

## Переход „квантовый эффект Холла–изолятор“ в системе InAs/GaAs квантовых точек

© В.А. Кульбачинский, Р.А. Лунин, В.А. Рогозин, А.В. Голиков, В.Г. Кытин, Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин, Д.О. Филатов, А. де Виссер\*

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119899 Москва, Россия

\* Амстердамский университет, Институт Ван-дер-Ваальса–Зеемана,  
Амстердам, Нидерланды

(Поступила в Редакцию 9 апреля 2002 г.  
В окончательной редакции 16 августа 2002 г.)

Исследованы структуры InAs/GaAs со слоями квантовых точек, которые демонстрируют электронные свойства двумерных систем. При небольшой концентрации носителей тока при низких температурах наблюдается прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка. Длина локализации соответствует характерным размерам кластеров квантовых точек, полученным с помощью атомного силового микроскопа. В слоях квантовых точек с металлической проводимостью InAs/GaAs наблюдается переход „квантовый эффект Холла–изолятор“, индуцированный магнитным полем. Значения удельного сопротивления при переходе превышают величины, полученные для электронов в гетероструктурах и квантовых ямах, что можно объяснить наличием крупномасштабных флуктуаций потенциала и соответственно электронной плотности.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 00-02-17493, 01-02-16441). АСМ-измерения выполнены в Научно-образовательном центре сканирующей зондовой микроскопии Нижегородского государственного университета при поддержке совместной Российско-американской программы Министерства образования РФ и Фонда гражданских исследований и развития США (CRDF) „Фундаментальные исследования и высшее образование“ (BRHE), N гранта REC-001.

Переход „квантовый эффект Холла–изолятор“ является одним из фундаментальных явлений в физике двумерных систем [1–5]. При наличии беспорядка двумерные электроны в магнитном поле, перпендикулярном плоскости двумерного газа, при стремящейся к нулю температуре могут находиться в трех устойчивых состояниях: I) в состоянии изолятора, когда диагональные компоненты тензора проводимости  $\sigma_{xx} \rightarrow 0$  и тензора сопротивлений  $\rho_{xx} \rightarrow \infty$  при  $T \rightarrow 0$ , II) в состоянии холловской жидкости  $\sigma_{xx} \rightarrow 0$ ,  $\rho_{xx} \rightarrow 0$ , а холловская компонента тензора проводимости  $\sigma_{xy}$  квантуется  $\sigma_{xy} = (e^2/h)s_{xy}$ , где  $s_{xy}$  — целое число (целочисленный квантовый эффект Холла) или рациональная дробь (дробный квантовый эффект Холла), III) в состоянии холловского изолятора, когда при  $T \rightarrow 0$   $\sigma_{xx} \rightarrow 0$  и  $\sigma_{xy} \rightarrow 0$ , но при этом  $\sigma_{xy} \propto (\sigma_{xx}^2)$ , так что  $\rho_{xy} \rightarrow \rho_{xy}(0) \approx B/ne$ , где  $n$  — двумерная плотность электронов,  $B$  — индукция магнитного поля,  $e$  — заряд электрона. Основными факторами, определяющими состояние двумерной системы, являются магнитное поле и степень беспорядка в системе [1]. При увеличении магнитного поля, согласно фазовой диаграмме состояний двумерной системы, предложенной в [1], можно наблюдать изменение проводящих свойств не слишком разупорядоченной двумерной системы, т.е. переходы типа металл–изолятор.

Индукцированные магнитным полем переходы металл–изолятор достаточно подробно исследованы в двумерных системах с высокой степенью упорядоченности, например в гетеропереходах и квантовых ямах [4–6]. В то же время особенности этого явления в дву-

мерных системах с высокой степенью беспорядка требуют дальнейших исследований. Неизвестно, в частности, как влияют флуктуации потенциала и электронной плотности на переход „квантовый эффект Холла–изолятор“ в двумерной системе вблизи порога локализации.

