

# Влияние низкотемпературного перераспределения заряда на границе раздела Si/SiO<sub>2</sub> на проводимость поверхностных электронных каналов

© Н.И. Бочкарева, С.А. Хорев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 27 апреля 1999 г. Принята к печати 27 апреля 1999 г.)

Температурное поведение электронной плотности на границе раздела Si/SiO<sub>2</sub> изучено с помощью измерений высокочастотной проводимости краевых поверхностных электронных каналов, шунтирующих барьеры Шоттки в *n*-Si. Результаты объясняются в рамках модели, в которой "металлический" характер температурного поведения проводимости отражает перераспределение электронного заряда между окислом и решеткой кремния в окрестности собственных температур кислородной подсистемы окисла.

1. Электронные свойства границы раздела Si/SiO<sub>2</sub> — основы приборов кремниевой электроники и классической двумерной электронной системы — хорошо изучены. Однако в последнее время продолжают выдвигаться новые модельные представления о природе электронных состояний на границе раздела и в окисле, необходимые для понимания механизма модификации этих состояний под воздействием температуры, электрического поля, облучения и роли водорода в этих процессах [1,2]. Внимание к этой проблеме также привлекает обнаруженный в кремниевых полевых транзисторах при гелиевых температурах переход металл-диэлектрик в двумерном электронном газе [3] и его интерпретация на основе предполагаемой связи металлической проводимости с температурной зависимостью заполнения рассеивающих центров — заряженных дырочных ловушек в SiO<sub>2</sub> [4]. Отметим, что "металлическое" поведение проводимости электронных каналов на границе раздела Si/SiO<sub>2</sub> при азотных температурах связывается с доминированием электрон-фононного рассеяния [5], однако наблюдаемая в эксперименте немонотонность температурного поведения подвижности (см., например, [6]) требует привлечения и иных механизмов.

Таким механизмом может быть низкотемпературное изменение спектра поверхностных состояний и изгиба зон, наблюдавшееся в Ge [7], Si [8] и GaAs [9]. При этом измерения проводимости поверхностных каналов могут дать информацию о природе электрической активности поверхностных центров. В [10] показано, что информативными могут быть температурные зависимости высокочастотной проводимости шунтирующих поверхностных электронных каналов в барьерных структурах и релаксационные спектры проводимости. Так, в Ge и Si в присутствии поверхностных структурных дефектов эти зависимости обнаруживают четко выраженные ступени и пики в области одних и тех же температур [10,11], что позволило предположительно связать их с проявлением собственных свойств кислородных и водород-кислородных комплексов на границе кристаллов с естественным окислом [10]. Представлялось интересным провести подобные исследования в барьерных

структурах с электронным поверхностным каналом, индуцированным положительным зарядом, образующимся в окисле при термическом окислении кремния.

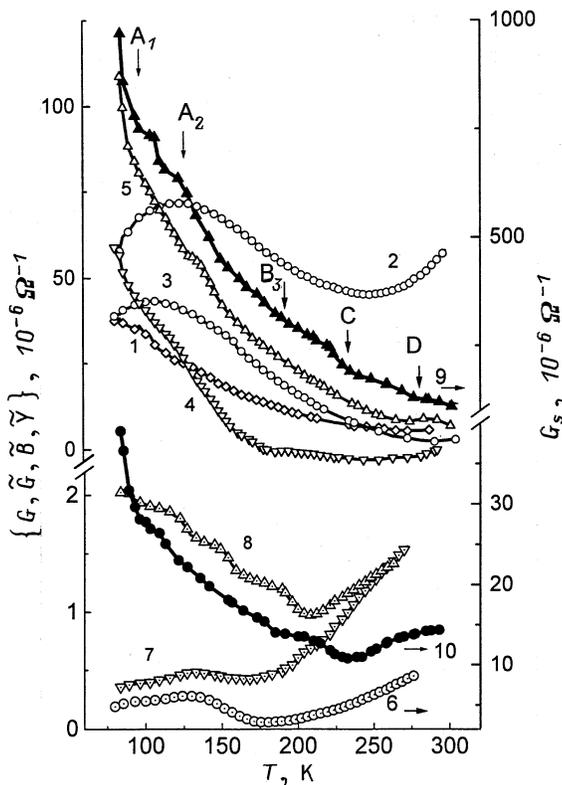
Цель настоящей работы — исследовать и сравнить температурное поведение проводимости поверхностных каналов в диодах Шоттки на Si *n*-типа проводимости, образующихся на границе Si с естественным и термическим окислами, и обратить внимание на возможную связь "металлического" температурного характера проводимости с перераспределением электронного заряда между окислом и кристаллом кремния на границе раздела Si/SiO<sub>2</sub> в окрестности "собственных" температур кислородной подсистемы окисла.

