Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 6, с. 350 – 357

Многоямный потенциал в квантовом точечном контакте траншейного типа

Д. И. Сарыпов[+*], *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 7 июля 2022 г.
После переработки 3 августа 2022 г.
Принята к публикации 4 августа 2022 г.

Рассматривается физический механизм, объясняющий возникновение многоканального режима электронного транспорта в квантовых точечных контактах траншейного типа. Показано, что перераспределение электронов в двумерном электронном газе, обусловленное их кулоновским взаимодействием между собой, а также с заряженными донорами и X-долинными электронами, приводит к появлению многоканальности, наблюдаемой экспериментально. Результаты численного моделирования перераспределения электронов и их сравнение с экспериментальными измерениями кондактанса квантовых точечных контактов траншейного типа, изготовленного на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs, демонстрируют формирование многоямного ограничивающего потенциала.

DOI: 10.31857/S1234567822180033, EDN: kfoavh

1. Введение. Характерная черта квазиодномерного баллистического транспорта – квантование кондактанса, проявляющееся в виде плато на зависимости кондактанса проводника от его ширины на уровне значений $N \times 2e^2/h$ ($N = 1, 2, 3\ldots$) [1, 2]. Квантовый точечный контакт (КТК), обычно представляющий собой микросужение в двумерном электронном газе (ДЭГ) с шириной, сравнимой с фермиевской длиной волны электрона, является типичной структурой, демонстрирующей данное явление. Традиционно КТК создают с помощью технологии расщепленного металлического затвора. Альтернативный метод создания КТК состоит в вытравливании литографических траншей, отделяющих проводящую область от боковых затворов. Использование КТК траншейного типа, в отличие от структур с металлическим затвором, позволяет прикладывать на затворы бо́льшие напряжения, причем как положительные, так и отрицательные. Ранее было показано, что приложение разности потенциалов между затворами может индуцировать спиновую поляризацию в КТК [3–5]. Кроме этого, возможность оперировать напряжениями на боковых затворах независимо позволяет исследовать кондактанс КТК в широком диапазоне значений суммы и разности затворных напряжений. Подобные измерения позволяют обнаружить необычный режим квантования кондактанса нескольких проводящих каналов [6–9]. Как правило, формирование нескольких каналов внутри одиночного КТК связывают с вигнеровской кристаллизацией [10–14] и объясняют происходящим в нем структурным фазовым переходом из одномерной цепочки электронов в зигзагообразную коррелированную двухрядную структуру (так называемый фазовый переход “зигзаг-струна”) [15–17]. В силу скоррелированности движения электронов, кондактансы каналов в такой вигнеровской двухрядной структуре оказываются зависимыми. В то же время в КТК траншейного типа экспериментально наблюдается многоканальный режим с почти независимым квантованием кондактанса каналов, который нельзя объяснить вышеописанной вигнеровской кристаллизацией. Именно этот многоканальный режим рассматривается в настоящей работе.

Физический механизм многоканальности до конца не ясен, но мы предполагаем, что в КТК, изготовленных на основе гетероструктур типа GaAs/AlGaAs, он связан с формированием многоямного ограничивающего потенциала из-за самосогласованного перераспределения зарядов в гетероструктуре (Г-долинные электроны в ДЭГ, заряженные доноры и локализованные на них X-долинные электроны), минимизирующего энергию системы. В смысле минимизации энергии системы рассматриваемый эффект аналогичен упомянутому переходу “зигзаг-струна” в вигнеровском кристалле с той разницей, что в нашем случае он относится прежде всего к заряженным донорам и

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

X-электронам. Важно, что в ходе охлаждения образца возникшее распределение заряженных доноров и X-электронов замораживается, фиксируя тем самым реализовавшийся потенциал для Г-электронов ДЭГ.

Численный расчет, представленный в работе [18], демонстрирует формирование двухъямного потенциала в КТК с металлическим затвором из-за кулоновского взаимодействия электронов в ДЭГ. Однако связанные с ним каналы оказываются зависимыми, как в вигнеровском кристалле. Кроме того, этот расчет не учитывает влияние X-электронов и заряженных доноров, а также заморозку создаваемого ими потенциала. В настоящей работе приводятся результаты численного моделирования КТК на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs, демонстрирующие физический механизм многоканальности, связанный с перераспределением X-электронов и положительно-заряженных доноров, а также заморозкой создаваемого ими потенциала. Численные расчеты описывают условия формирования двухъямного, трехъямного, а в общем случае – многоямного ограничивающего потенциала. Рассматриваются две модели: одна учитывает перераспределение X-электронов, другая – положительно заряженных доноров. Обе модели соответствуют нулевой температуре. В качестве одного из результатов выполненных самосогласованных расчетов мы представляем фазовую диаграмму основного состояния электронов в КТК, описывающую формирование одной, двух и трех ям в ограничивающем потенциале. Результаты расчетов сравниваются с измерениями кондактанса КТК как функции суммы и разности затворных напряжений, проведенными при температуре $T = 1.65$ К. Данные измерения демонстрируют наличие в КТК двух проводящих каналов, кондактансы которых независимо квантуются. Наблюдение многоканальности не зависит от способа охлаждения образца и воспроизводится в разных циклах охлаждения.

