

Эффект Холла в прыжковой проводимости по ансамблю квантовых точек

Н. П. Степина⁺¹⁾, А. В. Ненашев^{+*}, А. В. Двуреченский^{+*}

⁺Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова, 630090 Новосибирск, Россия

^{*}Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 14 июля 2017 г.

После переработки 25 июля 2017 г.

Изучен эффект Холла в структурах с двумерным массивом туннельно-связанных квантовых точек Ge, выращенных на Si с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. Проводимость структур в нулевом магнитном поле при 4.2 К изменялась в диапазоне $10^{-4} - 10^{-12} \text{ Ом}^{-1}$, включающем как диффузионный транспорт в режиме слабой локализации, так и режим прыжковой проводимости. Показано, что эффект Холла регистрируется на фоне вклада магнетосопротивления не только в высокопроводящих, но и в низкопроводящих структурах. Коэффициент Холла в прыжковом режиме показывает немонотонную зависимость от степени заполнения квантовых точек дырками, что коррелирует с поведением радиуса локализации волновых функций дырок.

DOI: 10.7868/S0370274X17170052

Холловское сопротивление (R_{xy}) металлов и полупроводников дает важную информацию об их свойствах. В соответствии с классической теорией Друде–Больцмана, R_{xy} не зависит от длины свободного пробега носителей заряда и позволяет определять их концентрацию и, совместно с компонентой R_{xx} тензора сопротивления, подвижность. Если в металлическом состоянии эффект Холла (впоследствии названный нормальным эффектом Холла) хорошо изучен и измеряем, то в диэлектрической фазе, а тем более в системах с одновременным содержанием металлической и диэлектрической фазы, его измерение и интерпретация вызывают большие трудности, а теория Друде–Больцмана оказывается неприменима. Более того, до сих пор нет однозначного мнения, может ли в принципе наблюдаться эффект Холла в прыжковом режиме. Носители заряда, движущиеся в распространенном состоянии с большой длиной свободного пробега, могут легко отклоняться магнитным полем, но для носителей, прыгающих между локализованными состояниями, неясна природа силы, способной вызывать их смещение в магнитном поле и появление поперечного напряжения, линейного по полю. В теоретическом сообществе к настоящему времени сформировалось представление, что эффект Холла может наблюдаться при учете виртуального прыжка между двумя локализованными состояниями через третье состояние. Соответственно, ме-

ханизм эффекта Холла в прыжковой проводимости определяется интерференцией разных путей электрона в данных триадах с учетом и без учета третьего состояния [1, 2]. На тех же представлениях основаны теоретические модели эффекта Холла в гранулированных металлических пленках [3, 4]. Несмотря на давность этих теоретических представлений, до сих пор нет убедительных экспериментальных данных, свидетельствующих о наблюдении эффекта Холла в прыжковой проводимости. Основной причиной скудности экспериментальных данных является малое значение холловского сопротивления и маскирование эффекта магнетосопротивлением (МС) и возможными мезоскопическими флуктуациями проводимости, связанными с большим значением корреляционного радиуса холловской подсетки L_h [2].

В данной работе предпринята попытка обнаружения эффекта Холла в двумерной системе туннельно-связанных квантовых точек (КТ) германия в кремнии в различных режимах проводимости. Ранее было показано [5], что гетеросистема Ge/Si с плотным массивом КТ позволяет изменять проводимость в широком интервале ($10^{-4} - 10^{-12} \text{ Ом}^{-1}$) (рис. 1) и наблюдать переход от прыжкового транспорта при сильной локализации носителей заряда к диффузионной проводимости в условиях слабой локализации [6]. Следовательно, существует возможность провести исследование эффекта Холла в различных режимах проводимости и зафиксировать изменение механизма этого эффекта при переходе от металлического к

