

# Мезоскопические флуктуации проводимости при обеднении встроенного канала полевого транзистора

© Б.А. Аронзон<sup>+</sup>, А.С. Веденев<sup>\*</sup>, А.А. Панферов<sup>+</sup>, В.В. Рыльков<sup>+\*</sup> ¶

<sup>+</sup> Российский научный центр „Курчатовский институт“,  
123182 Москва, Россия

<sup>\*</sup> Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,  
141120 Фрязино, Россия

(Получена 11 января 2006 г. Принята к печати 24 января 2006 г.)

При температуре 77 К в макроскопических Si-МОП структурах со встроенным  $p$ -каналом обнаружены мезоскопические флуктуации недиагональной компоненты тензора сопротивления  $R_{xy}$  в условиях обеднения канала свободными дырками. Установлено, что флуктуации  $\delta R_{xy}$  обусловлены переходом от трехмерной к квазидвумерной перколяционной проводимости свободных дырок во флуктуационном потенциале ионизированных примесей легированного поверхностного  $p$ -слоя, обедняемого под действием эффекта поля. Из анализа  $\delta R_{xy}$  получены оценки радиуса корреляции перколяционного кластера  $L_c$ , определяющего масштаб электрической неоднородности структуры, в зависимости от потенциала затвора  $V_g$ . Показано, что зависимость  $L_c$  от  $V_g$  хорошо описывается в рамках представлений о нелинейном экранировании флуктуационного потенциала дырками и о перколяционном характере их транспорта при изменении  $L_c$  от значений  $\sim 10$  нм до  $\sim 1$  мкм.

PACS: 73.40.Qv, 73.23.-b

## 1. Введение

Разупорядоченным электронным системам конечных размеров присущи мезоскопические явления [1]. Применительно к задачам электронного транспорта эти явления обычно наблюдаются в образцах с размерами меньше или порядка масштаба самоусреднения сопротивления. В случае систем с металлической проводимостью в качестве такого масштаба обычно выступает длина фазовой когерентности волновой функции электрона [2]. В средах с перколяционным характером проводимости могут проявляться эффекты „некогерентной“ мезоскопии [3]. В этом случае характерный масштаб самоусреднения (электрической неоднородности) определяется радиусом корреляции перколяционного кластера  $L_c$  [3,4], и соответствующие явления обычно наблюдаются при размерах объектов, соизмеримых с этим масштабом. Основные эксперименты по исследованию эффектов некогерентной мезоскопии выполнены в режиме прыжковой проводимости на структурах малой длины,  $L < L_c$  [5–7]. Проводимость таких структур определяется перколяционными путями с аномально низким сопротивлением, которые, однако, не образуют бесконечного кластера и поэтому при  $L \gg L_c$  не вносят вклада в электропроводность структуры [3].

Как показано в [8], явления некогерентной мезоскопии могут также наблюдаться в макроскопических объектах с размерами, существенно превышающими  $L_c$ . Это, например, имеет место при наблюдении флуктуаций недиагональной компоненты тензора сопротивления  $R_{xy}$  квазидвумерных (квази-2D) объектов в режиме прыжковой проводимости [8]. Механизм этих флуктуаций связан с тем, что даже в отсутствие геометрической асим-

метрии расположения поперечных (холловских) зондов по отношению к продольному току между зондами возникает разность потенциалов ( $\sim E_x L_c$ , где  $E_x$  — напряженность электрического поля вдоль образца) в силу неоднородности перколяционного кластера на масштабах  $\sim L_c$ . Это в свою очередь приводит к флуктуациям  $R_{xy}$  с амплитудой  $\sim R_{xx}(L_c/L)$  (где  $R_{xx}$  — продольное сопротивление) [8] в условиях, когда при изменении внешних воздействий (поперечного электрического поля, продольного напряжения, температуры и др.) происходит перестройка перколяционного кластера.