2. Методика эксперимента. Для исследования многоканального режима электронного транспорта был изготовлен КТК на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs с ДЭГ, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs (рис. 1a). Она представляет собой короткопериодную сверхрешетку AlAs/GaAs, содержащую в середине слой GaAs толщиной 13 нм, который формирует симметричную прямоугольную квантовую яму для электронов. Легирование структуры донорными δ-слоями Si, расположенными симметрично по обе стороны от квантовой ямы, позволяет заполнить квантовую яму электронами, формирующими ДЭГ. Концентрация и подвижность электронов при температуре 4.2 К составляли $n_{2D} = (6-7)\times 10^{11}$ см$^{-2}$ и $\mu = 2\times 10^{6}$ см^2/(В·с) соответственно. Особенность используемых гетероструктур состоит в том, что на донорах Si также локализованы низкоподвижные X-долинные электроны с характерной концентрацией $n_X \sim 10^{10}$ см$^{-2}$, которые не вносят вклад в проводимость при низких температурах, но сглаживают флуктуации электростатического потенциала примесей, увеличивая за счет этого подвижность ДЭГ. Идея такого применения X-электронов предложена в работе [19]. Наличие слоя $Al_{0.8}Ga_{0.2}As$ между подложкой и сверхрешеткой не влияет на обсуждаемый эксперимент. Этот слой используется для создания подвешенных, т.е. отделенных от подложки, наноструктур [20, 21], однако в настоящей работе изучалась неподвешенная структура.

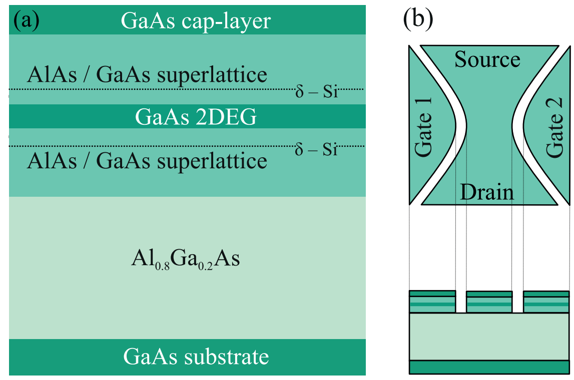

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение: (a) – гетероструктуры с ДЭГ, легированной δ-слоями Si (пунктирные линии); (b) – КТК траншейного типа

Изучаемый в данной работе КТК был создан путем вытравливания в гетероструктуре траншей шириной 150 нм, которые отделяли проводящую область от двух симметричных боковых затворов (рис. 1b). Траншеи формировались с помощью электронной литографии и последующего реактивного ионного травления. Литографическая ширина КТК составляла около 900 нм, а радиус кривизны затворов в непосредственной близости к КТК – 1 мкм.

Кондактанс КТК при различных значениях затворных напряжений V_{G1} и V_{G2} измерялся методом синхронного детектирования переменного тока I_{AC}, протекающего через КТК, при приложении между истоком и стоком переменного напряжения с амплитудой $V_{AC} = 100$ мкВ. Измерения проводились в режиме линейного отклика при температуре $T = 1.65$ К. Измеряемый кондактанс – величина, обратная полному сопротивлению, т.е. сопротивлению КТК и подводящих к нему областей:

$$G_m = \frac{I_{\mathrm{AC}}}{V_{\mathrm{AC}}} = \frac{1}{G_{\mathrm{QPC}}^{-1} + R},$$

где G_m – измеряемый кондактанс, G_{QPC} – кондактанс КТК, R – сопротивление подводящих областей, не зависящее от затворных напряжений, составляющее около 1.6 кОм.