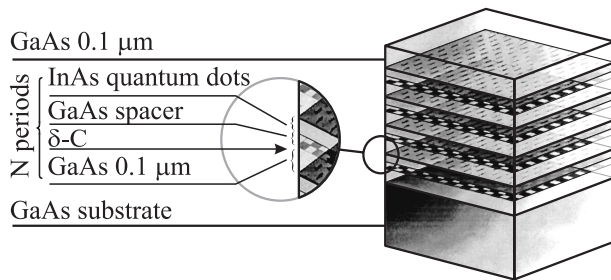
Слой квантовых точек с высокой поверхностной плотностью можно рассматривать как специфическую двумерную систему. Делокализованные волновые функции электронов в такой структуре могут образовываться за счет перекрытия волновых функций электронов, локализованных в соседних квантовых точках. Степень беспорядка зависит от условий роста структуры. В частности, один из способов уменьшения разброса положения и размеров квантовых точек — выращивание точек на вицинальных поверхностях полупроводника [7,8].

Структуры со слоями квантовых точек представляют собой новые объекты для изучения сильной и слабой локализации носителей тока, прыжковой проводимости, „квантового эффекта Холла, переходов металл–изолятор“ в магнитном поле. Изучение особенностей транспорта носителей тока в слоях InAs/GaAs-квантовых точек важно и для практического применения, поскольку такие системы используются для создания полупроводниковых лазеров [9], одноэлектронных транзисторов, элементов памяти [10] нового поколения.

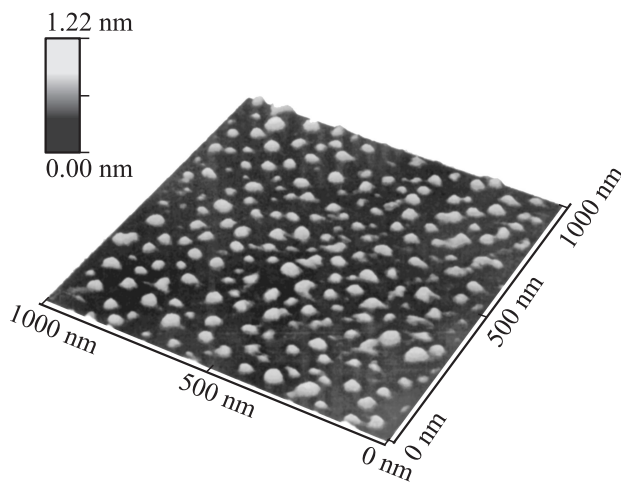
Данная работа посвящена исследованию особенностей транспортных свойств и перехода „квантовый эффект Холла–изолятор“ в слоях квантовых точек InAs в матрице GaAs.

## 1. Образцы и методика измерений

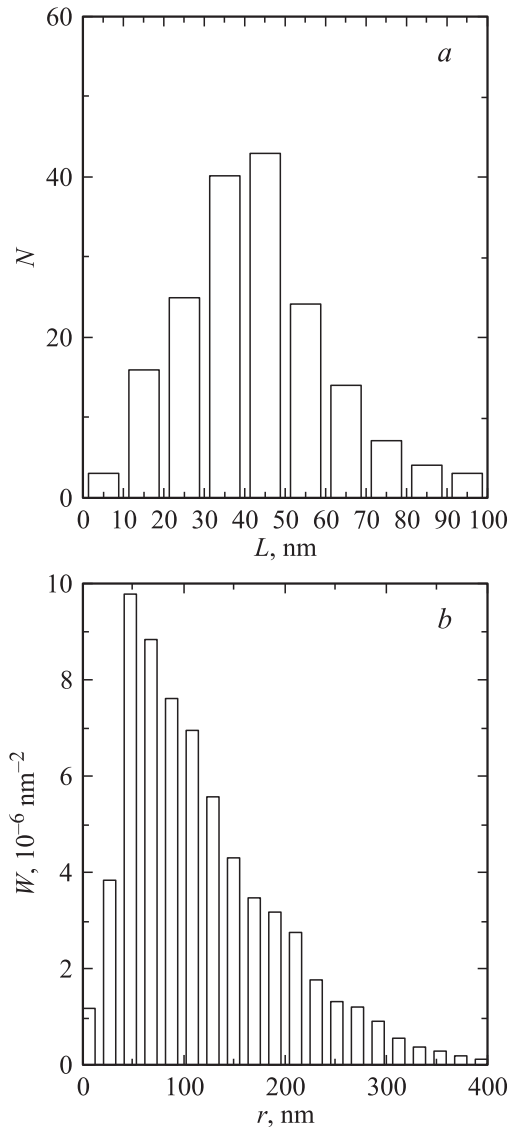
Образцы, содержащие слои InAs-квантовых точек, выращены при атмосферном давлении химическим осаждением из газовой фазы металлоорганических соединений (так называемой МОС-гидридной эпитаксией) при температуре 600–650°C на полуизолирующей (001) GaAs-подложке, разориентированной на 3° относительно плоскости (001) в направлении [110]. На такой подложке, называемой вицинальной, образуются ступени высотой в монослой GaAs, а их ширина зависит от угла разориентации. Использование вицинальной поверхности для роста точек делает их распределение по размерам более однородным [7,8]. Всего исследовано три образца. Образцы состояли из 10 (образцы 1 и 3) или 12 (образец 2) периодов GaAs толщиной 0.1 μm и слоя квантовых точек InAs. Сверху структуры закрывались слоем GaAs толщиной 0.1 μm. Измерялась проводимость вдоль слоев. Образцы 1 и 3 обладали электронной проводимостью с концентрацией электронов в расчете на один слой квантовых точек  $4.0 \cdot 10^{10}$  и  $1.9 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , подвижностью 1000 и  $5500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  соответственно. В образце 2 *p*-типа был дополнительно создан для легирования δ-слой углерода, отделенный от слоя квантовых точек нелегированным слоем



