

Неомическая прыжковая квазидвумерная проводимость и кинетика ее релаксации

© Б.А. Аронзон[¶], Д.Ю. Ковалев, В.В. Рыльков*

Российский научный центр „Курчатовский институт“,
123182 Москва, Россия

* Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Россия

(Получена 9 ноября 2004 г. Принята к печати 25 ноября 2004 г.)

Исследованы неомические свойства квазидвумерного канала прыжковой проводимости, формируемого при помощи эффекта поля, в слоях *p*-Si в области пересечения уровня Ферми с примесной зоной. Установлено, что зависимость электропроводности σ от продольного электрического поля E имеет пороговый характер и подчиняется закону: $\ln \sigma(E) \propto E^{1/2}$. Температурная и полевая зависимости проводимости квазидвумерного канала хорошо объясняются представлениями о нелинейном экранировании и неомических свойствах неупорядоченных систем со случайным кулоновским потенциалом. Данный механизм нелинейности подтверждается особенностями мезоскопических флуктуаций недиагональной компоненты сопротивления, отражающими перестройку перколяционного кластера под действием продольного поля. Обнаружены долговременные релаксации проводимости при переходе от неомического режима к омическому, свидетельствующие о проявлении данной системой свойств электронного стекла и существенном изменении токовых путей в сильном электрическом поле.

1. Введение

Неомическая прыжковая проводимость по состояниям вблизи уровня Ферми исследовалась ранее в аморфных полупроводниках, где часто наблюдается рост проводимости σ с увеличением электрического поля E по закону (см. [1] и ссылки там)

$$\sigma(E) = \sigma(0) \exp\left(\frac{CeEr_h}{kT}\right), \quad (1)$$

где e — абсолютная величина элементарного заряда, r_h — средняя длина прыжка, C — численный коэффициент. Между тем имеющиеся теоретические модели предсказывают в этих условиях не только закон (1), но и иной характер зависимости $\sigma(E)$:

$$\ln \sigma(E) \propto E^2 \quad \text{или} \quad \ln \sigma(E) \propto E^{1/2}.$$

Численное моделирование также лишь качественно описывает экспериментальную ситуацию, что, по видимому, объясняется сложной и разнообразной природой локализованных состояний в аморфных материалах (дефекты, флуктуации состава, примеси и др.) и неточным знанием плотности их распределения в запрещенной зоне полупроводника [1].

Другой режим наблюдения прыжковой проводимости по состояниям вблизи уровня Ферми реализуется в тонких слоях легированного полупроводника в условиях эффекта поля [2]. В этом случае с помощью напряжения на полевом электроде (затворе) V_g , отделенном от полупроводника слоем изолятора, можно управлять положением уровня Ферми вблизи поверхности полупроводника относительно примесной зоны и изменять степень ее

заполнения носителями заряда (рис. 1). Примечательно, что начиная с некоторого $V_g > V_t$ в области пересечения примесной зоны с уровнем Ферми формируется квазидвумерный (в дальнейшем — квази-2D) канал прыжковой проводимости. В этих условиях проводимость осуществляется в полосе состояний вблизи уровня Ферми (область II, рис. 1), где соотношение числа пустых и заполненных мест приблизительно одинаково. В то время как в областях, расположенных ближе к интерфейсу (область I, рис. 1) и дальше от него (область III, рис. 1), преобладают либо заполненные, либо пустые состояния и проводимость практически отсутствует. При напряжениях на затворе $V_g > V_t \approx 2$ В, когда канал квази-2D прыжковой проводимости уже сформирован, величина проводимости по этому каналу практически не зависит от напряжения на затворе, поскольку действие затворного напряжения в условиях однородного легирования сводится к сдвигу канала в глубь полупроводника без изменения плотности состояний и соотношения между пустыми и заполненными местами. Постоянство $\sigma(V_g)$ при $V_g > 2$ В иллюстрируется вставкой к рис. 1. Установлено также [3], что существенную роль в формировании данного канала играют флуктуации кулоновского потенциала ионизованных примесей приповерхностной области полупроводника, где примесная зона полностью заполнена и не дает вклад в проводимость (область I, рис. 1). При этом разброс состояний по энергии определяется известным механизмом, а именно, кулоновским флуктуационным потенциалом. Заметим, что прыжковая проводимость в полосе состояний вблизи уровня Ферми рассматривалась лишь теоретически [4] в связи с известной задачей о существовании постоянной энергии активации ϵ_3 в ситуации, когда энергия для прыжка $|\epsilon_i - \epsilon_j|$ и разность между энергией Ферми μ и локализованными

[¶] E-mail: aronzon@imp.kiae.ru

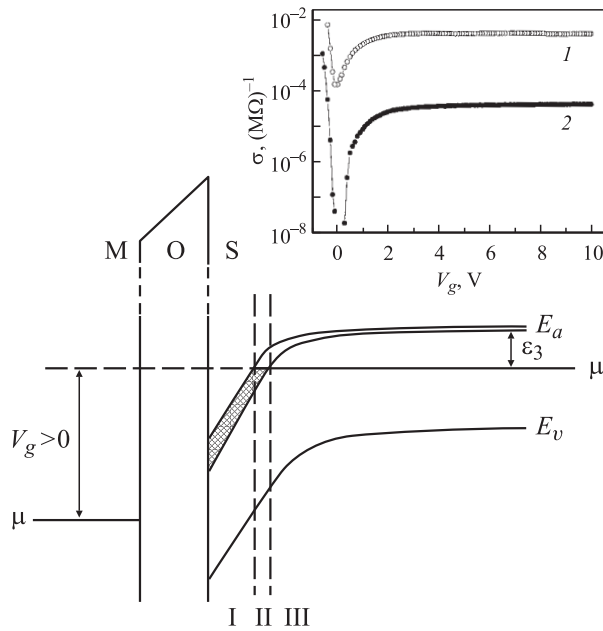


Рис. 1. Зонная диаграмма транзисторной структуры металл-окисел-полупроводник (MOS) на основе слабо компенсированного примесного *p*-Si. I — область отрицательно заряженных акцепторов, II — область (промежуточная) формирования квазидвумерного канала прыжковой проводимости в примесной зоне, III — область примесной зоны, практически полностью заполненной дырками или пустой для электронов. E_a, μ, E_v — энергетическое положение уровней акцепторов, уровня Ферми и края валентной зоны соответственно; ε_3 — энергия активации прыжковой проводимости в электро-нейтральной области. На вставке — зависимости проводимости структуры от напряжения на затворе при температуре $T = 10$ (кривая 1) и 4.2 К (кривая 2).

