

ПРОВЕРКА ПОЛУЧЕНИЯ РЕГУЛЯРНОЙ НАНОРЕШЕТКИ СЛУЧАЙНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ

В. А. Ткаченко^{1,2}, О. А. Ткаченко¹

¹Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск

УДК 004.942+537.311.322-0.22.532+537.213+537.312.7+537.313

Промоделирована недавно сформированная квадратная решетка из отверстий (антиточек) в плотном низкоподвижном двумерном электронном газе. Для небольших фрагментов структуры выполнены расчеты трехмерной электростатики и двумерного транспорта с учетом особенностей изготовления полупроводниковой структуры, технологического и примесного беспорядка. Показано, что профиль электростатического потенциала представляет собой сеть озер, соединенных между собой узкими каналами с кондактансами g_i . Часть этих каналов открыта для прохождения электронов, а часть находится в туннельном режиме $g_i < e^2/h$. На основании этих расчетов построена модель, с помощью которой определялись кондактансы каналов (межузельных связей) в зависимости от температуры T и затворного напряжения V_g . Численным решением системы уравнений Кирхгофа находился кондактанс всей решетки $\sigma(T, V_g)$, который подбором параметров подгонялся к измеренной зависимости. Тем самым решена обратная задача по восстановлению неизвестного распределения кондактансов связей $g_i(T, V_g)$. Показано, что в туннельном режиме проводимость ведет себя в полном согласии с теорией перколяции: $\sigma(T, V_g) = A \cdot (p - 0.5)^t$, где $p(T, V_g)$ — доля проводящих связей. Найденный критический индекс t менялся от стандартного значения 1.3 при $T = 1.4$ К до 3 при более высоких T .

Ключевые слова: нанорешетка, проводимость, уравнения Кирхгофа, обратная задача, распределение кондактансов связей, перколяция, критический индекс проводимости.

Введение

Теории перколяции, т.е. протекания в случайных лабиринтах, которая имеет множество приложений в разных областях науки и техники, исполнилось 60 лет [1]. Решетки случайных сопротивлений, связывающих соседние регулярно расположенные узлы, служат удобными моделями реальных разупорядоченных систем [2, 3, 4]. Транспорт в таких решетках в пределе низкой проводимости описывается теорией перколяции с ее закономерностями, выведенными аналитически, а в более общем случае — численным решением уравнений Кирхгофа. Исследования проводимости некоторых твердотельных материалов и ультра-тонких слоев показывает, что это среды с экспоненциально широким разбросом сопротивлений и неизвестной сложной топологией естественного беспорядка. Более контролируемые являются искусственные двумерные материалы, изготавливаемые методом нанолитографии. Например, можно получать квадратные решетки электростатических антиточек (малых отверстий) разных периодов и размеров в двумерном электронном газе (ДЭГ) полупроводниковой гетероструктуры [5]. В этом случае основным управляющим параметром является напряжение V_g на затворе, которое меняет плотность ДЭГ и высоты барьеров между соседними антиточками. Наблюдаемые зависимости вида $\sigma \propto (V_g - V_g^*)^\beta$, где V_g^* — пороговое значение появления проводимости, интерпретировались как свидетельство перколяции. При этом предполагалось, что напряжение на затворе линейным образом связано с долей проводящих каналов p . Ранее такие эксперименты делались с решетками антиточек малого субмикронного периода в ДЭГ низкой плотности и большой подвижности. При этом σ падало ниже кванта проводимости e^2/h на порядок и использовались лишь температуры T ниже ~ 0.1 К, а β оказались близки к стандартному значению 1.3 для 2D перколирующих систем [5]. Однако, несмотря на регулярность решеток антиточек, еще нельзя утверждать, что транспорт в этих системах будет адекватно

моделироваться классическим протеканием через решетку случайных сопротивлений. Так, при низких T в транспорте на размерах больше периода переплетаются явления туннелирования, квантового рассеяния, электрон-электронного взаимодействия, дискретной перезарядки кулоновских островов, классической баллистики и нелокальности сопротивлений [5]. Сочетания разных явлений интересны для исследования, но не позволяют описать систему как решетку со статическими хипотенциалами узлов и фиксированными кондактансами связей, т.е. системой уравнений Кирхгофа. Недавно мы нашли решетку электростатических антиточек, для которой такая имитация оказалась оправданной, благодаря необычному сочетанию искусственных вертикальных и латеральных размеров в твердотельной структуре [6]. Мы проверили регулярность решетки сопротивлений, используя несколько взаимодополняющих подходов к моделированию решетки на микро-, и макроуровнях, в том числе, подгоночным решением обратной задачи на восстановление распределения коэффициентов в уравнениях Кирхгофа из измерений проводимости решетки. Важно, что поведение распределений в пределе низкой проводимости позволило найти существенно нелинейную зависимость доли проводящих связей $p(V_g, T)$ в пределе низкой проводимости решетки σ и проверить предсказания теории перколяции относительно значений пороговой доли связей p_c и критического индекса проводимости t , отвечающего основной формуле теории перколяции $\sigma \propto (p - p_c)^t$. В настоящей работе по сравнению с [6] мы переносим акцент с физики на надежность моделирования реальной структуры.

