

УДК 537.9

## ОБ УСТОЙЧИВОСТИ СВЕРХТОНКИХ ИЗОЛИРУЮЩИХ СЛОЕВ ОКИСЛА КРЕМНИЯ К ПОЛЕВОМУ ПОВРЕЖДЕНИЮ

Ю.В. Гуляев, Е.И. Гольдман, Г.В. Чучева

Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук,  
141190, МО, г. Фрязино, пл. Введенского, д. 1

Проанализированы полученные ранее результаты экспериментальных исследований устойчивости  $n$ -Si-металл-окисел-полупроводник (МОП) структур с толщиной окисла менее 40 Å к воздействию сильных, но допобойных электрических полей. Показано, что объекты со сверхмалой толщиной  $\text{SiO}_2$  гораздо более «податливы» к полевоому стрессу – они легче повреждаются внешними воздействиями, но и гораздо быстрее восстанавливаются к исходному состоянию при комнатной температуре. В процессе выдержки структур в сильном электрическом поле на контакте кремний-окисел образуются дополнительные локализованные электронные пограничные состояния с концентрацией, превышающей  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Перезарядка вновь образованных центров с ростом полевого напряжения заведомо обеспечивает накопление у границы раздела кремний-окисел избыточного заряда, резко увеличивающего поля в изолирующем слое. Это явление должно оказывать решающее влияние на изменение туннельной вольт-амперной характеристики Si-МОП структур после стресса.

**Ключевые слова:** сверхтонкий окисел, структура металл-окисел-полупроводник, неосновные носители заряда, полевой стресс, граница раздела, туннельный ток

**Сведения об авторах:** Гуляев Юрий Васильевич, академик РАН; Гольдман Евгений Иосифович, кандидат физико-математических наук; Чучева Галина Викторовна, доктор физико-математических наук; Фрязинский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук; gvc@ms.ire.rssi.ru, 8 (496) 565 25 20

## ON THE STABILITY OF ULTRATHIN INSULATED LAYERS OF THE SILICON OXIDE TO THE FIELD DAMAGE

Yu. V. Gulyaev, E. I. Goldman, G.V. Chucheva

Fryazino branch of the Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences,  
141190, Moscow region, Fryazino, Vvedensky Square, 1

Results of experimental studies of the stability of  $n$ -Si-MOS structures with an oxide thickness of less than 40 Å to the effect of strong, but before breakdown electric fields are analyzed. It is shown, that objects with an ultra-small thickness of  $\text{SiO}_2$  are much more "compliant" to the field stress - they are more easily damaged by external influences, but are much more quickly restored to their original state at the room temperature. In the process of aging structures in a strong electric field additional localized electronic boundary states with a concentration exceeding  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  are formed at the silicon-oxide contact. Recharging of newly formed centers with increasing of the field voltage certainly ensures the accumulation of an excess charge near the silicon-oxide interface, sharply increasing field in insulating layer. This phenomenon should have a decisive influence on the change in the tunneling current-voltage characteristics of Si-MOS structures after the stress.

**Keywords:** ultra-thin silicon oxide, metal-oxide-semiconductor structure, minority carriers, field stress, interface

**Authors:** Gulyaev Yury Vasilievich, Academician of the Russian Academy of Sciences, Evgeny Iosifovich Goldman, Candidate of Physico-Mathematical Sciences; Chucheva Galina Viktorovna, Doctor of Physico-Mathematical Sciences Fryazino branch of the Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences, gvc@ms.ire.rssi.ru, 8 (496) 565 25 20

С понижением размеров активных элементов современных полупроводниковых устройств до наномасштабов электрические поля в их изолирующих слоях, возникающие при управляющих воздействиях, повышаются до нескольких единиц  $10^6 \text{ В/см}$ . Действие на структуры Si-SiO<sub>2</sub> такого сильного, но допобойного электрического поля сводится к так называемому «повреждению окисла» – к обратимым, но долговре-