состояниями $|\mu - \varepsilon_{j,i}|$ близки.¹ Расчеты [4] показывают, что в этом случае температурная зависимость проводимости определяется механизмом с переменной длиной прыжка при температуре ниже некоторой T_c , однако при $T \gtrsim 2T_c$ энергия активации постоянна, причем ее величина связана простым соотношением с разбросом состояний по энергии [4]:

$$\varepsilon_3 = \frac{5}{6} \Delta\varepsilon, \tag{2}$$

$$T_c = 0.29 \Delta\varepsilon (N^{1/3} r_B) / k, \tag{3}$$

где $\Delta\varepsilon$ — полуширина примесной зоны, N — число состояний в единице объема, r_B — их борровский радиус.

В данной работе представлены результаты исследования неомической прыжковой проводимости в полосе состояний вблизи уровня Ферми на примере слоев легированного, слабо компенсированного Si:B. Установлено, что зависимость электропроводности от продольного электрического поля имеет в этом случае пороговый характер и подчиняется, начиная с некото-

¹ В легированных полупроводниках обычно $|\mu - \varepsilon_{j,i}| \gg |\varepsilon_i - \varepsilon_j|$ и энергия активации совпадает с положением уровня Ферми относительно положения максимума плотности состояний [4].

рого поля, закону, подобному закону Френкеля–Пула: $\ln \sigma(E) \propto E^{1/2} / kT$, в отличие от аморфных полупроводников, где $\ln \sigma(E) \propto E / kT$.

Обнаружено также, что при резком уменьшении поля в кинетике перехода от неомического режима проводимости к омическому могут проявляться долговременные релаксации, характерные для стекольных систем.

Вначале мы рассмотрим температурное поведение электропроводности данных объектов и покажем, что оно действительно имеет все особенности, характерные для прыжковой проводимости в полосе состояний вблизи уровня Ферми [4], сформированной кулоновскими флуктуациями потенциала. Заметим, что ранее транспортные свойства этих объектов изучались лишь в области относительно высоких температур (> 7 К) [2,3,5].

2. Образцы и температурная зависимость электропроводности в слабых полях

Исследовались тонкие (0.5 мкм) слои *p*-Si с концентрацией бора $N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, снабженные двумя p^+ -контактами. Слои формировались на подложке *n*-Si(100) ($N_d = 10^{15} \text{ см}^{-3}$) ионной имплантацией бора. Полевой электрод с размерами 100×100 мкм из вырожденного поликремния изолировался от *p*-Si слоем термического окисла толщиной 62 нм.

В слабом продольном поле (~ 10 В/см) измерялась электропроводность слоя *p*-Si в зависимости от потенциала полевого электрода V_g в области температур 4.2–20 К (при $T > 20$ К, как показали исследования эффекта Холла, существенный вклад в проводимость вносят свободные дырки [5]). Типичные зависимости $\sigma(V_g)$ при разных температурах показаны на вставке к рис. 1. Эти зависимости демонстрируют возникновение под влиянием напряжения на затворе V_g (эффект поля) поверхностного канала обогащения ($V_g < V_{\min}$), а в режиме обеднения ($V_{\min} < V_g < V_{\text{in}}$) — квази-2D канала прыжкового транспорта по примесям бора [2]. Здесь V_{\min} — напряжение плоских зон, отвечающее минимуму кривых $\sigma(V_g) = \sigma_{\min}$ и тем самым вкладу объемной проводимости слоя *p*-Si, V_{in} — напряжение инверсии, которое в нашем случае составляет около 10 В. Заметим, что, по оценке (в приближении Шоттки), толщина слоя обеднения при приближении к инверсии составляет 0.04 мкм, что существенно меньше толщины *p*-Si слоя (0.5 мкм).

Поверхностная прыжковая проводимость, как следует из данных рис. 1, сначала возрастает, а при $V_g > V_i \approx 2$ В практически не изменяется вплоть до напряжения инверсии. Другими словами, в нашем случае квази-2D канал прыжкового транспорта формируется при $V_g \approx 2$ В. Величину его проводимости σ_c можно найти, вычитая из полной электропроводности структуры $\sigma(V_g)$ в области плато величину, соответствующую

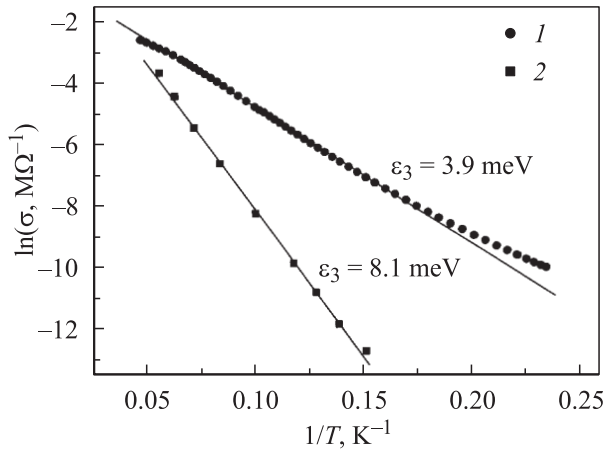


Рис. 2. Температурные зависимости квази-2D прыжковой проводимости σ_c (1) и проводимости структуры в условиях плоских зон σ_{\min} (2) при напряжении на затворе, отвечающем минимальному значению σ .

вкладу объемной проводимости слоя p -Si, т.е. значение σ_{\min} : $\sigma_c = [\sigma(V_g) - \sigma_{\min}]$, где $V_g \gtrsim 2$ В [2,3]. Температурная зависимость квази-2D прыжковой проводимости $\sigma_c(T)$, полученная с использованием данной процедуры, представлена на рис. 2. Для сравнения на рис. 2 также приведена зависимость проводимости структуры от температуры в минимуме $\sigma_{\min}(T)$, т.е. в условиях плоских зон. Видно, что проводимость $\sigma_{\min}(T)$ изменяется активационным образом с энергией активации $\varepsilon_3^f = 8.1$ мэВ, совпадающей с энергией активации ε_3 прыжковой проводимости в объеме p -Si при том же уровне легирования [6]. На графике $\sigma_c(1/T)$ в области относительно высоких температур также проявляется область с постоянной энергией активации, однако ее величина $\varepsilon_3^c = 3.9$ мэВ заметно меньше (в 2 раза), чем ε_3^f . При $T \lesssim 6$ К зависимость $\sigma_c(1/T)$ начинает выполаживаться, что свидетельствует о переходе к режиму проводимости с переменной длиной прыжка. Оценим температуру перехода T_c к режиму проводимости с переменной длиной прыжка, используя соотношения (2), (3) и экспериментально найденное значение $\varepsilon_3 = \varepsilon_3^c = 3.9$ мэВ. Учитывая, что радиус локализации легких дырок на атомах бора в Si составляет $r_B = 23$ Å [6], получим $T_c = 3.5$ К. Согласно [4], переход к проводимости с постоянной энергией активации должен происходить при $T \geq 2T_c$, т.е. в нашем случае при $T \geq 7$ К, что хорошо согласуется с данными эксперимента.

