

Мезоскопические эффекты в области прыжковой проводимости макроскопических квази-2D объектов

© Б.А. Аронзон^{*,†}, А.С. Веденеев[◇], В.В. Рыльков^{†,◇}

^{*}Российский научный центр "Курчатовский институт",
123182 Москва, Россия

[†]Научно-исследовательский центр прикладных проблем электродинамики,
103498 Москва, Россия

[◇]Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Россия

(Получена 31 июля 1996 г. Принята к печати 10 сентября 1996 г.)

В конфигурации классического эффекта поля обнаружены мезоскопические эффекты в проводимости макроскопических (50×150 мкм) систем металл–окисел–полупроводник на основе слоев Si с высоким содержанием бора (10^{18} см⁻³), проявляющиеся при изменении потенциала полевого электрода в стационарных квазипериодических флуктуациях поперечного напряжения между потенциальными зондами, расположенными на противоположных боковых гранях образца. Флуктуации наблюдаются при относительно высоких температурах ≤ 30 К и связаны с перестройкой перколяционного кластера, определяющего квази-2D прыжковую проводимость в области пересечения объемной примесной зоны с уровнем Ферми.

Мезоскопические эффекты присущи объектам, размеры которых соизмеримы с характерными масштабами их электрической неоднородности. В случае прыжковой проводимости эти размеры лимитированы радиусом корреляции перколяционного кластера L_c [1,2]. Основные эксперименты по исследованию некогерентных мезоскопических явлений в прыжковой проводимости проведены на короткоканальных ($L \ll L_c$, где L — длина канала) структурах [3,4]. В этом случае проводимость определяется изолированными одномерными цепочками примесных атомов с экспоненциально малым сопротивлением, которые, однако, не образуют бесконечного кластера и поэтому при $L \gg L_c$ не вносят существенного вклада в электропроводность [5]. Эффекты такого рода обычно наблюдаются в области проводимости с переменной длиной прыжка и проявляются в регулярных флуктуациях проводимости, усиливающихся с уменьшением размеров образца и понижением температуры [3,4].

В настоящей работе обнаружены мезоскопические флуктуации поперечного напряжения между холловскими зондами макроскопических (с размерами много больше L_c) квази-2D систем на основе слоев легированного Si, возникающие при изменении потенциала полевого электрода V_g . Флуктуации наблюдаются при относительно высоких температурах, в области проводимости с постоянной длиной прыжка, и даже при существенном вкладе свободных носителей заряда в электропроводность системы.

Исследовались p -канальные структуры металл–окисел–полупроводник (МОП) на основе ионно-имплантированных слоев Si:B толщиной 0.5 мкм с концентрацией бора $N_a = 10^{18}$ см⁻³; концентрация компенсирующих доноров 10^{15} см⁻³ [6]. Образцы (рис. 1), снабженные парой токовых p^+ -электродов и двумя парами потенциальных (холловских) зондов, выполнены в форме двойного креста. Длина и ширина

канала 150 и 50 мкм соответственно, размеры выступов потенциальных зондов 15×5 мкм, толщина подзатворного окисла 620 Å. В продольном электрическом поле $E_x \leq 10$ В/см измерялись проводимость p -слоя $G = I_x / V_x$ (V_x — продольное напряжение, I_x — сила тока) и напряжение между потенциальными зондами на противоположных гранях образца V_y (см. рис. 1) в зависимости от потенциала полевого электрода V_g в интервале $T = 10 - 30$ К как в магнитном поле (≤ 1 Тл), так и в его отсутствие. Эксперименты выполнены с использованием электромеханического предусилителя малых токов (> 0.1 нА) и повторителя напряжения с входным сопротивлением более 10^{12} Ом.

Существенной особенностью исследованных структур является наличие слоя p -Si с весьма высокой степенью легирования. В результате при положительных значениях V_g в области пересечения основных состояний акцепторов с уровнем Ферми (рис. 1) формируется квази-2D канал прыжковой проводимости [7]. Энергия активации квази-2D прыжковой проводимости определяется электрическим полем в области пространственного заряда, а толщина канала оказывается порядка среднего расстояния между примесями r_d [7].