¹⁾e-mail: stepina@isp.nsc.ru

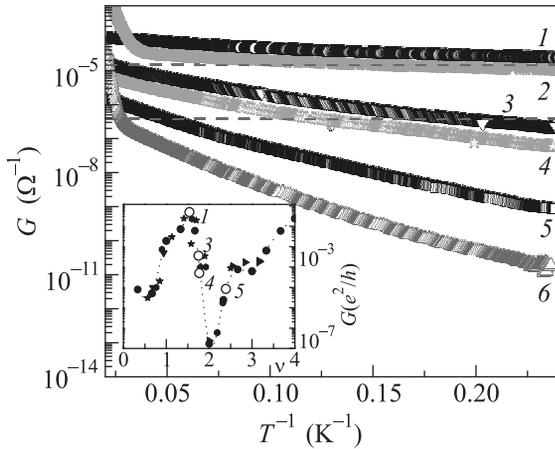


Рис. 1. Температурные зависимости проводимости образцов с разным фактором заполнения ν . Штриховые линии разделяют режимы диффузионной и прыжковой проводимостей. Врезка – зависимость проводимости различных образцов при $T = 4.2$ К в единицах e^2/h от ν . 1–6 – структуры для разных исследованных образцов. Пунктирная линия – для восприятия глазом

диэлектрическому режиму. В нашей работе [7] объяснение поведения МС структур с квантовыми точками было проведено в рамках модели, когда близко расположенные точки образуют кластеры с диффузионной проводимостью, которые соединены между собой прыжковыми переходами. В соответствии с данным представлением, триады, как холловские генераторы, по-видимому, могут быть заменены на кластеры близких точек с распространенными электронными состояниями, что может упростить теоретическое рассмотрение эффекта Холла и, возможно, уменьшить вклад мезоскопических эффектов.

Для измерений эффекта Холла структуры с КТ были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии германия на кремнии при температуре 300 °С. Такая низкая температура обеспечивает формирование КТ с латеральными размерами 10–15 нм и высотой 1–1.5 нм. Плотность массива КТ составляет $(3-4) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что достаточно для обеспечения туннельной связи между дырками, локализованными в разных КТ. Легирование структур осуществляли введением дельта-легированного бором слоя кремния, расположенного на расстоянии 5 нм ниже слоя КТ. Сверху КТ закрывали эпитаксиальным кремнием толщиной 40 нм, выращенным при температуре 500 °С. Образцы с холловскими мостиками, включающими три пары холловских контактов, создавали с помощью фотолитографии, длину проводящего канала изменяли в диапазоне 500–2000 мкм, ширина составляла 50–500 мкм, расстояние между

холловскими контактами и ближайшим токовым составляло примерно треть от длины канала. Омические контакты формировали напылением алюминия с последующим его вжиганием при температуре 480 °С в атмосфере аргона. Температурные зависимости проводимости измеряли одновременно на токовых и потенциальных контактах. Все измерения эффекта Холла выполняли в омическом режиме проводимости в транспортном дьюаре при 4.2 К, в магнитном поле от 0 до 4 Тл при разных направлениях тока и магнитного поля.

Для корректировки степени заполнения КТ дырками наряду с проводимостью измеряли фотопроводимость. Исследования фотопроводимости массива квантовых точек показали [8], что при освещении происходит уменьшение средней концентрации дырок в точках. Поэтому измерения проводимости и знака фотопроводимости и их сравнение с данными, полученными для большого набора образцов (приведены на врезке к рис. 1), позволяет оценивать реальную степень заполнения КТ носителями заряда. Открытые символы на врезке к рис. 1 соответствуют проводимости четырех образцов, исследованных в данной работе.