менным изменениям свойств  $\text{SiO}_2$ , выражающимся в накоплении у границы раздела (ГР) кремний-окисел встроенного заряда, образовании в объеме изолятора локализованных электронных состояний и генерации на этой ГР поверхностных состояний – центров рождения электронно-дырочных пар. В массивных образцах (с толщиной  $\text{SiO}_2$  более  $100 \text{ \AA}$ ) полевое повреждение в основном связано с накоплением на ГР  $\text{Si-SiO}_2$  дополнительного встроенного заряда за счёт опустошения объёмных ловушек в окисле, что приводит к росту проводимости изолирующего слоя [1–4]. В тонких и особенно в сверхтонких слоях окисла (с толщиной  $\text{SiO}_2$  менее  $40 \text{ \AA}$ ) вклад объёмных ловушек в повреждение не может быть велик: при концентрации  $10^{17} \text{ см}^{-3}$  максимальное дополнительное поле после их полного опустошения составит порядка  $2 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ . Это поле существенно меньше значений электрического поля от внешнего управляющего напряжения. Поэтому в современных наномасштабных структурах главной причиной изменения состояния окисла после полевого воздействия является генерация на ГР  $\text{Si-SiO}_2$  дополнительных локализованных электронных состояний. В Si–металл–окисел–полупроводник (МОП) структурах поверхностные уровни на ГР соответствуют парамагнитным состояниям атомов кремния с неспаренным электроном, связанным с тремя атомами в объёме полупроводника,  $\equiv \text{Si}_3\text{Si}\cdot$  – так называемым  $P_b$  центрам [5]. Кристаллографическая концентрация этих центров составляет  $8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , а наблюдаемые значения плотности локализованных электронных состояний –  $10^{10}$ – $10^{12} \text{ см}^{-2}$  [5]. Такая разница обусловлена пассивацией  $P_b$  центров водородом. Увеличение числа активных оборванных связей в результате полевого воздействия объясняется снижением концентрации водорода у ГР  $\text{Si-SiO}_2$  [6]. Экспериментальные исследования накопления в результате полевого стресса и рекомбинации после него дополнительных локализованных электронных состояний на ГР сверхтонкий окисел–кремний проведены в работах [7, 8]. В данной работе на основании полученных ранее результатов проанализированы особенности процессов полевого повреждения и релаксации после него

Si-МОП структур со сверхтонким изолирующим слоем.

Увеличение концентрации локализованных на ГР  $\text{Si-SiO}_2$  электронных состояний, являющихся центрами генерации неосновных носителей заряда (ННЗ), можно фиксировать по сдвигу динамических вольт-амперных характеристик (ДВАХ) после полевого стресса [7]. Опыты проводились на Si-МОП структурах с полевым электродом  $\text{Al-n+Si:P}$  (концентрация доноров  $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , площадь  $S = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ ), изолированным от кремниевой подложки (концентрация свободных электронов  $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) слоем пирогенного окисла с оптической толщиной  $h = 40 \text{ \AA}$ . Полевое воздействие осуществлялось следующим образом: образцы в комнатных условиях выдерживались до 30 минут при полевом напряжении  $V_g = 3,1 \text{ В}$  (обогащение подложки), либо до 120 минут при  $V_g = -3,8 \text{ В}$  (обеднение подложки). Разные времена выдержки и абсолютные значения  $V_g$  позволяют достигать практически одинаковых по значению и продолжительности действия полей<sup>1</sup> в окисле и тем самым сопоставлять результаты стресса при разных полярностях полевого напряжения. На рис. 1 представлен общий вид графиков ДВАХ и идеальной вольт-фарадной характеристики.