В условиях образования указанного квази-2D канала зависимость $V_y(V_g)$ обнаруживает хорошо воспроизводимые флуктуации, усиливающиеся с понижением температуры, причем положение максимумов и минимумов V_y на оси V_g практически не изменяется с температурой (см. рис. 2). Напротив, в режиме сильного обогащения поверхности Si дырками ($V_g < -2$ В) флуктуации не наблюдаются. В этом случае V_y и T и составляет величину порядка $5 \times 10^{-4} V_x$, что свидетельствует о незначительной исходной асимметрии геометрического расположения потенциальных зондов порядка 5×10^{-4} по отношению к длине образца.

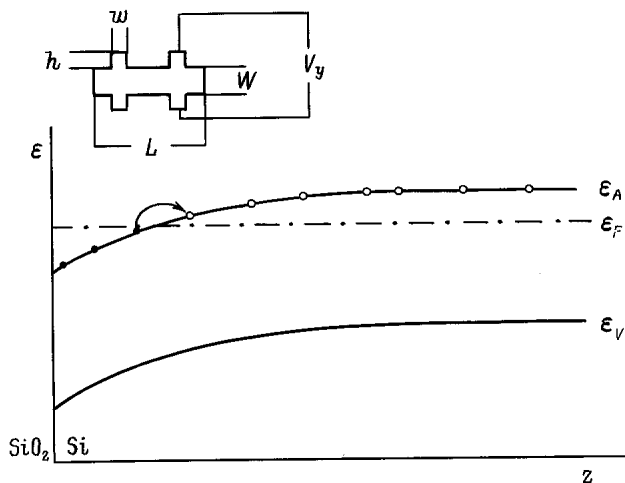


Рис. 1. Зонная диаграмма области пространственного заряда Si:B в режиме формирования квази-2D канала прыжковой проводимости. Стрелкой схематически изображен прыжок электрона с ионизированного на нейтральный атом бора; ϵ_V , ϵ_F , ϵ_A — энергетическое положение потолка валентной зоны, уровня Ферми и уровней акцепторов соответственно. На вставке — конфигурация образца.

В интервале относительно высоких температур (20–30 К) наложение магнитного поля, перпендикулярного плоскости канала, приводит к смещению кривой $V_y(V_g)$ по оси ординат на величину эдс Холла V_H (рис. 2, а, кривая I'). На рис. 2, б приведены графики зависимостей холловской $V_H(V_g) = (V_y^\uparrow - V_y^\downarrow)/2$ и флуктуирующей $V_f = (V_y^\uparrow + V_y^\downarrow)/2$ составляющей сигнала V_y , где V_y^\uparrow и V_y^\downarrow значения V_y при различных полярностях магнитного поля. Там же представлена кривая $V_y^0(V_g)$, полученная в отсутствие магнитного поля. Из рис. 2, б явствует, что эдс Холла и флуктуирующая составляющая аддитивны и разделяются, причем V_H не испытывает флуктуаций, а V_f практически не зависит от магнитного поля B в исследованном диапазоне его величин (ср. кривые $V_y^0(V_g)$ и $V_f(V_g)$ на рис. 2, б). Последнее не вызывает удивления, поскольку при $B < 1$ Тл магнитная длина $(hc/eB)^{1/2} > 200 \text{ \AA}$ существенно превышает как радиус локализации дырок на атомах бора $a_B \cong 23 \text{ \AA}$, так и среднее расстояние между примесями $r_d \cong 60 \text{ \AA}$, следовательно, изменение L_c в магнитном поле пренебрежимо мало ($\approx 10^{-4}$) [1]. При $T > 20$ К рост V_H с увеличением температуры в режиме обеднения свидетельствует о том, что эдс Холла определяется в первую очередь свободными дырками. Однако величина V_H занижена вследствие шунтирующего действия прыжковой проводимости. При обогащении поверхности Si дырками ($V_g < 0$) вклад прыжковой проводимости в $G(V_g)$ становится все менее существенным и V_H резко растет (рис. 2, б).