Рассмотрим теперь особенности энергетического уширения примесной зоны. Как отмечено выше, данное уширение является следствием генерации флуктуационного потенциала ионизованными атомами бора в приповерхностной области полупроводника, где примесная зона полностью заполнена (рис. 1) [3]. Если полагать, что случайный потенциал экранируется только объемными подвижными зарядами с концентрацией, равной концентрации компенсирующих доноров ($N_d = 10^{15}$ см $^{-3}$),

то из теории нелинейного экранирования [4] следовало бы ожидать его амплитуду $V_0 \approx 100$ мэВ. Эксперимент, однако, свидетельствует, что амплитуда $V_0 \approx 2\varepsilon_3^c$ должна составлять 8 мэВ. Данное противоречие устраняется, если сделать естественное допущение, что электроны на атомах бора вблизи границы области I (рис. 1), отделяющей полностью заполненную и почти пустую примесную зону, являются подвижными и, с одной стороны, формируют квази-2D канал прыжкового транспорта, а с другой — экранируют флуктуационный потенциал. Для нахождения амплитуды этого потенциала можно воспользоваться аналогией с задачей об экранировании двумерным электронным газом флуктуаций потенциала доноров, равномерно распределенных в окружающей слой электронов пространстве [7,8]. При этом

$$V_0 = Ae^2N_i/kn, \quad (4)$$

где A — коэффициент порядка единицы, N_i — концентрация ионизованных центров, k — диэлектрическая проницаемость полупроводника, n — поверхностная концентрация носителей заряда в двумерном канале. В нашем случае $N_i = N_a$, а n также определяется концентрацией акцепторов в пределах одного монослоя [2]: $n \approx N_a^{2/3}$. Следовательно, амплитуда случайного потенциала $V_0 \approx 2\varepsilon_3^c \approx Ae^2N_a^{1/3}/k$. Заметим, что в объеме легированного слабо компенсированного полупроводника p -типа энергия активации прыжковой проводимости $\varepsilon_3 = \varepsilon_3^f = 0.99e^2N_a^{1/3}/k$ [4]. Из сопоставления с предыдущим выражением видно, что величины ε_3^c и ε_3^f должны быть линейно связаны: $2\varepsilon_3^c \approx A\varepsilon_3^f$. С учетом экспериментально найденных значений ε_3^c и ε_3^f получим $A \approx 1$, что представляется разумным.

Таким образом, представленный выше анализ температурной зависимости квази-2D прыжковой проводимости σ_c свидетельствует о том, что прыжковый транспорт в нашем случае осуществляется в полосе состояний вблизи уровня Ферми, причем разброс этих состояний по энергии обусловлен случайным кулоновским потенциалом. Далее мы рассмотрим область сильных электрических полей, где данное обстоятельство проявляется существенным образом. В частности, будет показано, что основные закономерности в поведении σ_c от продольного электрического поля хорошо объясняются в рамках модели Шкловского о неомической проводимости перколяционных систем со случайным кулоновским потенциалом [9].

3. Неомическая квази-2D прыжковая проводимость и кинетика ее релаксации

Известно, что нелинейность вольт-амперных характеристик (ВАХ) классических 2D систем с инверсионным или встроенным каналами проводимости связана, как правило, с концентрационными эффектами [10]. Действительно, увеличение тянущего продольного напряже-

ния V_d на стоковом электроде в таких системах всегда сопровождается уменьшением концентрации носителей проводимости у стока и перераспределением электрического поля E вдоль канала, что приводит к сублинейному поведению ВАХ [10]. Подобный концентрационный эффект может иметь место и в нашем случае, с тем однако отличием, что он должен возникать пороговым образом при разности потенциалов между затвором и стоком структуры $\Delta V = (V_g - V_d) \lesssim 2$ В, т. е. при истощении квази-2D канала прыжковой проводимости у стока. В то же время при $\Delta V \gtrsim 2$ В продольное поле можно считать однородным, а его величину равной $E = V_d/l$, где l — расстояние между токовыми контактами, определяемое в данных структурах длиной затвора (100 мкм). Несложно показать, что по сути это является следствием независимости величины проводимости σ_c от ширины области пространственного заряда при $V_g \gtrsim 2$ В. Важно, что данное обстоятельство позволяет исследовать неомичность квази-2D прыжковой проводимости в достаточно широком диапазоне полей при однородном его распределении вдоль канала, в частности, при напряжении на затворе, близком к инверсии ($V_g \approx 10$ В) вплоть до полей $E \approx 800$ В/см.

Обратим также внимание на еще одно обстоятельство, которое упрощает изучение неомической прыжковой проводимости в условиях транспорта по квази-2D каналу. Как следует из данных рис. 2, во всем исследованном диапазоне температур величина поверхностного канала проводимости σ_c заметно превышает проводимость слоя p -Si (при $T < 8$ К более чем на 2 порядка). Кроме того, эксперименты [11] показывают, что при этих температурах увеличение прыжковой проводимости образцов p -Si с близким уровнем легирования в электрическом поле не превышает нескольких десятков. По этой причине мы будем в дальнейшем пренебрегать влиянием параллельной проводимости слоя p -Si на неомические свойства структур.

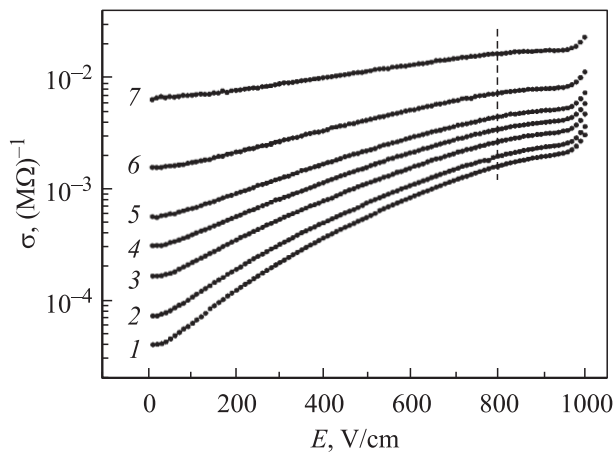


Рис. 3. Зависимости проводимости структуры от продольного поля, полученные при фиксированном напряжении на затворе $V_g = 9.5$ В и температурах T , К: 1 — 4.22, 2 — 4.7, 3 — 5.4, 4 — 6.0, 5 — 6.6, 6 — 7.8, 7 — 10.