2. Для исследований использовались пластины высокоомного Si *n*-типа проводимости с удельным сопротивлением 2 кОм·см, содержащие приповерхностные дефекты упаковки, ограниченные частичными дислокациями, с глубиной проникновения < 1 мкм. Дефекты введены при окислении в сухом кислороде при температуре окисления 850÷1050°С в течение 1 ч по методике, описанной в [10]. Для формирования барьера Шоттки после удаления слоя SiO<sub>2</sub> в окне площадью 3 × 5 мм<sup>2</sup> на пластину напылялся слой Au площадью 3.5 × 5.5 мм<sup>2</sup>, образуя структуру с расширенным электродом. В контрольных образцах перед напылением Au слой термического окисла удалялся со всей поверхности Si. Для измерений слоевой проводимости у части пластин термический окисел с дефектной поверхности не удалялся. Омические Ni-контакты изготавливались на тыльной стороне пластин.

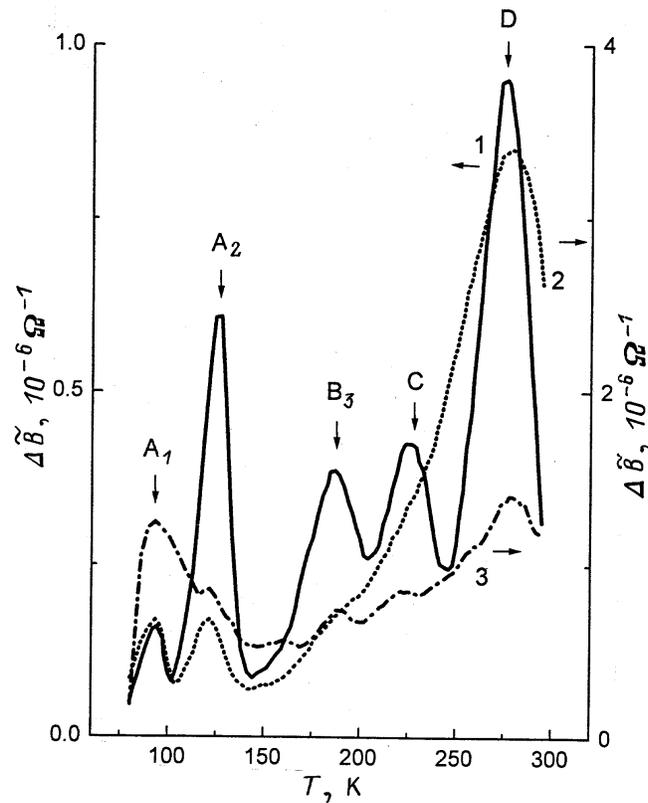
3. В структурах с расширенным электродом наблюдались значительные избыточные токи, увеличивающиеся при понижении температуры, что иллюстрируется температурной зависимостью проводимости на постоянном токе,  $G(T)$ , представленной на рис. 1 кривой 1. На высокой частоте активная проводимость,  $\tilde{G}(T)$ , всех диодов обнаруживала тенденцию немонотонно изменяться с понижением температуры (кривые 2, 3, 6, 7). Изменение с температурой емкостной компоненты высокочастотной проводимости  $\omega C(T)$  ( $C$  — измеряемая емкость диодов,  $\omega = 2\pi f$ , где  $f$  — частота зондирующего напряжения)

иллюстрируется зависимостью  $\tilde{B}(T)$ , где  $\tilde{B} \equiv \omega(C - C_0)$ ,  $C_0 \equiv C(T = 300 \text{ K})$  (рис. 1, кривая 4). Корреляция хода кривых  $\tilde{G}(T)$  и  $\tilde{B}(T)$  указывает на то, что температурные особенности измеряемой емкости обусловлены изменением реактивной проводимости канала утечки с температурой. Отметим, что зависимости  $G(T)$ ,  $\tilde{G}(T)$  и  $\omega C(T)$  обратимы при термоциклировании.