Отметим, что возможность формирования двух типов поверхностного канала — классического дырочного канала металлической проводимости в режиме обогащения ($V_g < 0$) и квази-2D канала прыжковой проводимости

($V_g > 0$) приводит к ряду особенностей в поведении $G(V_g)$. В частности, при переходе от режима обогащения к режиму обеднения наблюдается спад $G(V_g)$ с последующим ростом и выходом на плато при напряжении на затворе $V_g \cong 2$ В, отвечающем условию формирования квази-2D канала (рис. 3). Значение $G(V_g)$ в окрестности минимума определяется объемной проводимостью структуры в режиме плоских зон G_{fb} , тогда как в области плато ($V_g \geq 2$ В) разность $G_c = G(V_g) - G_{fb}$ суть величина квази-2D прыжковой проводимости, которая по мере заглубления канала с ростом V_g изменяется слабо [7]. Наконец, переход в режиме обогащения к двумерной дырочной проводимости, сопровождающийся заполнением состояний A^+ -зоны атомов бора, происходит при относительно низких значениях потенциала полевого электрода $V_g \leq -2$ В [8]. В этой области при различных T кривые $G(V_g)$ испытывают плавный излом и при достижении вырождения ($V_g \leq -3$ В) сливаются (рис. 3).

Таким образом, сопоставляя результаты, представленные на рис. 2 и 3, можно заключить, что флуктуации V_y возникают при переходе от транспорта свободных дырок по валентной и примесной A^+ -зонам в режиме обогащения ($V_g < 0$) к квази-2D прыжковой проводимости электронов по основным состояниям акцепторов при $V_g > 0$. Характерная амплитуда флуктуаций максимальна в области минимума кривых $G(V_g)$, т.е. в условиях плоских зон, затем при увеличении V_g она резко уменьшается и, наконец, практически перестает изменяться с V_g в области плато $G(V_g)$.

Будем связывать обнаруженные флуктуации V_y с мезоскопическими эффектами, т.е. с проявлением электрической неоднородности микроскопических масштабов в условиях электронного транспорта по локализованным примесным состояниям. Основанием к этому, на наш взгляд, является воспроизводимость флуктуаций V_y , неизменность их положения по оси V_g в широком температурном интервале, а также качественная корреляция зависимости амплитуды флуктуаций от V_g с изменением характерного пространственного масштаба электрической неоднородности, определяемого в режиме прыжковой проводимости плотностью состояний на уровне Ферми [1]: плотность состояний минимальна в условиях плоских зон, когда уровень Ферми расположен в щели Мотта–Хаббарда [9], и постоянна в режиме сильного обеднения, когда вблизи поверхности Si уровень Ферми пересекает уровни акцепторов [8].

Физическая картина наблюдаемого явления представляется следующей. При положительных V_g (рис. 1) низкотемпературная проводимость исследуемой макроскопической системы преимущественно осуществляется по квази-2D каналу прыжками носителей заряда между ближайшими акцепторами [7,8], образующими бесконечный перколяционный кластер — квази-2D случайную сетку [1,2]. Средний размер ячеек такой сетки, характеризующий пространственный масштаб электрической неоднородности объекта, определяется корреляционной