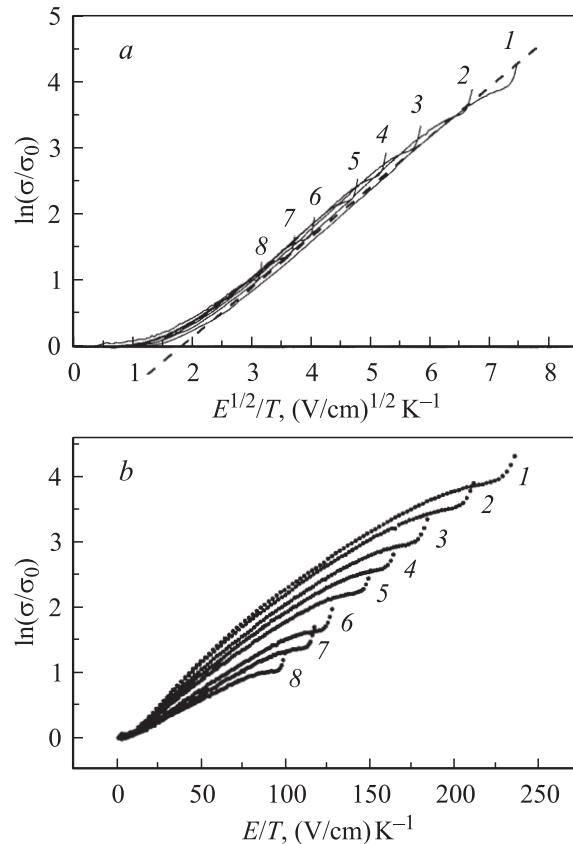


Рис. 4. Полевые зависимости проводимости структуры при различных температурах, перестроенные в координатах: a — $\ln[\sigma(E)/\sigma_0]$ от $E^{1/2}/T$, b — $\ln[\sigma(E)/\sigma_0]$ от E/T . σ_0 — проводимость в пределе слабого поля. Температура измерений T , К: 1 — 4.22, 2 — 4.7, 3 — 5.4, 4 — 6.0, 5 — 6.6, 6 — 7.8, 7 — 8.5, 8 — 10.

На рис. 3 приведены зависимости прыжковой проводимости от продольного поля, полученные при различных температурах и фиксированном напряжении на затворе $V_g = 9.5$ В (меньшем напряжения инверсии). Видно, что эти зависимости носят существенно нелинейный характер. Вертикальная пунктирная линия на рис. 3 ($E \approx 800$ В/см) отделяет область, в которой электрическое поле является однородным. В этой области прыжковая проводимость возрастает в 50 раз при $T = 4.2$ К. При напряжении на стоке $V_d \gtrsim 8$ В ($E \gtrsim 800$ В/см) наблюдается насыщение зависимости σ от E , связанное с истощением квази-2D канала прыжковой проводимости у стока, и затем дальнейший рост проводимости, обусловленный обогащением стоковой области свободными дырками. Обращает также на себя внимание тот факт, что вблизи температуры жидкого гелия зависимости $\sigma(E)$ в области однородных полей ($E \lesssim 800$ В/см) имеют корневой характер. Это явно видно, если перестроить кривые $\sigma(E, T)$ в координатах $\ln[\sigma(E)/\sigma_0]$ от $E^{1/2}/T$, где σ_0 — проводимость в пределе слабого поля (рис. 4, a). В этих координатах достигается скейлинг, т. е. кривые достаточно хорошо

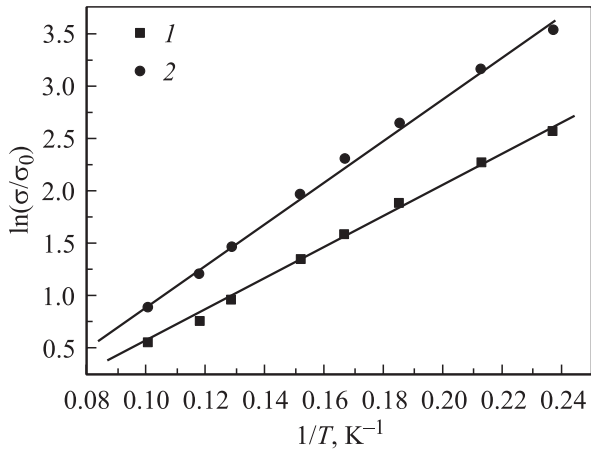


Рис. 5. Температурные зависимости нормированной проводимости структуры при напряжении на затворе $V_g = 9.5$ В в сильных продольных полях: $E = 490$ В/см (1) и $E = 750$ В/см (2).

подчиняются единой зависимости вплоть до полей, отвечающих обогащению, причем начиная с некоторой величины $F_t = E^{1/2}/T \approx 2$ (В/см) $^{1/2}$ К $^{-1}$ прямые на рис. 4, *a* имеют приблизительно одинаковый наклон $\alpha \approx 0.75$ (В/см) $^{-1/2}$ К. Для сравнения на рис. 4, *b* представлены также зависимости $\sigma(E, T)$ в координатах $\ln[\sigma(E)/\sigma_0]$ от E/T , которые, как явствует из рисунка, не обеспечивают удовлетворительного скейлинга. На рис. 5 показаны температурные зависимости проводимости в сильных полях (при $E = 490$ и 750 В/см), которые дополнительно доказывают тот факт, что проводимость в нашем случае подчиняется закону

$$\sigma(E, T) = \sigma_0 \exp\left(\alpha \frac{E^{1/2}}{T}\right).$$

Коэффициент α , полученный с использованием этих зависимостей, изменяется в пределах 0.68 – 0.73 (В/см) $^{-1/2}$ К, т.е. практически не зависит от поля и совпадает с коэффициентом, найденным по скейлинговой кривой на рис. 4, *a*. Заметим, что в условиях обычного эффекта Френкеля–Пула в примесных полупроводниках показатель экспоненты также равен $\alpha \frac{\sqrt{E}}{T}$, где $\alpha = \frac{1}{k} \sqrt{4e^3/\kappa} = 2.57$ (В/см) $^{-1/2}$ К, что заметно больше, чем в нашем случае. Кроме того, в нашем случае полевой эффект проявляется пороговым образом при $E^{1/2}/T \gtrsim 2$ (В/см) $^{1/2}$ К $^{-1}$, тогда как в соответствии с обычной формулой Френкеля–Пула он должен возникать при сколь угодно малых значениях $E^{1/2}/T$.