**Рис. 1.** Схематическое изображение структуры исследованных образцов.



**Рис. 2.** АСМ-изображение слоя квантовых точек после удаления покровного слоя селективным травлением.



**Рис. 3.** Распределение числа квантовых точек ( $N$ ) по размерам  $L$  у основания ( $a$ ) и плотность вероятности радиального распределения  $W(r)$  кластеров из квантовых точек ( $b$ ), полученные с помощью АСМ.

GaAs спейсером толщиной 5 nm. Концентрация дырок составляла в расчете на один слой квантовых точек  $2.7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , а подвижность — около  $100 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ . Значения концентраций носителей тока определены из эффекта Холла при температуре 4.2 К. Структура образцов *p*-типа представлена на рис. 1.

Морфология слоя квантовых точек контролировалась с помощью атомного силового микроскопа (АСМ) TopoMetrix® TMX-2100 Accurex<sup>TM</sup> на воздухе в контактной моде. Для выявления квантовых точек использовано селективное травление в смеси 0.8M раствора  $\text{K}_3[\text{Fe}(\text{CN})_6]$  в 0.3M KOH с водой и глицерином в соотношении 1:5:2 для удаления покровного слоя. Методика АСМ-исследований детально описана в [11]. На рис. 2 в качестве примера показано АСМ-изображение

поверхности после травления. Проявились квантовые точки с латеральными размерами  $\sim 50$  nm, высотой  $\sim 1.2$  nm, поверхностной плотностью  $N_S \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . На рис. 3 представлена гистограмма распределения отдельных квантовых точек по размерам  $L$  у основания (а) и плотность вероятности радиального распределения  $W(r)$  кластеров, состоящих из сросшихся квантовых точек (b). (Вероятность  $dP(r, \Delta r)$  найти кластер в кольце  $(r, r + \Delta r)$  равна  $dP(r, \Delta r) = 2\pi r W(r) \Delta r$ ).

Магнитотранспортные измерения проводились при температуре 1.35–4.2 K стандартным методом при величине тока  $1\text{--}2 \mu\text{A}$ , протекающем вдоль слоев квантовых точек. Холловское сопротивление  $\rho_{xy}(B)$  и магнитосопротивление  $\rho_{xx}(B)$  (отметим, что далее все экспериментальные значения сопротивлений приводятся в пересчете на один слой квантовых точек) измерялись в магнитном поле, ориентированном перпендикулярно слоям квантовых точек, т.е. одновременно и перпендикулярно току. Магнитное поле до 10 T создавалось с помощью сверхпроводящего соленоида, сильное магнитное поле до 40 T генерировалось импульсным методом в Амстердамском университете при свободно затухающем токе, что дает возможность получать квазистационарные магнитные поля (продолжительность импульса 1–2 s). Образцы помещались в жидкий гелий, что позволяло избежать их перегрева, температура изменялась путем откачки паров гелия.

