

## КВАЗИОДНОМЕРНЫЙ ТРАНСПОРТ НЕВЫРОЖДЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ С ФЛУКТУАЦИОННЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ

Б.А.Аронзон<sup>+</sup>, Д.А.Бакаушин<sup>\*</sup>, А.С.Веденеев<sup>\*</sup>, Е.З.Мейлизов<sup>+</sup>, В.В.Рыльков<sup>++</sup>

<sup>+</sup> *Институт молекулярной физики РНЦ "Курчатовский институт"*  
123182 Москва, Россия

<sup>\*</sup> *Институт радиотехники и электроники РАН*  
141120 Фрязино, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 7 октября 1997 г.

В полупроводниковых системах, разупорядоченных вследствие высокого содержания зарядов, встроенных вблизи плоскости 2D электронного канала, при  $\approx 77$  К в процессе уменьшения потенциала полевого электрода обнаружен эффект порогового исчезновения э.д.с. Холла. Эффект наблюдается при значении электропроводности канала  $\sigma \approx e^2/h$  и связан с переходом к переносу невырожденных электронов по 2D перколяционному кластеру, имеющему квази-1D характер проводимости. Установлено, что кондактанс "коротких" структур длиной порядка радиуса корреляции перколяционного кластера составляет  $\approx e^2/h$  на один электрон и определяется одиночными перколяционными путями, имеющими пониженный порог протекания. Отмеченные явления представляются общим свойством разупорядоченных 2D систем.

PACS: 73.40.-c

Структуры типа металл – диэлектрик – полупроводник с повышенной концентрацией заряда, встроенного вблизи границы раздела полупроводник – диэлектрик, представляют интерес в связи с изучением электронных свойств разупорядоченных систем пониженной размерности. Статистические флуктуации плотности встроенного заряда индуцируют хаотический потенциальный рельеф поверхности полупроводника – крупномасштабный флуктуационный потенциал (ФП) [1]. При этом сильный разброс локальной концентрации квази-2D электронов должен обуславливать перколяционный характер проводимости поверхностного электронного канала [2]. Особенность систем такого рода заключается в том, что их проводимость определяется малой долей носителей заряда, термоактивированных на уровень протекания. Здесь в отличие от систем с вырожденным электронным газом [3], электрон-электронное взаимодействие не оказывает существенного влияния на проводимость и локализацию носителей заряда. Напротив, большинство электронов локализовано в классическом смысле в областях минимума потенциального рельефа [4].

Покажем, что перенос электронов в 2D объектах в случае сильного ФП и относительно высоких температур ( $T \geq 77$  К) может иметь квантовый квази-1D характер. При этом проводимость образцов большой ширины и малой длины (соизмеримой с радиусом корреляции) составляет  $\sim e^2/h$  на электрон и определяется одиночным перколяционным путем, имеющим пониженный порог протекания.

В качестве модельного объекта взяты структуры с инверсионным  $n$ -каналом на (100)  $p$ -Si и диэлектриком из слоев  $\text{SiO}_2$  и  $\text{Si}_3\text{N}_4$  толщиной 30 и 350 Å. Эксперименты в конфигурации эффекта поля при  $T = 77 - 300$  К выполнены при различных фикси-

рованных значениях концентрации  $n_t$  источников ФП (ловушек на границе раздела  $\text{SiO}_2\text{-Si}_3\text{N}_4$ ), варьируемой посредством электронной инжекции.