На рис. 1 приведены температурные зависимости проводимости для основных образцов 1–6, в которых изучался эффект Холла и которые отличаются степенью легирования, а, соответственно, характеризуются разной проводимостью и различным заполнением квантовых точек дырками. Ранее нами было показано [6], что режимы диффузионной и прыжковой проводимостей разделяются по величине проводимости ($G \leq 10^{-2}e^2/h$ – прыжковая проводимость, $G \geq 0.4e^2/h$ – диффузионная). Штриховые горизонтальные линии на рис. 1 соответствуют данным границам проводимости. Видно, что при низких температурах проводимость образца 1 лежит в области диффузионного транспорта, образцов 4–6 – в прыжковой области, а образцы 2 и 3 имеют проводимость, близкую к граничной для диффузионной и прыжковой проводимостей соответственно. Анализ температурных зависимостей проводимости показал, что в образцах 1 и 2 она описывается логарифмическим законом, что подтверждает диффузионный механизм переноса носителей заряда в режиме слабой локализации. Образцы 3–6 проанализированы в рамках модели прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка с помощью метода Забродского [9], позволяющего по наклону зависимости $\ln W$ от $\ln T$ ($W = d \ln G / d \ln T$ – безразмерная энергия активации) определить степень x в выражении

$$G = G_0 \exp[-(T_0/T)^x], \quad (1)$$

а также найти пересечение A с осью $\ln W$, из которого извлекается $T_0 = (e^A/x)^{1/x}$.

Анализ показал, что образцы 3–6 имеют показатель x , близкий к 0.5, что соответствует закону Эфроса–Шкловского, характерного для прыжковой проводимости по состояниям кулоновской щели, при этом

$$T_0 = \frac{\beta_2 e^2}{\gamma k \xi},$$

ξ – радиус локализации волновой функции, γ – диэлектрическая проницаемость, k – постоянная Больцмана, β_2 – численный коэффициент, равный 6.2, согласно [10].

Для всех образцов с проводимостью в прыжковом режиме были определены значения радиусов локализации. Следует отметить, что, несмотря на наличие кластеров близко расположенных квантовых точек, температурная зависимость проводимости хорошо описывается моделью, характерной для переноса заряда по примесной зоне.

Основная проблема измерений эффекта Холла в прыжковом режиме – дополнительный вклад МС из-за асимметрии холловских контактов. Магнетосопротивление, измеренное параллельно на токовых контактах, показывает типичное для массива квантовых точек поведение [7]: оно отрицательно в малых полях и положительно при увеличении магнитного поля. Возможность исключения данного вклада связана с тем, что МС симметрично по знаку магнитного поля, а эффект Холла – асимметричен. В высокопроводящих образцах, когда холловская ЭДС достаточно велика для измерения, этот вклад незначителен и R_{xy} линейно зависит от магнитного поля H во всем интервале ΔH (рисунок не приведен), но тем не менее, во всех случаях мы находили R_{xy} как

$$R_{xy} = \Delta R_{xy}/2 = [R_{xy}(H) - R_{xy}(-H)]/2,$$

где $(-)$ соответствует отрицательному знаку магнитного поля.

В образцах с прыжковой проводимостью вклад МС более выражен, однако на ряде структур наблюдается достаточно отчетливый асимметричный сигнал. На рис. 2 показана зависимость $R_{xy}(H)$, измеренная при температуре 4.2 К, для образцов 6 (верхняя часть) и 3 (нижняя часть), черными символами показана часть кривой для $H < 0$, отображенная в $H > 0$. На врезках приведены зависимости $\Delta R_{xy}(H)$, из наклонов найден коэффициент Холла R_H .

В ряде образцов МС намного больше эффекта Холла и выделить холловский вклад очень сложно, но тем не менее мы проделали данную процедуру для всех исследуемых образцов.

