ЖЭТФ, 2005, том 127, вып. 3, стр. 1–10

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ И КУЛОНОВСКИЕ КОРРЕЛЯЦИИ В ДВУМЕРНЫХ МАССИВАХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК Ge/Si

А. И. Якимов[a*], *А. В. Двуреченский*[a], *Г. М. Миньков*[b], *А. А. Шерстобитов*[b], *А. И. Никифоров*[a], *А. А. Блошкин*[a]

[a] *Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук 630090, Новосибирск, Россия*

[b] *Уральский государственный университет 620083, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 27 августа 2004 г.

Экспериментально исследованы температурная и магнитополевая зависимости проводимости, обусловленной прыжковым транспортом дырок вдоль двумерного массива квантовых точек Ge/Si(001) с различным фактором заполнения точек дырками. При понижении температуры обнаружен переход от закона Эфроса – Шкловского для температурной зависимости прыжковой проводимости к закону Аррениуса с энергией активации, равной 1.0–1.2 мэВ. Энергия активации низкотемпературной проводимости возрастает с увеличением магнитного поля и насыщается в полях более 4 Тл. Обнаружено, что магнитосопротивление в слоях квантовых точек является существенно анизотропным: проводимость уменьшается с ростом магнитного поля при ориентации поля перпендикулярно слою квантовых точек и увеличивается в магнитном поле, вектор которого лежит в плоскости образца. Абсолютные величины магнитосопротивления при перпендикулярной и продольной ориентациях поля различаются между собой на 2 порядка. Полученные экспериментальные результаты объяснены в рамках модели многочастичных корреляций локализованных в квантовых точках дырок, приводящих к формированию электронных поляронов в двумерной неупорядоченной системе.

PACS: 73.63.Kv, 73.21.La

1. ВВЕДЕНИЕ

Если сопротивление двумерной неупорядоченной системы много больше величины, определяемой квантом сопротивления h/e^2, где h — постоянная Планка, e — единица элементарного заряда, то система находится на диэлектрической стороне перехода металл–изолятор, и ее проводимость σ стремится к нулю с уменьшением температуры T. Вопрос о влиянии межэлектронного взаимодействия на проводимость двумерных систем, будучи всегда актуальным, в последнее время встал особенно остро после недавней бурной дискуссии о существовании перехода металл–изолятор в двумерном случае. Роль корреляционных эффектов должна быть особенно значима на диэлектрической стороне перехода металл–изолятор, поскольку локализованные электронные состояния малоэффективны в процессах экранирования по сравнению с распространенными состояниями.

Исследования фундаментальных аспектов транспорта заряда, кулоновских и спиновых корреляций в полупроводниковых наноструктурах создают базу для развития наноэлектроники — одного из современнейших направлений физики и техники электронных приборов нанометровых размеров. Для выявления основных закономерностей процессов двумерного переноса заряда, а также роли кулоновских корреляций в системе локализованных электронов наилучшим образом подходят слои самоорганизую-

*E-mail: yakimov@isp.nsc.ru

щихся квантовых точек (КТ), полученных в результате гетероэпитаксии упруго напряженных систем, поскольку: 1) в связи с особенностью эпитаксии КТ лежат точно в одной плоскости (плоскости роста) и отсутствует фактор беспорядка, связанный с неупорядоченностью в вертикальном направлении наноструктуры (в направлении роста); 2) вводя в КТ электроны либо дырки, можно контролируемо получать ансамбли локализованных носителей заряда в заранее известных квантовых состояниях и с заранее известными волновыми функциями; 3) в отличие от большинства примесей в полупроводниках массивы КТ могут выступать как система многозарядных центров локализации, в которой роль кулоновских и спиновых корреляций наиболее существенна; 4) поскольку, как правило, отношение высоты к латеральному размеру в самоорганизующихся КТ много меньше единицы, то в отличие от примесей волновые функции носителей в КТ сильно анизотропны и имеют двумерный характер.

Простейшим проявлением корреляционных эффектов является формирование кулоновской щели в спектре локализованных состояний неупорядоченной системы благодаря дальнодействующей части электрон-электронного взаимодействия [1]. Однако одноэлектронная модель Эфроса – Шкловского не учитывала возможные многочастичные корреляции перескоков электронов, когда, например, параллельные или последовательные во времени прыжки одних электронов на небольшие расстояния облегчают передвижение других электронов на длинные дистанции, снижая своим кулоновским потенциалом соответствующие энергетические барьеры на пути протекания тока. Одним из возможных проявлений многочастичных возбуждений является формирование в системе электронных поляронов — «шубы» из поляризованных пар локализованных состояний, увлекаемой за собой движущимся по перколяционному кластеру электроном [2, 3].

В настоящей работе проведены исследования прыжкового транспорта дырок в двумерных массивах квантовых точек Ge/Si(001). Анализ температурных и магнитополевых зависимостей низкотемпературной проводимости свидетельствует о наличии многочастичных кулоновских корреляций дырок, локализованных в КТ.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Схема структур, с которыми проводились опыты, приведена на рис. 1. Образцы выращивались

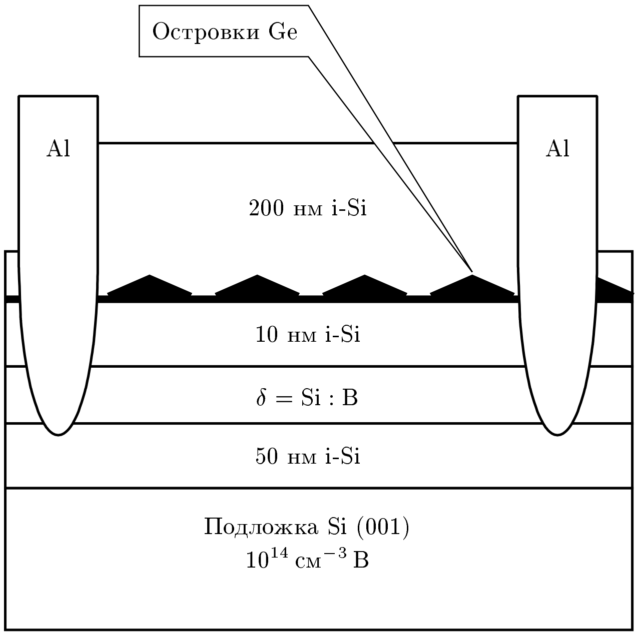

Рис. 1. Схематическое изображение образцов, использованных для измерений проводимости слоев КТ

методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке типа «Катунь», разработанной в ИФП СО РАН. В качестве подложек использовались пластины Si с ориентацией (001) и удельным сопротивлением 20 Ом·см, легированных бором до концентрации, равной примерно 10^{14} см$^{-3}$. Перед загрузкой в эпитаксиальную камеру подложки проходили процесс обезжиривания в ацетоне и нанесения поверхностного окисла толщиной около 10 Å путем травления в растворе H_2O_2:HNO_3:H_2O. После загрузки в эпитаксиальную камеру пластины нагревались до температуры 800°C и выдерживались в потоке кремния, величиной примерно 10^{13} ат/(см$^2 \cdot$ с) в течение трех минут. Чистота поверхности контролировалась при помощи дифракции быстрых электронов. Пройдя предэпитаксиальную обработку, подложки перегружались в ростовую камеру.

Слой Ge толщиной 8 монослоев ($\approx$ 10Å) вводился внутрь выращенного на подложке 250 нм слоя Si при температуре 300 °C на расстоянии 200 нм от его поверхности. Судя по картине дифракции быстрых электронов от поверхности островковой пленки Ge, формирующиеся в режиме роста Странского – Крастанова германиевые нанокластеры имели форму пирамид. Исследования структуры с помощью высокоразрешающей электронной микроскопии показали, что средние размеры основания нано-

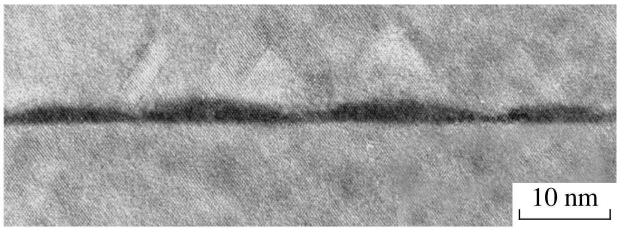

Рис. 2. Изображение поперечного среза структуры, полученное с помощью высокоразрешающей электронной микроскопии. Темные области — островки Ge

кластеров Ge в плоскости роста составляли 12 нм, высота примерно 2 нм, слоевая плотность нанокластеров $N_{qd} \approx 3 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Изображение поперечного сечения гетероструктуры Ge/Si, полученное с помощью высокоразрешающей электронной микроскопии, приведено на рис. 2.

Контролируемое заполнение островков Ge дырками осуществлялось путем введения в образец δ-легированного бором слоя Si на расстоянии 10 нм ниже слоя островков Ge. Поскольку энергия ионизации примесей бора в кремнии, E_B, составляет всего 45 мэВ, а энергии залегания первых десяти уровней дырок E_i в германиевых КТ такого размера, отсчитанные от потолка валентной зоны Si, 200–320 мэВ [4], то при температурах ниже комнатной дырки, уходя с примесей, заселяют уровни в КТ. Было сделано два опытных образца с КТ, в одном концентрация бора в дельта-слое составляла примерно $6.9 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$, во втором — примерно $8.4 \cdot 10^{11}$ см$^{-2}$. Проведенные расчеты на основе решения системы уравнений Пуассона и электронейтральности, а также статистического распределения дырок по энергетическим уровням в системе показали, что среднее число дырок (фактор заполнения ν), приходящихся на одну КТ, составляло 2.3 и 2.8 для разных образцов. Система заряженный слой КТ – заряженный слой δ-Si:B моделировалась плоским конденсатором, расстояние между обкладками которого d равно расстоянию между слоем КТ и δ-Si:B. При расчете фактора заполнения ν учитывались первые пять состояний дырок в квантовых точках, которые были определены ранее в работах [4, 5]. Кроме того, считалось, что температуры настолько низки ($k_B T \ll E_i$), что свободные дырки в валентной зоне отсутствуют. Решалась следующая система уравнений:

$$n_{\mathrm{B}} = \frac{N_{\mathrm{B}}}{1 + 0.5\exp[-(E_{\mathrm{B}} - \varepsilon_F)/k_B T]},$$

$$n_{qd} = \sum_{1 \le i \le 5} \frac{2N_{qd}}{1 + \exp[(E_i - \varepsilon_F + u)/k_B T]},$$

$$u = \frac{n_{qd} e d}{\kappa \varepsilon_0}, \quad n_{qd} + n_{\mathrm{B}} = N_{\mathrm{B}},$$

где k_B — постоянная Больцмана, n_{B} — концентрация дырок, оставшихся на примесных атомах бора, n_{qd} — концентрация дырок в слое КТ, N_{B} — слоевая концентрация бора в δ-слое, ε_F — уровень Ферми, u – электростатический потенциал слоя КТ, $\varepsilon_0 = 8.87 \cdot 10^{-12}$ Ф/м — абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума. Результаты расчетов приведены на рис. 3. Именно из этого рисунка определялся фактор заполнения КТ дырками в сделанных образцах.

Структуры изготавливались с помощью фотолитографии в виде холловских мостиков. Для формирования контактов проводилось травление слоя Si на глубину 0.15 мкм. Затем в вакууме напылялся алюминий и проводился отжиг при температуре 600 °C.

Контроль состава островков Ge при помощи спектроскопии комбинационного рассеяния света показал, что доля Ge в островках составляет примерно 70 %. Для определения концентрации легирующей примеси применялась вторично-ионная масс-спектрометрия.

Наряду с образцом, содержащим КТ Ge, была выращена серия контрольных образцов, в которых слой Ge отсутствовал. В контрольных образцах концентрация бора в δ-легированном слое Si варьировалась в интервале от $1.8 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ до $4.2 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$.

