

Температурно-стимулированный переход от макро- к мезоскопическому поведению прыжковой проводимости по ансамблю квантовых точек

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

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

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

Поступила в редакцию 16 июля 2015 г.

После переработки 20 июля 2015 г.

На основе исследований мезоскопических флуктуаций тока, вызываемых освещением гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками, обнаружен температурно-стимулированный переход к макроскопическому режиму прыжковой проводимости. Показано, что температурная зависимость относительной амплитуды флуктуаций A описывается степенной функцией $A \sim T^{-0.93}$, что соответствует температурной зависимости корреляционного радиуса перколяционного кластера $L_c \sim T^{-1.24}$. Данный результат хорошо согласуется с теоретической зависимостью $L_c(T)$. Из соответствия размеров структуры и температуры перехода оценен корреляционный радиус, который при 4.2 К составил ≈ 130 нм.

DOI: 10.7868/S0370274X15170117

В макроскопических неупорядоченных системах характерные свойства являются результатом усреднения вероятности реализации различных микрохарактеристик по большому ансамблю состояний. В итоге с вероятностью, близкой к единице, эквивалентные системы обладают вполне определенными, наперед заданными удельными характеристиками, несмотря на то что внутри них существует огромное число флуктуаций. Когда размер образца становится меньше характерного масштаба однородности системы, характеристики определяются конкретной реализацией состояний в системе и флуктуируют от образца к образцу в очень широких пределах. Для неупорядоченных систем с прыжковой проводимостью характерным масштабом однородности является корреляционный радиус перколяционного кластера L_c . Мезоскопические явления в таких системах называются некогерентными, в отличие от металлических систем, в которых характерным размером является длина фазовой когерентности. Типичные мезоскопические эффекты в прыжковой проводимости – изменение проводимости от образца к образцу [1], колебания проводимости при изменении затворного напряжения транзистора и магнитного поля [2, 3], флуктуации проводимости под действием освещения [4].

Когда размер системы сравним с L_c или меньше него, становятся существенными ограничения по выбору оптимальной траектории транспорта заряженной частицы и наблюдается переход от макроскопического к мезоскопическому поведению проводимости. Однако к данному переходу может привести не только масштабирование. В принципе он должен наблюдаться в одном и том же образце при изменении температуры, поскольку уменьшение температуры согласно [5] приводит к увеличению L_c .

Среднеквадратичная амплитуда флуктуаций тока в мезоскопической системе связана с корреляционным радиусом L_c [5] и, следовательно, должна отражать его температурную зависимость. Таким образом, анализируя изменение средней амплитуды флуктуаций при изменении температуры, можно делать вывод об изменении масштаба однородности системы.

В данной работе на основе исследования мезоскопических флуктуаций прыжковой проводимости, вызываемых освещением массива квантовых точек (КТ) германия в кремнии, обнаружен температурно-стимулированный переход от макроскопического режима прыжковой проводимости к проводимости по мезоскопически ограниченной перколяционной сетке.

Особенностью системы с КТ является сильная (до нескольких порядков величины) зависимость латеральной прыжковой проводимости по массиву КТ

¹⁾e-mail: stepina@isp.nsc.ru

от их заполнения носителями заряда [6]. В макроскопических образцах с КТ II типа, в которых электрон и дырка пространственно разделены, это приводит к медленной кинетике фотопроводимости, связанной с перераспределением заряда по массиву КТ при освещении [7]. В образцах с размерами 70–200 нм при освещении малыми потоками света с длиной волны 1.55 мкм наблюдались флуктуации проводимости с амплитудой, достигающей ~80% при 4.2 К [4]. Большая амплитуда флуктуаций должна позволить фиксировать их в широком интервале температур. Было показано [4], что зависимость частоты флуктуаций проводимости от интенсивности облучения носит линейный характер, свидетельствуя об однофотонном характере процесса. Поэтому при малых потоках света флуктуации проводимости можно поставить в соответствие с отдельными актами перестройки проводящего кластера. Так как зависимость проводимости от концентрации дырок в КТ, определяемая дискретным электронным спектром КТ, немонотонна [6], фотостимулированные флуктуации тока могут иметь как положительные, так и отрицательные знаки. Эффект остаточной фотопроводимости, наблюдаемый в массиве КТ [7], приводит к тому, что процессы релаксации, отвечающие за восстановление исходной проводимости, дают незначительный вклад. Следовательно, можно считать, что все наблюдаемые флуктуации тока стимулированы освещением.