Зависимости модуля высокочастотной проводимости  $\tilde{Y} \equiv (\tilde{G}^2 + \tilde{B}^2)^{1/2}$  от температуры представлены на рис. 1 кривыми 5, 8. Подобный характер имеют температурные кривые слоевой проводимости образцов  $G_s(T)$ , отражающие температурный ход поверхностной проводимости  $\sigma_s(T)$ , так как измеренные значения  $G_s$  превышают проводимость по объему ( $\sim 1 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$  при 300 K) (рис. 1, кривые 9, 10). Из рис. 1 видно, что немонотонность хода кривых  $\tilde{G}(T)$ ,  $\tilde{B}(T)$ ,  $\tilde{Y}(T)$  в образцах с термическим окислом выражена слабее, чем в контрольных, но изменение наклона наблюдается при близких температурах.



**Рис. 1.** Температурные зависимости статической проводимости  $G(T)$  (1), активной компоненты  $\tilde{G}(T)$  (2, 3, 6, 7), емкостной компоненты  $\tilde{B}(T)$  (4) и модуля высокочастотной проводимости  $\tilde{Y}(T)$  (5, 8) поверхностного канала на границе Si с термическим (1–5) и естественным окислом (6–8), а также слоевой проводимости образца Si с термическим окислом  $G_s(T)$  после хранения образца в течение нескольких дней (9) и нескольких месяцев (10) в естественных условиях. Стрелками отмечены температурные положения пиков спектра 1 на рис. 2. Для кривых 1–5, 7, 8 — левая шкала, для кривых 6, 9, 10 — правая. Температура окисления, °C: (1–8) — 1050, (9, 10) — 850.  $U, V$ : 6 — 0.5; 2 — 1.5; 3, 4 — 2.5; 1, 5, 7 — 3.5; 8 — 8.  $f = 160 \text{ кГц}$ .



**Рис. 2.** Релаксационные спектры емкостной компоненты высокочастотной проводимости поверхностного канала на границе Si с естественным (1) и термическим окислом (2, 3).  $t_1 = 2 \text{ мс}$ ,  $t_2 = 10 \text{ мс}$ .  $f = 160 \text{ кГц}$ . Переключение: 1, 2 — (0 → 4.5 В), 3 — (1 → 2.5 В).

Аналогичность температурного хода проводимости в исследованных образцах более отчетливо видна из релаксационных спектров (рис. 2), представляющих собой температурные кривые нестационарной емкостной проводимости  $\Delta\tilde{B}(T) = \omega[C(t_2) - C(t_1)]$ , полученные по стандартной методике, использующейся для емкостной спектроскопии глубоких центров. Как уже отмечалось в [10], выбор для исследований высокоомного Si исключает возможность проявления в спектрах эффектов перезарядки глубоких центров, так как ширина обедненной области уже в равновесных условиях значительно превышает глубину проникновения дефектов упаковки ( $< 1 \text{ мкм}$ ) и при переключении напряжения край области объемного заряда свипирует область без дефектов. Спектры контрольных образцов идентичны наблюдавшимся в [10] в Si с приповерхностными дефектами упаковки и содержат 5 основных пиков с максимумами  $A_1$  (94 K),  $A_2$  (126 K),  $B_3$  (187 K),  $C$  (226 K) и  $D$  (273 K). Из рис. 2 видно, что в структурах с расширенным электродом, несмотря на значительный монотонный фон, пики в спектрах наблюдаются вблизи тех же температур.