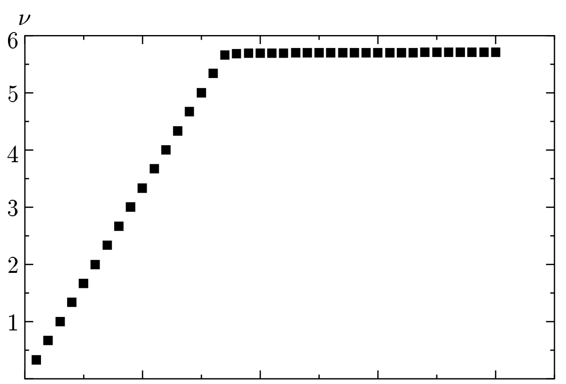

Рис. 3. Расчетная зависимость фактора заполнения КТ дырками от концентрации бора в δ-слое. Расстояние между слоем КТ Ge и δ-слоем — 10 нм. Результаты не зависят от температуры при $T < 20$ К

Измерения проводимости осуществлялись в планарной геометрии (вдоль слоя квантовых точек) с помощью четырехточечного метода на постоянном токе в интервале температур 1.5–20 К. Магнитосопротивление измерялось в постоянном магнитном поле до полей 5.5 Тл, перпендикулярном ($H_\perp$-ориентация) и параллельном ($H_\parallel$-ориентация) плоскости структуры. В последнем случае магнитное поле было направлено параллельно либо перпендикулярно электрическому току.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

3.1. Температурная зависимость проводимости и магнитотранспорт в структурах δ-Si:B

Наши измерения показали, что зависимость проводимости σ от температуры T для всех контрольных образцов, не содержащих Ge-нанокластеров, подчиняется закону Эфроса – Шкловского

$$\sigma(T) = \frac{\gamma}{T}\exp\left[-\left(\frac{T_1}{T}\right)^{1/2}\right] \qquad (1)$$

с $\gamma = (0.3\text{–}3)\cdot 10^{-2}$ К/Ом и $T_1 = 600\text{–}1000$ К (рис. 4), свидетельствующему о проявлении механизма прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка в условиях существования «мягкой» кулоновской щели в плотности примесных состояний двумерной неупорядоченной системы [6]. По-видимому, в качестве такой двумерной системы в данном случае выступает δ-легированный бором слой Si.

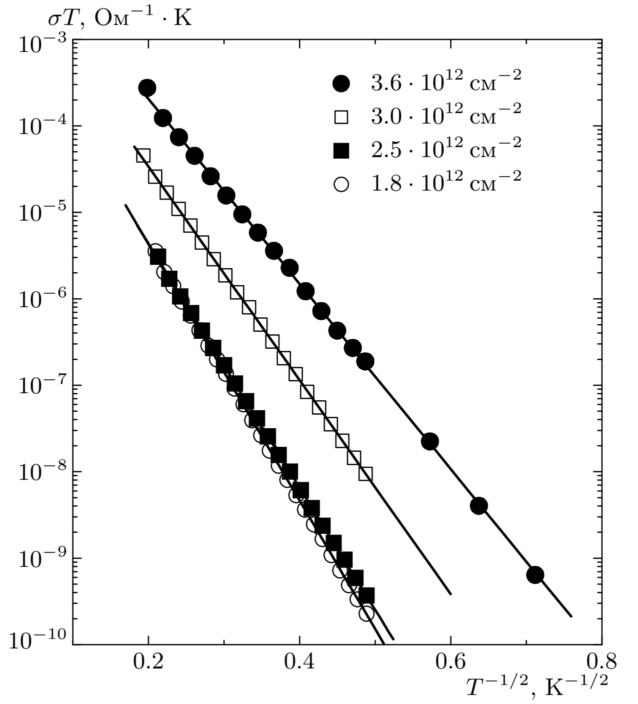

Рис. 4. Зависимость комбинации $\sigma\times T$, где σ — проводимость, T — температура, от $T^{-1/2}$ для контрольных образцов δ-Si:B, не содержащих германиевые квантовые точки. Экспериментальные данные построены в полулогарифмических координатах

На рис. 5 приведены типичные магнитополевые зависимости сопротивления для одного из контрольных образцов (концентрация бора в δ-легированном слое $3.6\cdot 10^{12}$ см$^{-2}$). Магнитосопротивление хоть и не сильно различается для различных ориентаций поля, но все-таки неодинаково и представляет собой комбинацию двух вкладов различного знака. Отрицательное магнитосопротивление, по-видимому, связано с подавлением в магнитном поле «деструктивной» интерференции различных «траекторий» туннелирования, включающих акты подбарьерного рассеяния [7, 8]. По сути этот механизм во многом похож на механизм отрицательного магнитосопротивления при диффузионном переносе заряда в режиме слабой локализации и связан с изменением фазы волновой функции в условиях, когда можно говорить о когерентности туннельного процесса с учетом рассеяния на примесях. Положительный вклад

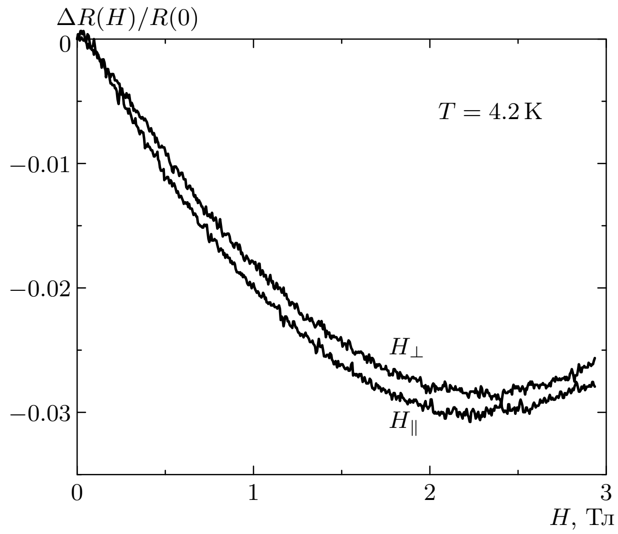

Рис. 5. Относительное изменение сопротивления в магнитном поле различной ориентации для одного из контрольных образцов, не содержащих квантовые точки Ge. Температура измерений 4.2 К. Концентрация бора в дельта-легированном слое равна $3.6\cdot10^{12}$ см$^{-2}$

обусловлен «сжатием» волновых функций локализованных носителей заряда в направлениях, перпендикулярных направлению магнитного поля [9, 10]. В результате такого «сжатия» снижается степень перекрытия волновых функций носителей на различных удаленных друг от друга узлах и порог протекания в системе сдвигается в сторону бóльших значений. Дополнительные эксперименты показали, что анизотропия магнитосопротивления растет при понижении температуры, однако, поскольку относительная величина магнитосопротивления в контрольных образцах мала (порядка нескольких процентов), возникает проблема стабилизации температуры для получения корректных экспериментальных данных при $T < 4$ К.