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 осуществлялось введением дельта-легированного бором слоя кремния, расположенного на расстоянии 5 нм ниже слоя КТ. Сверху КТ закрывались эпитаксиальным кремнием толщиной 40 нм, выращенным при температуре 500 °С. Для того чтобы уменьшить вклад активационной проводимости из примеси в зону от подложки кремния, рост осуществлялся на структуре кремний-на-изоляторе, что позволило увеличить температуру перехода к прыжковой проводимости от ~25 до ~100 К (рис. 1). Омические контакты создавались напылением алюминия с последующим его вжиганием при температуре 480 °С в атмосфере аргона. Анализ температурных зависимостей проводимости макроскопических образцов свидетельствует о том, что транспорт заряда описывается прыжковой проводимостью

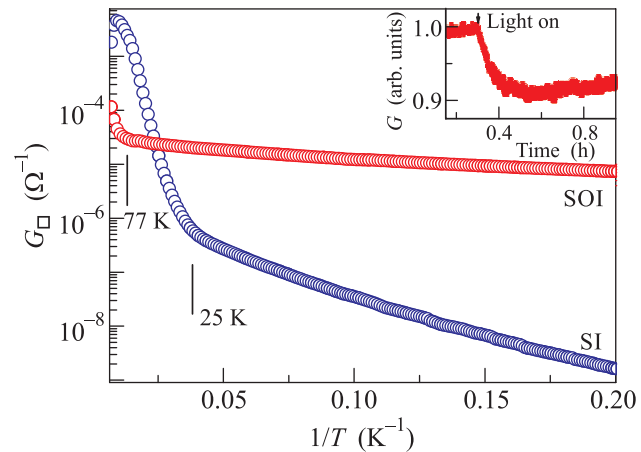


Рис. 1. Зависимости темновой проводимости макроскопического образца от обратной температуры для образцов, выращенных на кремнии и на структуре кремний-на-изоляторе (SOI). На вставке показана фотопроводимость образца, выращенного на SOI, измеренная при 77 К

по состояниям кулоновской щели (закон Эфроса–Шкловского (ЭШ)):

$$G = G_0 \exp(-T_0/T)^{1/2}, \quad (1)$$

где $T_0 = \frac{\beta_2 e^2}{\gamma k \xi}$, ξ – радиус локализации волновой функции, γ – диэлектрическая проницаемость, k – постоянная Больцмана, β_2 – численный коэффициент, равный 6.2 [8].

Мезоскопические структуры были изготовлены с помощью фото- и электронной литографии (в Peter Gruenberg Institute, Forschungszentrum Julich, Germany). Измерения латеральной проводимости осуществлялись на структуре с шириной проводящего канала 25 нм и длиной 100 нм четырехзондовым методом. Облучение светом с длиной волны 1.3 мкм выполнялось с помощью лазера с оптоволоконным входом. Ослабления мощности света добивались с помощью оптоволоконных аттенуаторов.

При 77 К фотопроводимость образца при облучении светом мощностью 50 нВт демонстрирует (см. вставку к рис. 1) типичную кинетику для макроскопического образца [7]. На рис. 2 приведены спектры фотопроводимости, измеренные в температурном диапазоне 4.2–15 К (мощность света ~5 нВт). Видно, что амплитуда флуктуаций (переключений) проводимости действительно имеет сильную зависимость от температуры. Для температуры 18 К флуктуации проводимости при освещении сравнимы с темновым шумом (на рисунке не показано).

Теоретическую зависимость среднеквадратичной амплитуды флуктуаций фотопроводимости от тем-

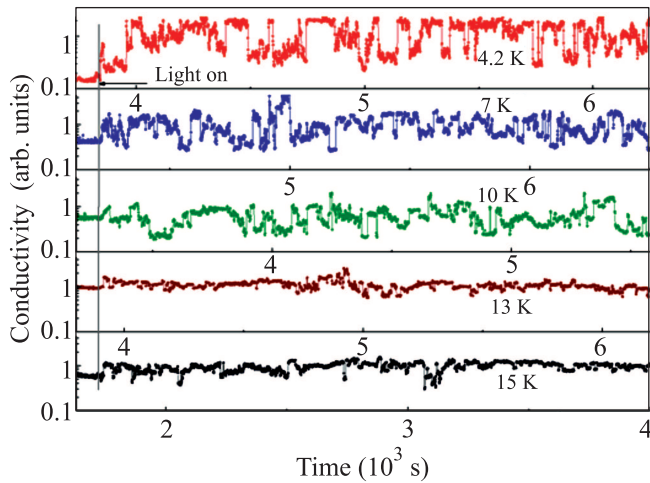


Рис. 2. Кинетика фотопроводимости образца размером $2 \times 100 \text{ nm}^2$ при облучении светом с длиной волны 1.3 мкм и мощностью 5 нВт , измеренная при разных температурах

