Точечные квантовые контакты в разупорядоченных Si-МОП структурах с инверсионным p-каналом: нелинейное поведение системы в продольном и поперечном электрическом поле

© А.С. Веденеев[¶], М.А. Феклисов

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141190 Фрязино, Россия

(Получена 1 августа 2005 г. Принята к печати 13 января 2006 г.)

В условиях перколяционного перехода диэлектрик–металл обсуждается поведение латеральной проводимости G мезоскопических Si-МОП структур с инверсионным p-каналом, обладающих высокой концентрацией встроенных (ионных) зарядов ($N_t \leq 3 \cdot 10^{12}\,\text{см}^{-2}$). При температурах $\geq 77\,\text{K}$ на зависимостях G от поперечного (V_g) и продольного (V_d) напряжений обнаружены: квазиплато $G(V_g)$ при $G \approx 2e^2/h$ и минимум $G(V_d)$ при $|V_d| < 0.1\,\text{В}$ ($G \ll e^2/h$). Демонстрируется соответствие данных, полученных из эффекта поля, результатам расчета характеристик точечного квантового контакта (параметры кривизны потенциала в продольном и поперечном направлениях $\hbar\omega_x \approx \hbar\omega_y \approx 10\,\text{мэВ}$) и порядковое отличие $\hbar\omega_x \approx 300\,\text{мэВ}$, определенного из зависимости $G(V_d)$. Отличие связывается с нелинейностью системы квантовых контактов по отношению к продольному и поперечному электрическому полю. Показано, что число квантовых контактов на пути протекания изменяется под действием поля в диапазоне $1 \leq N \leq 30$.

PACS: 73.40.Qv, 73.23.–b

Практические структуры металл–диэлектрик–полупроводник (МДП) обычно разупорядочены вследствие повышенного содержания встроенных (примесных) зарядов, индуцирующих флуктуационный потенциал (ФП) границы раздела полупроводник–диэлектрик. В современных транзисторных структурах, например HEMT [1], концентрация встроенных зарядов $N_t \geq 10^{12}\,\text{см}^{-2}$, а амплитуда ФП $\Delta = (e^2/\kappa)\sqrt{\pi N_t} \geq 20\,\text{мэВ}$ [2] превышает kT уже при азотных температурах (e — заряд электрона, κ — средняя диэлектрическая проницаемость границы полупроводника с диэлектриком, T — температура, k — постоянная Больцмана). В условиях сильного ФП латеральная проводимость структуры G осуществляется за счет перехода носителей заряда между ямами хаотического потенциального рельефа через седловые области ФП. Характерные размеры таких областей определяются нижним пределом пространственного масштаба флуктуаций и при $N_t \geq 10^{12}\,\text{см}^{-2}$ соизмеримы с длиной волны носителей. В этих условиях перевальные области ФП выступают как точечные квантовые контакты [3,4], а проводимость структуры в свою очередь приобретает квантовый характер e^2/h. Данные области, хаотически распределенные по энергии в интервале Δ, характеризуются широким спектром флуктуаций локального сопротивления, что обусловливает перколяционный режим электронного переноса [5]. Соответственно образцам с длиной, соизмеримой с радиусом корреляции перколяционного кластера L_c, присущи явления некогерентной мезоскопики [4,6]. Перенос заряда в них осуществляется по малому числу аномально низкоомных путей протекания и контролируется критическими (наиболее высокоомными) участками таких путей — одиночными квантовыми контактами. Такая ситуация, недавно реализованная нами в разупорядоченных Si-МНОП структурах (металл–нитрид–окисел–полупроводник) [7,8], интересна тем, что допускает количественный анализ характеристик квантовых контактов, образуемых седловыми областями ФП. В настоящей работе исследуется поведение системы квантовых контактов в поперечном (эффект поля) и продольном электрических полях на примере разупорядоченных Si-МОП структур (металл–окисел–полупроводник) с инверсионным p-каналом.