Проанализируем обнаруженные особенности в полевой зависимости прыжковой проводимости исходя из представлений [9] о нелинейных свойствах перколяционных систем со случайным кулоновским потенциалом. В работе [9] рассмотрено влияние электрического поля на проводимость по уровню протекания и показано, что роль поля сводится к уменьшению энергии активации, которое можно интерпретировать как понижение порога

протекания, независящее от энергетической длины пробега носителей заряда (т.е. результаты [9] могут быть распространены и на случай прыжковой проводимости, в частности, как отмечено в [9], на случай ионной проводимости стекол). Нелинейная вольт-амперная характеристика в таких системах имеет вид

$$J = J_0 \exp \frac{(CeEaV_0^v)^{1-\nu}}{kT} \quad (5)$$

при условии, что выполняется неравенство

$$eEa > kT \left(\frac{kT}{V_0}\right)^\nu. \quad (6)$$

Здесь a — характерный пространственный масштаб случайного потенциала, ν — критический индекс теории протекания, C — численный коэффициент. Пренебрегая отличием индекса ν от единицы, из (5) получим закон, подобный закону Френкеля–Пула [9]:

$$J = J_0 \exp\left(\alpha \frac{E^{1/2}}{T}\right), \quad (7)$$

где

$$\alpha = \frac{(Ce a V_0)^{1/2}}{k}.$$

В нашем случае амплитуда случайного потенциала (см. разд. 2) $V_0 \approx e^2 N_a^{1/3}/\kappa$, а его характерный пространственный масштаб, согласно [7,8], определяется радиусом нелинейного экранирования² $R_s = a = N_i n^{-2} \approx N_a^{-1/3}$, в результате получаем $a V_0 \approx e^2/\kappa$. Подставляя это произведение и экспериментально найденное значение α в (7), найдем коэффициент $C \approx 0.3$, что согласуется с оценкой его величины в работе [9]: $C = 0.25$. Условие (6) наступления экспоненциальной неомичности в рассматриваемой ситуации принимает вид

$$\frac{E^{1/2}}{T} > k \left(\frac{e^3}{\kappa}\right)^{-1/2} \approx 1 \text{ (В/см)}^{1/2} \text{К}^{-1}, \quad (8)$$

что также разумно согласуется с данными эксперимента (см. рис. 4, *a*).

Заметим, что подстановка в (5) критического индекса $\nu = 1.33$, отвечающего 2D случаю [4], дает показатель степени в полевой зависимости энергии активации 0.43 , вместо используемого нами, равного 0.5 . Однако при таком показателе степени в нашем случае обеспечивается худший скейлинг, нежели чем, например, при описании неомической проводимости 2D электронного газа, локализованного во флуктуационном потенциале [13]. Данный факт остается неясным. Возможные причины тому могут быть связаны с тем, что рассматриваемый

² Приведенная оценка радиуса экранирования соответствует условию $n^3 = N_i^2$, т.е. получена на „границе“ применимости теории [8], развитой для случая, когда $n^3 < N_i^2$. Необходимо, однако, отметить, что модель нелинейного экранирования хорошо объясняет ряд экспериментальных фактов в условиях, когда на один электрон приходится один источник флуктуаций потенциала (например, основные особенности перехода металл–диэлектрик в компенсированном InSb [12]).

канал прыжковой проводимости, формируемый в условиях эффекта поля, занимает промежуточное место между 3D ($\nu = 0.82-0.94$ [4]) и 2D случаями. Необходимо также иметь в виду, что полученное в [9] выражение для $J(E)$ относится к случаю сильной нелинейности, когда показатель степени экспоненты существенно превышает 1. В нашем случае этот показатель достигает всего лишь 4 и, возможно, при этом необходим учет полевой зависимости предэкспоненциального фактора, не рассматриваемого в [9].

Важный вывод, который вытекает из результатов [9], заключается, на наш взгляд, в том, что уменьшение энергии активации при выполнении условия (6) также сопровождается уменьшением радиуса корреляции (размера ячейки) L перколяционного кластера, в частности, при $\nu = 1$ имеем

$$L(E) = (aV_0/CeE)^{1/2}. \quad (9)$$

Эта зависимость дает дополнительную возможность проверки предположения о том, что неомическое поведение проводимости в наших условиях происходит по механизму Шкловского [9] и связано с перестройкой перколяционного кластера под действием электрического поля. Наличие зависимости $L(E)$ подтверждается исследованиями мезоскопических флуктуаций напряжения, возникающего между холловскими зондами на образцах, выполненных в форме двойного холловского креста (длина $l = 150$ мкм и ширина $w = 50$ мкм). Ранее такие флуктуации были изучены в слабом продольном поле в зависимости от потенциала полевого электрода V_g [5]. Природа этих флуктуаций связана с тем, что даже в отсутствие магнитного поля и асимметрии в расположении холловских зондов между ними может возникать разность потенциалов в силу неоднородности перколяционного кластера на масштабах $\sim L$. Соответствующая разность потенциалов между холловскими зондами по порядку величины равна $\delta V_{xy} \approx 2LE$ и изменяется случайным образом по мере смещения его геометрического положения, рис. 1) под действием V_g в силу перестройки перколяционного кластера [5].³ При этом отношение амплитуды флуктуаций напряжения между холловскими зондами δV_{xy} к продольному напряжению V_d на стоковом электроде непосредственно определяется размерами ячейки перколяционного кластера L [5]:

$$\delta V_{xy}/V_d = \delta R_{xy}/R_{xx} \approx 2L/l, \quad (10)$$

где R_{xy} — холловское, R_{xx} — продольное сопротивление. В этой связи представляет интерес сравнение

³ Эти флуктуации напряжения — одно из проявлений эффектов некогерентной мезоскопии и, в отличие от флуктуаций проводимости (тока) [14], могут проявляться в образцах макроскопических размеров. Так, недавно флуктуации δV_{xy} нами наблюдались в наноконструктивных образцах Fe/SiO₂ миллиметровых размеров, в которых случайное изменение токовых путей протекания обусловлено действием магнитного поля и температуры, особенно в условиях температурного индуцированного перехода металл-изолятор [15].