пературы можно получить, используя выводы из монографии [5]. Рассмотрим модельную систему, представляющую собой квадратную решетку с постоянной l_0 , между ближайшими узлами которой включены случайные сопротивления, выражающиеся как $R_0 \exp \zeta$, где R_0 – постоянная величина, а случайная переменная ζ равномерно распределена в некотором интервале $-\zeta_0 \leq \zeta \leq \zeta_0$. В квадрате конечного размера со стороной l удельную проводимость можно оценить как

$$\sigma_l \simeq R_0^{-1} \exp(-\zeta_c), \quad (2)$$

где ζ_c – величина, соответствующая самому большому сопротивлению, которое нужно включить, чтобы возникло протекание с грани на грань. Ввиду конечности размера квадрата величина ζ_c флуктуирует от реализации к реализации. Среднеквадратичная флуктуация ζ_c равна [5, 9]

$$\delta \zeta_c = B' \zeta_0 (l_0/l)^{1/\nu}, \quad (3)$$

где ν – индекс радиуса корреляции, который в двумерном случае равен $\nu = 1.34$, B' – численный коэффициент порядка единицы. Критерием перехода от уравнения (3) к макроскопической электропроводности, происходящего при увеличении l , является исчезновение больших относительных флуктуаций σ_l . Это происходит, когда среднеквадратичная флуктуация ζ_c сравнивается с единицей, т.е. согласно (3) при

$$l \simeq l_0 \zeta_0^\nu \equiv L_c, \quad (4)$$

где L_c – корреляционный радиус перколяционного кластера. Зависимость среднеквадратичной флукту-

ации проводимости от корреляционного радиуса перколяционного кластера можно получить путем дифференцирования (2) и подстановки (3) и (4) в полученное выражение:

$$\frac{\delta G}{\langle G \rangle} \simeq \delta \zeta_c \simeq \zeta_0 \left(\frac{l_0}{l} \right)^{1/\nu} \simeq \left(\frac{\zeta_0^\nu l_0}{l} \right)^{1/\nu} = \left(\frac{L_c}{l} \right)^{1/\nu}, \quad (5)$$

где $\langle G \rangle$ – среднее значение проводимости, δG – флуктуация проводимости.

Определим температурную зависимость корреляционного радиуса, а соответственно и среднеквадратичной флуктуации проводимости. Поскольку температурная зависимость проводимости описывается законом ЭШ, имеем $\zeta_c = (T_0/T)^{1/2}$. Длина прыжка r_h есть [5] $r_h \simeq \xi \zeta_c = \xi (T_0/T)^{1/2}$. Так как перколяционный кластер содержит критические сопротивления с характерным размером r_h , радиус корреляции зависит от температуры как

$$L_c \simeq r_h \zeta_c^\nu \simeq a \left(\frac{T_0}{T} \right)^{(1+\nu)/2} \propto T^{-1.17}. \quad (6)$$

Подставив (6) в (5), получим температурную зависимость среднеквадратичной флуктуации A :

$$A = \frac{\delta G}{\langle G \rangle} \simeq \left(\frac{L_c}{l} \right)^{1/\nu} \propto T^{-(1+\nu)/2\nu} \approx T^{-0.87}. \quad (7)$$

Для того чтобы отличать переключения, происходящие под действием света, от темновых переключений, экспериментальные данные кинетики проводимости были проанализированы в рамках частоты переключений при различных пороговых (дискриминационных) уровнях амплитуды флуктуаций. Амплитуда флуктуаций проводимости оценивалась из экспериментальных данных как модуль разности проводимостей до и после переключения: $\delta G(t) = |G(t+\Delta t) - G(t)|$. Затем амплитуда подсчитывалась в процентном соотношении с проводимостью в начале переключения $G(t)$. После этого находилось количество переключений с амплитудой выше заданного значения (уровень дискриминации). Наконец, строилось количество переключений при вариации уровня дискриминации от 0 до максимального значения. Интервал времени для анализа выбирался шириной 6000 с.