Амплитуда флуктуаций поверхностного потенциала  $\delta\phi_s = \Delta n^{1/2} (1 + R_s^2/r_0^2)$  [4,5], где  $\Delta = (e^2/k)(\pi n_t)^{1/2}$  – энергетический масштаб ФП,  $R_s$  – радиус экранирования,  $r_0$  – расстояние между плоскостью встроенных зарядов и 2D каналом,  $e$  – элементарный заряд,  $\kappa$  – диэлектрическая проницаемость. При ( $n_t \sim 10^{12} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ) реализуется предел сильного ФП ( $\Delta \gg kT$ ) [4], т.е. разупорядоченность системы кардинально изменяет ее электронные свойства. В областях минимума ФП образуются локализованные состояния. Электроны, заполняющие такие состояния, не участвуют в проводимости, однако экранируют компоненты ФП, пространственный масштаб которых превышает радиус нелинейного экранирования  $R_s = (n_t/\pi)/n_s$  [4]; здесь  $n_s$  – полная концентрация электронов в канале, как локализованных, так свободных, причем концентрация последних  $n_c \ll n_s$ . Иными словами, в условиях сильного ФП электроны преимущественно локализованы и,  $n_c$  изменяется с  $n_s$  по степенному закону:  $n_c \propto n_s^{2\Delta/kT}$  [4]. Учитывая, что проводимость канала  $G$  пропорциональна  $n_c$ , имеем  $G \propto n_s^{2\Delta/kT}$ . Следовательно, зная связь  $n_s$  с потенциалом полевого электрода  $V_g$ , можно анализировать степень локализации электронов по зависимости  $G$  от  $V_g$ .

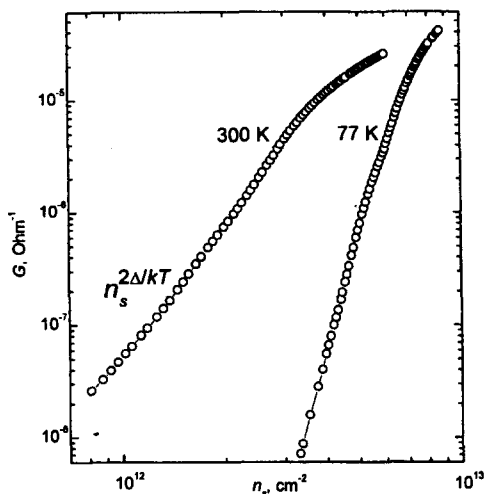


Рис.1. Зависимость проводимости  $G$  от полной концентрации электронов  $n_s$  в инверсионном канале при 77 и 300 К для структуры с большими размерами полевого электрода

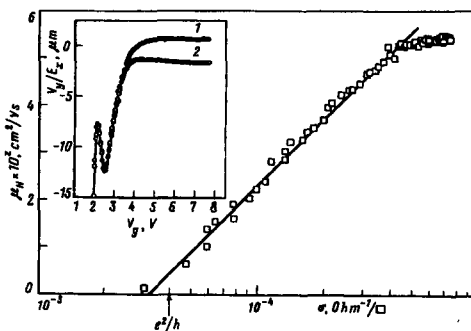


Рис.2. Холловская подвижность как функция электропроводности канала при 77 К. На вставке: зависимость  $V_H/E_x$  от  $V_g$  при различной полярности магнитного поля. Расхождение кривых 1 и 2 при  $V_g \geq 3.5$  В обусловлено возникновением эффекта Холла

На рис.1 приведены типичные зависимости  $G(n_s)$ , найденные по данным эффекта поля для структуры с полевым электродом длиной  $L = 140$  мкм и шириной  $W = 20$  мкм для  $n_t \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (величина  $\Delta \approx 40$  мэВ при  $T=77\text{-}300$  К удовлетворяла критерию сильного ФП). Зависимость  $n_s(V_g)$  определена с использованием алгоритма [6]. При слабой инверсии  $G$  изменяется с  $n_s$  по степенному закону с показателем, близким к расчетной величине  $2\Delta/kT$ , в соответствии с [4]. При сильной инверсии ( $n_s \geq n_t$ ) вследствие экранирования ФП  $\delta\phi_s$  становится  $\sim kT$  и зависимость  $G(n_s)$  переходит в линейную.