## 2. Экспериментальные результаты и их обсуждение

2.1. Сильная локализация носителей тока. В исследованных структурах квантовые точки заполнены носителями заряда. При достаточно большой концентрации они могут сформировать двумерные электроны, в которых наблюдаются эффект Шубникова–Газа и квантовый эффект Холла [12–15]. При уменьшении концентрации носителей тока двумерный характер проводимости сохраняется, хотя она может стать прыжковой. Температурные зависимости сопротивления представлены на рис. 4, а для двух образцов  $n$ -типа и одного образца  $p$ -типа. Все зависимости имеют характерный минимум, т.е. при высоких температурах сопротивление образцов растет при повышении температуры как у металла, а при температуре жидкого гелия существенным становятся эффекты локализации. В образцах 1 и 2 при низких температурах наблюдается прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка. Сопротивление образцов 1 и 2 в этой области температур подчиняется закону Мотта для прыжковой проводимости для двумерного случая, которая теоретически выражается следующей зависимостью:  $\rho = \rho_0 \exp\{(T_0/T)^{1/3}\}$  [16]. Низкотемпературные участки зависимостей от температуры для этих образцов в соответствующих координатах показаны на рис. 4, b. Параметр  $T_0$  связан с плотностью состояний

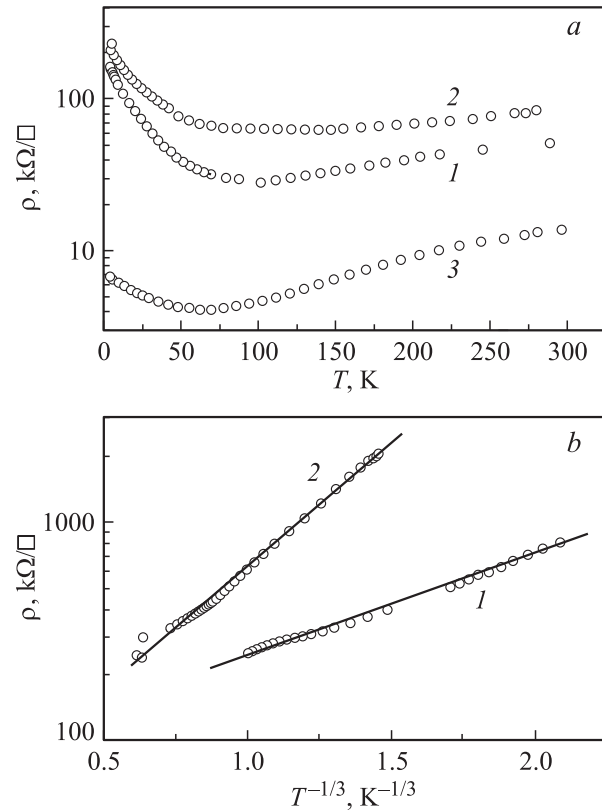
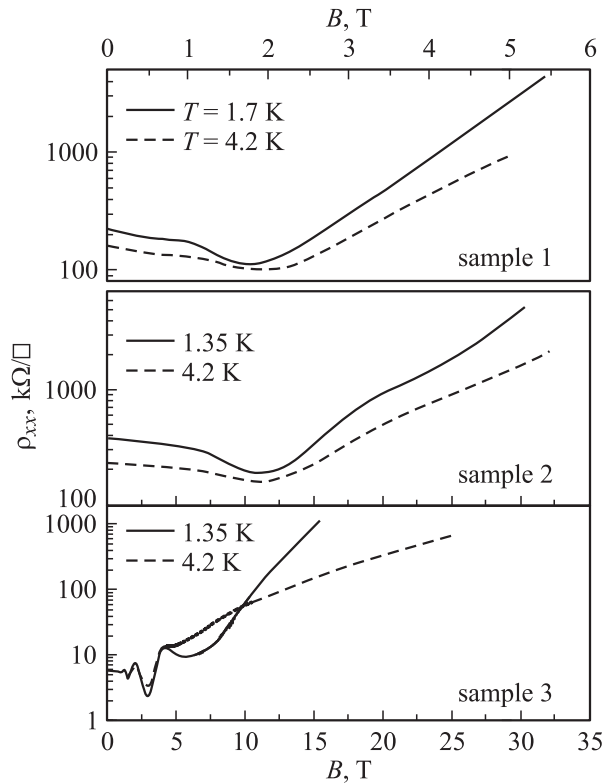


Рис. 4. Температурные зависимости удельных сопротивлений (сопротивлений на квадрат) образцов 1, 3  $n$ -типа и 2  $p$ -типа (а) и их низкотемпературные участки для образцов 1 и 2 (b).