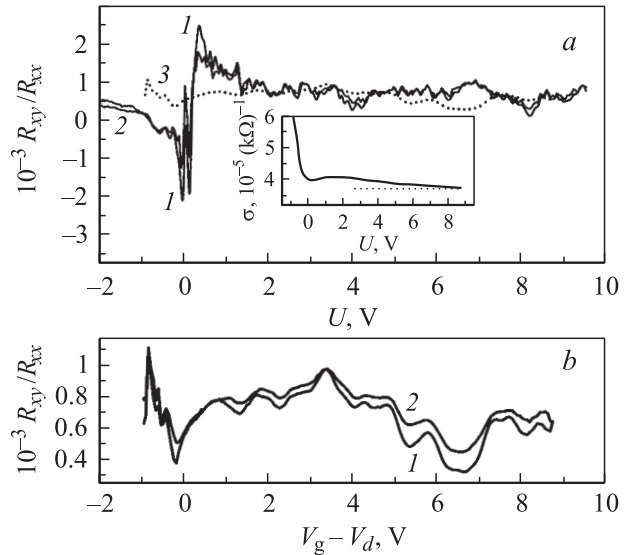


Рис. 6. *a* — зависимости поперечного сопротивления R_{xy} , нормированного на продольное R_{xx} , от напряжения на затворе V_g , полученные в слабом продольном поле ($E = 8$ В/см) при $T = 18$ (кривая 1) и 19.6 К (кривая 2). Кривая 3 — зависимость R_{xy}/R_{xx} от напряжения на стоке V_d , полученная при фиксированном $V_g = 8.9$ В и $T = 18$ К. По оси абсцисс отложена величина $U = V_g$ в случае сканирования R_{xy}/R_{xx} по V_g (1, 2) и величина $U = V_g - V_d$ при сканировании R_{xy}/R_{xx} по V_d (3). На вставке — зависимость проводимости $\sigma = 1/R_{xx}$ от $U = V_g - V_d$ при $V_g = 8.9$ В. *b* — зависимости R_{xy}/R_{xx} от $V_g - V_d$ при $T = 18$ К (кривая 1) и $T = 19.6$ К (кривая 2) при $V_g = 8.9$ В.

мезоскопических флуктуаций, возникающих при изменении V_g в слабом продольном поле, с флуктуациями, полученными при изменении V_d и фиксированном значении V_g , в которых должно отражаться влияние продольного поля на величину L .

На рис. 6, *a* приведены зависимости R_{xy}/R_{xx} от V_g (сплошные кривые). Видно, что эти зависимости носят флуктуирующий характер и хорошо воспроизводятся при повторных измерениях, что подтверждает их описанную выше мезоскопическую природу. Та же величина, но в зависимости от V_d , представлена на рис. 6, *b*. Видно, что флуктуации R_{xy}/R_{xx} от V_d также являются мезоскопическими. Для удобства сравнения зависимостей по оси абсцисс на рис. 6, *b* отложена величина $U = V_g - V_d$ при сканировании R_{xy}/R_{xx} по V_d . Вставка на рис. 6, *a*, где приведена зависимость $\sigma = 1/R_{xx}$ от $V_g - V_d$, демонстрирует тот факт, что при таком построении она качественно подобна зависимости $\sigma(V_g)$ (см. вставку на рис. 1). Нас интересует зависимость $L(V_d)$, которая, согласно (10), может быть определена из сопоставления амплитуд флуктуаций при сканировании по V_d и V_g . На рис. 6, *a* наряду со сплошными линиями (сканирование по V_g) имеется пунктирная (сканирование по V_d), построенная в зависимости от $U = V_g - V_d$. Видно, что амплитуда первых растет при стремлении значения

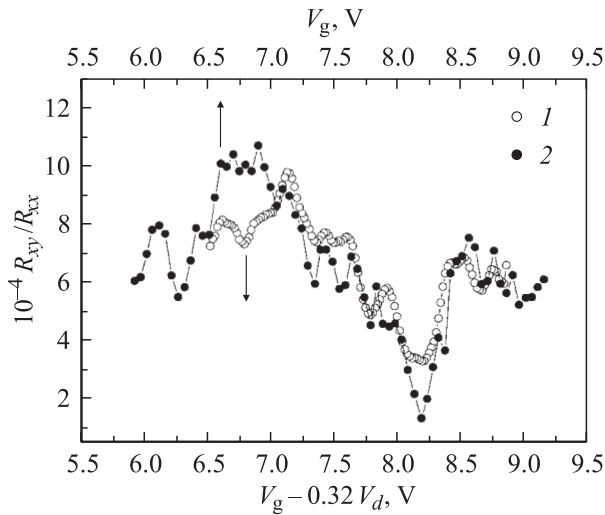


Рис. 7. Зависимость отношения R_{xy}/R_{xx} от $V_H = V_g - 0.32V_d$, полученная при $V_g = 8.9$ В и сканировании по V_d в диапазоне 0–6 В (кривая 1), а также кривая 2 — $R_{xy}/R_{xx} = f(V_g)$ при $E = 8$ В/см. Температура $T = 18$ К.

абсциссы к нулю гораздо сильнее, чем для пунктирной кривой. Реально флуктуации напряжения между холловскими электродами зависят от разности потенциалов между затвором и каналом в области холловских зондов. В нашем случае холловские зонды расположены от истока на расстоянии $0.32l$, и в условиях однородного распределения тянущего поля соответствующая разность потенциалов равна $V_H = V_g - 0.32V_d$. На рис. 7 отношение R_{xy}/R_{xx} приведено как раз в зависимости от этой величины при сканировании по V_d , а также для сравнения кривая $R_{xy}/R_{xx} = f(V_g)$. Видно, что характер флуктуаций в интервале $V_H = 7-9$ В ($V_d = 0-6$ В) в обоих случаях одинаков, подтверждая их общий механизм, связанный со смещением квази-2D канала прыжковой проводимости [5]. Однако при больших значениях тянущего поля амплитуда флуктуаций при сканировании по V_d имеет тенденцию к уменьшению⁴ по сравнению с $R_{xy}/R_{xx} = f(V_g)$.

В условиях истощения квази-2D канала прыжкового транспорта ($V_g < 2$ В) амплитуда флуктуаций R_{xy} сильно растет с уменьшением V_g (рис. 6, а), что связано с увеличением размера ячейки перколяционного кластера за счет уменьшения плотности состояний на уровне Ферми [5]. В то же время в зависимости R_{xy}/R_{xx} от V_d явного роста амплитуды флуктуаций не наблюдается. Это означает, что в данном случае увеличение радиуса корреляции перколяционного кластера, связанное с уменьшением плотности состояний на уровне Ферми, компенсируется его уменьшением за счет роста про-

⁴ При $V_d \gtrsim 9$ В и выбранном значении $V_g = 8.9$ В удельное сопротивление в канале вблизи стока понижается из-за образования дырочного канала обогащения, что приводит к дополнительному росту поля вблизи холловских зондов. Оценки распределения поля в образце показывают, что при использованных значениях тянущего напряжения до 10 В область обогащения приближается к холловским электродам.