Мезоскопические флуктуации  $R_{xy}$  по природе своей отличаются от флуктуаций продольного сопротивления  $R_{xx}$  [3] тем, что определяются проводящими цепочками, образующими бесконечный кластер, и их анализ, следовательно, дает возможность непосредственной экспериментальной оценки важного параметра перколяционной системы — радиуса корреляции  $L_c$  [8]. Ранее подобные эффекты некогерентной мезоскопии наблюдались нами в системах с прыжковой проводимостью — в транзисторных Si-МДП (металл–диэлектрик–полупроводник) структурах при гелиевых температурах, в которых перестройка кластера осуществлялась путем изменения затворного напряжения или продольного поля [8,9], а также в нанокompозитах Fe/SiO<sub>2</sub>, где случайное изменение токовых путей протекания происходило под действием магнитного поля и(или) температуры в условиях температурно-индуцированного перехода металл–изолятор [10,11].

В настоящей работе показано, что мезоскопические флуктуации  $R_{xy}$  также присущи разупорядоченным системам, в которых электронный транспорт осуществляется свободными носителями заряда в условиях сильного флуктуационного потенциала (ФП). В качестве

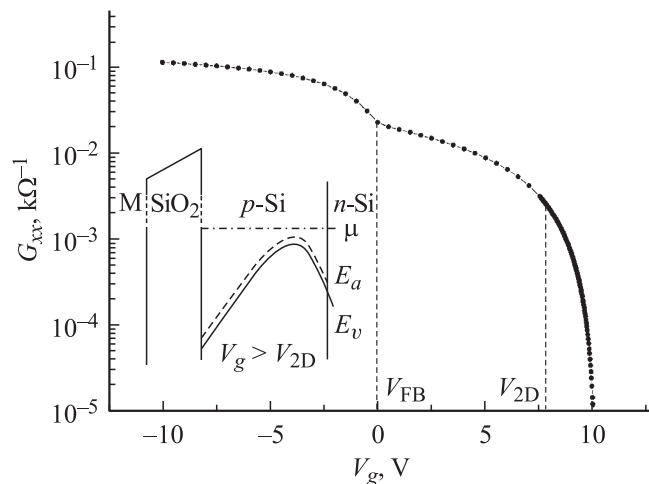
¶ E-mail: rylkov@imp.kiae.ru

модельных объектов выбраны транзисторные Si-МОП (металл–окисел–полупроводник) структуры со встроенным  $p$ -каналом, в которых ФП изменяется при обедняющем потенциале полевого электрода  $V_g$  как за счет электронного экранирования ионизованных акцепторов (источников ФП [12]), так и за счет изменения их концентрации при частичном вымораживании примесей. Как следствие, в рассматриваемом режиме эффекта поля ожидаются существенная перестройка перколяционного кластера и связанные с ней флуктуации  $R_{xy}$ .

## 2. Результаты и их обсуждение

Транзисторные Si-МОП структуры со встроенным  $p$ -каналом длиной  $L = 150$  мкм и шириной  $W = 50$  мкм, выполненные в форме двойного креста, изготовлены по планарной технологии на подложке (100)  $n$ -Si с концентрацией доноров  $N_d \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$  [13]. Поверхностный легированный слой Si:B (встроенный канал) толщиной  $D \approx 0.5$  мкм сформирован ионной имплантацией бора и изолирован от полевого электрода из  $p^+$ -поликремния термическим окислом толщиной  $d = 62$  нм. Концентрация акцепторов определялась из измерений эффекта Холла при комнатной температуре и составляла  $N_a \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . В зависимости от  $V_g$  исследовались диагональная ( $R_{xx}$ ) и недиагональная ( $R_{xy}$ ) компоненты тензора сопротивления при постоянном продольном напряжении ( $\leq 0.1$  В) в области азотных температур.