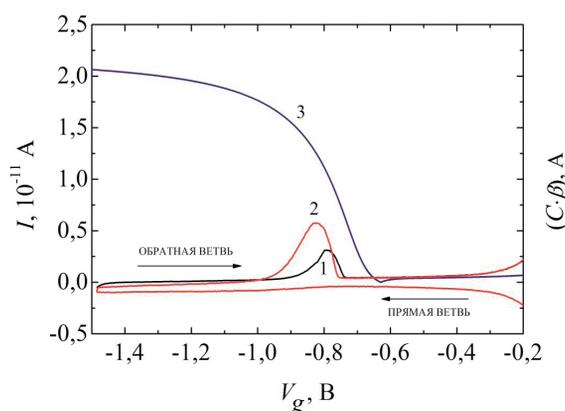


Рис. 1

Общий вид динамических вольт-амперных характеристик Si-МОП структур:

1 – до стресса; 2 – после полевого стресса; 3 – равновесная вольт-фарадная характеристика идеальной Si-МОП структуры с теми же параметрами, что и у экспериментальных образцов (концентрация доноров  $N_d = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , площадь  $S = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ , толщина окисла  $h = 40 \text{ \AA}$ ); значение ёмкости  $C$  умножалось на скорость полевой развертки  $\beta$

<sup>1</sup> При обедняющих напряжениях наполнение канала инверсии неосновными носителями заряда идёт относительно медленно (времена порядка 1000 с) за счёт генерации по периферии полевого электрода. После достижения равновесия высота обедняющего изгиба зон составляет  $\sim 0,6 \div 0,7 \text{ В}$ .

Величина  $V_g$  изменялась со временем  $t$  с постоянной скоростью  $|dV_g/dt| = \beta = 16$  мВ/с: на прямой характеристике от состояния плоских зон до  $V_g = -1,5$  В, а на обратной – от  $V_g = -1,5$  В до начального значения. Регистрировался ток  $I$  в цепи затвор–подложка. В связи с медленным процессом накопления ННЗ состояние ГР, соответствующее прямой и начальной части обратной ветви, неравновесное. Данный процесс заканчивается «ступенчатым» спадом темпа генерации электронно-дырочных пар [9, 10] и резким переходом к равновесию. После достижения равновесия по концентрации ННЗ в области сильной или слабой инверсии (по терминологии [11]) обратная ветвь ДВАХ переходит в спадающую с напряжением квазиравновесную кривую вольт-фарадной характеристики Si-МОП структуры. Таким образом, график ДВАХ имеет резкий максимум, практически лежащий на идеальной вольт-фарадной характеристике образца. Усреднённый по площади структуры темп генерации электронно-дырочных пар  $N_g$  может быть определён через время натекания ННЗ под полевой электрод  $t_m$  из равенства

$$N_g = \frac{p_{sm}}{t_m}, \quad (1)$$

где  $p_{sm}$  – концентрация дырок в состоянии, соответствующем равновесию в точке максимума ДВАХ. Продолжительность  $t_m$  отсчитывалась от точки на прямой ветви с напряжением  $V_g = V_{fb} - E_g / 2q = -0,76$  В. Здесь  $V_{fb} = -0,2$  В – напряжение плоских зон,  $E_g$  – ширина запрещённой зоны Si,  $q$  – элементарный заряд. Величина  $p_{sm}$  находилась из соотношения

$$C(p_{sm})\beta = I_m, \quad (2)$$

где  $C(p_{sm})$  – табулированная на основе приведённых в [11] формул зависимость ёмкости идеальной Si-МОП структуры от концентрации ННЗ,  $I_m$  – ток в максимуме ДВАХ.

На рис. 2 и 3 представлены участки ДВАХ в окрестности максимумов, отвечающие разным полярностям полевого стресса и различным моментам релаксации к невозмущённому состоянию. Из экспериментальных результатов следует: при положительной полярности стресса рост количества центров генерации электронно-дырочных пар примерно на 30 % выше, чем при отрицательной; характерные времена рекомбинации рождённых при полевым воздействием

локализованных электронных состояний составляют двое суток независимо от полярности приложенного при стрессе напряжения.