на уровне Ферми и радиусом локализации по формуле  $T_0 = C(N_{EF} a^2)^{-1}$ , где  $C = 13.8$  — численный коэффициент [16]. Для образца 2 величина  $T_0 \approx 17$  K, получающийся отсюда радиус локализации  $a$  равен приблизительно 80 nm. Эта величина примерно соответствует максимуму плотности вероятности радиального распределения  $W(r)$  кластеров (рис. 3, b). Таким образом, при понижении температуры носители тока локализуются не в отдельных квантовых точках, а в потенциальном рельефе большей величины, образованном из кластеров квантовых точек.

В образце 3 с достаточно высокой концентрацией электронов температурная зависимость сопротивления в области низких температур соответствует квантовым поправкам к проводимости для двумерного случая [17], т.е. спрямляется в координатах R-InT. Кроме того, в слабых магнитных полях наблюдается отрицательное магнитосопротивление, также соответствующее случаю слабой двумерной локализации электронов.

Магнитосопротивление  $\rho_{xx}$  образцов при разных температурах показано на рис. 5. Отметим, что в образцах 1 и 2 начальное сопротивление существенно выше значения  $h/e^2 \approx 25.8 \text{ k}\Omega$  ( $h$  — постоянная Планка,  $e$  — элементарный заряд), условно разделяющего металлическое и диэлектрическое состояния. При увеличении магнитного поля наблюдается минимум в зависимости



**Рис. 5.** Магнитосопротивление  $\rho_{xx}$  в  $k\Omega/\square$  на квадрат образцов 1–3 при двух температурах.

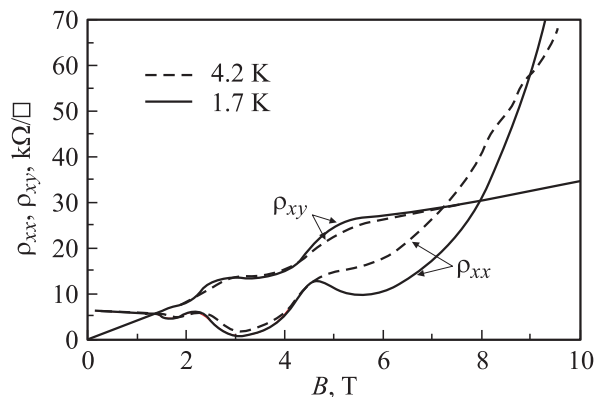
$\rho_{xx}(B)$ , природа которого обсуждается далее. Основным критерием металлических свойств системы считается знак производной  $d\rho_{xx}/dT$  ( $\{d\rho_{xx}/dT\} > 0$  для металла и  $\{d\rho_{xx}/dT\} < 0$  для изолятора) [3]. Для образцов 1 и 2  $d\rho_{xx}/dT < 0$  во всем диапазоне магнитных полей. Данный результат подтверждает вывод о сильной локализации носителей тока в этих образцах, сделанный выше на основе анализа температурной зависимости сопротивления без магнитного поля. При этом наблюдаемые минимумы сопротивления обусловлены изменением радиуса локализации волновой функции носителей тока и плотности состояний на уровне Ферми под действием магнитного поля. В слабых магнитных полях радиус локализации носителей тока увеличивается за счет подавления магнитным полем интерференции электронных волн, испытывающих различную последовательность актов подбарьерного рассеяния при туннелировании [18]. Кроме этого, увеличивается плотность состояний на уровне Ферми [19]. Эти два фактора приводят к отрицательному магнитосопротивлению. В сильных магнитных полях магнитное поле создает дополнительный локализирующий потенциал, что обуславливает уменьшение радиуса локализации волновой функции [16]. Плотность состояний на уровне Ферми при факторе заполнения меньше 1 при увеличении магнитного поля уменьшается, так как максимум плотности состояний сдвигается вверх по энергии. В результате в сильных магнитных

полях возникает положительное магнитосопротивление. Переход от отрицательного магнитосопротивления к положительному наблюдается в магнитных полях, соответствующих фактору заполнения 2 [4]. Для образца 1 этот переход соответствует магнитному полю около 2 Т, для образца 2 — около 12 Т.