На рис. 1 приведена зависимость проводимости структуры  $G = 1/R_{xx}$  от  $V_g$  для температуры  $T = 77$  К. Возрастание  $G$  при  $V_g < 0$  (точнее при  $V_g < V_{FB}$ , где  $V_{FB} \approx 0$  — напряжение плоских зон) связано с образованием в режиме обогащения дырочного канала проводимости на интерфейсе Si–SiO<sub>2</sub>, а спад  $G$  при поло-



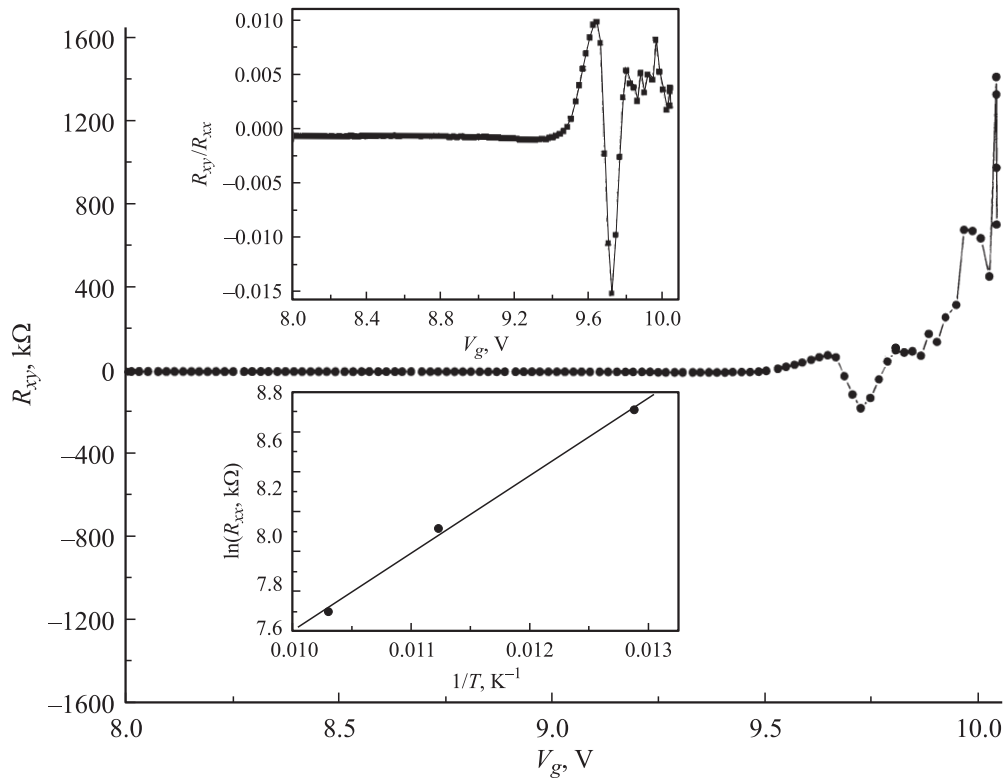
**Рис. 1.** Зависимость диагональной компоненты тензора проводимости  $G_{xx}$  структуры от напряжения на затворе при температуре  $T = 77$  К. На вставке — зонная диаграмма Si-МОП структуры со встроенным  $p$ -каналом.  $\mu$ ,  $E_a$ ,  $E_v$  — энергетическое положение уровня Ферми, уровней акцептора и потолка валентной зоны соответственно.