Таким образом, структуры демонстрируют классическую зависимость  $G(n_s)$  [4], типичную для режима нелинейного экранирования ФП, и наблюдавшуюся, напри-

мер, в [6]. Соответственно, при уменьшении  $V_g$ , сопровождающемся возрастанием амплитуды ФП, ожидается переход от слабо разупорядоченной эффективной 2D среды к сильно разупорядоченной, имеющей перколяционную проводимость [2,7]. Считается, что такой переход не вызывает сильного изменения кинетических коэффициентов (электропроводности и холловской подвижности  $\mu_H$ ) [8]. В отношении холловской подвижности, этот вывод подтверждается тем, что сила Лоренца воздействует на свободные носители заряда, определяющие проводимость.

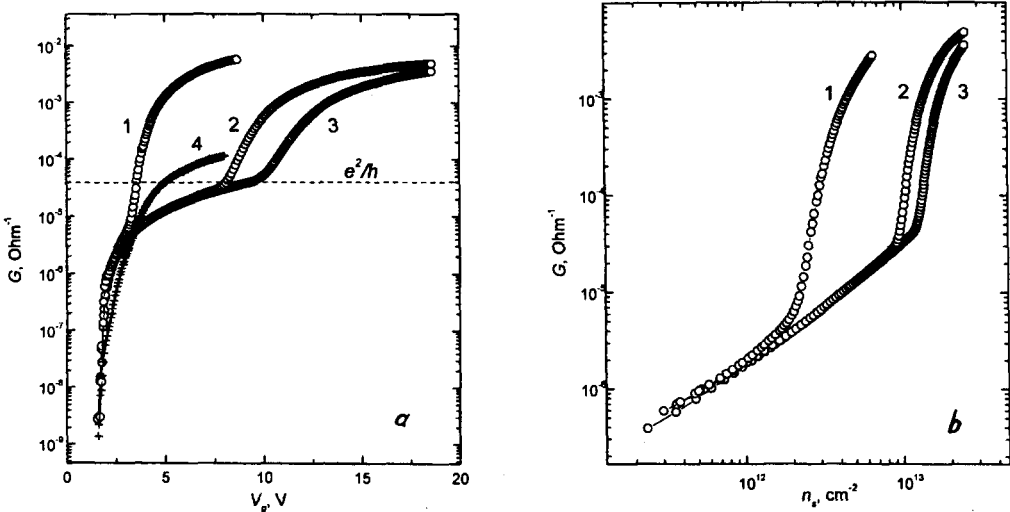


Рис.3. а – Кривые эффекта поля для короткоканального транзистора при различных значениях  $n_t \approx 2,5 \cdot 10^{12}$  (1),  $5,3 \cdot 10^{12}$  (2) и  $6,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  (3), а также для структуры с большими размерами полевого электрода с  $n_t \approx 2 \cdot 10^{12}$  (4) при 77 К. б – Зависимость  $G$  от  $n_s$  для короткоканального транзистора при 77 К

Между тем эксперименты по эффекту Холла выявили интересные особенности. На рис.2 приведена  $\mu_H$  как функция электропроводности канала  $\sigma$ , построенная по экспериментальным кривым  $G(V_g)$  и  $\mu_H(V_g)$ . Измерения выполнены при различных полярностях магнитного поля ( $B = 1$  Тл) с использованием синхронной цифровой фильтрации [9]. Обращает на себя внимание пороговый характер зависимости  $\mu_H(\sigma)$ . При уменьшении потенциала полевого электрода  $\mu_H$  резко падает и достигает более низких значений, чем минимальное, определяемое критерием  $l > \lambda$  [1], где  $l$  и  $\lambda$  – длина свободного пробега и длина волны электронов соответственно. Примечательно, что “пороговое” значение электропроводности (результат экстраполяции зависимости  $\mu_H(\sigma)$  до пересечения с осью абсцисс) хорошо совпадает с величиной  $e^2/h$ .