4. Корреляция температурных зависимостей  $\dot{Y}(T)$  и  $\Delta\dot{B}(T)$  с зависимостью  $G_s(T)$  может быть интерпретирована в рамках рассмотренной в [10] модели, устанавливающей связь между плотностью электронов на границе Si/SiO<sub>2</sub> и проводимостью электронного канала, шунтирующего потенциальный барьер. В этой модели учтено, что внешнее напряжение изменяет не только ширину области объемного заряда и длину канала, но и ширину канала, так как из-за различного распределения продольного поля в канале и в обедненной области на их границе возникает поперечное поле, при экранировании которого канал сужается у истока и расширяется к стоку. Отрицательная обратная связь в канале существенным образом влияет на время экранирования. Так, при ступенчатом увеличении напряжения рост тока в результате расширения канала у стока подавляется перераспределением напряжения вдоль канала, вызывающим сужение канала у истока. Последующий спад тока и сужение у стока замедляется расширением у истока. Отрицательная обратная связь расширяет частотную характеристику и в область высоких, и в область низких частот, уменьшая время нарастания тока  $\tau_f(T) \sim \sigma_s^{-1}(T)$  и увеличивая время медленного спада тока  $\tau_s(T) \sim \sigma_s(T)$  [10]. На высоких частотах из-за осцилляций ширины канала изменения проводимости отражают проводимость "раскрытого" канала и температурные изменения  $\sigma_s(T)$  отчетливее проявляются в зависимостях  $\dot{G}(T)$ ,  $\dot{B}(T)$ ,  $\dot{Y}(T)$  и слабее в зависимостях  $G(T)$ , в большей степени отражающих перекрытие канала обедненной областью и влияние роста диффузионного потенциала при понижении температуры. Кроме того, при  $\omega\tau_f \sim 1$  температурное изменение  $\sigma_s$  приводит к изменению отношения  $\dot{G}/\dot{B}$ , что также проявляется в ходе кривых  $\dot{G}(T)$  и  $\dot{B}(T)$ . Зависимость  $\tau_s = f(\sigma_s)$  приводит к ряду пиков в релаксационных спектрах при измерениях  $\Delta\dot{B}(T) = \omega[C(t_2) - C(t_1)]$  в заданном выборе  $t_2$  и  $t_1$  окне времен релаксации.

5. Приведем некоторые соображения о возможной связи температурного изменения проводимости поверхностных краевых каналов и поверхностной плотности электронов с температурным перераспределением электронного заряда между окислом и кремнием, опирающиеся на известные из литературы низкотемпературные свойства кислорода в адсорбированных кислородных и водород-кислородных конденсатах, а также в твердой фазе.

**Аналогия с температурным переходом от донорной к акцепторной активности кислородных адсорбционных комплексов.** Кислород может быть как акцептором, так и донором электронов. Донорная активность кислородных центров на поверхности кристалла Si, как и кислородных термодоноров в его объеме, связывается с электронами орбиталей неподеленных пар в сверхкоординированных атомах кислорода. К выталкиванию уровня электрона в зону проводимости приводит увеличение числа атомов кислорода в комплексе, а также увеличение энергии связи и уменьшение межатомных

расстояний [12]. Движущей силой температурных изменений электроотрицательности и перехода от донорной к акцепторной активности в адсорбированных на холодной подложке субмонослоях кислорода являются структурные переходы, наблюдающиеся с ростом температуры. Так, адсорбированный при 100 К на поверхности Si кислород обнаруживает электроположительные свойства и уменьшает работу выхода, формируя у поверхности Si гиб зон вниз. При нагреве работа выхода увеличивается и зоны изгибаются вверх, что связывается с переходом молекулярно адсорбированного кислорода к химически адсорбированному [13]. Трансформация молекулярных форм кислорода в атомарные, наблюдавшаяся в работе [14] в субмонослоях кислорода, адсорбированного при 100 К на поверхности Si, сопровождается ступенчатым ростом работы выхода в тех же температурных интервалах, что и пики  $A_2$ ,  $B_3$ ,  $C$ ,  $D$  в релаксационных спектрах в данной работе. Аналогичное изменение работы выхода наблюдалось и в системе H<sub>2</sub>O/O<sub>2</sub>/Si [15]. При этом в окрестности тех же температур, что и пики  $B_3$ ,  $C$ ,  $D$  в данной работе, в [15] наблюдались пики в термодесорбционных спектрах, отражающие потерю устойчивости водород-кислородных комплексов при 190, 220 и 280 К.