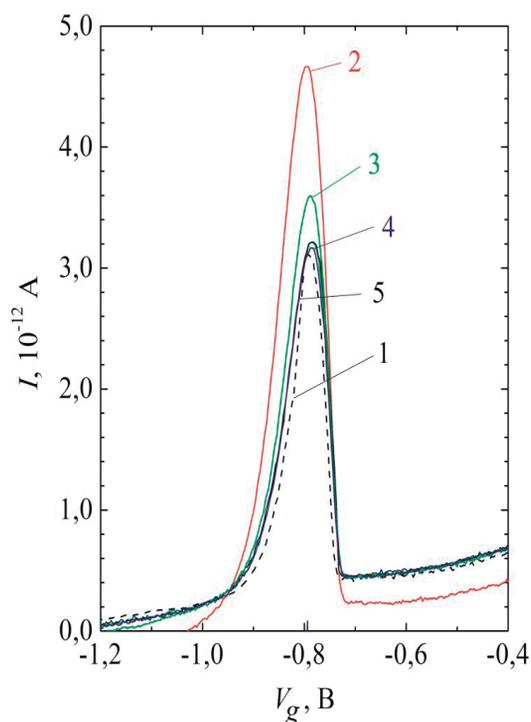


Рис. 2

**Фрагменты динамических вольт-амперных характеристик Si-МОП структур после полевого стресса при  $V_g = 3,2$  В в течение 80 с:**

1 – до стресса; 2 – сразу после стресса; 3 – через 4 ч после стресса; 4 – через сутки после стресса; 5 – через двое суток после стресса. Темпы генерации дырок для кривых 1–5:

$$N_{g1} = 2,56 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}, N_{g2} = 4,30 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1},$$

$$N_{g3} = 3,17 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1},$$

$$N_{g4} = 2,53 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}, N_{g5} = 2,58 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1} \text{ соответственно}$$

Непосредственную информацию об изгибе зон в полупроводнике, изменении заряда пограничных состояний и концентрации ННЗ у ГР можно получать из вида высокочастотных ёмкостных характеристик структур металл–диэлектрик–полупроводник [11]. В работе [8] были описаны результаты измерений высокочастотных ёмкостей  $n$ -Si-МОП структур с приведёнными выше параметрами в динамическом режиме. Особенностью исследований параметров ГР полупроводник–диэлектрик на основе полевых зависимостей высокочастотной ёмкости структур со сверхтонкими изолирующими слоями по сравнению с относительно толстыми объектами является необходимость учёта воз-

возможного проявления вкладов проводимости полупроводниковой подложки, туннельных токов через окисел и процессов генерации неосновных носителей заряда [12].

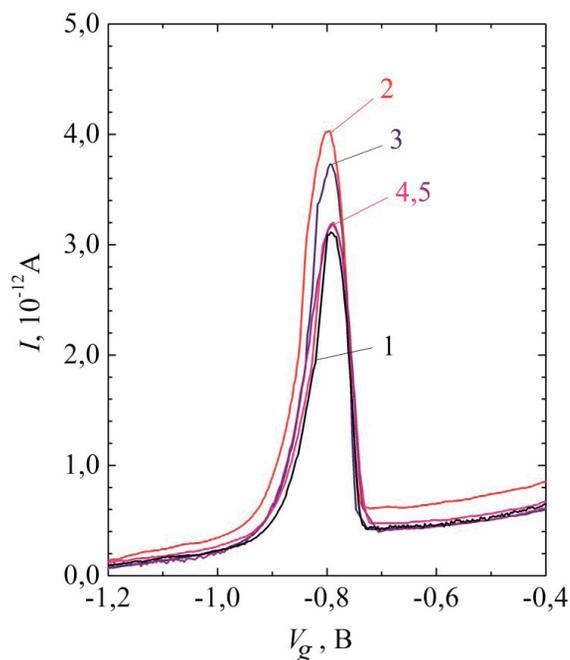


Рис. 3

Фрагменты динамических вольт-амперных характеристик Si-МОП структур после полевого стресса при  $V_g = -3,8$  В в течение 3200 с: 1 – до стресса; 2 – сразу после стресса; 3 – через 4 ч после стресса; 4 – через сутки после стресса; 5 – через двое суток после стресса. Темпы генерации дырок для кривых 1–5:  $N_{g1} = 2,56 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ,  $N_{g2} = 3,54 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ,  $N_{g3} = 3,17 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ,  $N_{g4} = 2,32 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ ,  $N_{g5} = 2,57 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  соответственно