В качестве объектов исследования выбраны модельные Si-МОП структуры (длина полевого электрода в направлении тока $L = 10\,\text{мкм}$, толщина затворного слоя SiO_2 $d = 200\,\text{нм}$), изготовленные на слабо легированном n-Si (КЭФ10) ориентации (100) по HCl-технологии [9]. Образцы, изготовленные по этой технологии, содержат ионные заряды, наиболее подвижные из которых — ионы Na^+ [10]. Подвижные ионы позволяют создавать встроенные заряды вблизи границы раздела Si–SiO_2 с концентрацией $N_t \sim 10^{13}\,\text{см}^{-2}$ [11,12], являющиеся источниками сильного ФП [2]. В нашем случае смещение ионов к границе Si–SiO_2 достигалось путем термополевого воздействия [9]. Образцы нагревались до 250°C и выдерживались при этой температуре при напряжении полевого электрода $\leq +40\,\text{В}$ в течение заданного времени (до 300 мин). Величина N_t, задаваемая в диапазоне 10^{11}–$3 \cdot 10^{12}\,\text{см}^{-2}$ временем выдержки образцов и напряжением полевого электрода, контролировалась по смещению напряжения порога кривых эффекта поля [11].

По модуляционной методике измерялась дифференциальная проводимость $G = dI/dV_d$ (I — сила тока в канале) в зависимости от потенциала полевого электрода V_g и продольного напряжения V_d. На рис. 1 приведены зависимости $G(V_g)$, измеренные при $V_d \approx 1\,\text{мВ}$ и $T = 77\,\text{K}$

[¶] E-mail: asv335@mail.ru

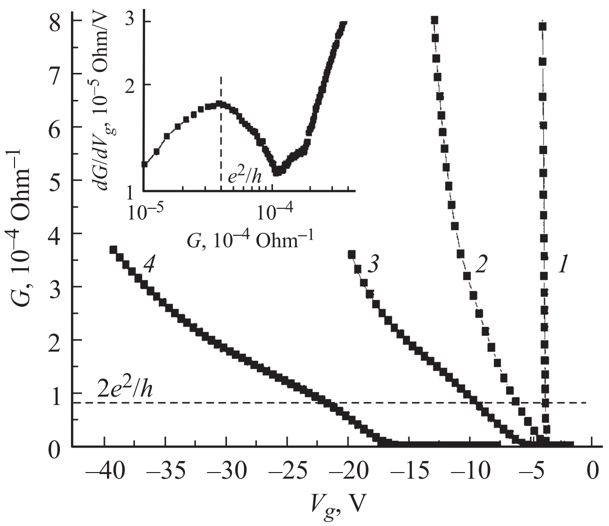

Рис. 1. Зависимость проводимости от поперечного напряжения в режиме эффекта поля при $T = 77$ K для исходного состояния образца (*1*) и $N_t = 6 \cdot 10^{11}$ (*2*), $1 \cdot 10^{12}$ (*3*), $2.5 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ (*4*). На вставке — производная $\partial G/\partial V_g$ для $N_t = 2.5 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$.

для различных значений N_t. При $N_t \geq 10^{12}$ см$^{-2}$ на кривых эффекта поля появляется область квазиплато при $G \approx 2e^2/h$, обусловливающая возникновение максимума производной dG/dV_g при $G \approx e^2/h$ (вставка к рис. 1). Эти особенности означают, что в режиме промежуточной и слабой инверсии ($G \leq e^2/h$) перевальные области ФП выступают как точечные квантовые контакты. Более того, они свидетельствуют о том, что с повышением N_t образцы становятся мезоскопическими, а именно, электронный перенос в них преимущественно осуществляется по наиболее низкоомному пути протекания и ограничен самой высокоомной перевальной областью, т. е. одиночным квантовым контактом [13]. Данное обстоятельство не вызывает недоумения, поскольку, как было показано в [7], радиус корреляции перколяционного кластера в условиях экспериментов превышает 10 мкм.