#### **Перераспределение заряда на границе кремний-окисел при собственных температурах кислородной подсистемы окисла.**

В тех же температурных интервалах, что и пики  $A_1$ ,  $A_2$ ,  $B_3$ ,  $C$  и  $D$ , наблюдается последовательность структурных фазовых превращений: аморфный конденсат → спекание → размягчение → вязкая жидкость → кристаллизация → плавление → жидкость → газ при отогреве синтезированных при 80 К твердых водород-кислородных конденсатов [16], а также аморфной твердой воды α-H<sub>2</sub>O [17]. В результате этих превращений концентрации молекулярных ионов перекиси кислорода O<sub>2</sub><sup>2-</sup> и ионов O<sub>2</sub><sup>-</sup>, а также структур O<sub>3</sub> и O<sub>4</sub>, содержащих -OO- связь, немонотонно уменьшаются с температурой, а атомарных ионов O<sup>-</sup> и O<sup>2-</sup> увеличиваются: O<sub>2</sub> → O<sub>2</sub><sup>-</sup> → O<sub>2</sub><sup>2-</sup> → O<sup>-</sup> → O<sup>2-</sup> [16]. Отметим также, что в районе температур, соответствующих пикам  $A_2$ ,  $B_3$ ,  $C$  и  $D$ , в работе [18] методом электронного парамагнитного резонанса наблюдалось ступенчатое уменьшение концентрации перекисных радикалов ≡ Si-OO- при пострadiационном отжиге аморфного SiO<sub>2</sub> с высоким содержанием растворенных молекул O<sub>2</sub>.

Отмеченные здесь аналогии позволяют предположить, что и в кислородной подсистеме SiO<sub>2</sub> в области 77 ÷ 300 К существует ряд температур, при которых обратимо изменяется энергия взаимодействия в кислородных комплексах, содержащих связь -OO-, что сопровождается изменением их электроотрицательности и перераспределением электронного заряда между окислом и кристаллом кремния, в результате чего может изменяться плотность связанных и свободных электронов на поверхности Si. Эти температуры в конечном счете связаны с температурами фазовых превращений: кипения

кислорода (90 К) и озона (161 К); разрыва молекулярной связи -OO- в молекулярных ионах O<sub>2</sub><sup>-</sup> (145 К) и перекиси кислорода O<sub>2</sub><sup>2-</sup>; начала разложения твердого конденсата H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>O (190 К) и плавления эвтектики H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>-H<sub>2</sub>O (220 К); плавления льда (273 К), спекания (~ 100 К), стеклования (~ 136 К) и кристаллизации (~ 158 К) твердых водород-кислородных конденсатов [16,17]. При этом изменение электронной плотности на границе Si/SiO<sub>2</sub> в окрестности этих температур зависит от реальных структурных особенностей SiO<sub>2</sub> и дефектов на поверхности Si, а также присутствия водорода в SiO<sub>2</sub>.

**Аналогия с температурным механизмом межслоевой передачи заряда в слоистых оксидах.** Высказанные выше качественные модельные соображения опираются также на "кислородно-дырочную" модель квазидвумерной проводимости и сверхпроводимости в слоистых оксидах, базирующуюся на пространственном разделении электронов и дырок между плоскостями с различной концентрацией кислорода [19] и на доминирующей роли кислородной подсистемы окисла. В этой модели затягивание электронов в слой с дефицитом кислорода приводит к увеличению концентрации дырок в проводящем слое. Предполагается, что димеризация дырок  $2O^{2-} - 2e \rightarrow 2O^- \rightarrow O_2^{2-}$  и связывание дырок на перекиси кислорода O<sub>2</sub><sup>2-</sup> приводит к сверхпроводимости вблизи 90 К [20,21], а температурная зависимость проводимости контролируется температурным смещением атомов кислорода в кислородных мостиках между слоями [22]. Сопоставление экспериментальных данных позволяет отметить общие характерные температуры изменений межатомных расстояний в слоистых оксидах, контролирующих плотность дырок в проводящих слоях [22], и изменений плотности электронов на границе раздела Si/SiO<sub>2</sub> по данным настоящей работы. Это является указанием на возможную общность электронных химических процессов, ответственных за межслоевое перераспределение заряда. Отмеченная аналогия поддерживает выдвинутые в данной работе модельные представления о микроскопических фазовых превращениях на границе Si/SiO<sub>2</sub> как физической причине температурной корреляции электронных и структурных свойств и косвенно подтверждает, что температурные трансформации между молекулярными и атомарными формами кислорода в окисле обратимы в температурных циклах. Эта аналогия позволяет также предположить, что рост электронной плотности на границе Si/SiO<sub>2</sub> при охлаждении может сопровождаться увеличением длины связи мостикового кислорода (кислорода в фрагменте структуры  $\equiv Si-O-SiO_3$ ) с решеткой Si.