жительных  $V_g$  — с обеднением легированного слоя Si:B свободными дырками. В режиме обеднения ( $V_g > 0$ ) по мере увеличения затворного напряжения толщина слоя обеднения увеличивается, а канал проводимости пережимается, будучи ограниченным с другой стороны  $p$ - $n$ -переходом. В итоге на границе легированного  $p$ -слоя формируется квази-2D канал проводимости (см. вставку к рис. 1). При этом по обе стороны от квази-2D канала легирующая примесь полностью ионизована, а концентрация свободных дырок в канале убывает с ростом  $V_g$ . Отметим, что аналогичная ситуация возникает при обеднении канала полевого GaAs-транзистора с барьером Шоттки [12], причем в этом случае, как показано в [12], поведение низкочастотной емкости может быть удовлетворительно описано генерацией ФП в условиях его нелинейного экранирования носителями квази-2D канала. В нашем случае переход к проводимости по квази-2D каналу проявляется в изменении характера зависимости  $G(V_g)$  при достижении некоторого порогового значения  $V_g = V_{2D}$  по мере увеличения затворного напряжения. Если при  $V_g < V_{2D} \approx 8$  В проводимость спадает по степенному закону, то при  $V_g \approx V_{2D}$  происходит переход к экспоненциальному уменьшению проводимости с ростом  $V_g$ . С физической точки зрения этот переход (переход к проводимости по квази-2D каналу) связан с тем, что толщина канала проводимости становится сравнимой с корреляционной длиной перколяционного кластера  $L_c$ .<sup>1</sup> При этом флуктуационный потенциал сильно искажает проводимость по квази-2D каналу, образуя „выколотые“ участки в области его максимумов, обтекание которых по третьему измерению невозможно. В этих условиях проводимость будет определяться термоактивацией носителей через седловые области флуктуационного потенциала (на уровень протекания), что и объясняет переход к экспоненциальной зависимости  $G(V_g)$ . Значение затворного напряжения, при котором канал проводимости пережимается полностью,  $V_g = V_t \approx 10$  В.

На рис. 2 приведены зависимости  $R_{xy}$  и отношения  $R_{xy}/R_{xx}$  (верхняя вставка) от напряжения на затворе. В области малых обедняющих напряжений,  $V_g < V_{2D} \approx 8$  В, величина  $R_{xy}$  постоянна и мала (отношение  $\alpha = R_{xy}/R_{xx} \approx -6 \cdot 10^{-4}$ ), что свидетельствует об однородности канала в плоскости и практически симметричном расположении поперечных потенциальных зондов образца. Между тем при переходе от трехмерного (3D) к квази-2D режиму переноса дырок ( $V_g \geq V_{2D}$ )  $R_{xy}$  обнаруживает регулярные флуктуации, усиливающиеся с увеличением  $V_g$ .

Следуя [8], будем считать, что флуктуации  $R_{xy}$  имеют мезоскопическую природу и обусловлены перестройкой перколяционного кластера под действием эффекта поля.

<sup>1</sup> Именно в этом смысле мы употребляем термин „квази-2D канал проводимости“ по аналогии с термином „2D пленка“ при описании продольного транспорта в слоях с прыжковой проводимостью при их толщине меньше  $L_c$  [4].



**Рис. 2.** Зависимость недиагональной компоненты тензора сопротивления  $R_{xy}$  Si-МОП структуры от напряжения на затворе при температуре  $T = 77$  К. На верхней вставке — зависимость отношения  $R_{xy}/R_{xx}$  от напряжения на затворе. На нижней вставке — температурная зависимость сопротивления образца в области наблюдения флуктуаций ( $V_g = 9.6$  В).

Действительно, в условиях генерации ФП ионизованными примесями обедненного слоя Si:В и его нелинейного экранирования квази-2D дырками с концентрацией  $p_s$  амплитуда ФП дается соотношением [14,15]

$$\delta\varphi = A \frac{e^2}{\varepsilon} \frac{N_s}{p_s D} \approx A \frac{e^2}{\varepsilon} \frac{N_s}{p_s (D + d)}, \quad (1)$$

где  $N_s$  — приведенная к поверхности концентрация ионизованных примесей,  $e$  — элементарный заряд,  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость Si,  $A$  — коэффициент порядка единицы. В случае, когда источники ФП расположены между затвором и двумерным каналом,  $A = (2\pi)^{1/2}$  [14]. Примечательно, что в этой ситуации с уменьшением концентрации 2D носителей амплитуда ФП стремится к постоянной величине  $\delta\varphi_g$ , определяемой экранированием крупномасштабных флуктуаций металлическим затвором структуры [14],