Оценим на этих основаниях характеристики квантового контакта в рамках модели параболического седлового потенциала [14] для $N_t = 2.5 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$ (амплитуда флуктуаций $\Delta \approx 50$ мэВ $\gg kT$ удовлетворяет критерию сильного ФП [2]). Проводимость G области седлового потенциала

$$\varphi = V_s - m\omega_x^2 x^2/2 + m\omega_y^2 y^2/2 \qquad (1)$$

при энергии Ферми $\varepsilon_F \leq V_s + \hbar\omega_y$ имеет вид

$$G = \frac{2e^2}{h}\left[1 + \exp\left(-2\pi\frac{\varepsilon_F - V_s - \hbar\omega_y/2}{\hbar\omega_x}\right)\right]^{-1}. \qquad (2)$$

Здесь V_s — потенциал седловой точки, m — эффективная масса носителей заряда (дырок), ω_x и ω_y — параметры, характеризующие кривизну потенциала в направлении электронного переноса (x) и в поперечном направлении (y). Перевальные области ФП практически симметричны ($\omega_x \approx \omega_y$) [7], и для образования в них квантовых контактов необходимо выполнение условия $\hbar\omega_y \leq \Delta$. Используя зависимость G от ε_F (2), получим оценку параметра $\hbar\omega_x$ по экспериментальным кривым эффекта поля $G(V_g)$. Учитывая, как и в [7], что $\partial V_g/\partial\varepsilon_F \approx eN_{ss}/C$ (C — удельная емкость МОП структуры, N_{ss} — эффективная плотность состояний на границе полупроводник–изолятор, $N_{ss} \approx m/\pi\hbar^2$ в рассматриваемом диапазоне изменения ε_F [2]), получаем выражение

$$\hbar\omega_x = -\frac{2\pi C}{eN_{ss}}\left(\frac{\partial \ln[(2e^2/h)/G - 1]}{\partial V_g}\right)^{-1} \qquad (3)$$

для определения $\hbar\omega_x$ по экспериментальной зависимости $G(V_g)$. Следуя [7], по данным эффекта поля можно также получить оценку параметра $\hbar\omega_y \approx C\Delta V_g/eN_{ss}$, где $\Delta V_g = V_g|_{G=e^2/h} - V_g|_{G=(2e^2/h)\exp(-\pi)}$. В нашем случае, полагая $N_{ss} \approx D = m/\pi\hbar^2$ (см. [4,7]), имеем $\hbar\omega_y \approx 20$ мэВ.

На рис. 2 показан параметр $\hbar\omega_x$ как функция G. В области $G \sim e^2/h$ величина $\hbar\omega_x \approx 10$ мэВ, практически постоянна и согласуется с оценкой $\hbar\omega_x \sim \hbar\omega_y \sim \pi N_t \hbar^2/2m \approx 15$ мэВ для $N_t = 2.5 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$. С уменьшением проводимости (т. е. ε_F) $\hbar\omega_x$ спадает, что типично для МДП структур и, по-видимому, обусловлено отклонением распределения потенциала седловой области от параболического закона [8] или спадом N_{ss} в „хвосте“ плотности состояний [2,11]. При этом выполняются неравенства $\Delta > \hbar\omega_x$, $\hbar\omega_y > kT$, подтверждающие возможность возникновения квантовых контактов в перевальных областях ФП и их проявление в эксперименте.