Как показано в [8], для наших образцов достаточно измерять полевые характеристики реактивной составляющей импеданса объектов только на двух высоких частотах и из них определять и сопротивление подложки  $\rho_b$ , и ёмкость поверхностной заряженной области у ГР полупроводник–диэлектрик  $\bar{C}$ . Эксперименты проводились на частотах 0,5 и 1 МГц с использованием прецизионного измерителя LCR Agilent E4980A в описанном выше динамическом режиме изменения полевого напряжения со временем. Образцы подвергались полемому стрессу таким же образом, как и в [7]. На рис. 4 показаны вольт-ёмкостные характеристики образца  $C_1(V_g)$  (1 МГц) и  $C_2(V_g)$  (0,5 МГц) на различных дострессовых и постстрессовых стадиях.

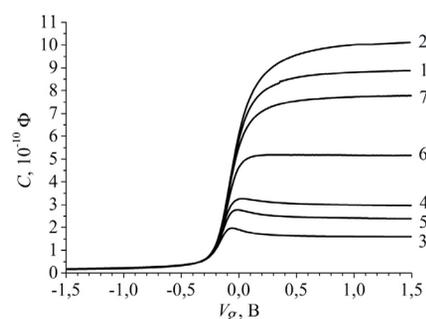


Рис. 4

Высокочастотные вольт-фарадные характеристики Si-МОП структуры, измеренные до и после полевого воздействия: 1 – до стресса, 1 МГц; 2 – до стресса, 0,5 МГц; 3 – сразу после стресса, 1 МГц; 4 – сразу после стресса, 0,5 МГц; 5 – через 2 ч после стресса, 1 МГц; 6 – через 2 ч после стресса, 0,5 МГц; 7 – через 4 ч после стресса, 0,5 МГц. В масштабе рисунка кривые, соответствующие состоянию через 2 дня после стресса при 1 МГц и 0,5 МГц, слились с линиями 1 и 2 соответственно. График, отвечающий измерениям через 4 ч после стресса при 1 МГц, практически совпал с кривой 6

Величины  $\bar{C}$  и  $\rho_b$  определялись в соответствии с [13, 14] из экспериментальных значений  $C_1(V_g)$  и  $C_2(V_g)$  по формулам:

$$\bar{C} = \frac{C_1 C_2 (\omega_1^2 - \omega_2^2)}{\omega_1^2 C_1 - \omega_2^2 C_2}, \quad \rho_b = \frac{\sqrt{(C_2 - C_1)(\omega_1^2 C_1 - \omega_2^2 C_2)}}{C_1 C_2 (\omega_1^2 - \omega_2^2)}, \quad (3)$$

где  $\omega_1$  и  $\omega_2$  – циклические частоты изменения тестирующего напряжения. Графики  $\bar{C}(V_g)$  представлены на рис. 5; кривые прямой и обратной ветви практически совпадают, они различимы только в области генерации дырок, которая запаздывает и проявляется в основном на обратной ветви.

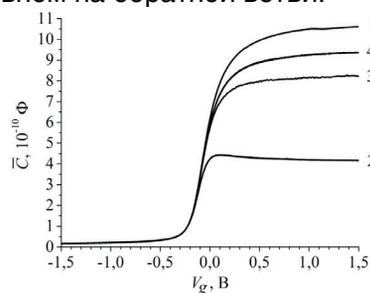


Рис. 5

Высокочастотные полевые зависимости ёмкости  $\bar{C}(V_g)$ : 1 – до стресса, 2 – сразу после стресса, 3 – через 2 ч после стресса, 4 – через 4 ч после стресса. В масштабе рисунка кривая, соответствующая состоянию через 2 дня после стресса, слилась с линией 1

Вычисленная зависимость  $\rho_b(V_g)$  имеет вид плато со значением  $\rho_b \approx 65$  Ом, переходящее при отрицательных напряжениях в резкий пик с максимумом при  $V_g = -0,26$  В. Пик – это не физическая особенность, обусловленная слиянием в данной области полевых напряжений всех ёмкостных кривых, что приводит к ошибкам при расчётах – в формуле (3) фигурирует корень квадратный от разности ёмкостей – двух близких величин. Особенность формы (пик) связана с резким замедлением уменьшения ёмкостей при переходе от  $-0,2$  к  $-0,5$  В (рис. 4).