1 Твердотельная структура и экспериментальный результат

Изучаемая структура схематически показана на рис.1. Основой структуры служит полупроводник из плоских слоев GaAs и AlGaAs, созданный молекулярно-лучевой эпитаксией на подложке GaAs (рис. 1a). Двумерный электронный газ в изучаемом случае находится на большой глубине (200 нм) от поверхности в тонком (8 нм) слое GaAs. Электроны в нем являются результатом ухода от донорных атомов Si из двух атомно-тонких (δ -легированных) слоев, расположенных всего в 6 нм от ДЭГ. Эта близость обеспечивает большую плотность, но низкую подвижность ДЭГ (из-за сильного рассеяния на примесных флуктуациях потенциала). Электронной литографией и реактивно-ионным травлением на поверхности полупроводника был создан искусственный рельеф — квадратная решетка цилиндрических углублений диаметром 700 нм и значительной глубины (100 нм), расположенных с шагом 1000 нм и случайными отклонениями от вершин квадрата до 50 нм (рис. 1b). Данный рельеф заполнен сплошным слоем металла (Al) — он служит затворным электродом, на который подается отрицательное напряжение V_g относительно ДЭГ, отталкивающее электроны [7]. При $V_g \approx -2$ Вольта под цилиндрами возникают отверстия в ДЭГ — антиточки, но в цен-

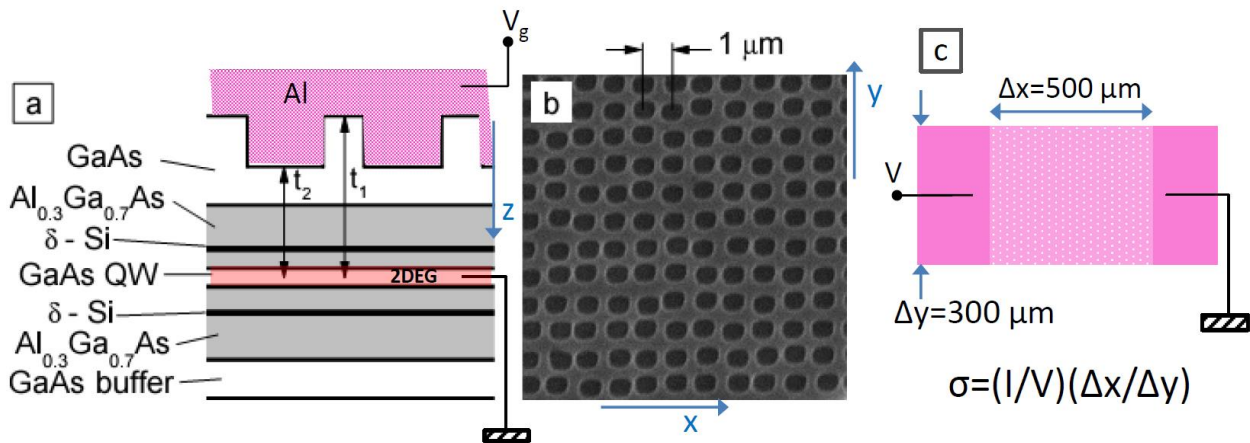


Рис. 1: Схематическое изображение структуры: (a) — вертикальный разрез структуры, между ДЭГ и слоем Al приложено затворное напряжение V_g ; (b) — микрография фрагмента поверхности GaAs перед напылением металла, (c) — вид сверху на всю полоску ДЭГ с решеткой антиточек, к которой приложено тянущее напряжение V . Построено по данным из работы [7].

тре полостей между четырьмя соседними антиточками расстояние до металла гораздо больше, и V_g слабо влияет на электронную плотность. Решетка антиточек заполняет прямоугольник 500×300 мкм², который

по длинным сторонам граничит с изолятором, а по коротким — с двумя морями ДЭГ — электрическими контактами к решетке (рис. 1с). Между контактами вводится малое тянущее напряжение V и измеряется полный ток I через решетку, т.е. ее проводимость $\sigma = \alpha I/V$ ($\alpha = 1/0.6$ определяется отношением ширины решетки Δy к ее длине Δx).

Основной экспериментальный результат из работы [6] представлен на рис. 2. При переходе к $V_g \approx -3$ В проводимость σ понижается до кванта e^2/h (рис. 2а). При дальнейшем уменьшении значения V_g [6] измеренная проводимость σ демонстрирует падение до $10^{-5}e^2/h$ при температурах от $T = 1.3$ К до 77 К (рис. 2б,с). Доводом в пользу перколяции служит наблюдение простого поведения $\sigma(V_g) \approx A(V_g - V_g^*(T))^\beta$ (рис. 2а), но $\beta = 4$, вместо стандартного значения критического индекса проводимости $t = 1.3$ в 2D решетках. Исходные зависимости $\sigma(V_g)$ и $\sigma(T)$ показаны точками на рис. 2б,с.