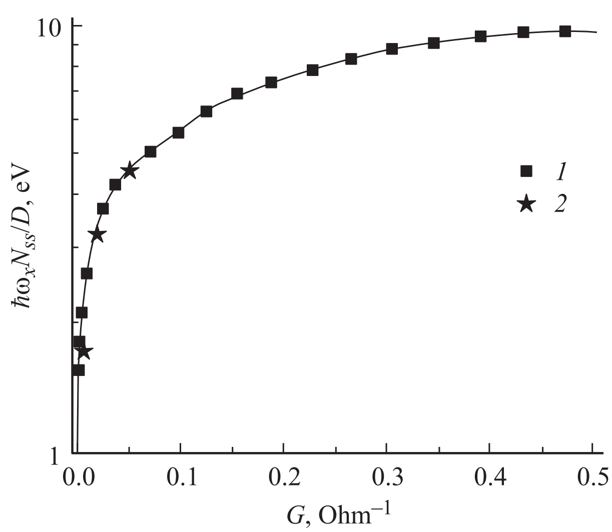

Рис. 2. Параметр $\hbar\omega_x$ в зависимости от проводимости G, определенной по данным эффекта поля (*1*) и зависимости $G(V_d)$ (*2*). N_{ss} — эффективная плотность состояний на границе Si–SiO$_2$, $D = m/\pi\hbar^2$ [4,7].

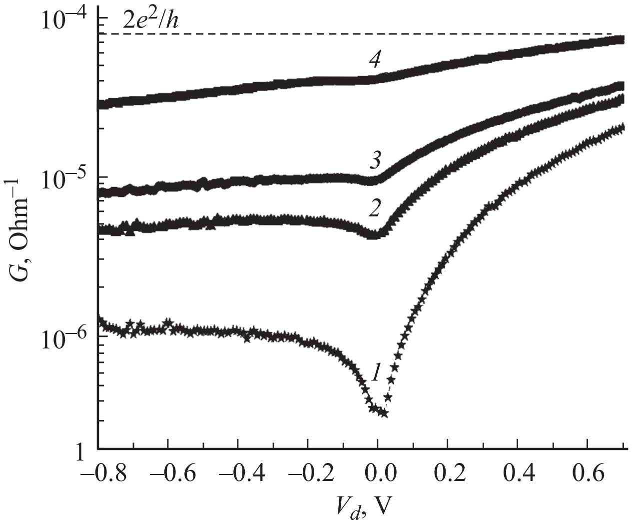

Рис. 3. Зависимость проводимости от продольного напряжения для $V_g = 6.1$ (*1*), 6.7 (*2*), 7.1 (*3*) и 8.9 В (*4*). $N_t = 2.5 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$.

Обратимся теперь к зависимости проводимости от продольного напряжения V_d (рис. 3). На фоне плавного изменения G, связанного с перераспределением дырок по длине канала [9,11], экспериментальные кривые, соответствующие $G \ll e^2/h$, обнаруживают минимум в диапазоне $|V_d| \leq 100$ мВ при $V_d \approx 0$. Минимум обусловлен увеличением туннельной прозрачности седловой области в продольном электрическом поле, а его наличие подтверждает модель электронного переноса, ограниченного точечным квантовым контактом. Согласно [15], зависимость проводимости от продольного напряжения в области минимума имеет вид

$$G = G_0\left[\exp\left(\frac{\pi V_d}{\hbar\omega_x}\right)\left(1 - \frac{V_d}{4(V_s + \hbar\omega_y/2)}\right) + \exp\left(-\frac{\pi V_d}{\hbar\omega_x}\right)\left(1 + \frac{V_d}{4(V_s + \hbar\omega_y/2)}\right)\right], \qquad (4)$$

что позволяет дополнительно получить оценку параметра $\hbar\omega_x$. (В (4) G_0 — проводимость при $V_d = 0$, определяемая (2)). Значения $\hbar\omega_x$, определенные для $V_d = 0$, (рис. 4) совпадают с результатами, полученными из данных эффекта поля (рис. 2). Иными словами, при малых V_d результаты анализа зависимостей G от продольного и поперечного напряжений согласуются в рамках рассматриваемой модели. Между тем с увеличением $|V_d|$ $\hbar\omega_x$ возрастает до величин ~ 300 мэВ, существенно превышающих амплитуду ФП $\Delta \approx 50$ мэВ, что противоречит образованию квантовых контактов в перевальных областях ФП.