Величина обедняющего изгиба зон в полупроводнике  $v_s$  связана со значением  $\bar{C}$  выражением, полученным из классических формул [11]:

$$\frac{\bar{C}}{C_i - \bar{C}} = \left( \frac{qV_{sh}}{T} \right)^{(1/2)} (e^{-v_s} + v_s - 1)^{-(1/2)} |1 - e^{-v_s}|, \quad (4)$$

где  $C_i$  – ёмкость диэлектрического слоя,  $v_s = -qV_s/T$  – безразмерный изгиб зон в полупроводнике ( $v_s > 0$  при обеднении и  $v_s < 0$  при обогащении),  $T$  – температура в энергетических единицах,  $V_{sh} = \frac{2\pi\epsilon_s q N_d h^2}{\epsilon^2}$ ,  $\epsilon_s$  и  $\epsilon_i$  – диэлектрические проницаемости полупроводника и изолятора,  $N_d$  – концентрация легирующей примеси у ГР. За величину  $C_i$  принималось значение  $\bar{C}$  для неповреждённого образца в состоянии глубокого обогащения полупроводника. Поскольку в процессах высокотемпературного окисления поверхности кремния и очистки получаемых структур концентрация легирующей примеси у ГР Si-SiO<sub>2</sub> может измениться по сравнению с её значением в толще полупроводниковой подложки [15], то значение  $N_d$ , а точнее говоря, величину параметра  $V_{sh}$  необходимо определять непосредственно из экспериментальных данных. В работе [16] представлена методика вычисления концентрации легирующей примеси по зависимости  $\bar{C}(V_g)$  в окрестности плоских зон, где пограничные электронные состояния уже практически заполнены и не изменяют свой заряд с ростом полевого напряжения, а эффекты размерного квантования ещё не проявляются. Выполненные в соответствии с [16] расчёты привели к цифрам:

$$\left( \frac{qV_{sh}}{T} \right)^{(1/2)} = 9,796 \cdot 10^{-2}, N_d = 2,625 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}.$$

Значение выраженного в см<sup>-2</sup> суммарного заряда пограничных состояний и дырок

на ГР  $p_{sq}$  определялось в области обеднения ( $v_s > 0, V_g < 0$ ) из соотношения [11]

$$p_{sq} = -\frac{C_i T}{Sq} \left[ \frac{qV_g}{T} + v_s + 2 \left( \frac{qV_{sh}}{T} \right)^{(1/2)} (e^{-v_s} + v_s - 1)^{(1/2)} \right]. \quad (5)$$

На рис. 6 и 7 представлены графики вычисленных из экспериментальных данных зависимостей  $v_s$  и  $p_{sq}$  от полевого напряжения.

Как видно из рис. 5, стресс приводит к существенно более низким уровням выхода ёмкостей образца на плато при больших положительных полевых напряжениях. Это свидетельствует о резком увеличении концентрации поверхностных состояний. Их заполнение электронами происходит при пининге уровня Ферми, что означает примерно постоянный изгиб зон в полупроводнике, и поэтому на этих плато  $\bar{C}$  (рис. 5) существенно меньше  $C_i$ .