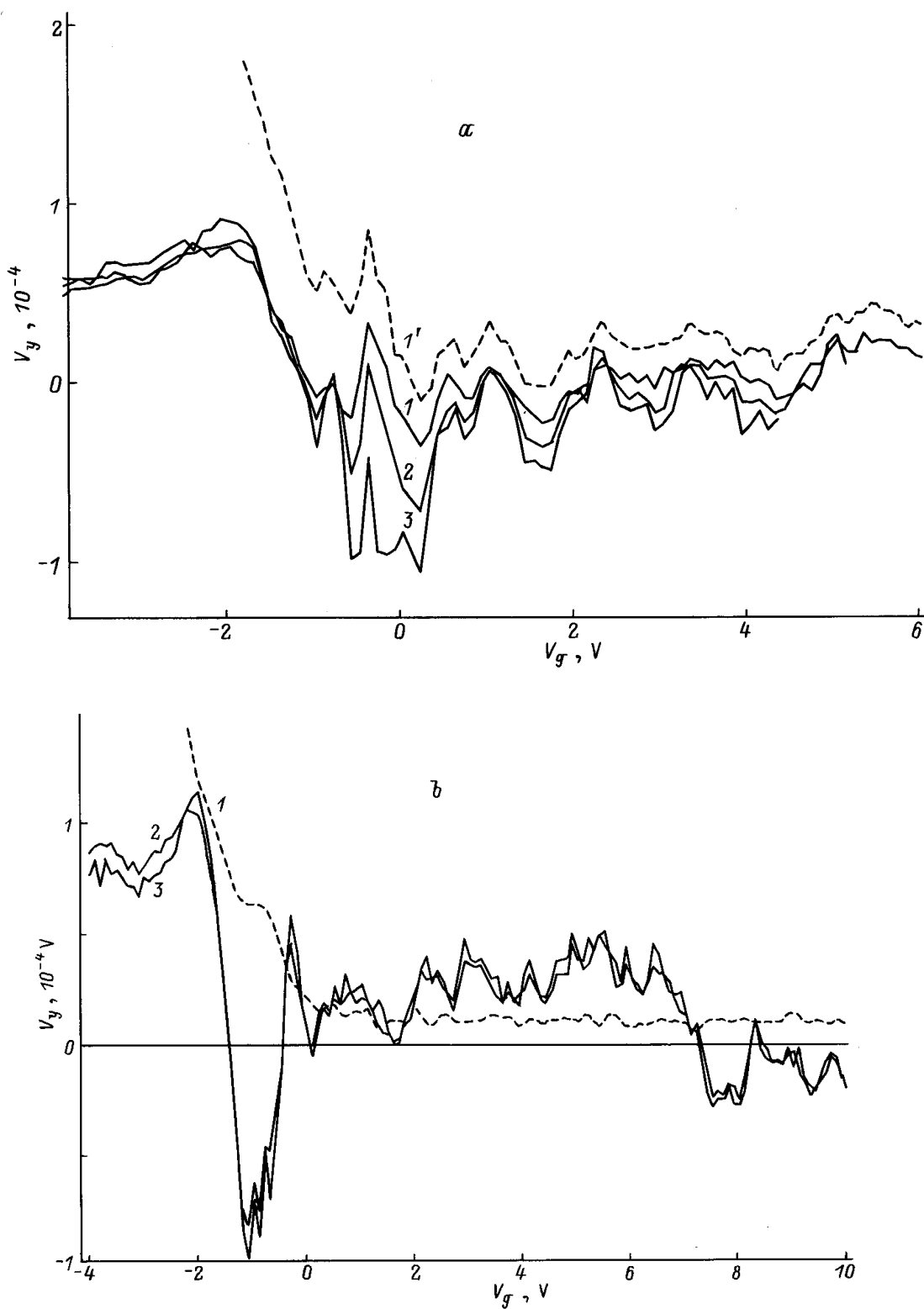


Рис. 2. Зависимость межзондовой разности потенциалов V_y от напряжения полевого электрода V_g при $V_x = 0.125$ В: *a* — при различных температурах, К: 1, 1' — 23.6; 2 — 20.5; 3 — 18.1; кривая 1' получена в магнитном поле 0.7 Тл, перпендикулярном плоскости структуры, остальные — в отсутствие магнитного поля; *b* — при $T = 22.6$ К; $B = 0.9$ Тл; 1 — $V_H = (V_y^\uparrow - V_y^\downarrow)/2$, 2 — $V_f = (V_y^\uparrow + V_y^\downarrow)/2$, 3 — V_y^0 ; V_y^\uparrow и V_y^\downarrow — значения V_y при различных полярностях магнитного поля.