3.2. Зависимость проводимости от температуры в образцах Ge/$\boldsymbol{\delta}$-Si:B с квантовыми точками

Измерения температурной зависимости проводимости, выполненные для образцов с КТ Ge, показали, что для обоих образцов при температурах выше $T_c = 4$–5 К проводимость подчиняется закону Эфроса–Шкловского

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp[-(T_1/T)^{1/2}]$$

с не зависящим от температуры предэкспоненциальным множителем σ_0 порядка e^2/h. Так, $\sigma_0 = 2.5e^2/h$ и $T_1 = 220$ К для образца с фактором заполнения $\nu = 2.3$ и $\sigma_0 = e^2/h$ и $T_1 = 100$ К для образца с $\nu = 2.8$. Пример такого поведения для образца с фактором заполнения $\nu = 2.8$ приведен на рис. 6. Универсальная величина предэкспоненциального множителя ($\sim e^2/h$) была ранее предсказана в работе Козуба, Барановского и Шлимака [11] и является одним из признаком наличия последовательных многоэлектронных кулоновских корреляций в системе.

При понижении температуры зависимость проводимости от температуры усиливается, и при $T < T_c$ происходит переход от закона Эфроса–Шкловского к закону Аррениуса

$$\sigma(T) = \sigma_0 \exp(-E_a/k_B T).$$

Это явление наиболее наглядно видно на зависимости локальной энергии активации проводимости от температуры (рис. 7). В общем случае температурная зависимость прыжковой проводимости описывается выражением

$$\sigma(T) \propto \exp[-(T_1/T)^x].$$

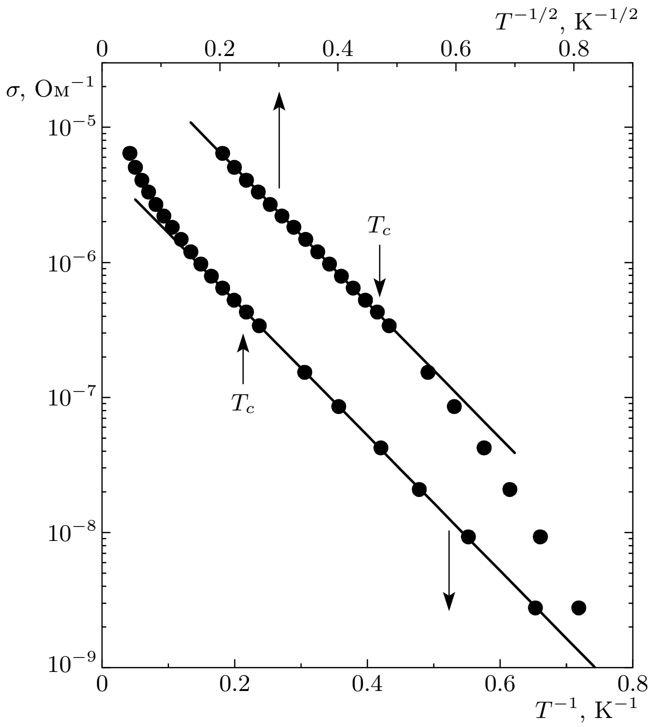

Рис. 6. Зависимость логарифма проводимости от $T^{-1/2}$ (верхняя ось абсцисс) и T^{-1} (нижняя ось абсцисс) для образца с квантовыми точками Ge и фактором заполнения $\nu = 2.8$

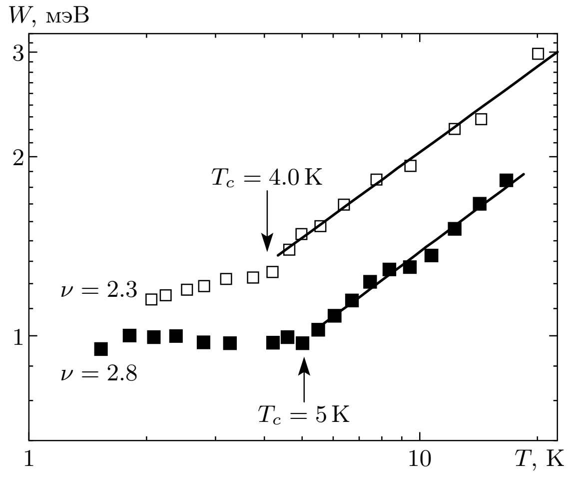

Рис. 7. Зависимость энергии активации прыжковой проводимости $W = \partial \ln \sigma / \partial(1/k_B T) = x k_B T^{1-x} T_1^x$ от температуры, построенная в двойных логарифмических координатах. Сплошные линии — аппроксимация экспериментальных данных $W(T)$ выражением (2)

Энергия активации определяется как

$$W = \frac{\partial \ln \sigma}{\partial(1/k_B T)} = x k_B T^{1-x} T_1^x. \qquad (2)$$

В рамках такого подхода

$$\lg W(T) = A + (1-x)\lg T \quad \text{и} \quad A = \lg\left(x k_B T_1^x\right).$$

Строя $\lg W(T)$ как функцию $\lg T$, из наклона прямой можно найти величину показателя x, описывающего температурную зависимость проводимости. На рис. 7 видно, что при высоких температурах энергия активации уменьшается с понижением T, т. е. реализуется режим прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка. При температурах менее $T_c = 4$ К для образца с $\nu = 2.3$ и $T_c = 5$ К для образца с $\nu = 2.8$ энергия активации практически перестает зависеть от T. Особенно отчетливо это проявляется в последнем случае. Аппроксимация экспериментальных данных $W(T)$ выражением (2) при $T > T_c$ (сплошные линии на рис. 7) дает показатель $x = 0.52 \pm 0.03$ и $x = 0.50 \pm 0.03$ для образцов соответственно с $\nu = 2.3$ и 2.8. Это означает, что x действительно меняет свое значение с $x = 1/2$ на $x \approx 1$ при охлаждении системы.