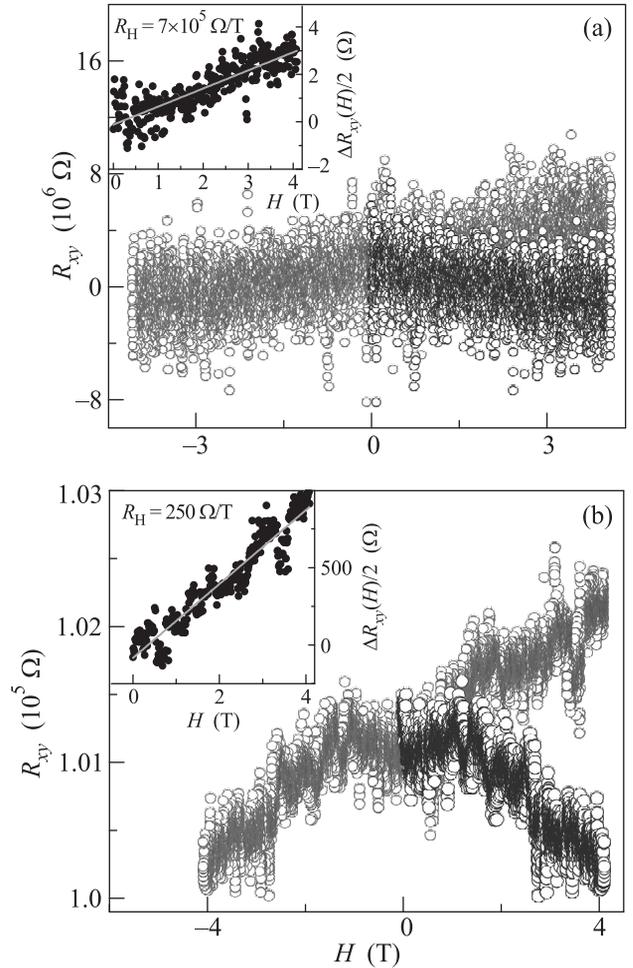


Рис. 2. Зависимость $R_{xy}(H)$ для образцов 6 (а) и 3 (б) – см. рис. 1 – измеренная при температуре 4.2 К. Черные символы – отображенная в область $H > 0$ часть кривой R_{xy} для $H < 0$. Врезки – зависимости $\Delta R_{xy}(H)$

На рис. 3 представлена зависимость R_H от заполнения ν квантовых точек дырками, на врезке зависимость R_H от R_{xx} для всех исследованных образцов. Из рис. 3 следует, что не только зависимость $R_{xx}(\nu)$, но и $R_H(\nu)$ немонотонна, поэтому вопрос о зависимости холловской подвижности, которую определяют как R_H/R_{xx} , от заполнения квантовых точек носителями заряда не очевиден. На рис. 4 приведены величины холловской подвижности μ_H и радиуса локализации ξ при разной степени заполнения дырками квантовых точек. Из рис. 4 следует, что $\mu_H(\nu)$ также немонотонна и отслеживает поведение $\xi(\nu)$.

Немонотонную зависимость радиуса локализации от степени заполнения ν КТ дырками можно объяснить немонотонным характером плотности состояний как функции энергии носителя (рис. 5с). Действительно, электронный транспорт определяет

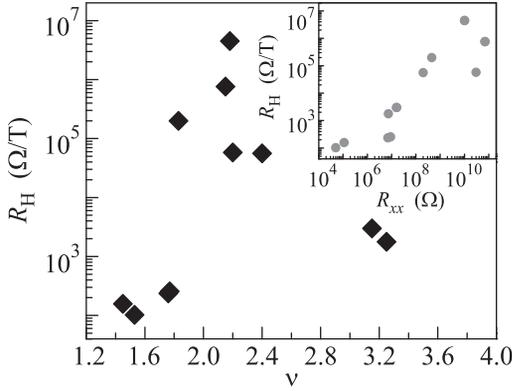


Рис. 3. Зависимость коэффициента Холла от заполнения квантовых точек дырками $R_H(\nu)$ для исследуемых образцов. Врезка – зависимость R_H от R_{xx}