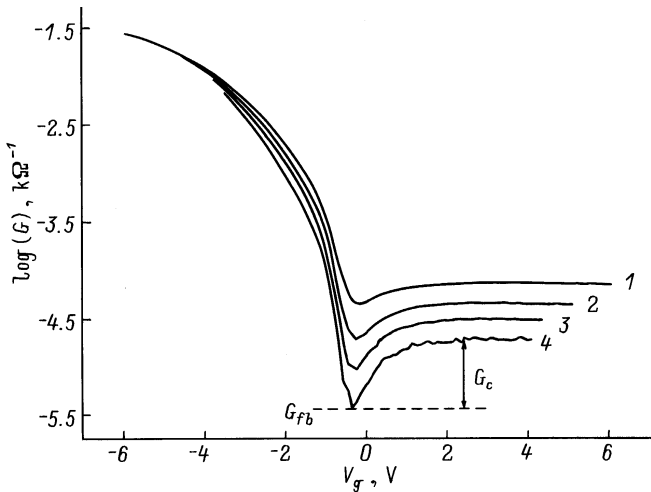


Рис. 3. Проводимость *p*-Si слоя в зависимости от V_g при различных температурах, К: 1 — 23.6, 2 — 20.5, 3 — 18.1, 4 — 15.7.

длиной $L_c = R_c(2R_c/3a_B)^\nu$, где $R_c = 0.865/N_a^{1/3}$ — радиус протекания, ν — критический индекс теории протекания; в 2D случае $\nu = 1.33$ [1,2]. В условиях эксперимента ($N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$) $L_c \cong 300 \text{ \AA}$. При наличии слабого продольного электрического поля E_x среднее падение напряжения на ячейке составляет $E_x L_c$. Следовательно, потенциал произвольно выбранной точки квази-2D канала отличается от ее потенциала в однородном случае на величину порядка $E_x L_c$ в силу хаотической структуры перколяционного кластера. С возрастанием V_g квази-2D канал прыжковой проводимости смещается вглубь слоя *p*-Si по нормали к поверхности. Этот процесс в свою очередь сопровождается изменением конфигурации перколяционной сетки, ибо при различных значениях V_g ее образуют различные группы примесных атомов. Соответственно, при изменении V_g конкретное распределение потенциала будет изменяться, а его локальное значение в фиксированной точке варьировать в пределах $\sim 2E_x L_c$, отражая перестройку перколяционного кластера. Казалось бы, что для наблюдения эффектов такого рода необходимо, чтобы размер потенциальных зондов был меньше L_c .

Обращаясь теперь к реальной конфигурации объектов исследований (см. вставку к рис. 1), отметим, что металлизированные контактные площадки потенциальных зондов удалены за счет выступов от боковой границы канала электронного переноса и поэтому слабо возмущают распределение продольного электрического поля в плоскости канала. Дело в том, что даже в отсутствие металлизации контактная поверхность (торец выступа) практически эквипотенциальна. В электрически однородном образце продольная разность потенциалов между крайними точками этой поверхности $\sim E_x \times w \times \exp(-\pi h/w)$ [10], где h и w — соответственно длина и ширина выступа. В исследованных образцах ($h/w=3$, см. рис. 1) размер области на боковой границе

канала, отвечающей этой разности потенциалов, по порядку величины составляет $w' \sim w \times \exp(-\pi h/w) \cong 5 \text{ \AA}$. Иными словами, потенциал контактной поверхности выступа эквивалентен потенциалу "эффективного зонда" размером $\sim 5 \text{ \AA}$, находящегося на боковой границе канала вблизи оси выступа. На вставке к рис. 1 положения "эффективного зонда" отмечены точками. Поскольку масштаб неоднородности L_c существенно меньше размеров выступов, в режиме прыжковой проводимости рассмотренная картина в целом остается справедливой, т.е., как и в однородном образце, размер эффективного зонда следует принимать порядка $w' < L_c$. Однако, коль скоро в режиме прыжкового транспорта потенциал произвольно выбранной точки канала отличается от его значения в однородном случае на величину $\sim E_x L_c$, то эффективный зонд смещен относительно оси выступа на расстояние порядка L_c . При изменении V_g положение эффективного зонда флуктуирует в пределах $\pm L_c$, приводя к флуктуациям V_y с амплитудой $\sim 2E_x L_c$.