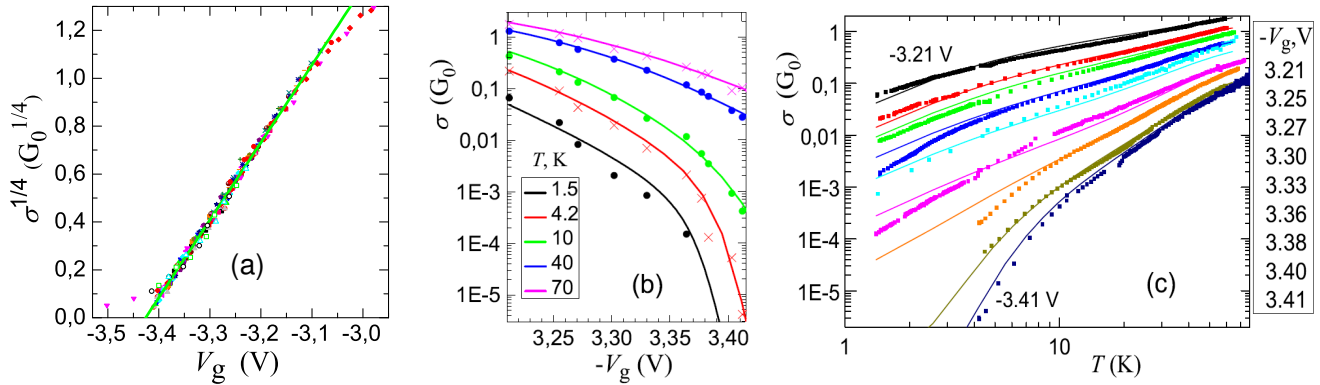


Рис. 2: (а) — Горизонтальным сдвигом совмещены измеренные зависимости $\sigma(V_g)$ (точки) для разных $1.4 < T < 77$ К из (б) и двух образцов. Прямая линия — результат эмпирической подгонки. (с) — измеренные $\sigma(T)$ (точки) при разных V_g . Сплошные кривые — расчет по Кирхгофу.

В данном случае нет теоретически обоснованной формулы, описывающей все поведение при разных T и V_g целиком. Хорошее согласие с экспериментом дает лишь численное моделирование структуры (сплошные линии на рис. 2б,с), о котором сказано ниже.

2 Моделирование системы и численные методы

2.1 Расчет 3D электростатики

Мы выполняем моделирование изучаемой системы на микро- и макроуровнях. Первое подразумевает расчет 3D электростатики небольших фрагментов структуры методом Пуассона-Томаса-Ферми в пределе нулевого тянущего напряжения. Потенциал находился решением 3D уравнения Пуассона

$$\nabla(\epsilon(\mathbf{r})\nabla U(\mathbf{r})) = e\rho(\mathbf{r})/\epsilon_0, \quad (1)$$

где $U(\mathbf{r}) = -e\varphi(\mathbf{r})$ — потенциал дна зоны проводимости в GaAs, φ — электростатический потенциал, $e > 0$ — элементарный заряд, $\epsilon(\mathbf{r})\epsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость, $\rho(\mathbf{r})$ — зарядовая плотность, которая самосогласованно находится вместе с $U(\mathbf{r})$.

В ДЭГ $\rho = -en(\mathbf{r})$, где $n(\mathbf{r}) = |\Psi(z)|^2 n_{2D}(x, y)$ — объемная концентрация электронов, выраженная через двумерную плотность в ДЭГ и волновую функцию нижнего уровня с энергией E_0 в тонкой квантовой яме по z . В подходе Томаса-Ферми при заданной T плотность ДЭГ вычисляется в локальном приближении с квазиклассической плотностью 2D состояний:

$$n_{2D}(x, y) = (m^*/\pi\hbar^2)k_B T \ln[1 + \exp((E_F - U_{eff})/k_B T)], \quad (2)$$

где m^* — эффективная масса электрона в GaAs, $U_{eff} = U(z_{QW}, x, y) + E_0$, z_{QW} — положение центра квантовой ямы по z . Уравнение Пуассона решается итерациями циклическим методом Чебышева. Этот подход к моделированию 3D электростатики проверен сравнением со многими экспериментами на разных полупроводниковых наноструктурах с ДЭГ [8, 9, 10]. В данном случае характерное поведение потенциала показано