3.3. Магнитосопротивление в образцах Ge/δ-Si:B с квантовыми точками

Магнитосопротивление для образца Ge/δ-Si:B с $\nu = 2.8$ приведено на рис. 8. Аналогичное поведение наблюдается и для структуры с $\nu = 2.3$. Здесь нам бы хотелось обратить внимание на два важных обстоятельства. Во-первых, магнитосопротивление положительно в поперечном магнитном поле и отрицательно в продольном при обеих ориентациях поля относительно тока в последнем случае. Относительная величина магнитосопротивления для поперечной ориентации магнитного поля почти на два порядка превышает $|\Delta R(H)/R(0)|$ для полей, параллельных плоскости структуры. Такая гигантская анизотропия свидетельствует об «идеальном» двумерном характере прыжкового переноса заряда в слоях квантовых точек. Во-вторых, для $H_\perp$-ориентации магнитосопротивление структуры с квантовыми точками намного превышает магнитосопротивление контрольного образца без точек, что говорит об определяющей роли ансамбля КТ в обнаруженных особенностях магнитотранспорта. В дальнейшем мы ограничимся обсуждением экспериментальных данных лишь для поперечной ориентации магнитного поля.

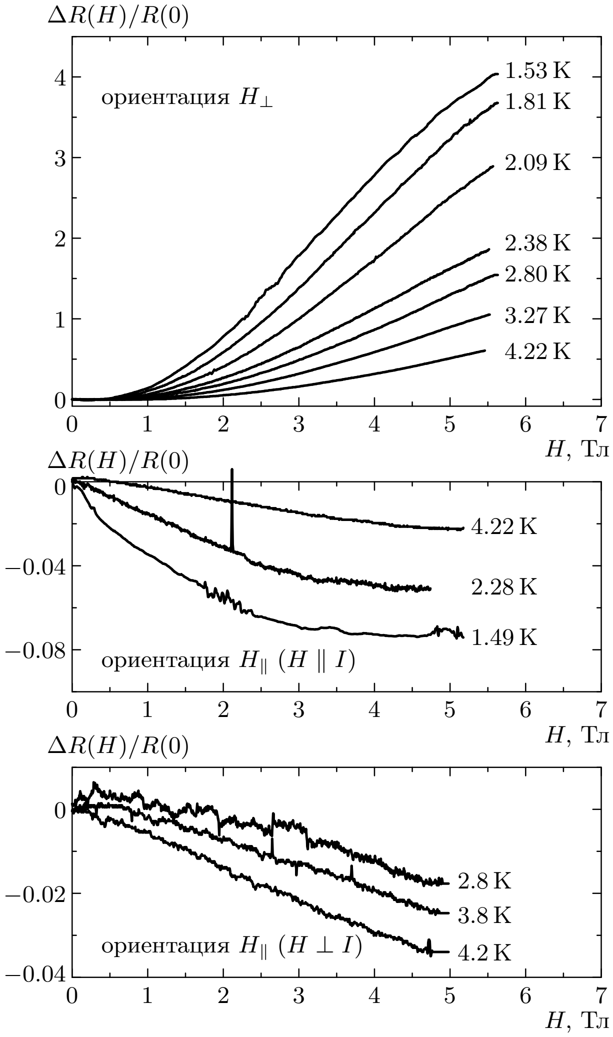

Рис. 8. Относительное изменение сопротивления в магнитном поле при различных температурах для образца Ge/Si с квантовыми точками Ge и фактором заполнения точек $\nu = 2.8$

Детальный анализ показывает, что магнитополевые зависимости сопротивления $R(H)$ для образцов с квантовыми точками в области слабых полей можно аппроксимировать выражением

$$\ln(R(H)/R(0)) = H^2/B_0^2 - H/H^* \qquad (3)$$

(штриховые линии на рис. 9). Линейный по H член с отрицательным знаком учитывает наличие вблизи нуля отрицательного магнитосопротивления, которое с ростом магнитного поля быстро сменяется положительным (рис. 9). Значения характеристических полей B_0 приведены на рис. 10. Оказалось, что для обоих образцов параметр B_0 является функцией температуры, близкой к линейной.

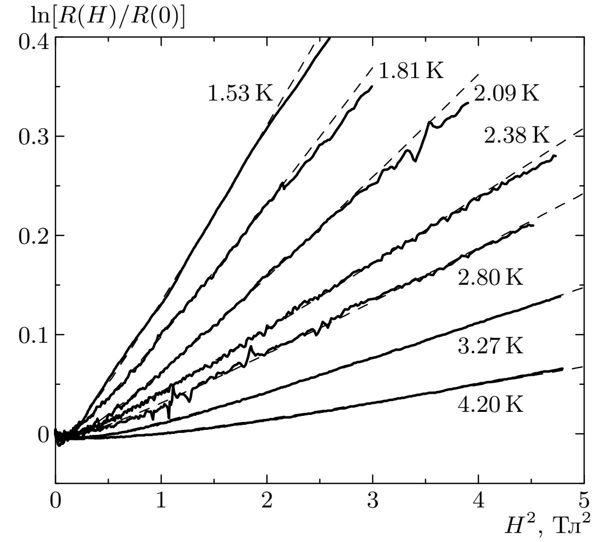

Рис. 9. Зависимость магнитосопротивления для образца Ge/Si с квантовыми точками Ge и фактором заполнения точек $\nu = 2.8$ от H^2 в области слабых магнитных полей

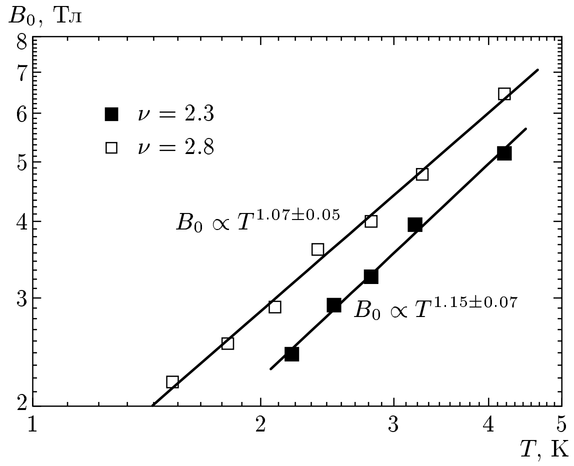

Рис. 10. Значения характеристического магнитного поля B_0, полученные с помощью аппроксимации экспериментальных данных выражением (3), при разных температурах. Сплошными линиями показаны результаты аппроксимации экспериментальных зависимостей $B_0(T)$ степенной функцией