дольного поля (см. соотношения (9) и (10)). Сравнение относительных амплитуд флуктуаций R_{xy} при различных режимах сканирования показывает, что в области истощения квази-2D канала прыжковой проводимости амплитуда $R_{xy}/R_{xx} = f(V_g)$ при малых значениях V_d больше в ~ 4 раза, чем амплитуда $R_{xy}/R_{xx} = f(V_d)$. Неомичность квази-2D прыжковой проводимости при исследованных температурах начинает проявляться при напряжении на стоке $V_d \approx 1$ В (см. вставку на рис. 6, а). Поэтому, исходя из модели Шкловского [9] (см. (9)), следует ожидать:

а) превышения амплитуд флуктуаций $R_{xy}/R_{xx} = f(V_g)$ над амплитудой $R_{xy}/R_{xx} = f(V_d)$ с ростом V_d , начиная с некоторого значения (в нашем случае с $V_d \approx 6$ В, см. выше), при котором изменение кластера вследствие зависимости $L(E)$ [9] (см. (9)) становится сравнимым с его перестройкой из-за смещения положения канала [5], и

б) уменьшение радиуса корреляции перколяционного кластера в 3–5 раз при $V_d \approx 9$ В (нижняя оценка получена в приближении однородного поля в канале, а верхняя — при учете неоднородности распределения поля в канале).

Все это хорошо коррелирует с результатами эксперимента. Более детальный анализ зависимости мезоскопических флуктуаций от продольного поля будет опубликован отдельно.

Исследуемые структуры являются системами с сильным флуктуационным потенциалом и тем самым системами, фазовое пространство которых содержит большое число локальных минимумов энергии. Поведение подобных систем с прыжковой проводимостью аналогично стекольным и выведение ее из состояния термодинамического равновесия или „замороженного псевдоосновного“ состояния [16] сопровождается долговременными релаксациями к равновесному или новому „псевдоосновному“ состоянию. С ростом тянущего электрического поля радиус корреляции перколяционного кластера уменьшается, образец при этом гомогенизируется, поэтому при резком уменьшении продольного поля система стремится перейти из возбужденного состояния к равновесию. В эксперименте это должно проявляться в наличии долговременных релаксаций проводимости.

Релаксационный ток, возникающий при резком уменьшении поля, измерялся с помощью автоматизированной системы на основе нановольтметра HP 3457A, позволяющего осуществлять дискретизацию сигнала с частотой 20 Гц. Сигнал с образца регистрировался через преобразователь ток–напряжение с быстродействием ~ 0.1 с, чувствительностью несколько пА, динамическим диапазоном до 10^4 пА. На рис. 8, а приведены кривые релаксации тока, полученные при нескольких температурах и разных начальных значениях поля (конечное поле было одинаковым и составляло 30 В/см). На кривых наблюдаются области быстрого и медленного спада тока. Область быстрого спада находится за пределами временного разрешения цифровой части измерительной

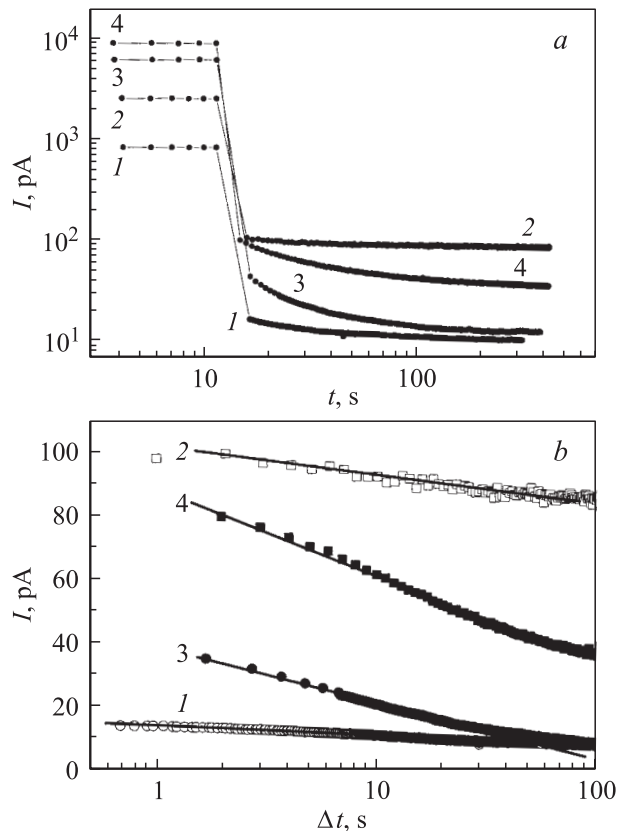


Рис. 8. *a* — кривые релаксации тока после ступенчатого уменьшения продольного поля, полученные при температурах T , К: 1, 3 — 4.4; 2 — 6.0; 4 — 5.2 и значениях начального поля E_0 , В/см: 1, 2 — 300; 3, 4 — 600. Конечное поле составляло 30 В/см. *b* — кривые релаксации медленной компоненты тока в полулогарифмическом масштабе. Номера кривых соответствуют тем же значениям температуры и начального поля E_0 , что и на рис. *a*.

системы. Медленная компонента хорошо разрешается; ее амплитуда по отношению к стационарному значению тока $(I_0 - I_\infty)/I_\infty$ тем больше, чем выше перепад поля и меньше температура. Заметим, что медленная компонента не связана с емкостными процессами, поскольку произведение емкости на сопротивление канала в экспериментах не превышает 0.1 с, что существенно меньше характерного времени спада медленной компоненты ~ 100 с.

В литературе обсуждается несколько возможных механизмов, приводящих к релаксациям проводимости в системах, где она определяется прыжковым механизмом. Подобного рода долговременная релаксация тока ранее наблюдалась при инъекции свободных носителей заряда в неупорядоченных полупроводниках (в системах с дисперсионным транспортом) [17]. В этом случае релаксация тока протекает степенным образом, если распределение уровней ловушек по энергии простирается почти однородно и достаточно далеко в глубь от края запрещенной зоны, т.е. в условиях многократного

захвата носителей, когда времена их обратного термического освобождения распределены в экспоненциально широком диапазоне. В нашем случае обмен носителей с ловушками (мертвыми и(или) изолированными концами перколяционного кластера) также имеет широкий спектр распределения по времени и мог бы привести к появлению релаксаций, подобных тем, что наблюдались в системах с дисперсионным транспортом. Однако подобная перестройка перколяционного кластера, когда часть носителей оказывается в мертвых (изолированных) концах перколяционного кластера, должна происходить и при изменении затворного напряжения. Тем не менее при резком изменении V_g никаких долговременных релаксаций проводимости не наблюдалось. Другой возможный механизм долговременных релаксаций проводимости в системах с крупномасштабным флуктуационным потенциалом связан с медленным обменом носителями между перколяционным кластером и изолированными от него областями, электроны которых не участвуют в проводимости, но влияют на ее величину за счет эффектов нелинейного экранирования [18]. Однако и в этом случае релаксации должны были бы иметь место и при резком изменении V_g .