Будем связывать данное противоречие с проявлением микроскопической структуры пути протекания. Действительно, путь формируется потенциальными ямами, последовательно объединенными точечными квантовыми контактами. Эти контакты различаются значениями потенциала V_s (1), представляющего собой случайную функцию с дисперсией $\sim \Delta$. Характерный размер ям определяется радиусом электронного экранирования R_s [2], что дает оценку числа квантовых контактов на пути протекания $N \sim L/R_s$. При малой концентрации носителей заряда (дырок) в инверсионном канале $R_s \leq 2d$, откуда $N \geq 25$. Как было показано выше, исследуемые образцы являются мезоскопическими ($L \leq L_c$). Это означает, что при малых V_d сопротивление пути протекания определяется критическим контактом с наибольшим значением V_s, тогда как остальные контакты имеют существенно более низкое сопротивление в меру величины $\exp(-2\pi\Delta/\hbar\omega_x) \ll 1$. Малое продольное напряжение, падая в основном на самом высокоомном контакте, снижает V_s на величину $\sim V_d/2$ [15], что приводит к снижению сопротивления контакта (см. (4)). По этой причине происходит перераспределение продольного напряжения между контактами, число которых N возрастает с $|V_d|$ от 1 до $\sim L/R_s$ при $|V_d| \geq \Delta$. Данное обстоятельство и приводит к наблюдаемому возрастанию $\hbar\omega_x$ в N раз по отношению к его значению при $V_d = 0$ (рис. 4). Свойство случайных систем нелинейных контактов гомогенизироваться в продольном электрическом поле в целом известно и обсуждалось, например, в [16].

Рассмотрим проявление нелинейности квантовых контактов в эксперименте по эффекту поля. Обращаясь к рис. 1 (кривая *4*), отметим две области, соответствующие различному характеру электронного переноса. В первой из них, при $G \leq e^2/h$, преобладает туннелирование носителей заряда (дырок) через точечный квантовый контакт, тогда как во второй области основной вклад в проводимость вносят свободные дырки, о чем, например, свидетельствует возникновение эффекта Холла при $G \geq e^2/h$ [7]. Такое пороговое поведение проводимости естественно связывать с тем, что кванто-

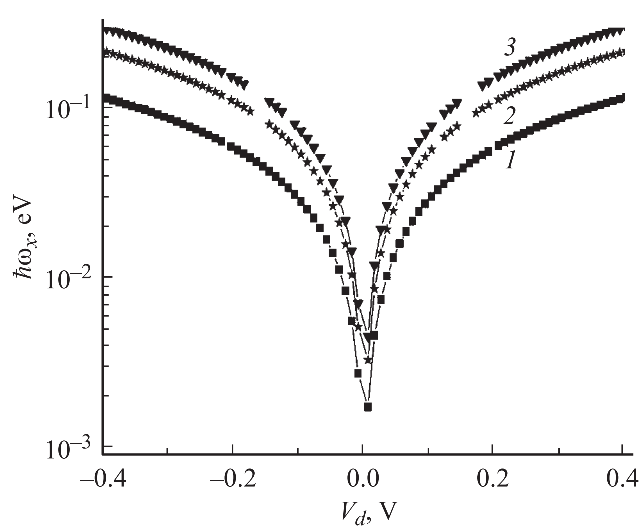

Рис. 4. Параметр $\hbar\omega_x$ в зависимости от продольного напряжения для $V_g = 6.1$ (*1*), 6.7 (*2*) и 7.1 В (*3*).