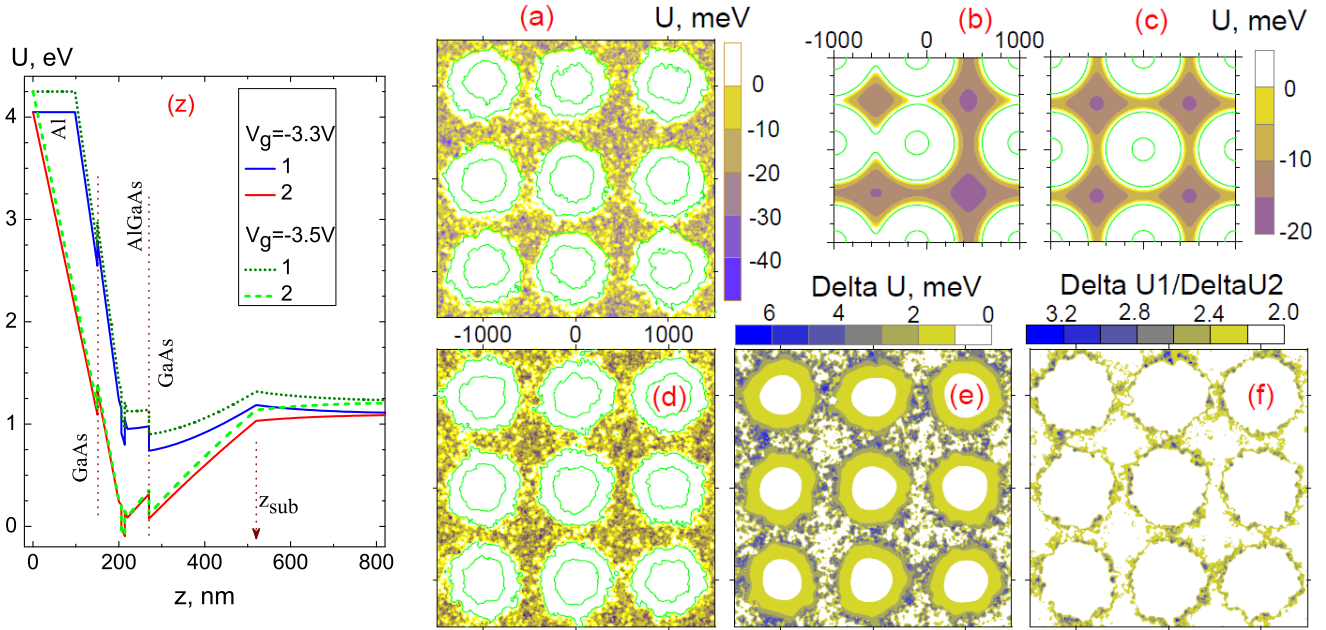


Рис. 3: Примеры поведения потенциала. (z) — Зависимости по z для центра электронного озера (нижние кривые) и для центра антиточки (верхние кривые). Остальные панели — зависимости от (x, y) в ДЭГ в диапазоне V_g от -3.4 В до -3.2 В, две изолинии на (a–d) отвечают $U = 50$ и 500 мэВ: здесь $U = U(z_{QW}, x, y) + E_0$. (a, b) — Имитация технологического беспорядка сдвигом одного горизонтального и одного вертикального рядов антиточек на 50 нм при идеальном расположении в (c, d), в (a) учтен примесный беспорядок. (d, e, f) — Учет лишь примесного беспорядка, в (b, c) им пренебрегается. (a–d, f) — $T = 4.2$ К, (e) — $\Delta U = U(60\text{K}) - U(4.2\text{K})$, (f) — $\Delta U_1 = U(V_g - 0.1\text{V}) - U(V_g)$, $\Delta U_2 = U(V_g - 0.05\text{V}) - U(V_g)$.

на рис. 3 ($E_F = 0$ в ДЭГ). Реальная геометрия структуры учитывалась условием на 3D границе металл-полупроводник $U_M = -eV_g + E_g/2$, где $E_g = 1.5$ эВ — ширина запрещенной зоны в GaAs, а также условиями непрерывности нормальной компоненты электрической индукции на гетерограницах GaAs/AlGaAs и условием вмороженности локализованного заряда на границе с подложкой z_{sub} (рис. 3z). Этот отрицательный заряд, определяющий скачок производной dU/dz , был вычислен при $V_g = 0$ по условию $U(z_{sub}) = E_g/2$. Система в целом нейтральна, и положительный заряд слоев легирования имитировался резко неоднородной зависимостью $\rho(x, y)$ из-за случайно расположения ионизованных атомов Si. Сравнением случаев постоянной и неоднородной $\rho(x, y)$ выяснено, что естественный примесный беспорядок играет большую роль. Во-первых, из-за него все каналы между электронными озерами расширяются (рис. 3a, d), поэтому учет технологического беспорядка (рис. 3a) (вариации положения центров вытравленных цилиндров) не разрывает полностью эти каналы. Если же технологический беспорядок учитывался без примесного (рис. 3b), то часть каналов разрывалась. Во-вторых, учет примесного беспорядка дает большие частые флуктуации 2D потенциала и изрезанные ими границы антиточек (рис. 3a, d). Узкие пики этого потенциала над уровнем Ферми присутствуют не только в каналах между электронными озерами, но и в самих озерах. Диффузное рассеяние на этих флуктуациях и границах ведет к малой длине l свободного пробега электрона (по оценке из измерений $l = 30 - 60$ нм). Длительному удержанию в ромбоподобных озерах способствуют высокие узкие пики, которые часто сливаются в тонкий туннельный барьер в межантиточечных сужениях (микроконтактах). В электронной системе нет четких границ между озерами и микроконтактами. Но качественное различие между ними проявляется в том, что 2D потенциал, измеряемый от общего уровня Ферми $E_F = 0$, нелинейно зависит от T и V_g на границах антиточек и в микроконтактах — местах сближения этих границ, но не внутри озер и антиточек (рис. 3e, f). В данной системе не обнаружено магнитотранспортных резонансов, отвечающих баллистическому обходу электрона вокруг антиточки через четыре сужения в ДЭГ [7]. Благодаря малой длине свободного пробега электрон, влетевший в очередное из четырех электронных озер, окружающих антиточку, успевает полностью релаксировать, прежде чем покинет данное озеро. Следовательно, эффекты нелокальности сопротивлений связей между озерами подавлены. Кроме того, характерный размер

озера 1 мкм превышает критический для эффектов дискретной зарядки этих озер при $T \geq 1.4$ К, т.е. каждому озеру можно приписать статический химпотенциал $\mu_n(V_g, T, V)$ [6]. При нулевом тянущем напряжении V электрический ток в решетке отсутствует, а все $\mu_n(V_g, T, 0)$ одинаковы и совпадают с уровнем Ферми E_F .