Отметим, что особенности такого рода наблюдались и ранее (см. [1]). При исследованиях инверсионных каналов на поверхности кремния в области субгелиевых температур [10] была выявлена группа образцов, названных *аномальными*, обнаруживающих спад  $\mu_H$  с уменьшением  $T$  или  $V_g$  при  $\sigma \sim e^2/h$ . Результат интерпретировался в терминах перехода к электронному транспорту по локализованным состояниям ниже края подвижности с проводимостью, не превышающей минимальную металлическую [11]. Учитывая плавный характер ФП и достаточно высокие температуры, перенос по локализованным состояниям в условиях нашего эксперимента не

представляется значимым [1]. Напротив, мы полагаем, что в рассматриваемой ситуации определяющую роль играет перколяционный характер переноса электронов в сильном ФП.

Экспериментальным подтверждением перколяционного характера проводимости является наблюдение эффектов, обусловленных наличием макроскопического масштаба самоусреднения сопротивления. В разупорядоченных системах этот масштаб лимитируется корреляционным радиусом  $L_c$ , то есть характерным размером ячеек перколяционного кластера. Согласно теории протекания (см. [7])  $L_c$  определяется произведением пространственного масштаба неоднородности и параметра, контролирующего разброс ее локальной проводимости. Для нашего случая имеем  $L_c \sim R_s(\delta\phi_s/kT)$ , что может достигать  $\sim 1$  мкм. Поэтому в качестве объектов исследования были взяты "короткие" образцы – короткоканальные транзисторы с длиной затвора  $L = 5$  мкм, соизмеримой с  $L_c$ , и шириной  $W = 50$  мкм, существенно его превышающей.

Результаты этих экспериментов представлены на рис.3. Как и следовало ожидать для случая перколяционного переноса, здесь, в отличие от рассмотренных выше аналогичных структур с "большими" размерами ( $L, W \gg L_c$ ), кривые эффекта поля имеют качественно иной характер. Они обнаруживают отсутствующий в образцах "больших" размеров излом при значениях кондактанса  $G$ , приближающихся с ростом  $n_t$  к величине  $e^2/h$  (сравни кривые 1-3 и 4 на рис. 3а). При этом в области слабой инверсии, где эффекты ФП наиболее сильны и, согласно [4], электропроводность изменяется с  $n_s$  по степенному закону с показателем  $2\Delta/kT \gg 1$  (см. рис.1), в короткоканальных структурах зависимость  $G(n_s)$  близка к линейной (рис.3б). В рамках [4] такое поведение  $G(n_s)$  следовало бы интерпретировать как отсутствие локализации электронов, несмотря на справедливость критерия сильного ФП ( $\Delta \gg kT$ ). Обращает на себя внимание еще одно обстоятельство: в области слабой инверсии функция  $G(V_g)$  не зависит от  $n_t$ , что выходит за рамки представлений [4]. Отмеченное резкое изменение электронных свойств объектов при уменьшении длины канала свидетельствует о том, что в условиях сильного ФП проводимость имеет перколяционный характер.

Переходя к обсуждению результатов, рассмотрим структуру перколяционного кластера. Как уже отмечалось, флуктуации плотности встроенного заряда индуцируют в приповерхностном слое полупроводника области с пониженным потенциалом, имеющие в отсутствие вырождения экспоненциально высокую (относительно средней) локальную проводимость. Эти области, связанные между собой перевальными областями (седловыми точками потенциального рельефа), формируют проводящие цепи длиной порядка корреляционного радиуса, совокупность которых образует перколяционный кластер. Седловые точки расположены по энергии выше объединяемых ими соседних низкоомных областей и потому по отношению к последним имеют существенно более высокое сопротивление. Учитывая сильный разброс седловых точек по энергии, заключаем, что сопротивление цепи длиной  $L_c$ , а следовательно, и произвольной ячейки кластера, определяется одиночной наиболее высокоомной перевальной областью, расположенной в интервале  $\sim kT$  вблизи уровня протекания.