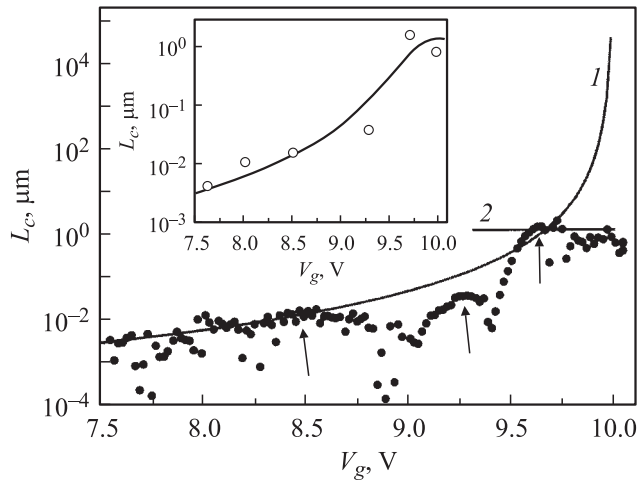
$$\delta\varphi_g = \frac{e^2}{\varepsilon} \sqrt{4\pi N_s (1 - \ln 2)}. \quad (2)$$

В рассматриваемых структурах с концентрацией имплантированной примеси  $N_a \approx 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3} \gg N_d \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$  источники ФП в основном сосредоточены между затвором и квази-2D дырочным каналом, поэтому для оценки амплитуды ФП воспользуемся результатами [14]. Величину  $N_s$  при  $V_g \geq V_{2D}$  найдем, рассматривая

емкость структуры  $C$  как последовательное соединение емкости диэлектрика  $C_d$  и емкости слоя обеднения полупроводника  $C_s = 2C_{sd}$ , где  $C_{sd} \approx \kappa/4\pi D$  — дифференциальная емкость слоя обеднения. При  $V_g = V_t \approx 10$  В получим  $N_s = 2C_d C_{sd} V_t / e(C_d + 2C_{sd}) \approx 1.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , что согласно (2) отвечает значению  $\delta\varphi \approx 29$  мэВ, существенно превышающему тепловую энергию  $kT$ . Величина  $\delta\varphi$  согласуется с энергией активации проводимости ( $\sim 30$  мэВ) в области наблюдения флуктуаций  $R_{xy}$  (см. нижнюю вставку на рис. 2). В этих условиях естественно ожидать, что перенос заряда осуществляется термоактивированными дырками через седловые области ФП, имеющими экспоненциально широкий разброс локального сопротивления в меру вариации показателя степени  $\delta\varphi/kT > 1$  [4,14]. Соответственно проводимость системы приобретает перколяционный характер по уровню протекания с радиусом корреляции перколяционного кластера [4,16]

$$L_c = a \left( \frac{\delta\varphi}{kT} \right)^\nu \approx a \left( \frac{\delta\varphi}{kT} \right). \quad (3)$$

Здесь  $\nu$  — критический индекс теории протекания (мы положили  $\nu = 1$  как среднее между 2D ( $\nu = 1.33$ ) и 3D ( $\nu = 0.83$ ) случаями),  $a$  — характерный пространственный масштаб случайного потенциала, который в нашем случае совпадает с радиусом экранирования ФП [14,15].



**Рис. 3.** Зависимость  $L|R_{xy}/R_{xx} - \alpha|$  от напряжения на затворе при  $T = 77$ , отражающая поведение радиуса корреляции перколяционного кластера  $L_c$ . Стрелками показаны некоторые локальные максимумы зависимости. Сплошная линия 1 — расчетная кривая радиуса корреляции  $L_{cp}(V_g)$  в режиме нелинейного экранирования, полученная с использованием соотношений (1), (3) и (4). Горизонтальная линия 2 — максимальное (расчетное) значение радиуса корреляции  $L_{cg}$ , обусловленное экранированием флуктуационного потенциала затвором структуры. На вставке — зависимость  $L_c$  от напряжения на затворе, полученная путем усреднения в областях локальных максимумов значений  $L|R_{xy}/R_{xx} - \alpha|$ ; сплошная линия — расчетная кривая  $L_c(V_g)$ .