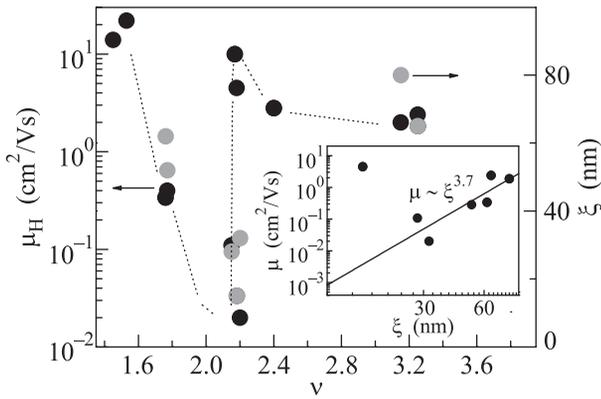


Рис. 4. Зависимость эффективной подвижности μ_H (черные символы) и радиуса локализации ξ (серые символы) от степени заполнения квантовых точек дырками. Штриховая линия – для восприятия глазом. Врезка – зависимость холловской подвижности от радиуса локализации. Прямая линия – аппроксимация степенной функцией

ся носителями заряда, энергии которых близки к уровню Ферми. При изменении среднего заполнения квантовых точек дырками изменяется положение уровня Ферми и, тем самым, плотность состояний в окрестности этого уровня. Связь плотности состояний с радиусом локализации можно проиллюстрировать на примере одномерной модели Андерсона (потенциальные ямы со случайными положениями энергетических уровней, разделенные одинаковыми барьерами, см. рис. 5а). Под радиусом локализации в этом случае следует подразумевать характерный размер огибающей волновой функции, показанной на рис. 5б штриховой линией. В случае, когда туннельный интеграл для перехода между соседними потенциальными ямами мал по сравнению с энер-

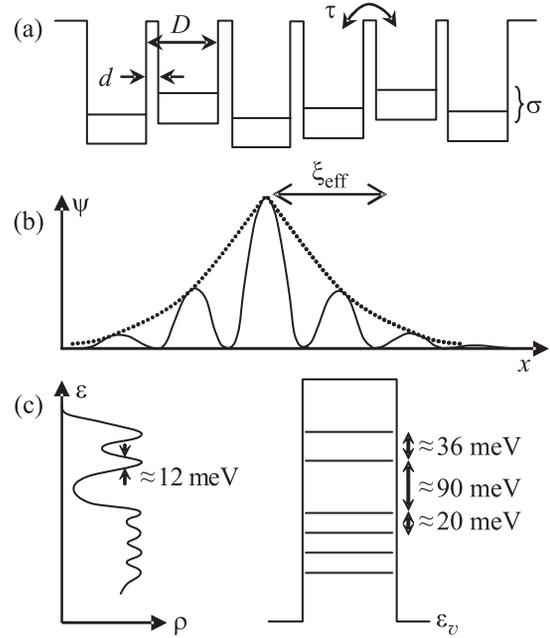


Рис. 5. (а) – Одномерная модель потенциальных ям с энергетическим беспорядком (модель Андерсона). (б) – Типичная форма волновой функции локализованного носителя заряда. Эффективный радиус локализации характеризует затухание огибающей волновой функции, показанной пунктирной линией. (с) – Зависимость плотности состояний от энергии; минимумы плотности состояний соответствуют целому фактору заполнения ν , а максимумы – полуцелому. Справа показана энергетическая структура уровней дырки в отдельной КТ

гетическим беспорядком σ , эффективный радиус локализации ξ_{eff} можно оценить как [11, п. 3.1]:

$$\xi_{\text{eff}} \simeq \frac{D}{d/\xi_0 - \ln(\Delta E/2\pi\sigma)}, \quad (2)$$

где D – расстояние между центрами ям, d – толщина барьера, ξ_0 – длина затухания волновой функции в барьере, ΔE – характерное расстояние между энергетическими уровнями в отдельно взятой потенциальной яме.