По своей природе корреляционная функция ФП выделяет два предела пространственных масштабов флуктуаций: верхний (радиус экранирования  $R_s$ ) и нижний (микроскопический), контролируемый удалением плоскости встроенных зарядов от

квази-2D электронного канала –  $r_0$  [4]. Мы полагаем, что верхний предел определяет размер низкоомных областей с пониженным потенциалом, тогда как нижний – размер перевальных областей. Для наших структур  $r_0 \approx 30 \text{ \AA}$ , что соизмеримо с боровским радиусом. Поэтому проводимость перевальных областей имеет квантовый одномерный характер и составляет  $e^2/h$  на один электрон.

Таким образом, механизм проводимости в условиях сильного ФП представляется следующим. В объектах с большими размерами ( $L, W \gg L_c$ ) уровень протекания совпадает со средним положением дна зоны проводимости на поверхности полупроводника [4]. При этом проводимость ячеек перколяционного кластера контролируется одиночными перевальными областями из интервала  $\sim kT$  вблизи уровня протекания и имеет квантовую природу. Иными словами, кластер представляет собой двумерную сетку, сопротивление которой определяется ее квази-1D участками. При слабой инверсии вероятность нахождения электрона на уровне протекания определяется энергетическим зазором  $\psi$  между ним и уровнем Ферми. Следовательно, для электропроводности образца в целом имеем  $\sigma \approx (e^2/h) \exp(-\psi/kT)$ . Поскольку основное падение продольного напряжения приходится на эти высокоомные перевальные области, такому режиму отвечает исчезающе малый эффект Холла (рис.2). Примечательно, что в области резкого спада  $\mu_H$  на зависимости напряжения  $V_y$  между холловскими зондами от  $V_g$  появляются регулярно воспроизводимые особенности (см. вставку к рис.2). По нашим представлениям [12], эти особенности имеют мезоскопическую природу и обусловлены перестройкой перколяционного кластера, в данном случае – вследствие изменения с  $V_g$  радиуса нелинейного экранирования ФП. Амплитуда таких флуктуаций  $\delta V_y$ , нормированная на продольное электрическое поле  $E_x$ , дает оценку корреляционного радиуса  $L_c \sim \delta V_y/E_x$  [12]. В условиях эксперимента (вставка к рис. 2)  $L_c$  составляет единицы микрон, что по порядку совпадает с полученной ранее оценкой  $L_c \sim R_s(\delta\phi_s/kT) \sim 1 \text{ мкм}$ .

С ростом  $V_g$  экранирование ФП усиливается, и при  $\delta\phi_s \sim kT$  условие квантования в перевальных областях нарушается. В результате двумерная сетка квази-1D цепей модифицируется в эффективную 2D среду, что сопровождается возникновением эффекта Холла (рис.2). Электропроводность канала, отвечающая такому переходу, должна быть порядка  $e^2/h$ , поскольку и двумеризация системы и выход электропроводности сетки на значение  $e^2/h$  происходят при пересечении уровня Ферми с уровнем протекания.

Несколько иная ситуация реализуется в короткоканальных структурах. Здесь в перколяционном режиме проводимость системы определяют аномально низкоомные пути протекания. Эффекты такого рода рассматривались на примере прыжковой проводимости [13]. Представляется, что и в нашем случае они играют определяющую роль. Мы полагаем, что вследствие относительно малой длины транзисторов ( $L \sim L_c$ ) в них не происходит самоусреднение проводимости, имеющее место в системах с макроскопическими размерами. В то же время, из-за большой ширины канала ( $W \gg L_c$ ) данный статистический ансамбль реализует большинство своих вероятностных состояний, в том числе – появление отмеченных выше проводящих цепей с пониженным уровнем протекания. Учитывая сильный разброс энергетического положения седловых точек, мы, как и ранее, приходим к заключению, что сопротивление системы в целом определяется малым числом аномально низкоомных путей протекания (в пределе одним из них). В свою очередь, проводимость

последних определяют наиболее высокоомные перевальные области, расположенные выше уровня Ферми (но существенно ниже перколяционного уровня систем больших размеров). В итоге проводимость образца определяется одиночными перевальными областями и составляет  $\sim e^2/h$  на один электрон. Учитывая вероятность термического заброса электрона в перевальную область, для кондактанса структуры имеем  $G \approx (e^2/h) \cdot \exp(-\psi/kT)$ . Этому режиму соответствуют нижние части кривых 1-3 на рис.3а.