При  $p_s > N_s^{1/2}/D$

$$a = N_s/Dp_s^2. \quad (4)$$

В противоположном случае, в условиях экранирования ФП затвором структуры [14],

$$a = 2(1 - \ln 2)D. \quad (5)$$

Согласно (1), (3) и (4), для расчета кривой  $L_c(V_g) = L_{cp}(V_g)$ , отвечающей режиму нелинейного экранирования ФП, необходимо знать зависимость концентрации дырок в канале  $p_s$  от потенциала затвора, которая может быть найдена из данных эффекта поля (рис. 1) по методике [17]. В диапазоне  $V_{2D} < V_g < V_t$  зависимость  $p_s(V_g)$  определяется соотношением  $p_s \approx C_d C_{sd}(V_t - V_g)/e(C_d + C_{sd})$ . Подставляя в (1) и (4) это  $p_s$  и значение  $N_s = 2C_d C_{sd} V_t / e(C_d + 2C_{sd}) \approx 1.4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  ( $V_t = 10 \text{ В}$ ), с использованием (3) получаем зависимость  $L_{cp}(V_g)$ , представленную на рис. 3. При  $V_g \rightarrow V_t$  зависимость  $L_{cp}(V_g)$  расходится, и при  $p_s < N_s^{1/2}/D$  радиус экранирования ФП начинает определяться расстоянием до затвора структуры. В этих условиях, как следует из (2), (3) и (5),  $L_c(V_g) = L_{cg}(V_g) = \text{const}$  (горизонтальная линия на рис. 3), и при  $V_g \geq 9.7 \text{ В}$  радиус корреляции  $L_c(V_g)$  стремится к постоянной величине  $L_c = L_{cg} \approx 1.3 \text{ мкм}$ .

Проанализируем теперь поведение радиуса корреляции перколяционного кластера  $L_c$  от потенциала затвора  $V_g$  исходя из результатов измерений флуктуаций недиагональной компоненты тензора сопротивления  $R_{xy}$ . Флуктуации  $R_{xy}$  ранее исследовались в транзисторных Si-МОП структурах [8] в режиме прыжковой проводимости в условиях, когда при перестройке кластера оставался неизменным его радиус корреляции  $L_c$ . При этом было показано, что

$$L_c \approx \frac{(\delta R_{xy})_a L}{2R_{xx}}, \quad (6)$$

где  $(\delta R_{xy})_a$  — характерная амплитуда флуктуации, определяемая по разности значений  $R_{xy}$  в минимумах и максимумах. В рассматриваемых условиях перестройка кластера сопровождается сильным изменением  $L_c$  (рис. 3), поэтому при экспериментальной оценке радиуса корреляции будем анализировать огибающую модуля отношения  $\delta R_{xy}/R_{xx}$  с использованием (6).

На рис. 3 показана зависимость  $L|R_{xy}/R_{xx} - \alpha|$  от  $V_g$ , на которой явно проявляются локальные максимумы (некоторые из них показаны стрелками). Усредняя в этих областях значение  $L|R_{xy}/R_{xx} - \alpha|$ , определяем зависимость  $L_c(V_g)$ , представленную на вставке к рис. 3. На этой же вставке приведена расчетная зависимость  $L_c(V_g)$ , полученная по интерполяционной формуле:  $L_c(V_g) = L_{cp}L_{cg}/(L_{cp} + L_{cg})$ . Как видно, эта зависимость хорошо описывает экспериментальную кривую  $L_c(V_g)$ , найденную из анализа флуктуаций недиагональной компоненты  $R_{xy}$  при изменении  $L_c$  в диапазоне от  $\sim 10 \text{ нм}$  до  $\sim 1 \text{ мкм}$ .

### 3. Заключение

В заключение отметим, что представленные результаты могут быть использованы как метод экспериментального изучения пространственных масштабов электрических неоднородностей в широком классе двумерных объектов, в которых канал проводимости формируется пороговым образом.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ (грант № 2503), РФФИ (грант № 06-02-17529-а), а также РНП (№ 2.1.4639).