2.2 Моделирование 2D квантового транспорта в микроконтактах решетки

Следующим шагом в микроуровневом моделировании структуры является изучение двумерного квантового транспорта через микроконтакт при заданном очень малом различии химпотенциалов соединяемых электронных озер. Если пренебречь потерей фазы волновой функции электрона при его пролете через микроконтакт, то моделирование транспорта в подходе Ландауэра сводится к расчету зависимости от энергии электрона полного коэффициента прохождения $\sum_i D_i(E)$ — суммы по всем номерам мод i поперечного квантования в подводящем канале. Пример вычисленных $\sum_i D_i(E)$ показан на рис. 4а. По аналогии с [11] микроконтакт предполагался встроенным без разрывов 2D потенциала в соответствующий многомодовый канал, продолжающий потенциал однородно в обе стороны от сужения, начиная от поперечных сечений, которые считались расположенными в центрах соединяемых озер. Это означает пренебрежение обратным когерентным рассеянием волн, уходящих от сужения за эти сечения, что оправдано из-за быстрой релаксации баллистического электрона в озерах.

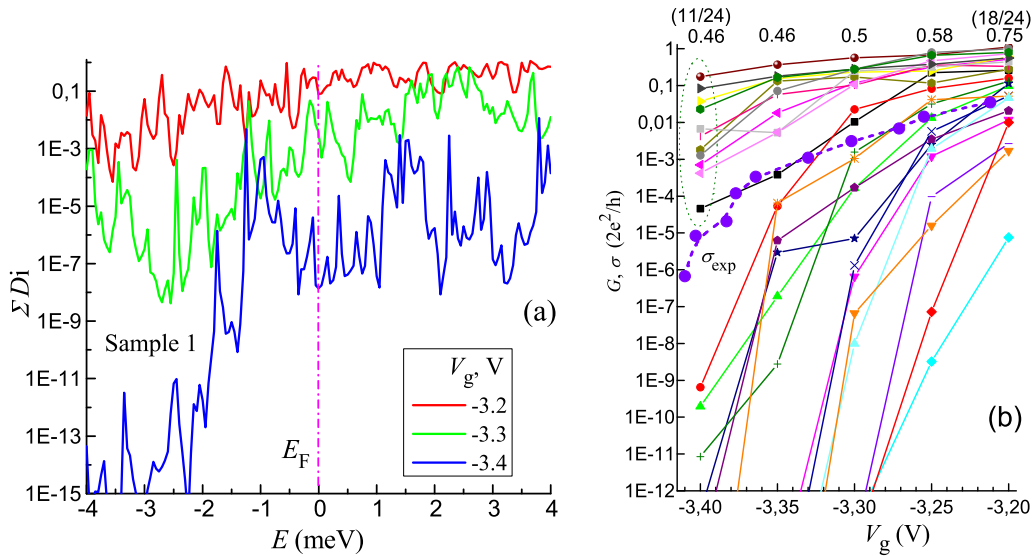


Рис. 4: (а) — Пример зависимости полного коэффициента прохождения $\sum_i D_i(E)$ для одного из микроконтактов при разных V_g . (б) — Зависимости кондактансов $g_{nm}(V_g)$ (точки) для 24 микроконтактов из рис. 3а,д и измеренная $\sigma(V_g)$ при $T = 4.2$ К. Сверху доля случаев с $g_{nm} > \sigma$.

Кондактанс микроконтакта вычислялся по формуле Ландауэра

$$g = (2e^2/h) \int \sum_i D_i(E) F(E - E_F) dE, \quad (3)$$

где $F(\epsilon) = 4k_B T / \text{ch}^2(\epsilon/2k_B T)$ учитывает разброс по энергиям электрона в распределении Ферми. Ее работоспособность при описании экспериментов с разными квантовыми наноструктурами неоднократно проверена [8, 9, 10]. В данном случае по этой формуле для некоторых V_g и T определялся кондактанс каждого из 24 микроконтактов при разных реализациях примесного беспорядка из рис. 3а,д. Найденные кондактансы показаны на рис. 4б. Из-за сильного рассеяния электрона на примесных флуктуациях и усреднения $\sum_i D_i(E)$ по распределению Ферми эти кондактансы меньше, чем квант $2e^2/h$, хотя в выборке присутствуют открытые микроконтакты. Этим расчетом найдено, что возле порога измеренной проводимости решетки σ примерно половина микроконтактов имеет кондактанс выше/ниже, чем σ (рис. 4б), что соответствует предсказанию для квадратных решеток сопротивлений, имеющих экспоненциально сильный разброс [4].