3. Результаты эксперимента. При синхронном изменении напряжений на боковых затворах была получена серия кривых, изображенная на рис. 2a. Каждая кривая из серии представляет собой зависимость кондактанса от суммы поданных на затворы напряжений $(V_{\mathrm{G1}} + V_{\mathrm{G2}})$ при фиксированной разности затворных напряжений $\Delta V_{\mathrm{G}} = V_{\mathrm{G1}} - V_{\mathrm{G2}} = \mathrm{const}$. Разность затворных напряжений менялась от кривой к кривой в диапазоне значений от -10 до $+10$ В. Для наглядности кривые были отделены друг от друга горизонтальным смещением в 0.125 В. Путем численного дифференцирования был получен транскондактанс $\partial G/\partial(V_{\mathrm{G1}}+V_{\mathrm{G2}})$ как функция суммы и разности затворных напряжений, представленный на рис. 2b в черно-белой шкале.

На экспериментальных кривых, приведенных на рис. 2a, наблюдаются плато на уровнях значений, кратных $2e^2/h$, но общая картина имеет более сложный вид, характерный для спаренных КТК, расположенных параллельно друг другу [22–24]. Отчетливо видно, что на отдельных кривых отсутствуют некоторые плато, наблюдающиеся на соседних кривых – вместо них наблюдаются скачки кондактанса на $4e^2/h$. Для наглядности на графике на рис. 2a расставлены числа, соответствующие значению кондактанса в единицах $2e^2/h$, а также добавлены линии, разделяющие области графика с различными плато кондактанса (при переходе из одной области графика на рис. 2a в другую через линию кондактанс изменяется на $2e^2/h$). Эти линии также видны на распределении транскондактанса (рис. 2b). Линии, которые могут быть разделены на две группы с приблизительно одинаковым наклоном, формируют сетку, ячейки которой содержат область графика (рис. 2b), соответствующую определенному плато кондактанса. Формирование сетки можно объяснить присутствием в КТК двух проводящих каналов, кондактансы которых квантуются и складываются [6, 7, 9]. Заметим, однако, что при больших значениях кондактанса, вблизи $(5 - 6) \times 2e^2/h$, плато, в отличие от нижележащих, уже нельзя разделить двумя группами кривых. При большом числе заполненных одномерных подзон кондактанс начинает управляться преимущественно суммой затворных напряжений и уже слабо зависит от их разности. В этом смысле, картина становится похожей на картину кондактанса одноканального КТК. Это соответствует появлению так называемых антикроссингов на распределении транскондактанса (рис. 2b), которые наблюдались ранее в работе [9]. На отдельных кривых наблюдается полуцелое плато кондактанса $0.5 \times 2e^2/h$ (красная стрелка на рис. 2a), появление которого обусловлено, вероятно, латеральным спин-орбитальным взаимодействием [4, 5].

Углы наклона линий, изображенных на рис. 2b, связаны с соответствующими емкостными коэффициентами, как описано в работе [9]. Таким образом, анализ этих углов позволил оценить расстояние между каналами, составляющее приблизительно 250 нм.

4. Численное моделирование. Возможная причина возникновения нескольких каналов внутри одиночного КТК состоит в самосогласованном скоррелированном перераспределении зарядов в проводящем канале, а также заряженных примесей и X-долинных электронов в сверхрешеточных слоях AlAs/GaAs, обусловленном их кулоновским взаимодействием. Механизм перераспределения схематически проиллюстрирован на рис. 3. На распределение зарядов внутри канала влияют также заряженные поверхностные состояния на стенках траншей, что учитывается в описанных ниже численных моделях путем введения создаваемого ими параболического ограничивающего потенциала. В результате легирования гетероструктуры δ-слоями доноров Si, помимо Γ-долинных электронов, составляющих ДЭГ, в ней также возникают вышеупомянутые X-электроны, локализующиеся на донорах. Гипотеза о природе многоканальности состоит в том, что распределение данных зарядов влияет на распределение Γ-электронов, вследствие чего последние могут самосогласованно перераспределиться, образовав несколько каналов так, что общая электростатическая энергия уменьшится. Описанное перераспределение зарядов может происходить при охлаждении образца от комнатной температуры до низких температур, когда распределение заряженных доноров Si, частично экранированных X-электронами, замораживается, фиксируя тем самым реализовавшийся внешний для Γ-электронов потенциал. В свою очередь Γ-электроны в ДЭГ остаются вырожденными и способными перераспределяться под воздействием поля боковых затворов, а также переносить электрический ток. Была предпринята попытка учесть влияние вышеописанных зарядов при помощи численных самосогласованных расчетов в рамках двух моделей: одна учитывает перераспределение X-электронов, а другая – перераспределение положительно заряженных доноров