### Список литературы

- [1] Y. Imry. *Introduction to mesoscopic physics* (Oxford, Oxford University Press, 1997).
- [2] Б.Л. Альтшулер, Б.З. Спивак. Письма ЖЭТФ, **42**, 363 (1985); Б.Л. Альтшулер, Д.Е. Хмельницкий. Письма ЖЭТФ, **42**, 291 (1985).
- [3] М.Э. Райх, И.М. Рузин. Письма ЖЭТФ, **43**, 437 (1986).
- [4] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [5] А.О. Орлов, М.Э. Райх, И.М. Рузин, А.К. Савченко. ЖЭТФ, **96**, 2172 (1989).

- [6] А.И. Якимов, Н.П. Степина, А.В. Двуреченский. ЖЭТФ, **102**, 1882 (1992).
- [7] Б.И. Белевцев, Е.Ю. Беляев, Е.Ю. Копейченко. ФНТ, **22**, 1070 (1996).
- [8] Б.А. Аронзон, А.С. Веденеев, В.В. Рыльков. ФТП, **31**, 648 (1997); B.A. Aronzon, V.V. Rylkov, A.S. Vedeneev, J. Leotin. Physica A, **241**, 259 (1997).
- [9] Б.А. Аронзон, Д.Ю. Ковалев, В.В. Рыльков. ФТП, **39**, 844 (2005).
- [10] В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон, А.Б. Давыдов, Д.Ю. Ковалев, Е.З. Мейлихов. ЖЭТФ, **121**, 908 (2002).
- [11] V. Raquet, M. Goiran, N. Negre, J. Leotin, B. Aronzon, V. Rylkov, E. Meilikhov. Phys. Rev. B, **62**, 17 144 (2000).
- [12] А.О. Орлов, А.К. Савченко, Б.И. Шкловский. ФТП, **23**, 1334 (1989).
- [13] S. Manzini, A. Modelly. J. Appl. Phys., **65**, 2361 (1989); A.S. Vedeneev, A.G. Gaivoronskii, A.G. Zhdan, A. Modelli, V.V. Rylkov, Yu.Ya. Tkach. Appl. Phys. Lett., **64**, 2566 (1994).
- [14] В.А. Гергель, Р.А. Суриц. ЖЭТФ, **75**, 191 (1978).
- [15] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Письма ЖЭТФ, **44**, 520 (1986).
- [16] Б.И. Шкловский. ФТП, **13**, 93 (1979).
- [17] А.С. Веденеев, В.А. Гергель, А.Г. Ждан, В.Е. Сизов. Письма ЖЭТФ, **58**, 368 (1993).

Редактор Л.В. Шаронова

## Conductance mesoscopic fluctuations under the field effect transistor built-in channel depletion

B.A. Aronzon<sup>+</sup>, A.S. Vedeneev<sup>\*</sup>, A.A. Panferov<sup>+</sup>, V.V. Rylkov<sup>+</sup>\*

<sup>+</sup> RRC Kurtchatov Institute,  
123182 Moscow, Russia

<sup>\*</sup> Institute of Radioengineering and Electronics,  
Russian Academy of Sciences,  
141120 Fryazino, Russia

**Abstract** Mesoscopic fluctuations of the resistance tensor non-diagonal element  $R_{xy}$  have been found in macroscopic Si-MOS structures with a built-in  $p$ -channel at  $T = 77$  K when the free hole depletion takes place. The fluctuations  $\delta R_{xy}$  have been conditioned on a transition from 3D to quasi-2D percolation conductance of free holes at the fluctuation potential (FP) formation with ionized impurities in the field effect depleted  $p$ -doped surface layer. The percolation cluster correlation radius  $L_c$  assigning the structure disorder space scale has been estimated as a function of the gate voltage  $V_g$  using the  $\delta R_{xy}$  analyses. The  $L_c$  vs.  $V_g$  dependence has been well described in conception of the FP non-linear screening with holes and the hole percolation transport when the  $L_c$  is varied from  $\sim 10$  nm to  $\sim 1$   $\mu$ m at the field effect.