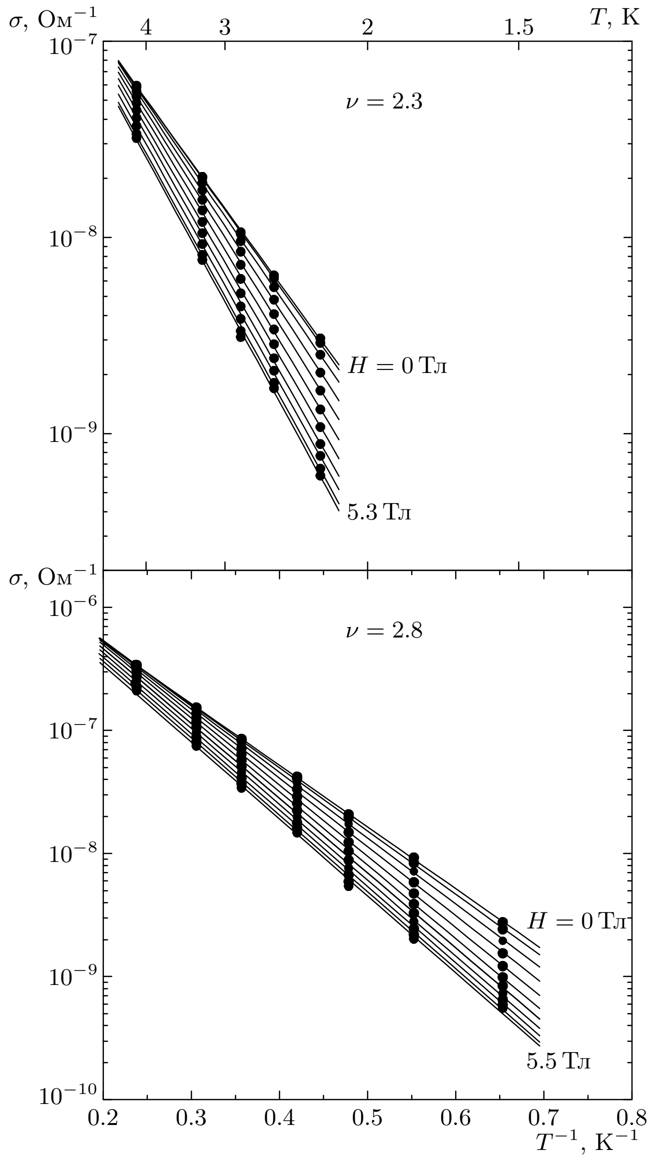

Рис. 11. Зависимости проводимости от температуры при $T < 5$ К, построенные в координатах Аррениуса, в различных магнитных полях. Точками показаны экспериментальные данные. Значения магнитного поля для верхнего рисунка, начиная сверху вниз: $H = 0$ Тл, 1 Тл, 1.5 Тл, 2 Тл, 2.5 Тл, 3 Тл, 3.5 Тл, 4 Тл, 4.5 Тл, 5 Тл, 5.3 Тл; для нижнего: $H = 0$ Тл, 1 Тл, 1.5 Тл, 2 Тл, 2.5 Тл, 3 Тл, 3.5 Тл, 4 Тл, 4.5 Тл, 5 Тл, 5.5 Тл

3.4. Энергия активации низкотемпературной проводимости в магнитном поле

На рис. 11 приведены температурные зависимости проводимости в области выполнения закона Аррениуса (при $T < T_c$) в различных магнитных полях. Видно, что активационный характер транспорта заряда сохраняется и в магнитном поле. Энергия активации проводимости E_a, определенная из наклона экспериментальных кривых, приведена на рис. 12. Оказалось, что E_a растет в магнитном поле и насыщается в полях $H > H_{sat} = 4$ Тл.

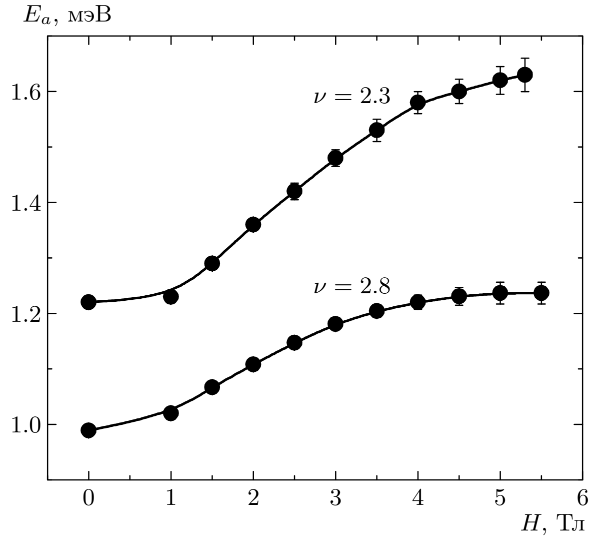

Рис. 12. Зависимость низкотемпературной энергии активации проводимости от магнитного поля

3.5. Обсуждение экспериментальных результатов

Как правило, наблюдаемую в области прыжкового переноса заряда активационную зависимость типа $\sigma(T) = \sigma_0 \exp(-E_a/k_BT)$ связывают с прыжковой проводимостью по ближайшим соседям [1]. В нашем случае этот механизм проводимости не позволяет объяснить экспериментальные результаты по следующим причинам.

Во-первых, механизм проводимости по ближайшим соседям должен сменяться с понижением температуры проводимостью с переменной длиной прыжка. В наших экспериментах наблюдается обратная ситуация.

Во-вторых, в рамках механизма прыжков по ближайшим соседям величина характеристического магнитного поля B_0 не зависит от температуры [9]. Однако в образцах Ge/Si с квантовыми точками выявлена линейная связь между B_0 и T (рис. 10).