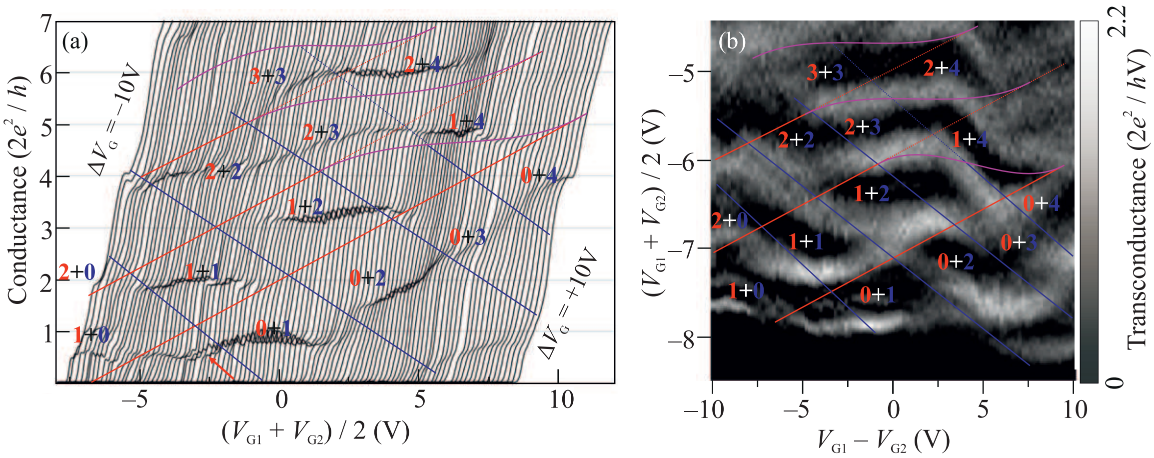

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) — Зависимость кондактанса от суммы затворных напряжений при фиксированной их разности. Крайняя левая кривая соответствует $\Delta V_{\mathrm{G}} = -10$ В, а крайняя правая – $\Delta V_{\mathrm{G}} = +10$ В. Красной стрелкой обозначено полуцелое плато $0.5 \times 2e^2/h$. (b) – Распределение транскондактанса $\partial G/\partial(V_{\mathrm{G1}} + V_{\mathrm{G2}})$ как функции суммы и разности затворных напряжений. Темные области отвечают плато кондактанса, а светлые – областям роста кондактанса. Пары целых чисел на графиках соответствуют числу заполненных подзон в двух отдельных каналах, а их суммы – значению кондактанса в единицах $2e^2/h$. Цветные линии разделяют области графиков с плато кондактанса; линии с приблизительно одинаковым наклоном окрашены в один цвет

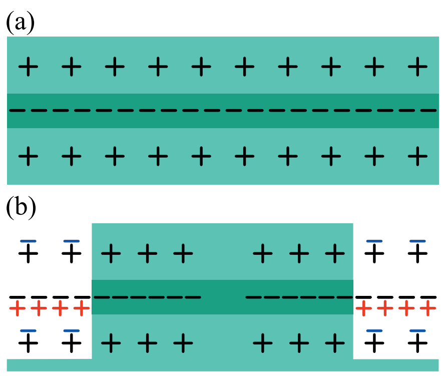

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Однородно распределенный отрицательный заряд в слое ДЭГ (−) и суммарный положительный заряд доноров и X-электронов в легированных δ-слоях (+). (b) – Вытравливание траншей электростатически эквивалентно добавлению нейтральных пар положительных и отрицательных виртуальных зарядов в областях траншей. В сравнении с однородным распределением это эквивалентно появлению дополнительных отрицательных виртуальных зарядов в плоскостях δ-слоев (показаны синим) и дополнительных положительных виртуальных зарядов в плоскости ДЭГ (показаны красным). В отличие от обедняющего воздействия поверхностных зарядов, указанные заряды создают в своих слоях обогащающий потенциал вблизи траншей

Si. Расчеты, проведенные в рамках обеих моделей, как будет показано ниже, приводят к возникновению многоямного потенциала для Г-электронов ДЭГ.

4.1. Учет перераспределения X-электронов. В данной модели распределение доноров Si в δ-слоях оставалось равномерным и учитывалось взаимодействие Г- и X-электронов, находящихся в слоях, разнесенных на расстояние $s = 30$ нм друг от друга вдоль оси роста гетероструктуры (рис. 4a). В силу того, что вдоль КТК (направление y) движение считалось свободным, плотность зарядов в этом направлении была принята однородной. Таким образом, все перераспределение происходит в поперечном направлении КТК (направление x), а элемент зарядовой плотности моделировался нитью конечной длины L. Можно ожидать, что учет влияния X-электронов приведет к латеральному перераспределению Г-электронов в ДЭГ. Распределение положительного заряда доноров (синий цвет) и отрицательного заряда X-электронов (красный цвет) в слоях доноров, а также Г-электронов (зеленый цвет) в слое ДЭГ схематически изображено на рис. 4b. Для примера показано перераспределение зарядов, соответствующее двухканальному случаю. Целью самосогласованного расчета являлась демонстрация возможности такого перераспределения. В рамках модели электроны распределялись в потенциале, являющемся суммой внешнего ограничивающего потенциала, моделирующего литографические границы КТК и накопленный на них поверхностный заряд, и самосогласованного потенциала, создаваемого электронами:

$$U_{\mathrm{X}(\Gamma)} = U_{\mathrm{ext}} + U_{\mathrm{eff}}[\rho_{\mathrm{X}(\Gamma)}],$$

