, G. A. C. Jones, and D. A. Ritchie, Phys. Rev. B **80**, 041306 (2009).
12. W. K. Hew, K. J. Thomas, M. Pepper, I. Farrer, D. Anderson, G. A. C. Jones, and D. A. Ritchie, Physica E **42**, 1118 (2010).
13. L. W. Smith, W. K. Hew, K. J. Thomas, M. Pepper, I. Farrer, D. Anderson, G. A. C. Jones, and D. A. Ritchie, Physica E **42**, 1114 (2010).
14. S. Kumar, K. J. Thomas, L. W. Smith, M. Pepper, G. L. Creeth, I. Farrer, D. Ritchie, G. Jones, and J. Griffiths, Phys. Rev. B **90**, 201304(R) (2014).
15. S. Kumar, M. Pepper, H. Montagu, D. Ritchie, I. Farrer, J. Griffiths, and G. Jones, Appl. Phys. Lett. **118**, 124002 (2021).
16. A. V. Chaplik, JETP Lett. **31**, 252 (1980).
17. J. S. Meyer and K. A. Matveev, J. Phys.: Condens. Matter **21**, 023203 (2009).
18. J. S. Meyer, K. A. Matveev, and A. I. Larkin, Phys. Rev. Lett. **98**, 126404 (2007).
19. A. C. Mehta, C. J. Umrigar, J. S. Meyer, and H. U. Baranger, Phys. Rev. Lett. **110**, 246802 (2013).
20. Д. И. Сарыпов, Д. А. Похабов, А. Г. Погосов, Е. Ю. Жданов, А. К. Бакаров, Письма в ЖЭТФ **116**(6), 50 (2022).
21. Д. А. Похабов, А. Г. Погосов, Е. Ю. Жданов, А. К. Бакаров, А. А. Шкляев, ФТП **54**, 1344 (2020).
22. E. T. Owen and C. H. W. Barnes, Phys. Rev. Appl. **6**, 054007 (2016).
23. I. I. Yakimenko and I. P. Yakimenko, J. Phys.: Condens. Matter **34**, 105302 (2022).
24. D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov, and A. A. Shklyaev, Appl. Phys. Lett. **118**, 012104 (2021).
25. K.-J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
26. A. G. Pogosov, M. V. Budantsev, E. Yu. Zhdanov, D. A. Pokhabov, A. K. Bakarov, and A. I. Toropov, Appl. Phys. Lett. **100**, 181902 (2012).
27. A. G. Pogosov, A. A. Shevyrin, D. A. Pokhabov, E. Yu. Zhdanov, and S. Kumar, J. Phys: Condens. Matter **34**, 263001 (2022).
28. Л. И. Глазман, Г. Б. Лесовик, Д. Е. Хмельницкий, Р. И. Шехтер, Письма в ЖЭТФ **48**, 218 (1988).
29. M. Büttiker, Phys. Rev. B **41**, 7906(R) (1990).
30. A. Gupta, J. J. Heremans, G. Kataria, M. Chandra, S. Fallahi, G. C. Gardner, and M. J. Manfra, Nat. Commun. **12**, 5048 (2021).