В-третьих, для двумерной системы значение энергии активации прыжковой проводимости по ближайшим соседям ε_3 можно оценить как $\varepsilon_3 = e^2/\kappa\ell$, где ℓ — расстояние между слоем КТ и δ-легированным слоем Si [12]. Для $\ell = 10$ нм и $\kappa = 12$ получаем $\varepsilon_3 = 12$ мэВ, что на порядок больше экспериментальной величины E_a.

Приведенные выше аргументы позволяют предположить, что в окрестности уровня Ферми в полосе шириной $2E_a$ отсутствуют энергетические состояния дырок, или, иными словами, в спектре состояний существует «жесткая» энергетическая щель. При понижении температуры происходит уменьшение полосы энергий, в которой находятся энергетические уровни, обеспечивающие оптимальные при данной температуре перескоки дырок между КТ. Начиная с некоторой температуры, при которой ширина энергетической полосы сравняется с шириной щели, энергия активации проводимости и длина прыжка перестают зависеть от температуры, что объясняет переход от закона Эфроса–Шкловского к закону Аррениуса. Заметим, что эта щель не может быть результатом формирования магнитного полярона в системе, поскольку в этом случае она должна исчезать в магнитном поле за счет экранирования обменного взаимодействия [13–15].

Мы предполагаем, что обнаруженные нами явления, такие как переход от закона Эфроса–Шкловского к закону Аррениуса при охлаждении системы и возрастание энергии активации E_a в магнитном поле, являются экспериментальными свидетельствами в пользу наличия в спектре дырочных состояний жесткой щели, связанной с формированием электронных поляронов [3]. Для понимания этого явления необходимо вспомнить, что в неупорядоченной системе кроме узлов, образующих сквозную систему путей протекания тока от контакта до контакта, существуют еще компактные пары узлов с малой энергией возбуждения и малым расстоянием внутри пары. Такие компактные пары находятся на значительном расстоянии друг от друга. Переходы между ними отсутствуют, поэтому они не могут принимать участие в статической проводимости, однако своим дипольным потенциалом, возникающим при переходах внутри пары, могут влиять на электроны, движущиеся по перколяционному кластеру. Пусть электрон на перколяционном кластере совершит «прыжок» с некоего заполненного узла на узел i (рис. 13*а*). Тогда для многих компактных пар, находящихся в окрестности узла i, окажется выгодным перевести электрон с одного узла в паре на другой, с тем чтобы уменьшить кулоновское расталкивание электронов и понизить энергию пришедшего электрона. Возникающая при этом вокруг узла i «шуба» из поляризованных пар, увлекаемая за собой туннелирующим далее электроном, получила название электронного полярона. Это явление во многом похоже на возникновение полярона в ионных кристаллах, когда электрон проводимости, двигаясь в решетке, вызывает перераспределение относительных позиций положительных и отрицательных ионов решетки. Однако в нашем случае поляризация возникает не за счет смещения ионов, а вследствие пере-

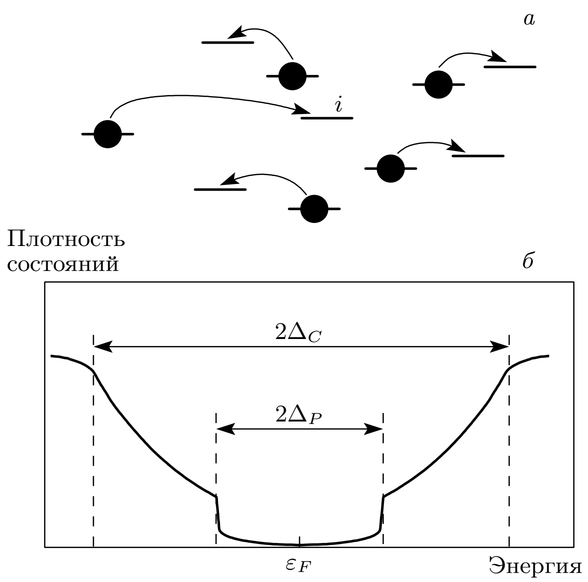

Рис. 13. (*а*) Образование электронного полярона при помещении электрона на узел i. (*б*) Зависимость плотности состояний от энергии. Здесь ε_F — уровень Ферми, Δ_C — кулоновская щель, Δ_p — поляронная щель в спектре состояний

распределения электронов внутри компактных пар.

Теоретические расчеты показывают, что наличие поляронного эффекта приводит к тому, что заполненные состояния электронов должны быть отделены от пустых поляронной щелью $2\Delta_p$ (рис. 13*б*) [2, 3]. Если беспорядок в системе не очень велик и энергии компактных пар вблизи всех узлов не очень сильно различаются, то поляронная щель является жесткой в том смысле, что внутри нее нет состояний вообще. В системах с большим беспорядком существует вероятность того, что вблизи некоторых узлов поляронный сдвиг мал, и в этом случае плотность состояний внутри поляронной щели обращается в нуль по экспоненциальному закону [2, 3].

Увеличение энергии активации прыжковой проводимости в магнитном поле можно объяснить следующими соображениями. Магнитное поле деформирует волновые функции электронов на большом расстоянии таким образом, что в результате уменьшается интеграл перекрытия электронов на удаленных узлах. В свою очередь уменьшение интеграла перекрытия волновых функций электронов в компактных парах с удаленными узлами приводит к уменьшению энергии электронных переходов [16] в парах, что увеличивает возможное число пар, участвующих в формировании электронного полярона. На интегралы перекрытия внутри пар поле практически не влияет. Формально говоря, в магнитном поле растет плотность состояний g_0 [17], а значит, кулоновская [1] и поляронная щели (ширина последней, по-крайней мере, для трехмерной системы пропорциональна ширине кулоновской щели [3]).