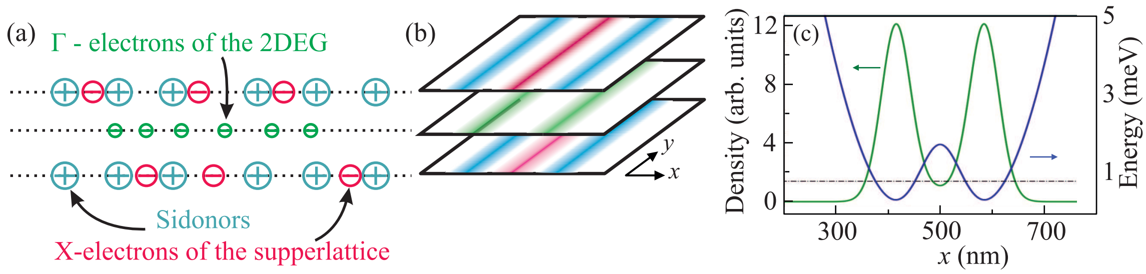

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Изображение присутствующих в гетероструктуре зарядов. (b) – Схематичное представление распределения плотности зарядов. (c) – Вычисленное распределение самосогласованного потенциала (синяя кривая) и плотности электронов в ДЭГ (зеленая кривая). Штрих-пунктирной линией обозначена нижняя подзона размерного квантования для электронов ДЭГ. Расчет выполнен при концентрациях $n_{\mathrm{X}} = 10^{10}\,\text{см}^{-2}$, $n_{\Gamma} = 6 \times 10^{11}\,\text{см}^{-2}$, ширине КТК 900 нм и $L = 3$ мкм

где индекс X(Γ) означает соответствие величины X- или Γ-электронам, а $U_{\mathrm{eff}}[\rho]$ – самосогласованный потенциал, который является функционалом плотности и определяется выражением:

$$U_{\mathrm{eff}}[\rho_{\mathrm{X}(\Gamma)}] = e\left(\varphi_1[\rho_{\mathrm{X}(\Gamma)}] + \varphi_2[\rho_{\Gamma(\mathrm{X})}]\right). \tag{1}$$

Первое слагаемое в выражении (1) обозначает потенциал, создаваемый электронами из того же слоя, в котором проводится расчет, а второе – потенциал электронов из соседнего слоя:

$$\varphi_1[\rho](x) = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \times$$
$$\times \int \rho(x') \ln\left[\frac{\sqrt{(L/2)^2 + (x - x')^2} + L/2}{\sqrt{(L/2)^2 + (x - x')^2} - L/2}\right] w dx', \tag{2}$$

$$\varphi_2[\rho](x) = \frac{e}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon} \times$$
$$\times \int \rho(x') \ln\left[\frac{\sqrt{(L/2)^2 + (x - x')^2 + s^2} + L/2}{\sqrt{(L/2)^2 + (x - x')^2 + s^2} - L/2}\right] w dx', \tag{3}$$

где $w = 13$ нм – ширина квантовой ямы, $1/4\pi\varepsilon_0$ – коэффициент пропорциональности в законе Кулона, $\varepsilon = 12.88$ – диэлектрическая проницаемость GaAs. Интегрирование в формулах (2)–(3) ведется по всей ширине КТК. Расчет электронной плотности производился методом последовательных приближений. На каждой итерации решалось уравнение Шредингера в слоях X- и Γ-электронов:

$$\hat{H}_{\mathrm{X}(\Gamma)}\psi = E\psi, \tag{4}$$

$$\hat{H}_{\mathrm{X}(\Gamma)} = -\frac{\hbar^2\Delta}{2m_{\mathrm{X}(\Gamma)}} + U_{\mathrm{X}(\Gamma)},$$

где $m_{\mathrm{X}(\Gamma)}$ – эффективная масса соответствующих электронов. С помощью волновой функции основного состояния ψ_0, полученной из решения уравнения (4), вычислялась искомая плотность электронов, находящихся в нижней подзоне:

$$\rho_{\mathrm{X}(\Gamma)}(x) = n_{\mathrm{X}(\Gamma)} \left|\psi_0(x)\right|^2, \tag{5}$$

где $n_{\mathrm{X}(\Gamma)}$ – концентрация электронов.