Имея в виду, что нас интересует радиус локализации состояний вблизи уровня Ферми, можно в качестве оценки для разброса уровней σ принять отношение плотности квантовых точек к плотности состояний вблизи уровня Ферми:

$$\sigma \simeq \frac{N_{\text{QD}}}{\rho(\epsilon_F)}. \quad (3)$$

Подставив оценку (3) в (2), видим, что с увеличением плотности состояний растет и эффективный радиус локализации ξ_{eff} . Это же утверждение верно и в трехмерной модели Андерсона вблизи края подвижности:

при приближении энергии локализованного носителя к краю подвижности растет его радиус локализации и в то же время растет плотность состояний. В соответствии с приведенными рассуждениями, радиус локализации в двумерном массиве КТ должен быть максимален при полуполном заполнении КТ носителями заряда, когда плотность состояний максимальна и минимален при целом заполнении с минимальной плотностью состояний вблизи уровня Ферми. Похожее поведение ξ мы и наблюдаем экспериментально.

В работе [2] получено выражение, связывающее μ_N и ξ для разных режимов прыжковой проводимости в трехмерном случае. Анализ данного выражения для проводимости по состояниям кулоновской щели (закон Эфроса–Шкловского) показывает, что

$$\mu_N \sim T^\alpha \xi^\beta, \text{ где } \beta \sim 7/2 + 2/\ln\left(\frac{V}{kT\zeta_c}\right),$$

причем второй член в данном выражении мал. Здесь V – предэкспонента в зависимости туннельного интеграла от расстояния, ζ_c – порог протекания.

На врезке к рис. 4 показана зависимость холловской подвижности от радиуса локализации и аппроксимация ее линейной зависимостью. За исключением данных для одного образца, в котором измерение эффекта Холла было на пределе чувствительности, остальные результаты можно описать степенной зависимостью с показателем степени около 3.7. К нашему удивлению, экспериментальные результаты находятся в соответствии с предсказанным в работе [2] поведением подвижности, несмотря на то, что вычисления были сделаны для трехмерного случая.

Таким образом, в двумерных структурах с плотным двумерным массивом квантовых точек экспе-

риментально измерен эффект Холла не только в режиме диффузионной, но и прыжковой проводимости. Коэффициент Холла и эффективная подвижность демонстрируют немонотонную зависимость от степени заполнения квантовых точек дырками, которая коррелирует с зависимостями проводимости и радиуса локализации от средней концентрации носителей заряда в точках.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (# 16-02-00553). Авторы благодарят Ю.М. Гальперина и А.В. Шумилина за полезные обсуждения.

1. T. Holstein, Phys. Rev. **124**, 1329 (1961).
2. Ю. М. Гальперин, Е. П. Герман, В. Г. Карпов, ЖЭТФ **99**, 343 (1991).
3. R. Nemeth and B. Mühlischlegel, Sol. State Comm. **66**, 999 (1988).
4. L. Friedman, Phys. Rev. B **25**, 3512 (1982).
5. А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, А. И. Никифоров, А. А. Блошкин, Письма в ЖЭТФ **77**, 445 (2003).
6. N. P. Stepina, E. S. Koptev, A. V. Dvurechenskii and A. I. Nikiforov, Phys. Rev. B **80**, 125308 (2009).
7. N. P. Stepina, E. S. Koptev, A. G. Pogosov, A. V. Dvurechenskii, A. I. Nikiforov, E. Yu. Zhdanov, and Y. M. Galperin, J. Phys.: Condens. Matter **25**, 505801 (2013).
8. Н. П. Степина, А. И. Якимов, А. В. Ненашев, А. В. Двуреченский, Н. А. Соболев, Д. П. Лейтао, В. В. Кириенко, А. И. Никифоров, Е. С. Коптев, Л. Перейра, М. С. Кармо, ЖЭТФ **130**, 309 (2006).
9. А. Г. Забродский, К. Н. Зиновьева, ЖЭТФ **86**, 727 (1984).
10. D. N. Tsigankov and A. L. Efros, Phys. Rev. Lett. **88**, 176602 (2002).
11. A. V. Nenashev, J. O. Oelerich, and S. D. Baranovskii, J. Phys.: Condens. Matter **27**, 093201 (2015).