К сожалению, в настоящее время отсутствуют аналитические модели поляронного эффекта, которые могли бы позволить провести численные расчеты ожидаемой в наших образцах ширины поляронной щели. Однако для Δ_p мы можем воспользоваться результатом моделирования, полученным в работе [3] и свидетельствующим о том, что, по крайней мере, для трехмерной неупорядоченной системы ширина поляронной щели примерно в 5 раз меньше ширины кулоновской щели Δ_C. В свою очередь величину Δ_C можно оценить из соотношения $\Delta_C \sim k_B(T^*T_1)^{1/2}$, где T^* — температура, выше которой закон Эфроса–Шкловского уже не выполняется [18]. В наших образцах $T^* = 10$–15 К [19]. Взяв $T^* = 15$ К, $T_1 = 200$ К, получаем $\Delta_C \sim 5$ мэВ и $\Delta_p \sim 1$ мэВ, что действительно близко к экспериментальной величине $E_a = 1.0$–1.2 мэВ.

Неожиданным на первый взгляд результатом является тенденция к насыщению величины энергии активации проводимости в сильных полях (рис. 12). Однако и это явление удается объяснить на основе представлений об электронных поляронах. Рассмотрим, следуя работе Райха [16], переход электрона с узла 1 на узел 2 внутри компактной пары в присутствии заполненного центра 3 возле узла 1. Энергия, требуемая для этого перехода, определяется выражением

$$\Delta_{12} = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 + \frac{|V_{13}|^2}{\varepsilon_3 - \varepsilon_1},$$

где энергии узлов ε_1, ε_2 и ε_3 отсчитываются от энергии Ферми и их разброс определяется топологическим, композиционным либо кулоновским беспорядком в системе, а также интегралом перекрытия узлов 1 и 2. Второе слагаемое в этом выражение есть не что иное как добавка, связанная с перекрытием волновых функций дырок на узлах 1 и 3, а $|V_{13}|$ — соответствующий интеграл перекрытия. В магнитном поле интеграл перекрытия уменьшается и энергии электронных переходов внутри компактных пар стремится к величине, определяемой только ε_1 и ε_2. Поэтому разность $E_a(H = H_{sat}) - E_a(H = 0)$ представляет собой оценку типичного интеграла перекрытия $|V|$ между соседними КТ. На рис. 12 видно, что $|V| \approx 0.2$–0.4 мэВ. С другой стороны, интеграл перекрытия можно записать как

$$|V| = \frac{V_0 a}{r_0} \exp\left(-\frac{r_0}{a}\right), \tag{4}$$

где V_0 — энергия связи носителя на узле (в нашем случае это глубина залегания уровня в квантовой яме), r_0 — среднее расстояние между КТ. Взяв $V_0 \sim 300$ мэВ [4], $|V| \sim 0.3$ мэВ, $r_0 = 20$ нм, из (4) получаем оценку радиуса локализации дырки в возбужденном состоянии $a \sim 4$ нм, что близко к величине, равной примерно 3 нм, полученной в результате численного моделирования электронной структуры дырочных состояний для аналогичных слоев КТ Ge/Si(001) в работе [20].

После подготовки рукописи нам стало известным, что Дубровский с коллегами при исследовании туннелирования между двумя неупорядоченными двумерными системами в перпендикулярном магнитном поле [21], наблюдал формирование «жесткой щели» в плотности локализованных состояний в сильных полях. Возможно, механизмы этого явления и процессов, описанных в данной работе, носят общий характер.

Авторы благодарны В. В. Кириенко и Н. П. Степиной за помощь в приготовлении образцов, а также В. А. Володину за измерение спектров комбинационного рассеяния. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 03-02-16526), программы Президента Российской Федерации по поддержке молодых ученых-докторов наук (грант МД-28.2003.02) и ИНТАС (грант 03-51-5051). А. А. Ш. благодарен Министерству Образования РФ (грант А03-2.9-521).

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
2. С. Д. Барановский, Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, ЖЭТФ **78**, 395 (1980).
3. R. Chicon, M. Ortuño, and M. Pollak, Phys. Rev. B **37**, 10520 (1988).
4. A. V. Dvurechenskii, A. V. Nenashev, and A. I. Yakimov, Nanotechnology **13**, 75 (2002).
5. A. V. Nenashev, A. V. Dvurechenskii, and A. F. Zinovieva, Phys. Rev. B **67**, 205301 (2003).
6. D. N. Tsigankov and A. L. Efros, Phys. Rev. Lett. **88**, 176602 (2002).
7. В. Л. Нгуен, Б. З. Спивак, Б. И. Шкловский, ЖЭТФ **89**, 1770 (1985).
8. W. Schirmacher, Phys. Rev. B **41**, 2461 (1990).
9. В. Л. Нгуен, ФТП **18**, 335 (1984).
10. Б. И. Шкловский, Письма в ЖЭТФ **36**, 43 (1982).
11. V. I. Kozub, S. D. Baranovskii, and I. Shlimak, Sol. St. Commun. **113**, 587 (2000).
12. Qiu-yi, B. I. Shklovskii, A. Zrenner, F. Koch, and K. Ploog, Phys. Rev. B **41**, 8477 (1990).
13. А. Н. Алешин, А. Н. Ионов, Р. В. Парфеньев, И. С. Шлимак, А. Хайнрих, И. Шуманн, Д. Элефант, ФТП **30**, 696 (1988).
14. P. Dai, Y. Zhang, and M. P. Sarachik, Phys. Rev. Lett. **69**, 1804 (1992).
15. A. I. Yakimov, T. Wright, C. J. Adkins, and A. V. Dvurechenskii, Phys. Rev. B **51**, 16549 (1995).
16. M. E. Raikh, Sol. St. Commun. **75**, 935 (1990).
17. M. E. Raikh, J. Czingon, Qiu-yi Ye, F. Koch, W. Schoepe, and K. Ploog, Phys. Rev. B **45**, 6015 (1992).
18. А. Г. Забродский, К. Н. Зиновьева, ЖЭТФ **86**, 727 (1984).
19. А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, А. И. Никифоров, А. А. Блошкин, Письма в ЖЭТФ **77**, 445 (2003).
20. A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, A. V. Nenashev, and A. I. Nikiforov, Phys. Rev. B **68**, 205310 (2003).
21. Yu. V. Dubrovskii, V. A. Volkov, L. Eaves, O. N. Makarovskii, M. Henini, J.-C. Portal, E. E. Vdovin, and G. Hill, in *Proc. 12th Int. Symp. on Nanostructures: Physics and Technology*, St. Petersburg, June 21–25, 342 (2004).