В последнее время большое внимание уделяется исследованию медленных релаксаций проводимости в андерсоновском диэлектрике, который ведет себя как электронное стекло (см. [19] и ссылки там). В этом случае при резком изменении состояния системы в ограниченной, но широкой области времен, наблюдается логарифмический спад проводимости, сменяемый степенным законом [19]. В этих экспериментах неравновесная ситуация достигалась изменением затворного напряжения.

На рис. 8, *b* представлены те же релаксационные кривые, что и на рис. 8, *a*, но в полулогарифмическом масштабе, и время отсчитывается от начала медленного спада проводимости. Видно, что релаксация медленной компоненты тока в довольно широком интервале времен изменяется логарифмически, причем ее скорость слабо зависит от температуры в исследованном диапазоне температур и довольно сильно от величины начального тянущего поля. Заметим также, что долговременные релаксации наблюдаются в области температур ($T \lesssim 6$ К, рис. 2), отвечающей переходу к режиму проводимости с переменной длиной прыжка, что указывает на проявление стекловых свойств данных систем. Все это говорит в пользу сходства рассматриваемой системы с изучавшейся в [19], в которой подобные релаксации объясняются с позиции проявления многоэлектронных эффектов, приводящих к появлению особенности в плотности состояний в окрестности уровня Ферми. Отличие, однако, заключается в том, что в нашем случае, по-видимому, наиболее сильное неравновесное состояние достигается не за счет изменения напряжения на затворе, а за счет сокращения размеров ячейки перколяционного кластера под действием продольного поля [9], приводящего к естественной гомогенизации среды.

В то же время возможность описания релаксаций степенным законом не позволяет полностью исключить механизм, описанный в [17].

4. Заключение

Таким образом, представления о нелинейном экранировании [7,8] и о неомических свойствах [9] неупорядоченных систем со случайным кулоновским потенциалом позволяют непротиворечивым образом объяснить механизм формирования квази-2D прыжковой проводимости при эффекте поля в примесной зоне легированного слабо компенсированного кремния и наблюдаемые ее зависимости от электрического поля и температуры. Обнаруженные долговременные релаксации в прыжковой проводимости при переходе от неомического режима к омическому свидетельствуют как о проявлении степенных свойств данной системы, так и о существенном изменении токовых путей протекания под действием электрического поля. Последнее подтверждается обнаруженными особенностями в поведении мезоскопических флуктуаций недиагональной компоненты сопротивления (в геометрии эффекта Холла), отражающих перестройку перколяционного кластера под действием продольного поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 02-02-16974) и гранта МНТЦ 2503.

Список литературы

- [1] Е.И. Левин, Б.И. Шкловский. ФТП, **18**, 856 (1984).
- [2] A.S. Vedeneev, A.G. Gaivoronskii, A.G. Zhdan, A. Modelli, V.V. Rylkov, Yu.Ya. Tkach. Appl. Phys. Lett., **64**, 2566 (1994).
- [3] А.С. Веденеев, А.Г. Гайворонский, А.Г. Ждан, А. Моделли, В.В. Рыльков, Ю.Я. Ткач. Письма ЖЭТФ, **60**, 457 (1994).
- [4] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электрические свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [5] В.А. Аронзон, В.В. Рыльков, А.С. Веденеев, J. Leotin. Physica A, **241**, 259 (1997); Б.А. Аронзон, А.С. Веденеев, В.В. Рыльков. ФТП, **31**, 648 (1997).
- [6] J.A. Chroboczek, F.H. Pollak, H.F. Staunton. Phil. Mag. B, **50**, 113 (1984).
- [7] В.А. Гергель, Р.А. Сурис. ЖЭТФ, **44**, 520 (1986).
- [8] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. Письма ЖЭТФ, **75**, 191 (1978).
- [9] Б.И. Шкловский. ФТП, **13**, 93 (1979).
- [10] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [11] Д.И. Аладашвили, З.А. Адамия, К.Г. Лавдовский, Е.И. Левин, Б.И. Шкловский. ФТП, **23**, 213 (1989).
- [12] Б.А. Аронзон, И.Л. Дричко. ФТП, **26**, 1446 (1992).
- [13] И.Л. Дричко, А.М. Дьяконов, И.Ю. Смирнов, А.И. Торопов. ФТП, **34**, 436 (2000).
- [14] А.О. Орлов, М.Э. Райх, И.М. Рузин, А.К. Савченко. ЖЭТФ, **96**, 2172 (1989).

- [15] В.В. Рыльков, Б.А. Аронзон, А.Б. Давыдов, Д.Ю. Ковалев, Е.З. Мейлихов. ЖЭТФ, **121**, 908 (2002); B. Raquet, M. Goiran, N. Negre, J. Leotin, B. Aronzon, V. Rylkov, E. Meilikhov. Phys. Rev. B, **62**, 17 144 (2000).
- [16] S.D. Baranovskii, B.L. Gelmont, B.I. Shklovskii, A.L. Efros. J. Phys. C, **12**, 1023 (1979); D. Menashe, O. Biham, B.D. Laikhtman, A.L. Efros. Phys. Rev. B, **64**, 115 209 (2001).
- [17] И.П. Звягин. *Кинетические явления в неупорядоченных полупроводниках* (М., Изд-во МГУ, 1984).
- [18] А.Б. Давыдов, Б.А. Аронзон. ФТП, **38**, 693 (2004).
- [19] A. Vaknin, Z. Ovadyahu, M. Pollak. Phys. Rev. B, **65**, 134 208 (2002).

Редактор Т.А. Полянская

The nonohmic hopping quasi-2D conductivity and kinetics of its relaxation

B.A. Aronson, D.Yu. Kovalev, V.V. Rylkov*

Russian Scientific Center „Kurchatov’s Institute“,
123182 Moscow, Russia

* Institute for radioengineering and electronics,
Russian Academy of Sciences,
141120 Fryazino, Russia

Abstract The nonohmic behavior of the conductivity of a quasi-2D channel is studied. The channel is formed in *p*-Si layers under field effect action in the region where Fermi level crosses impurity band. The conductivity σ depends on longitudinal electric field E in accordance with equation $\ln \sigma(E) \propto E^{1/2}$. Both conductivity dependencies on temperature and electric fields are well explained in terms of nonlinear screening and nonohmic properties of disordered systems with strong Coulomb fluctuation potential. The crucial role of this mechanism of nonlinearity is supported confirmed by observed peculiarities of mesoscopic fluctuations of the voltage between Hall probes. These fluctuations reflect the reconstruction of the percolation cluster under action of longitudinal electric field. The long-term relaxation of the conductivity was revealed at transition from nonohmic to ohmic regime. The long-term relaxation are related to glassy behavior of the system and reflects the variation of current passes when strong electric field is applied.