Рассмотрим на основе этих соображений экспериментальные данные, представленные на рис. 2. Как указывалось, при изменении V_g локальное значение потенциала каждого зонда в пределах $2L_c E_x = 2I_x(L_c/L)G^{-1}$, следовательно, характерная амплитуда флуктуаций межзондового напряжения dV_y должна быть того же порядка. В рамках перколяционной теории [1,2] L_c практически не имеет температурной зависимости в условиях прыжковой проводимости с участием ближайших соседей. В этой связи следует ожидать, что отношение силы тока I_x к средней амплитуде флуктуаций межзондового напряжения dV_y , $\Sigma = I_x/dV_y = G \times L/2L_c$ изменяется с температурой пропорционально $G(T)$ и имеет коэффициент пропорциональности $(L/2L_c)$. На практике же (рис. 4, кривая 1) зависимость Σ от G , построенная по данным рис. 2, а и 3, линейной не является, что казалось бы противоречит приведенным выше соображениям. Следует, однако, принимать во внимание конечную проводимость слоя *p*-Si — G_{fb} (см. рис. 3), обусловленную

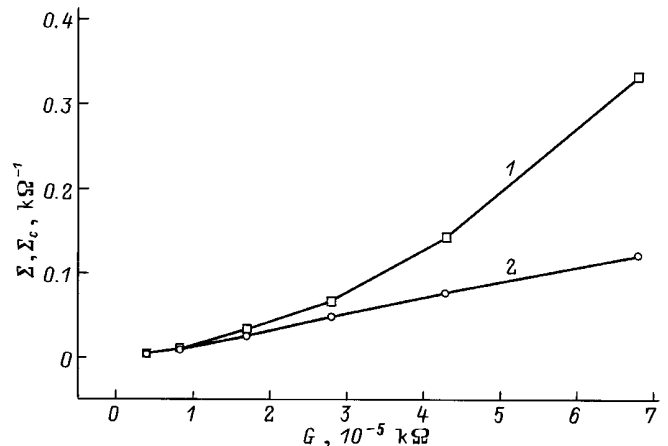


Рис. 4. Зависимость отношения $\Sigma = I/dV_y$ (1) и нормированной величины $\Sigma_c = (I/dV_y) \times G_c / (G_c + C_{fb})$ (2) от G при $V_g \geq 2 \text{ В}$.

прыжками электронов по примесям в объеме, а также наличием свободных дырок при $T > 20$ К, о чем свидетельствует заметная величина холловской составляющей V_y в магнитном поле (рис. 2, *b*). В объеме слоя *p*-Si конфигурация путей протекания практически не изменяется с V_g , поэтому существование объемной проводимости не приводит к дополнительным флуктуациям V_y . Между тем в случае, когда G_{fb} соизмерима с проводимостью квази-2D канала G_c , она оказывает шунтирующее действие на флуктуации V_y . При учете этого обстоятельства нормированное значение Σ , отвечающее отсутствию объемной проводимости, $\Sigma_c = \Sigma \times G_c / (G_c + C_{fb})$, оказывается линейной функцией G (рис. 4, кривая 2), в соответствии с предложенной картиной явления. Определенный по наклону зависимости $\Sigma_c(G)$ масштаб электрической неоднородности 390 \AA согласуется с полученной выше теоретической оценкой $L_c \cong 300 \text{ \AA}$.