2.3 Решетка случайных сопротивлений: решение уравнений Кирхгофа и перколяция

Законы Кирхгофа, записанные для решетки сопротивлений, связывают разность химпотенциалов в соседних узлах m, n или падение тянущего напряжения на каждой межузельной связи с кондактансом этой связи и током через связь:

$$\mu_m(V_g, T, V) - \mu_n(V_g, T, V) = I_{mn}(V_g, T, V)/g_{mn}(V_g, T). \quad (4)$$

Кроме того, сумма втекающих в узел токов с учетом знака равна нулю, а химпотенциалы на крайних справа и слева рядах узлов определяются тянущим напряжением на решетке V . В нашем случае технически трудно выполнить реалистическое моделирование каждой связи полной решетки 300×500 узлов для широкого набора значений V_g, T . Поэтому кондактансы связей g_{mn} находились по формуле Ландауэра для упрощенных моделей потенциала в микроконтактах и нормировались на квант проводимости $2e^2/h$. При условии $g_{mn} < 10^{-15}$ они принимались равными 10^{-15} (расчеты с двойной точностью). Значения некоторых параметров, характеризующих потенциал, могли свободно варьироваться в физически допустимых пределах. Для разных упрощений реального потенциала мы методом проб и ошибок искали значения этих параметров, надеясь получить решением уравнений Кирхгофа проводимость решетки близкую к измеренной $\sigma(V_g, T)$. Заметим, что это не получилось с помощью наиболее простых моделей квазиодномерного потенциала микроконтакта в ДЭГ, например, седлового $U(x, y) = (m/2)(-\omega_x^2 \cdot x^2 + \omega_y^2 \cdot y^2)$. При упрощении реального 2D потенциала с примесными флуктуациями до квазиодномерного важно было найти простейшую имитацию влияния этих флуктуаций на кондактанс микроконтакта. Прежде всего (рис. 4а) они давали межмодовое смешивание, что вело к сильному обратному рассеянию электрона даже при его классически разрешенном прохождении через микроконтакт, а в туннельном режиме кондактанс микроконтактов оставался вполне измеримым на значительном интервале V_g . Физически адекватную имитацию подсказывает наличие в некоторых случаях тонких барьерных стенок разделяющих соседние электронные озера (рис. 3а,д). Основой двух найденных успешных моделей с составным продольным потенциалом (узкий барьер на фоне широкого) были следующие допущения:

- рельеф 2D потенциала $E_0(x, y)$ во всей системе задан простыми формулами, как сумма антиточечных аксиально-симметричных потенциалов $U(r, V_g)$ — они определяют глубину ямы в электронных озерах (здесь беспорядком пренебрегается) и высоту широкого барьера между озерами V_{mn} , а дистанция между соседними антиточками варьируется случайным образом в пределах ± 50 нм от средней, что задает беспорядок в V_{mn} ;
- поверхность широкого барьера высоты V_{mn} для учета влияния примесного флуктуационного потенциала и эффектов электрон-электронного взаимодействия [6] задается узкий параболический барьер по x с параметрами $\hbar\omega_x$ и $V_0(1 + aT^{-1/2})$, квант поперечного движения $\hbar\omega_y$ принят одинаковым;
- в первой модели из условий независимости полного числа электронов от T , емкости центра электронного озера от V_g найдено положение уровня Ферми $E_F(V_g, T)$ [9];
- во второй модели положение E_F считалось фиксированным, но учтено, что высота барьеров при больших T увеличивается, а зависимости V_{mn} и V_0 от V_g не являются линейными [6].

При подгонке вычисленной проводимости к измеренной некоторые значения параметров в этих двух моделях получились различными, особенно это относится к высоте широкого барьера, которая в первой модели оказалась меньше, чем во второй, но качество подгонки проводимости решетки было почти одинаковым. Численные (модель 2) и измеренные кривые показаны рис. 2б,с. Видно, что все вычисленные кривые при общем для них (оптимальном) наборе значений параметров модели хорошо идут по экспериментальным. То же самое относилось и к первой модели (рис. 10 из [9]). Важно, что найденные распределения кондактансов связей при данных V_g, T оказались в двух моделях сходными. Примеры соответствующих зависимостей для второй модели показаны на рис. 5х (для первой модели рис. 21 [10]). Упорядоченные по величине кондактансы g_{mn} в зависимости от величины $x = N/N_{tot}$, где N — номер связи в порядке понижения кондактанса, являются довольно простыми кривыми. При низких T распределение $g_{mn}(x)$ на отрезках $(0, x_0)$, $(x_0, 1)$, где $x_0(V_g) < 0.5$, можно приблизить экспонентами $\exp(-k_1 x)$ и $\exp(-k_1 x_0 - k_2(x - x_0))$ с $k_2(T) \gg k_1(T)$. Заметим, что x_0 отвечает совпадению уровня Ферми с высотой широкого барьера V_{mn} при средней дистанции между антиточками. Фактически подгонкой мы решали не только обратную задачу на восстановление коэффициентов в уравнениях Кирхгофа, но и задачу на восстановление неизвестных значений и функций в формуле Ландауэра, определяющей кондактанс туннельных микроконтактов решетки.