Плотность Γ-электронов $\rho_\Gamma(x)$ и соответствующий ей самосогласованный потенциал, вычисленные при концентрациях $n_{\mathrm{X}} = 10^{10}\,\text{см}^{-2}$, $n_\Gamma = 6 \times 10^{11}\,\text{см}^{-2}$, ширине КТК 900 нм и $L = 3$ мкм, близких к значениям этих величин в эксперименте, показаны на рис. 4c. В результате учета взаимодействия электронов ДЭГ с X-электронами сформировался двухъямный потенциал. Приложение разности напряжений между затворами будет способствовать увеличению глубины одной из ям потенциала, т.е. в ней будет увеличиваться число заполненных подзон, а значит – вклад в кондактанс от одного канала. Расстояние между ямами потенциала составляет около 200 нм (рис. 4c), что сравнимо с экспериментально определенным расстоянием между каналами.

4.2. Учет перераспределения заряженных доноров Si. Здесь также, согласно описанному выше принципу, элементы заряда моделировались нитями длины L, а создаваемые ими потенциалы описывались формулами (2), (3). Однако, в отличие от предыдущей модели, распределение заряженных доноров теперь не считалось равномерным и рассматривалось влияние их распределения на распределение Γ-электронов в ДЭГ. В ходе охлаждения образца доноры могут перезаряжаться и по достижении низкой температуры реализуется конфигурация их плотности, соответствующая минимуму электростатической энергии системы зарядов. Поскольку рас-