Рис. 3 демонстрирует результаты подсчета количества переключений (за время освещения 6000 с), извлеченных из анализа временных зависимостей фотопроводимости, показанных на рис. 2. Видно, что при более высоких температурах количество флуктуаций с большой амплитудой существенно уменьша-

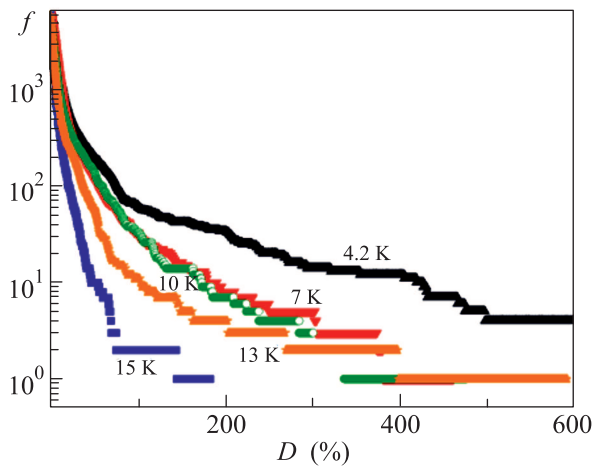


Рис. 3. Количество переключений под действием света за 6000 с при различных уровнях дискриминации для разных температур

ется. Среднеквадратичная амплитуда вычислялась как

$$A = \sqrt{\frac{\int_{D_{\min}}^{\infty} \frac{df(D)}{dD} dD D^2}{\int_{D_{\min}}^{\infty} \frac{df(D)}{dD} dD}}, \quad (8)$$

где $f(D)$ – число флуктуаций при определенном уровне дискриминации D , D_{\min} – типичный уровень темнового шума, определяемый независимо для каждой температуры ($\leq 10\%$).

На рис. 4 приведена зависимость средней амплитуды вынужденных флуктуаций от температу-

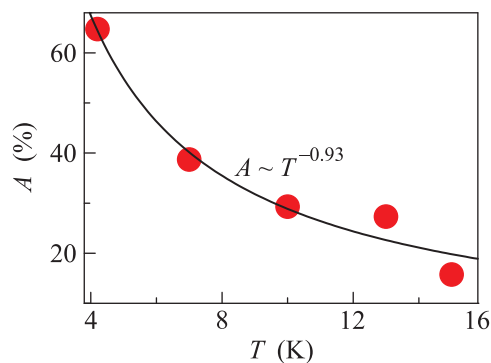


Рис. 4. Температурная зависимость среднеквадратичной амплитуды флуктуаций проводимости под действием света (символы). Линия – аппроксимация экспериментальных данных степенной функцией

ры. Экспериментальные данные хорошо описываются степенной функцией с показателем степени -0.93

(линия), что близко к теоретически предсказанному согласно уравнению (7) показателю -0.87 . Соответственно экспериментальная зависимость $L_c(T)$ будет иметь вид $L_c \propto A^\nu \approx T^{-1.24}$, что в пределах точности эксперимента согласуется с теоретической зависимостью (6).

Поскольку флуктуации под действием света не превышают по амплитуде темновой шум при температуре порядка 20 К, можно предположить, что $T \sim 20$ К соответствует срыву мезоскопического режима, когда радиус корреляции становится сравним с характерным размером образца (~ 25 нм). Тогда аппроксимация к температуре 4.2 К дает оценку $L_c \sim 0.13$ мкм.

Таким образом, в работе показано, что увеличение температуры в образцах мезоскопических размеров с массивом квантовых точек стимулирует уменьшение амплитуды флуктуаций прыжковой проводимости, вызываемых освещением, вплоть до перехода к макроскопическому режиму. Температурная зависимость амплитуды согласуется с теоретически предсказанной зависимостью корреляционного радиуса L_c от температуры. Оценено значение L_c при 4.2 К, которое составило ~ 0.13 мкм.

Авторы благодарны Ю.М. Гальперину за полезные обсуждения. Работа поддержана грантом РФФИ # 13-02-00901.

1. А. И. Якимов, Н. П. Степина, А. В. Двуреченский, *ЖЭТФ* **102**, 1882 (1992).
2. Е. И. Лайко, А. О. Орлов, А. Л. Савченко, Е. А. Ильичев, Е. А. Полторацкий, *ЖЭТФ* **93**, 2204 (1987).
3. D. Popovic, A. B. Fowler, S. Washburn, and P. J. Stiles, *Phys. Rev. B* **42**, 1759 (1990).
4. N. P. Stepina, E. S. Koptev, A. V. Dvurechenskii, A. I. Nikiforov, J. Gerharz, J. Moers, and D. Gruetzmacher, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 142101 (2011).
5. Б. И. Шкловский, А. А. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Наука, М. (1979).
6. А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, А. И. Никифоров, А. А. Блошкин, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 445 (2003).
7. 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).
8. D. N. Tsiganov and A. L. Efros, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 176602 (2002).
9. М. Е. Левинштейн, М. С. Шур, Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *ЖЭТФ* **69**, 386 (1975).