Понижение уровня протекания в “коротких” образцах по отношению к образцам “больших” размеров приводит к резкому увеличению доли свободных электронов за счет локализованных. Это эквивалентно ослаблению ФП, что, по-видимому, и является причиной наблюдаемого совпадения кривых  $G(V_g)$  в области слабой инверсии (рис.3а). С этим же, вероятно, связано и уменьшение показателя степени зависимости  $G$  от  $n_s$  (сравни рис.1 и рис.3б).

С ростом  $V_g$  (сопровождающимся уменьшением энергетического зазора  $\psi$  между уровнем Ферми и уровнем протекания) кондактанс  $G$  возрастает, приближаясь к величине  $e^2/h$  (рис. 3а). При дальнейшем увеличении  $V_g$  вследствие усиливающегося нелинейного экранирования ФП перколяционная квази-1D система трансформируется в эффективную 2D среду. Этот процесс, вызывающий резкое возрастание проводимости, обуславливает излом кривых эффекта поля в области перехода, то есть при  $G \sim e^2/h$  (рис.3).

В заключение отметим, что переход к 1D режиму проводимости с характерным кондактансом  $e^2/h$  в структурах с длиной порядка  $L_c$ , равно как и исчезновение эффекта Холла при  $\sigma \sim e^2/h$  в образцах “больших” размеров, является общим свойством неупорядоченных 2D систем. Излом на зависимости  $G(V_g)$ , появляющийся при  $G \sim e^2/h$ , обнаружен нами в селективно легированных GaAs-AlGaAs структурах с тонким (30 Å) спейсером и в GaAs транзисторах с управляющим барьером Шоттки при субмикронной длине канала.

Авторы выражают благодарность Р.А.Сурису и В.А.Гергелю за дискуссии и обсуждение результатов. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-18429-а).

- 
1. Т.Андо, А.Фаулер, Ф.Стерн, *Электронные свойства двумерных систем*, М.: Мир, 1985 (T.Ando, A.Fowler, and F.Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982)).
  2. J.W. Essam, Rep. Progr. Phys. **43**, 233 (1980).
  3. B.L.Altshuler and A.G.Aronov, in *Electron-Electron Interaction in Disordered Systems*, Eds. By A.L.Efros and M.Pollak, North Holland, Amsterdam, 1985, p.155.
  4. В.А.Гергель, Р.А.Сурис, ЖЭТФ **84**, 719 (1983).
  5. J.R.Brews, J. Appl. Phys. **46**, 2181 (1974).
  6. А.С.Веденеев, В.А.Гергель, А.Г.Ждан, В.Е.Сизов, Письма в ЖЭТФ **58**, 368 (1993).
  7. В.И.Шкловский, А.Л.Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, М.: Наука, 1979.
  8. А.М.Дыхне, ЖЭТФ **59**, 110; 641 (1970).
  9. А.С.Веденеев, А.Г.Ждан, А.Н.Пономарев, В.Е.Сизов, ПТЭ **4**, 132 (1994).
  10. E.Arnold, Appl.Phys.Lett. **25**, 705 (1974).
  11. Н.Мотт, Э.Дэвис, *Электронные процессы в некристаллических веществах*, т.1, М.: Мир, 1982 (N.F.Mott, E.A.Davis, *Electronic processes in Non-Crystalline Materials*, 22-nd ed., Clarendon, Oxford, v.1, 1979).
  12. В.А.Aronzon, А.С.Vedeneev, and V.V.Rylkov, Physica A (1997).
  13. А.И.Yakimov, N.P.Stepina, and A.V.Dvurechenskii, Phys. Low Dimens. Structures **6**, 75 (1994).