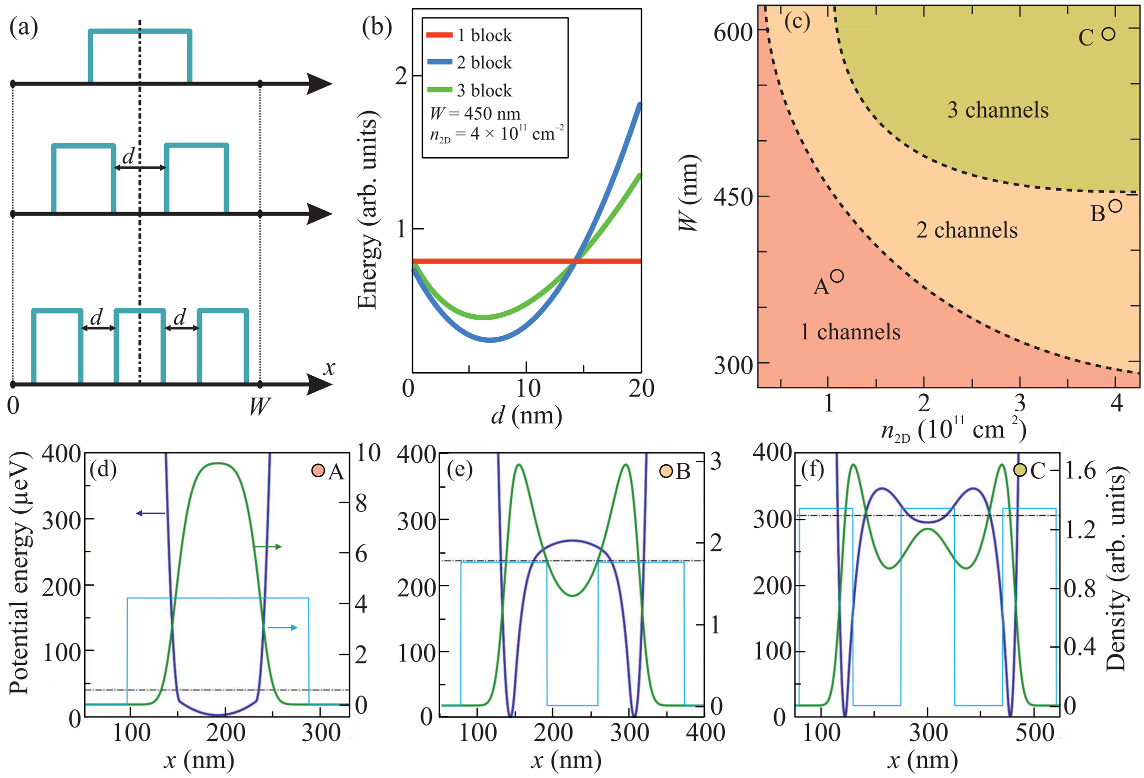

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – Исследуемые конфигурации плотности доноров Si. (b) – Зависимость полной электростатической энергии системы от зазора между блоками доноров при ширине КТК $W = 450$ нм и $n_{2\mathrm{D}} = 4 \times 10^{11}$ см$^{-2}$. Красная кривая соответствует одному блоку доноров, расположенному посередине КТК, синяя кривая – двум блокам доноров, зеленая кривая – трем блокам доноров. (c) – Фазовая диаграмма состояния электронов, соответствующего минимуму электростатической энергии, в зависимости от W и $n_{2\mathrm{D}}$. (d)–(f) – Распределение самосогласованного потенциала (синяя кривая), электронной плотности (зеленая кривая) и плотности доноров (голубая кривая) в точках A, B и C фазовой диаграммы соответственно. Штрих-пунктирной линией обозначена нижняя одномерная подзона размерного квантования для электронов

пределение заряженных доноров при низкой температуре почти не меняется (замораживается), их плотность задавалась, как начальное условие расчета и оставалась неизменной. Были исследованы различные конфигурации плотности доноров Si, моделированные ступеньками одинаковой ширины с высотой $2n_\mathrm{d}/L$ (далее – блоки), показанные на рис. 5a. Целью расчета было выяснить, как электростатическая энергия меняется в зависимости от величины зазора между блоками доноров d при разных концентрациях зарядов $n_{2\mathrm{D}} = n_e = n_d$ и разной ширине КТК W, а также узнать, какая электронная плотность соответствует минимуму электростатической энергии.

Ввиду того, что плотность доноров была зафиксирована, расчет плотности велся лишь для Г-электронов, распределение которых происходило в потенциале:

$$U_e = U_\mathrm{ext} + U_\mathrm{eff},$$

$$U_\mathrm{eff} = e\left(\varphi_1\left[\rho_\mathrm{e}\right] - \varphi_2\left[\rho_\mathrm{d}\right]\right),$$

где U_ext – внешний потенциал, моделирующий литографические границы КТК и содержащийся на них поверхностный заряд, а выражения для потенциалов φ_i $(i = 1, 2)$ даются формулами (2)–(3). Электронная плотность получалась с помощью волновой функции основного состояния

$$\rho_\mathrm{e}(x) = n_{2\mathrm{D}}\left|\psi_0(x)\right|^2,$$

вычисленной при решении уравнения Шредингера:

$$\hat{H}_\mathrm{e}\psi = E_0\psi_0,$$

$$\hat{H}_\mathrm{e} = -\frac{\hbar^2\Delta}{2m_\mathrm{e}} + U_\mathrm{e}.$$

Общая электростатическая энергия вычислялась по формуле:

$$E = e \int_0^W (\rho_e \varphi_1 [\rho_e] + \rho_d \varphi_1 [\rho_\mathrm{d}] - \\ - \rho_e \varphi_2 [\rho_d] - \rho_d \varphi_2 [\rho_e]) L s dx.$$

Зависимость энергии от величины зазора между блоками доноров d, полученная при концентрации $n_{2\mathrm{D}} = 4 \times 10^{11}\,\mathrm{см}^{-2}$ и ширине КТК $W = 450$ нм, показана на рис. 5b. В случае одного блока доноров очевидно, учитывая влияние границ КТК, что энергия будет иметь минимальное значение, если доноры будут сосредоточены в середине КТК (это значение обозначено красной линией). Заметно также, что описывающие данную зависимость кривые, соответствующие двум и трем блокам доноров, имеют минимумы. При этом минимум энергии двухблочной конфигурации лежит ниже, чем минимумы трехблочной и одноблочной конфигурации. Профиль электронной и донорной плотности при тех же параметрах, изображенный на рис. 5e, показывает, что в данном случае минимум электростатической энергии соответствует двум каналам.

Минимизация энергии, описанная выше, была проведена для концентрации, меняющейся в пределах $(0.5 - 4) \times 10^{11}\,\mathrm{см}^{-2}$, и ширины КТК – в пределах 300–600 нм. Результат расчета представлен в виде фазовой диаграммы (рис. 5c). В различных точках фазовой диаграммы (A, B, C) были построены: распределения электронной и донорной плотности, а также самосогласованный потенциал с уровнем энергии нижней подзоны (рис. 5d–f). Полученные в рамках данной модели результаты качественно описывают смену одноямного потенциала для электронов в ДЭГ на двух- и трехъямный при увеличении их концентрации и ширины КТК. Кроме того, при значениях параметров, близких к экспериментальным, вычисленное расстояние между центрами блоков доноров (рис. 5e) составляет 240 нм, что близко к расстоянию между каналами, полученному экспериментально.