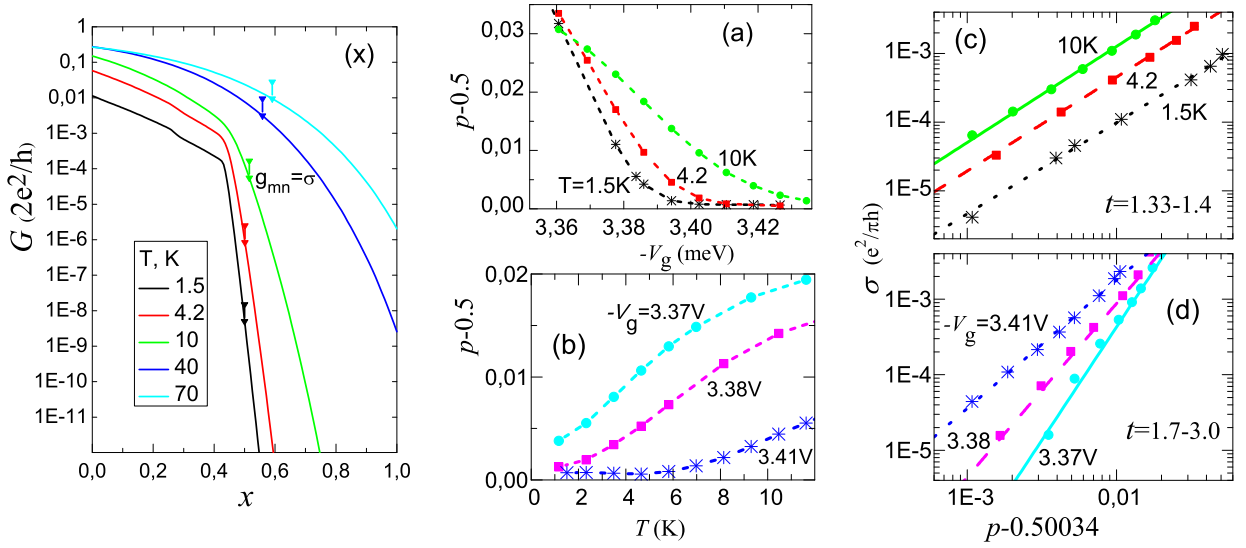


Рис. 5: (x) — Распределения кондактансов микроконтактов $g_{mn}(x)$ для разных T , $x = N/N_{tot}$, N — номер микроконтакта в порядке убыва g_{mn} . Стрелки указывают на значения $p = x$, при которых $g_{mn} = \sigma$. (a,b) — Зависимости доли проводящих связей $p(V_g)$ при разных T и $p(T)$ при разных V_g . (c,d) — Зависимости вычисленной $\sigma(p)$ при разных T и разных V_g . Указаны значения t , отвечающие наклонам прямых.

Мы нашли, что результаты решения первой задачи относительно устойчивы, а у второй задачи существенно зависят от модели. Тем не менее, без поиска упрощенных, но физически адекватных моделей квантового микроконтакта, решение первой задачи являлось бы феноменологией, которая далека от реальности.

В рамках второй модели микроконтактов мы довели расчеты транспорта в реальной решетке 300×500 узлов до вычисления доли проводящих связей p (рис. 5x). При повышенных σ распределение $g_{mn}(x)$ является плавным и не очень широким, в этом случае четкое деление связей на проводящие/непроводящие не имеет смысла. Однако при низких σ долю проводящих связей $p(T, V_g)$ можно найти по условию $g_{mn}(x) > \sigma$. Данное условие согласуется с применением теории перколяции к решеткам с экспоненциально широким распределением $g_{mn}(x)$. Согласно этой теории, существует критический элемент с номером N_c , что для всех $N > N_c$ можно положить $g_{mn} = 0$, не меняя существенно проводимость решетки, а удаление и этого элемента зануляет проводимость [4]. Из-за зависимостей $x_0(V_g)$ и $k_2(T)$ условие $g_{mn}(x) > \sigma$ преодолевается все большим числом связей с повышением T или уменьшением обедняющего $-V_g$ (рис. 5a,b). При наиболее низких σ найденное значение p оказалось с большой точностью равным порогу перколяции $p_c = 0.5$ в квадратных решетках, как и должно быть согласно предсказанию для больших решеток с экспоненциально широким разбросом кондактанса связей [4]. Найдено, что если $V_g \rightarrow V_g^*$, то $p \rightarrow 0.5 + \delta$, где δ очень малая ($3 \cdot 10^{-4}$) поправка, которая возникает при перколяции для конкретной реализации беспорядка из-за конечного размера решетки. В таком случае проводимость ведет себя как $\sigma = A(p - 0.5 - \delta)^t$. Оказалось, что критический индекс σ близок к стандартному значению 1.3 при фиксированных низких T , когда p меняется вместе с V_g (рис. 5c). Однако t не является универсальным [12], и в данном случае зависит от выбора фиксированного V_g возле порога, когда p меняется вместе с T (рис. 5d). Непостоянство t и отличие от $\beta = 4$ объясняется нелинейностью и различием зависимостей $p(V_g)$ при разных низких T (рис. 5a,b). Видно, что в этих зависимостях при полиномиальном приближении исчезает линейный член в пределе $p \rightarrow 0.5 + \delta$. Поэтому эмпирическая зависимость $\sigma \approx B(V_g - V_g^*(T))^\beta$ имеет другую степень, нежели вычисленная $\sigma = A(p - p_c)^t$.