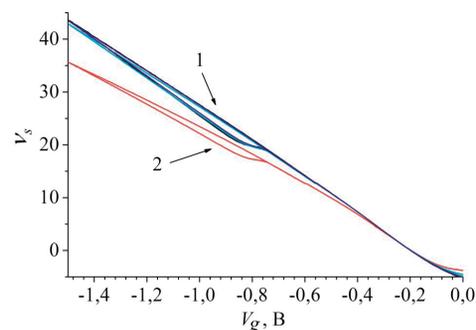


Рис. 6

Изменение безразмерного изгиба зон в полупроводнике с полевым напряжением: 1 – до стресса; 2 – сразу после стресса. При отрицательных  $V_g$  кривые, отвечающие состояниям через 2 и более часов после стресса, практически сливаются с 1

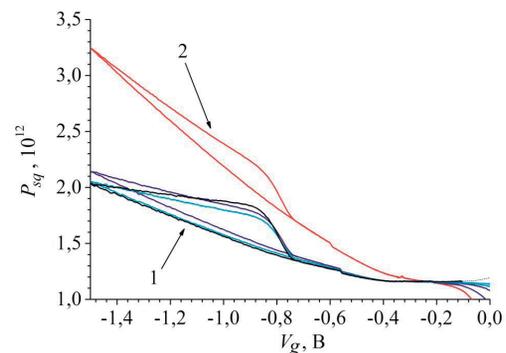


Рис. 7

Зависимость суммарного заряда пограничных состояний и дырок от полевого напряжения: 1 – до стресса; 2 – сразу после стресса. При отрицательных  $V_g$  кривые, отвечающие состояниям через 2 и более часов после стресса, практически сливаются с 1

На ёмкостном плато сразу после стресса  $v_s \approx -3,6$ , а число отрицательных зарядов доходит до  $p_{sq} = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Отсюда следует, что уровень энергии электрона на данных состояниях лежит ниже дна зоны проводимости примерно на  $T[\ln(N_c/N_d) - 3,6]^2$  или на 0,14 эВ. В подтверждение результатов, полученных при анализе ДВАХ, при высокочастотных измерениях также наблюдается повышение темпа генерации ННЗ после полевого воздействия. Рождение дырок происходит в основном на обратных ветвях измерений, и оценивать величину их накопления можно по расхождению кривых  $p_{sq}$  (рис. 7).

В заключение сформулируем основные выводы данной работы. Отличие структур со сверхтонким слоем окисла от аналогичных структур с толстым слоем окисла в том, что объекты со сверхмалой толщиной  $\text{SiO}_2$  гораздо более «податливы» к полевому стрессу – они легче повреждаются внешними воздействиями, но и гораздо быстрее восстанавливаются к исходному состоянию при комнатной температуре. По-видимому, это связано с высокой туннельной прозрачностью изолирующего барьера, который в гораздо меньшей степени препятствует электронно-дырочным переходам на комплексы в окрестностях ГР  $\text{Si-SiO}_2$ , причём как со стороны подложки, так и со стороны полевого электрода. Воздействие на сверхтонкий изолирующий слой сильного, но допробойного электрического поля приводит к образованию дополнительных пограничных локализованных электронных состояний. Поскольку перезарядка вновь образованных центров с ростом полевого напряжения заведомо обеспечивает накопление у ГР кремний-окисел избыточного заряда с концентрацией  $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , то общее количество новых локализованных состояний может превышать  $10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Такое большое значение заряда у ГР полупроводник-диэлектрик должно оказать решающее влияние на изменение туннельной вольт-амперной характеристики Si-МОП структур после стресса.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ № 16-07-00666 и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 32 «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий».

<sup>2</sup>  $N_c$  – эффективная плотность состояний в зоне проводимости кремния