Стоит также отметить, что пики в плотности электронов расположены вблизи центров блоков доноров (рис. 5d–f). В работе [25] было вычислено похожее распределение зарядов в двухслойном графене, имеющее форму полос (одномерной волны зарядовой плотности) в отсутствии границ. Роль траншей в нашем случае сводится к тому, что они фиксируют фазу этой волны, привязывая ее к положению траншей. С этим связана воспроизводимость полученных результатов.

5. Заключение. Экспериментально исследован кондактанс одиночного КТК траншейного типа. Его зависимость от суммы и разности затворных напряжений демонстрирует наличие в КТК двух проводящих каналов электронов, которые дают независимый вклад в суммарный кондактанс. Проведенные численные модельные расчеты показывают, что в основе эффекта многоканальности может лежать самосогласованное перераспределение электронов в ДЭГ, скоррелированное с распределением X-долинных электронов в сверхрешеточных слоях AlAs/GaAs и положительно заряженных доноров Si в δ-слоях, способствующее уменьшению электростатической энергии. Для более полного количественного сопоставления с экспериментом необходим более детальный расчет, учитывающий вышележащие подзоны.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект # 22-12-00343 – экспериментальные измерения и численное моделирование) и Министерства науки и высшего образования РФ (проект # FWGW-2022-0011 – характеризация исходных гетероструктур).

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. J. Wan, M. Cahay, P. Debray, and R. Newrock, Phys. Rev. B **80**, 155440 (2009).
4. P. Debray, S. M. S. Rahman, J. Wan R. Newrock, M. Cahay, A. Ngo, S. Ulloa, S. Herbert, M. Muhammad, and M. Johnson, Nat. Nanotechnol. **4**, 759 (2009).
5. 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).
6. T. Masuda, K. Sekine, K. Nagase, K. S. Wickramasinghe, T. D. Mishima, M. B. Santos, and Y. Hirayama, Appl. Phys. Lett. **112**, 192103 (2018).
7. D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. A. Shevyrin, A. K. Bakarov, and A. A. Shklyaev, Appl. Phys. Lett. **115**, 152101 (2019).
8. Д. А. Похабов, А. Г. Погосов, Е. Ю. Жданов, А. К. Бакаров, А. А. Шкляев, ФТП **54**, 1344 (2020).
9. D. A. Pokhabov, A. G. Pogosov, E. Yu. Zhdanov, A. K. Bakarov, and A. A. Shklyaev, Appl. Phys. Lett. **118**, 012104 (2021).
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(R) (2009).

12. W. K. Hew, K. J. Thomas, M. Pepper, I. Farrer, D. Anderson, G. A. C. Jones, and D. A. Ritchie, Phys. Rev. E **42**, 1118 (2010).
13. S. Kumar, K. J. Thomas, L. W. Smith, M. Pepper, G. L. Creeth, I. Farrer, D. A. Ritchie, G. Jones, and J. Griffiths, Phys. Rev. B **90**, 201304(R) (2014).
14. S. Kumar, M. Pepper, H. Montagu, D. A. Ritchie, I. Farrer, J. Griffiths, and G. Jones, Appl. Phys. Lett. **118**, 124002 (2021).
15. А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **31**, 275 (1980).
16. J. S. Meyer, K. A. Matveev, and A. I. Larkin, Phys. Rev. Lett. **98**, 126404 (2007).
17. J. S. Meyer and K. A. Matveev, J. Phys.: Condens. Matter **21**, 023203 (2008).
18. I. I. Yakimenko and I. P. Yakimenko, J. Phys.: Condens. Matter **34**, 105302 (2022).
19. K. J. Friedland, R. Hey, H. Kostial, R. Klann, and K. Ploog, Phys. Rev. Lett. **77**, 4616 (1996).
20. A. G. Pogosov, A. A. Shevyrin, D. A. Pokhabov, E. Yu. Zhdanov, and S. Kumar, J. Phys.: Condens. Matter **34**, 263001 (2022).
21. 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).
22. C. G. Smith, M. Pepper, R. Newbury, H. Ahmed, D. G. Hasko, D. C. Peacock, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, G. A. C. Jones, and G. Hill, J. Phys. Condens. Matter **1**, 6763 (1989).
23. P. J. Simpson, D. R. Mace, 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).
24. I. M. Castleton, A. G. Davies, A. R. Hamilton, J. E. F. Frost, M. Y. Simmons, D. A. Ritchie, and M. Pepper, Physica B Condens. Matter. **249**, 157 (1998).
25. M. Zarenia, D. Neilson, and F. M. Peeters, Sci. Rep. **7**, 11510 (2017).