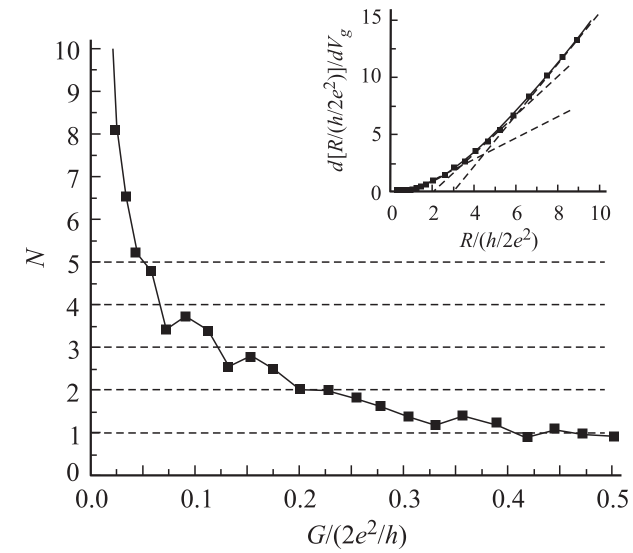

Рис. 5. Число квантовых контактов N в зависимости от G в режиме эффекта поля для $N_t = 3 \cdot 10^{12}$ см$^{-2}$. На вставке — производная $\partial R/\partial V_g$ как функция R.

вый контакт [3] проявляется лишь при энергиях ниже или вблизи положения седловой точки V_s, тогда как при $\varepsilon \ge V_s + \Delta$ носители заряда оказываются в области квазинепрерывного спектра [2].

Энергия Ферми, изменяющаяся при эффекте поля, поочередно пересекает пороги V_{si} перехода перевальных областей ФП от одного режима проводимости к другому. В этой ситуации ожидается изменение числа N квантовых контактов на пути протекания, приводящее к особенностям поведения суммарного сопротивления системы

$$R = \left(\frac{2e^2}{h}\right)^{-1}\left[N + \sum_{i=1}^{N}\exp\left(-2\pi\frac{\varepsilon_F - V_{si} - \hbar\omega_y/2}{\hbar\omega_x}\right)\right]. \tag{5}$$

Действительно, производная экспериментальной зависимости $R(V_g)$,

$$\frac{\partial R}{\partial V_g} \propto \frac{\partial R}{\partial \varepsilon_F} = -\frac{2\pi}{\hbar\omega_x}(R - Nh/2e^2), \tag{6}$$

как ожидается, представляет собой линейную функцию R, а результат ее экстраполяции к значению $R = 0$ определяет величину N (см. вставку к рис. 5). Изменение N в режиме эффекта поля иллюстрирует рис. 5. Как видно, $N = 1$ при $G \approx e^2/h$ и возрастает с уменьшением G до значений > 10, что качественно согласуется с результатом анализа зависимости G от V_d.

Отметим в заключение, что обнаруженные особенности полевых зависимостей проводимости могут иметь и иную природу — например, быть связанными с эффектами когерентного рассеяния носителей заряда в квантовых точках [17], образуемых близко расположенными (соседними) седловыми областями ФП. Эта ситуация, предполагающая, что соседние седловые области имеют близкие значения V_s, представляется невозможной в нашем случае. Действительно, следуя [2], нетрудно убедиться в том, что соседние седловые области ФП различаются по V_s на величину $\delta V_s \ge \Delta$, существенно превышающую значения параметра $\hbar\omega_x/2\pi$, ответственного за их сопротивление (5). По этой причине квантовые контакты как критические резистивные элементы перколяционных путей образуются одиночными перевальными областями ФП, удаленными друг от друга на расстояние не менее чем $\sim R_s$.

Таким образом, обнаруженная нелинейность системы точечных квантовых контактов определяет поведение структур во внешнем продольном и поперечном электрическом поле, что может оказаться существенным при анализе ступеней квантования проводимости.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (06-02-17529-а), МНТЦ (2503), программы РАН „Низкоразмерные квантовые структуры" и РНП (2.1.4639).