Учет эффекта „сжатия“ волновой функции электрона магнитным полем дает следующую зависимость удельного сопротивления  $\rho$  от магнитного поля  $B$ :  $\rho = \rho_0 \exp(B^{1/2})$  [16]. Учет уменьшения плотности состояний должен вызывать более сильную зависимость. В нашем случае магнитосопротивление в сильных полях хорошо описывается законом  $\rho = \rho_0 \exp(B)$  (рис. 5). Отметим также, что для образцов 1 и 2 значение удельного сопротивления остается больше  $h/e^2$  во всем интервале магнитных полей.

2.2. Переход „квантовый эффект Холла–изолятор“. В образце 3 с относительно большой концентрацией электронов наблюдаются эффект Шубникова–де Газа, квантовый эффект Холла и пересечение зависимостей магнитосопротивления, измеренных при разных температурах (рис. 6). В точках пересечения производная  $d\rho_{xx}/dT$  меняет знак, и происходит переход „квантовый эффект Холла–изолятор“. При этом  $d\rho_{xx}/dT > 0$  наблюдается приблизительно в тех же полях, что и плато в зависимости холловских компонент сопротивления ( $\rho_{xy}$ ) от магнитного поля. Наблюдаемые плато соответствуют значениям фактора заполнения 2 и 1. Отметим, что плато квантового эффекта Холла сохраняется и после пересечения зависимостей магнитосопротивления, измеренных при двух температурах. Это дало основание называть фазу, существующую после перехода, „квантовым холловским изолятором“ [20]. Наблюдаемый нами наклон плато вызван относительно высокой температурой измерений.

Согласно существующим теориям перехода „квантовый эффект Холла–изолятор“ [1,5,21], значение  $\rho_{xx}$  в точке перехода должно быть равно  $h/e^2$ . Однако в образце 3 значение  $\rho_{xx}$  для перехода при  $B \approx 9$  Т из состояния квантового эффекта Холла с фактором заполнения 1 в состояние изолятора с фактором за-



**Рис. 6.** Зависимости  $\rho_{xx}$  и холловской компоненты  $\rho_{xy}$  образца 3 от магнитного поля.

полнения 0 превышает эту величину примерно в 2 раза. Данное расхождение может быть объяснено при учете особенностей исследованной двумерной системы. Двумерные электроны в слое квантовых точек образуются за счет перекрытия волновых функций электронов в различных точках. При этом как расстояние между квантовыми точками, так и их размер носят случайный характер. В результате плотность двумерных электронов в слое будет иметь флуктуации с характерным масштабом размеров кластеров точек (рис. 3, *b*). Поскольку характерный размер волновой функции электрона в квантуемом магнитном поле порядка магнитной длины  $l = (\hbar/eB)^{1/2} \approx 28 \text{ nm}$  (при величине магнитной индукции  $B = 1 \text{ T}$ ) меньше этой величины, энергия уровней Ландау будет также флуктуировать в пространстве. Ток через образец протекает преимущественно по областям с наибольшей концентрацией носителей тока, которые формируют сетку проводящих каналов. Эффективная длина проводящих путей при этом может быть намного больше, а ширина намного меньше, чем в случае пространственно однородной двумерной системы. В результате удельное сопротивление структуры в режиме квантового Холла может заметно превышать максимальное сопротивление двумерного металла  $h/e^2$ , хотя тип зависимости сопротивления от температуры будет металлическим.

Таким образом, в структурах InAs/GaAs со слоями квантовых точек при низких температурах вследствие перекрытия волновых функций носителей заряда, локализованных в соседних точках, формируются двумерные носители тока, наблюдается их сильная локализация при низких температурах и прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка. Длина локализации хорошо согласуется с характерными размерами кластеров точек, полученными с помощью атомного силового микроскопа, и составляет около 80 nm.