**Температурная аналогичность релаксационных спектров проводимости и спектров внутреннего трения.** Дополнительным подтверждением этих выводов служит аналогичность температурных особенностей высокочастотной проводимости поверхностных каналов,

наблюдавшихся нами здесь, а также в [10,11], и поглощения звуковых волн в килогерцовом диапазоне частот, наблюдавшихся, как и аномалии проводимости, в кристаллах Ge и Si, содержащих дислокации в объеме и в приповерхностном слое, в [23,24]. Так, в спектрах внутреннего трения в кристаллах Si [23] в области 80÷200 К пики наблюдались при 91, 124 и 192 К, что близко к температурам пиков A<sub>1</sub>, A<sub>2</sub>, B<sub>3</sub> в релаксационных спектрах проводимости. Подобные пики в слоистых оксидах и сопутствующие резкие изменения параметров решетки оксида [25] наблюдались при 90, 126, 180, 220 К, что соответствует температурному положению пиков A<sub>1</sub>, A<sub>2</sub>, B<sub>3</sub>, C. Механизм низкоэнергетичных релаксационных процессов в оксидах, так же как и в полупроводниковых кристаллах, несмотря на долгую историю вопроса, остается дискуссионным. Аномалии в поглощении упругих волн в Si связываются с размораживанием вращательной подвижности точечных дефектов, в том числе кислородных [26] или водородных [27], затормаживающих упругие колебания дислокаций. В оксидах эти аномалии часто связываются с кислородной подсистемой оксида: внутренней структурной нестабильностью, связанной с кислородными вакансиями, с изменением спектра колебаний кислородсодержащих комплексов и т.д. (см., например, обзор [28]).

Отметим также, что в рамках модельных представлений о температурных изменениях электроотрицательности кислородных и водород-кислородных комплексов могут найти объяснение наблюдавшиеся ранее температурные аномалии подвижности в электронных инверсных каналах в кремниевых полевых транзисторах [6], а также пострадиационного положительного встроенного заряда в SiO<sub>2</sub> [18] и плотности разорванных связей кремния на границе Si/SiO<sub>2</sub> [29]. Это позволяет высказать мнение, что предложенная модель может дать ключ к пониманию механизма модификации пограничных состояний на границе Si/SiO<sub>2</sub> под влиянием температуры, электрического поля и облучения.

6. Основываясь на анализе полученных здесь результатов с привлечением литературных данных, можно заключить, что наблюдаемый немонотонный рост проводимости электронных каналов на границе раздела Si/SiO<sub>2</sub> с понижением температуры контролируется температурным перераспределением электронов и дырок между Si и SiO<sub>2</sub> в окрестности собственных температур кислородной подсистемы окисла, приводящим к формированию обогащенного электронами поверхностного слоя вблизи 80 К.

Авторы благодарны участникам научного семинара лаборатории неравновесных процессов в полупроводниках ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН за обсуждение работы.

## Список литературы

- [1] E.H. Poindexter, C.F. Young, G.J. Gerardy. In: *Fundamental Aspects of Ultrathin Dielectrics on Si-based Devices*, ed. by E. Garfunkel et al. (Kluwer Academic Publishers, Netherlands, 1998).