Авторы признательны В.А. Сабликову за дискуссии.

Список литературы

[1] М. Шур. *Современные приборы на основе арсенида галлия* (М., Мир, 1991). [Пер. с англ.: M. Shur. GaAs *Devices and Circuits* (Plenum Press, N.Y.–London, 1987)].
[2] В.А. Гергель, Р.А. Сурис. ЖЭТФ, **84**, 719 (1983).
[3] Y. Meir. Phys. Rev. Lett., **83**, 3506 (1999).
[4] Й. Имри. *Введение в мезоскопическую физику* (М., Физматлит, 2002). [Пер. с англ.: Y. Imry. *Introduction to Mesoscopic Physics* (Oxford, University Press, 2002)].
[5] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
[6] A.I. Yakimov, N.P. Stepina, A.V. Dvurechenskii. Phys. Low-Dim. Structur., **6**, 75 (1994).
[7] Б.А. Аронзон, Д.А. Бакаушин, А.С. Веденеев, А.Б. Давыдов, Е.З. Мейлихов, Н.К. Чумаков. ФТП, **35**, 448 (2001).
[8] А.Б. Давыдов, Б.А. Аронзон, Д.А. Бакаушин, А.С. Веденеев. ФТП, **36**, 1241 (2002).
[9] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984). [Пер. с англ.: S.M. Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (J. Willey & Sons, N.Y., 1981)].
[10] E.N. Nicollian, J.R. Brews. *MOS Physics and Technology* (N.Y., Willey, 1982).
[11] Т. Андо, А. Фаулер, Ф. Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985). [Пер. с англ.: T. Ando, A. Fowler, and F. Stern. Rev. Mod. Phys., **54**, 437 (1982)].
[12] A.B. Fowler, A. Harstein. Phil. Mag. B, **42**, 949 (1980).
[13] E.Z. Meilikhov. Cond-matt/0505409. http://arxiv.org
[14] M. Buttiker. Phys. Rev. B, **41**, 906 (1990).
[15] T. Ouchterlony, K.-F. Berggren. Phys. Rev. B, **52**, 16 329 (1995).
[16] Б.И. Шкловский. ФТП, **13**, 93 (1979).
[17] В.А. Ткаченко, О.А. Ткаченко, З.Д. Квон, Д.Г. Бакшеев, А.Л. Асеев, Ж.К. Портал. Письма ЖЭТФ, **80**, 688 (2004).

Редактор Л.В. Шаронова

Point quantum contacts in disordered Si-MOS structures with an inversion *p*-channel: the system nonlinear behavior in longitudinal and transverse electric field

A.S. Vedeneev, M.A. Feklisov

Institute of Radioengineering and Electronics,
Russian Academy of Sciences,
141190 Fryazino, Russia

Abstract The conductance G behavior of the mesoscopic Si-MOS structures with the inversion p-channel and increased built-in charge (the ion charge) concentration ($N_t \le 3 \cdot 10^{12}\,\mathrm{cm}^{-2}$) is being discussed under the metal–insulator percolation transition. At temperatures $\ge 77\,\mathrm{K}$ for the G dependence on transverse, the V_g, and longitudinal, the V_d, voltage the quasi–plateau of the $G(V_g)$ at $G \approx e^2/h$ and minimum of the $G(V_d)$ at $|V_d| \le 100\,\mathrm{mV}$ ($G \ll e^2/h$) have been revealed. Calculated point quantum contact characteristic energies, $\hbar\omega_x \approx \hbar\omega_y \approx 10\,\mathrm{meV}$, have been shown to be in agreement with results of the field effect data analysis but in contrast to the $\hbar\omega_x \approx 300\,\mathrm{meV}$ determined with the $G(V_d)$ dependence. The difference is delivered to the quantum contact system nonliniarity regarding to the longitudinal and transverse electric field. A number of contacts along the percolation path was found to be changed in the electric field, $1 \le N \le 30$.