Есть еще важные различия этих зависимостей. Первая из них охватывает всю моделируемую в рамках законов Кирхгофа область шириной 0.2 В по V_g , пять порядков от e^2/h по σ и $1.4 < T < 77$ К (рис. 2a). В то же время область применимости теории перколяции, которая показана на рис. 5a-d, ограничена условием $\delta p = p/p_c - 1 \ll 1$. В нашем случае $\delta p < 0.1$. Мы проверили, что за пределами этой области расчеты из уравнений Кирхгофа согласуются с приближением эффективной среды, по которому σ_e находится из условия на среднюю величину $\langle (\sigma_e - g_{mn}) / (a\sigma_e + g_{mn}) \rangle = 0$, где $a = 1$ соответствует случаю 4-х ближайших соседей.

Заключение

С помощью нескольких взаимодополняющих моделей и теории перколяции проверено, что экспериментально изученная решетка антиточек в двумерном электронном газе большой плотности и низкой подвижности является квадратной решеткой случайных сопротивлений. Ее узлы — это электронные озера в каждой элементарной ячейке, имеющие при заданном тянущем напряжении статические химпотенциалы, а связи — микроконтакты между соседними озерами, характеризуемые квантовомеханическим кондактансом независимо друг от друга.

Мы признательны Г.М. Минькову и А.А. Шерстобитову за обсуждение и возможность использования экспериментальных данных, а также Д.Г. Бакшееву за помощь в расчетах. Часть расчетов выполнена на кластере НКС-30Т Сибирского суперкомпьютерного центра и поддержана грантом Президента РФ (НШ-10211.2016.8).

Список литературы

- [1] Broadbent S.R., Hammersley J.M. Percolation processes I. Crystals and mazes// Proc. Camb. Phil. Soc. 1957. Vol. 53. P. 629-641.
- [2] Kirkpatrick S. Percolation and Conduction// Rev. Mod. Phys. 1974. Vol. 45. P.574-588.
- [3] Эфрос А.Л. Физика и геометрия беспорядка (Библиотечка «Квант», вып.19) М.: Наука, 1982, 176.
- [4] Шкловский Б.И., Эфрос А.Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
- [5] Квон З.Д. Квантовый транспорт в решетках связанных электронных биллиардов// Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 76, С. 619; Dorn A., Ihn T., Ensslin K., Wegscheider W., Bichler M. Electronic transport through a quantum dot network// Phys. Rev. B. 2004. V. 70, P. 205306.
- [6] Ткаченко В.А., Ткаченко О.А., Миньков Г.М., Шерстобитов А.А. Перколяция и электрон-электронное взаимодействие в решетке антиточек// Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 104, С. 501–506.
- [7] Minkov G.M., Sherstobitov A.A., Germanenko A.V., Rut O.E. Weak localization in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ heterostructures with electrostatically induced random antidot array// Phys. Rev. B. 2008. V. 78, P. 195319.
- [8] Ткаченко О.А., Ткаченко В.А., Квон З.Д., Латышев А.В., Асеев А.Л. Интроскопия квантовых нанoeлектронных устройств //Российские нанотехнологии. 2010. Т.5. С.117-127.
- [9] Ткаченко О.А., Ткаченко В.А. Суперкомпьютерное моделирование полупроводниковых квантовых наносистем// Вычислительные методы и программирование. 2012. Т. 13, С. 253–262.
- [10] Ткаченко В.А., Ткаченко О.А. От субмикронных квантовых проводников к графеноподобной решетке: эксперименты и моделирование// Труды первой ежегодной национальной конференции по нанотехнологиям, наноматериалам и микросисемной технике. Novosibirsk State Technical University. 2016. P.67–80, ISBN 978-5-7782-2849-8.
- [11] Ткаченко В.А., Быков А.А., Бакшеев Д.Г., Ткаченко О.А., Литвин Л.В., Латышев А.В., Гаврилова Т.А., Асеев А.Л., Портал Ж.К. Одноэлектронная зарядка треугольных квантовых точек кольцевого интерферометра// ЖЭТФ. 2003. Т. 124, С.351.
- [12] Sen P.N., Roberts J.N., Halperin B.I. Nonuniversal critical exponents for transport in percolating systems with a distribution of bond strengths// Phys. Rev. B. 1985. V. 32, P. 3306.

*Виталий Анатольевич Ткаченко — к.ф.-м.н., ст. науч.сотр. Института физики полупроводников СО РАН; Новосибирский государственный университет;
e-mail: vtkach@isp.nsc.ru;*

*Ольга Александровна Ткаченко — к.ф.-м.н., ст. науч.сотр. Института физики полупроводников СО РАН;
e-mail: otkach@isp.nsc.ru.*

Дата поступления — 31 мая 2017 г.