- [2] J.M.M.de Nijs, K.G. Druif, V.V. Afanas'ev, E. van der Drift, P. Balk. Appl. Phys. Lett., **65**, 2428 (1994).
- [3] S.V. Kravchenko, W.E. Mason, G.E. Bowker, J.E. Furneaux, V.M. Pudalov, M.D'Iorio. Phys. Rev. B, **51**, 7038 (1995).
- [4] B.L. Altshuler, D.L. Maslov. Phys. Rev. Lett., **82**, 145 (1999).
- [5] T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern. Rev. Mod. Phys., **54**, 437 (1982).
- [6] K. Rais, G. Ghibaudo, F. Balestra. Phys. St. Sol. (a), **146**, 853 (1994).
- [7] А.В. Ржанов. *Электронные процессы на поверхности полупроводников* (М., Наука, 1971).
- [8] С.И. Кириллова, М.Д. Моин, В.Е. Примаченко, С.В. Свечников, В.А. Чернобай. ФТП, **26**, 1399 (1992).
- [9] Ю.В. Дубровский, С.В. Морозов. Поверхность. Физика, химия, математика, N 9, 143 (1987).
- [10] Н.И. Бочкарева, А.В. Ключков. ФТП, **32**, 1432 (1998).
- [11] Н.И. Бочкарева. ФТП, **25**, 537 (1991).
- [12] P. Deak, L.C. Snyder, J.W. Corbett. Phys. Rev. B, **45**, 11 612 (1992).
- [13] D. Schmeisser. Surf. Sci., **137**, 197 (1984).
- [14] A. Spitzer, H. Luth. Surf. Sci., **118**, 136 (1982).
- [15] P.A. Theil, T.E. Madey. Surf. Sci. Rep., **7**, 211 (1987).
- [16] Т.В. Ягодковская, Л.И. Некрасов. ЖФХ, **51**, 2434 (1977).
- [17] G.P. Johari, A. Hallbrucker, E.L. Mayer. J. Chem. Phys., **95**, 2955 (1991).
- [18] D.L. Griscom. Phys. Rev. B, **40**, 4224 (1989).
- [19] J.D. Jorgensen, B.W. Veal, A.P. Paulikas, L.J. Nowicki. G.W. Grabtree, H. Claus, W.K. Kwok. Phys. Rev. B, **41**, 1863 (1990).
- [20] M.S. Hegde, P. Ganguly. Phys. Rev. B, **38**, 4557 (1988).
- [21] И.Я. Дзялошинский. Письма ЖЭТФ, **49**, 119 (1989).
- [22] J.Konstantinovic, G. Parette, Z. Diordjevic. Sol. St. Commun., **70**, 163 (1989).
- [23] L.P. Khiznichenko, P.F. Kromer, D.K. Kaipnazarov, E. Otenyazov, D. Yusupova, L.G. Zotova. Phys. St. Sol., **21**, 805 (1967).
- [24] V.M. Mecs, A.S. Nowick. Appl. Phys. Lett., **8**, 75 (1966).
- [25] Y. Wang, H. Shen, J. Zhu, Z. Xu, M. Gu, Z. Niu, Z. Zhang. J. Phys. C, **20**, L665 (1987).
- [26] В.С. Постников, В.И. Кириллов, Ю.А. Капустин, В.С. Борисов. ФТП, **27**, 1906 (1985).
- [27] А. Новик, Б. Берри. *Релаксационные явления в кристаллах* (М., Атомиздат, 1975).
- [28] В.Н. Беломестных, О.Л. Хасанов, Ю. Кон-Сю. СФХМ, **2**, 119 (1989).
- [29] D.L. Griscom. J. Appl. Phys., **58**, 2524 (1985).

Редактор Л.В. Шаронова

## Effect of low-temperature charge redistribution at the Si/SiO<sub>2</sub> interface on the surface electron channel conductivity

N.I. Bochkareva, S.A. Khorev

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St.Petersburg, Russia

**Abstract** The temperature behaviour of electron density at the Si/SiO<sub>2</sub> interface has been studied using hf conductance measurements in edge surface electron channels that shunt Schottky barriers in *n*-Si. The results obtained are consistent with a model in which the metal-like temperature behaviour of conductance is an evidence in favour of the electron charge redistribution between oxide and silicon crystal at temperatures peculiar to oxygen subsystem in the oxide.