При большей концентрации носителей тока температурная зависимость сопротивления и отрицательное магнитосопротивление в слабых магнитных полях соответствуют случаю слабой двумерной локализации. Далее наблюдаются эффект Шубникова–де Газа и квантовый эффект Холла. В больших магнитных полях происходит переход „квантовый эффект Холла–изолятор“. Наблюдаемая удельная двумерная проводимость в состоянии квантового эффекта Холла при значениях фактора заполнения 1 меньше минимальной металлической проводимости. При этом система показывает температурную зависимость сопротивления металлического типа. Полученный результат может быть объяснен сильной пространственной неоднородностью системы, при которой ток течет по сетке каналов, сформированных областями с наибольшей концентрацией двумерных электронов.

## Список литературы

- [1] S. Kivelson, D.-H. Lee, S.-C. Zhang. Phys. Rev. B **46**, 2223 (1992).
- [2] E. Shimshoni. Phys. Rev. B **60**, 10, 691 (1999).
- [3] G.H. Kim, J.T. Nicholls, S.I. Khondaker, I. Farrer, D.A. Ritchie. Phys. Rev. B **61**, 10 910 (2000).
- [4] H.W. Jiang, C.E. Johnson, K.L. Wang. Phys. Rev. B **46**, 12 830 (1992).
- [5] D. Shahar, D.C. Tsui, J.E. Cunningham. Phys. Rev. B **52**, R14372 (1995).
- [6] T. Wang, K.P. Clark, G.F. Spencer, A.M. Mack, W.P. Kirk. Phys. Rev. Lett. **72**, 709 (1994).
- [7] M. Kitamura, M. Nishioka, J. Oshino, Y. Arakawa. Appl. Phys. Lett. **63**, 439 (1996).
- [8] В.Г. Талалаев, Б.В. Новиков, С.Ю. Вербин, А.Б. Новиков, Динь Шон Тхак, Г. Гобш, Р. Гольдхан, Н. Штейн, А. Голомбек, Г.Э. Цырлин, В.Н. Петров, В.М. Устинов, А.Е. Жуков, А.Ю. Егоров. ФТП **34**, 467 (2000).
- [9] F. Schafer, J.P. Reithmaier, A. Forchel. Appl. Phys. Lett. **74**, 2915 (1999).
- [10] P. Recher, E.V. Sukhorukov, D. Loss. Phys. Rev. Lett. **85**, 1962 (2000).
- [11] I.A. Karpovich, N.V. Baidus, B.N. Zvonkov, D.O. Filatov, S.B. Levichev, A.V. Zdoroveishev, V.A. Perevoshnikov. Phys. Low-Dim. Struct. **3/4**, 341 (2001).
- [12] V.A. Kulbachinskii, V.G. Kytin, R.A. Lunin, A.V. Golikov, I.G. Malkina, B.N. Zvonkov, Yu.N. Safyanov. Microelectronic Engineering **43–44**, 107 (1998).
- [13] В.А. Кульбачинский, В.Г. Кытин, Р.А. Лунин, А.В. Голиков, А.В. Демин, И.Г. Малкина, Б.Н. Звонков, Ю.Н. Сафьянов. Вестн. МГУ. Сер. 3, Физика, астрономия **5**, 53 (1998).
- [14] V.A. Kulbachinskii, V.G. Kytin, R.A. Lunin, A.V. Golikov, I.G. Malkina, B.N. Zvonkov, Yu.N. Safyanov. Physica B **266**, 185 (1999).
- [15] В.А. Кульбачинский, В.Г. Кытин, Р.А. Лунин, А.В. Голиков, А.В. Демин, И.Г. Малкина, Б.Н. Звонков, Ю.Н. Сафьянов. ФТП **33**, 316 (1999).
- [16] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников Наука, М. (1979). 416 с.
- [17] Т.А. Полянская, Ю.В. Шмарцев. ФТП **23**, 1, 3 (1989).
- [18] В.Н. Нгуен, Б.З. Спивак, Б.И. Шкловский. Письма в ЖЭТФ **41**, 1, 35 (1985).
- [19] M.E. Raikh. Solid State Commun. **75**, 935 (1990).
- [20] M. Hilke, D. Shahar, S.H. Song, D.C. Tsui, Y.H. Xie, Don Monroe. Nature **395**, 675 (1998).
- [21] H.L. Zhao, B.Z. Spivak, M.P. Gelfand. S. Feng. Phys. Rev. B **44**, 10 760 (1991).