Примечательно также, что экспериментальные кривые рис. 2 обнаруживают отчетливо выраженный "период" $\delta V_g \cong 1 \text{ В}$ флуктуирующей составляющей $V_y(V_g)$, если понимать его как среднее расстояние между максимумами данной функции. Расчеты показывают, что приращение V_g на величину δV_g приводит к смещению положения квази-2D канала прыжковой проводимости в глубь слоя *p*-Si на расстояние $l = \varepsilon_d \delta V_g / (4\pi e d N_A) \cong 40 \text{ \AA}$, т.е. на величину порядка среднего межпримесного расстояния $r_d \cong 60 \text{ \AA}$ (ε — диэлектрическая проницаемость диэлектрика, d — его толщина). Это смещение соответствует существенному изменению пространственной конфигурации путей протекания, образующих перколяционный квази-2D кластер (толщиной $\sim r_d$), поскольку расположение акцепторов в плоскостях, отстоящих больше чем на r_d , некоррелировано. Следовательно, именно контролируемое в условиях эксперимента изменение положения квази-2D канала по отношению к поверхности Si, неизбежно сопровождающееся перестройкой перколяционного кластера, приводит к возникновению квазипериодических флуктуаций поперечного межзондового напряжения.

Таким образом, представленные данные являются прямым экспериментальным наблюдением характерного масштаба электрической неоднородности макроскопических объектов, определяемого в случае прыжковой проводимости корреляционным радиусом перколяционного кластера. Этим по сути открывается новая возможность изучения мезоскопических эффектов в разупорядоченных объектах, имеющих перколяционный характер проводимости.

Авторы признательны В.А. Волкову и М.С. Кагану за дискуссии.

Работа выполнена при поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант 96-02-18429-а) и межотраслевой научно-технической программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант 1-052).

Список литературы

- [1] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [2] И.П. Звягин. *Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках* (М., Изд-во МГУ, 1984).
- [3] А.О. Орлов, М.Э. Райх, И.М. Рузин, А.К. Савченко. *ЖТФ*, **96**, 2172 (1989).
- [4] А.И. Якимов, Н.П. Степина, А.В. Двуреченский. *ЖЭТФ*, **102**, 1882 (1992).
- [5] М.Э. Райх, И.М. Рузин, *Письма ЖЭТФ*, **43**, 437 (1986).
- [6] S. Manzini, A. Modelli. *J. Appl. Phys.*, **65**, 2361 (1989).
- [7] A.S. Vedeneev, A.G. Gaivoronskii, A.G. Zhdan, V.V. Rylkov, Yu.Ya. Tkach, A. Modelly. *Appl. Phys. Lett.*, **64**, 2566 (1994).
- [8] А.С. Веденеев, А.Г. Гайворонский, А.Г. Ждан, А. Моделли, В.В. Рыльков, Ю.Я. Ткач. *Письма ЖЭТФ*, **60**, 457 (1994).
- [9] Н. Мотт, Э. Девис. *Электронные процессы в некристаллических веществах* (М., МИР, 1982) [N.F. Mott, E.A. Davis. *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*, 2-nd ed. (Clarendon, Oxford, 1979) v. 1].
- [10] W. Versnel. *J. Appl. Phys.*, **52**, 4659 (1981).

Редактор В.В. Чалдышев

Mesoscopic effects in the range of hopping conductivity of macroscopic quasi-2D objects

B.A. Aronzon*,†, A.S. Vedeneev[◇], V.V. Rylkov^{†,◇}

*Russian Research Center "The Kurchatov Institute", 123182 Moscow

†Scientific Research Center of Applied Electrodynamics, 103498 Moscow

◇Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, 141120 Fryazino, Russia

Abstract Under conditions of the classic field effect, the mesoscopic phenomenon was found out in conductivity of macroscopic ($50 \times 150 \mu\text{m}$) MOS systems based on *p*-Si:B layer with high boron content (up to 10^{18} cm^{-3}). When a voltage of the structure potential electrode is varied, the phenomenon manifests itself as stationary quasiperiodic fluctuations of transverse voltage between potential probes situated at the lateral edges of samples. The fluctuations were observed at relatively high temperatures, $< 30 \text{ K}$. They are associated with reconstruction of the percolation cluster which controls quasi-2D hopping conductivity taking place at intersertion of the bulk impurity band with the Fermi level.