## Литература

1. Poindexter E. H. MOS interface states: overview and physico-chemical perspective // *Semiconductor Science and Technology*. – 1989. – Vol. 4. – № 12. – P. 961–969.
2. Oldham T. R., McLean F. B., Boesch H. E., McCarrity J. M. An overview of radiation-induced interface traps in MOS structures // *Semiconductor Science and Technology*. – 1989. – Vol. 4. – № 12. – P. 986–999.
3. Reed M. L. Models of Si-SiO<sub>2</sub> interface reactions // *Semiconductor Science and Technology*. – 1989. – Vol. 4. – № 12. – P. 980–985.
4. Ma T. P. Interface traps transformation in radiation or hot-electron damaged MOS structures // *Semiconductor Science and Technology*. – 1989. – Vol. 4. – № 12. – P. 1061–1079.
5. Гриценко В.А. Структура границ раздела кремний/оксид и нитрид/оксид // *УФН*. – 2009. – Т. 179. – № 9. – С. 921–930.
6. McLean F. B. A framework for understanding radiation-induced interface states in SiO<sub>2</sub> MOS structures // *IEEE Transactions on Nuclear Science*. – 1980. – V. 27. – P. 1651–1657.
7. Гольдман Е.И., Кухарская Н.Ф., Нарышкина В.Г., Чучева Г.В. Проявление избыточных центров рождения электронно-дырочных пар, возникших в результате полевого и термического стрессов и их последующей аннигиляции, в динамических вольт-амперных характеристиках Si-МОП структур со сверхтонким окислом // *Физика и техника полупроводников*. – 2011. – Т. 45. – № 7. – С. 974–979.
8. Гольдман Е.И., Левашов С.А., Нарышкина В.Г., Чучева Г.В. Генерация поверхностных электронных состояний на границе раздела кремний-сверхтонкий окисел в процессе полевого повреждения структур металл-окисел-полупроводник // *Физика и техника полупроводников*. – 2017. – Т. 51. – № 9. – С. 1185–1188.
9. Ждан А.Г., Гольдман Е.И., Гуляев Ю.В., Чучева Г.В. Повышение темпа и дискретизация кинетики изотермической поверхностной генерации неосновных носителей заряда в структурах металл-диэлектрик-полупроводник с планарно-неоднородным диэлектриком // *Физика и техника полупроводников*. – 2005. – Т. 39. – № 6. – С. 697–704.
10. Ждан А.Г., Чучева Г.В., Гольдман Е.И. Проявление туннельной проводимости тонкого подзатворного изолятора в кинетике генерации неосновных носителей заряда в структурах металл-диэлектрик-полупроводник // *Физика и техника полупроводников*. – 2006. – Т. 40. – № 2. – С. 195–201.

11. Sze S. M., Kwok K. Ng. // Physics of semiconductor devices. – New York: John Wiley @ Sons. – 2007. – 2 V.
12. Гольдман Е.И., Левашова А.И., Левашов С.А., Чучева Г.В. Особенности высокочастотных измерений импеданса структур металл-диэлектрик-полупроводник со сверхтонким окислом // Физика и техника полупроводников. – 2015. – Т. 49. – № 4. – С. 483–488.
13. Lonnum L. F. Dual-frequency modified C-V technique // Electronics Letters. – 1986. – Vol. 22. – № 9. – P. 456–457.
14. Kevin J. Y. MOS Capacitance Measurements for High-Leakage Thin Dielectrics // IEEE Transactions on Electron Devices. – 1999. – Vol. 46. – № 7. – P. 1500–1501.
15. Nicollian E.H., Brews I.R. // MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology. – New York: John Wiley @ Sons. – 1982. – P. 906.
16. Гольдман Е.И., Кухарская Н.Ф., Левашов С.А., Чучева Г.В. Определение параметров структур металл-диэлектрик-полупроводник со сверхтонким изолирующим слоем из высокочастотных вольт-фарадных характеристик // Физика и техника полупроводников. – 2018. – Т. 52.
7. Goldman E. I., Kukharskaya N. F., Narishkina V. G., Chucheva G. V. Manifestation of excess centers of electron-hole pair generation resulting from field and thermal stresses and their subsequent annihilation in dynamic current-voltage characteristics of Si-MOS structures with ultrathin oxide // Semiconductors. – 2011. – Vol. 45. – № 7. – P. 944–949.
8. Goldman E. I., Levashov S. A., Naryshkina V. G., Chucheva G. V. Generation of Surface Electron States with a Silicon-Ultrathin-Oxide Interface under the Field-induced Damage of Metal-Oxide-Semiconductor Structures // Semiconductors. – 2017. – Vol. 51. – № 9. – P. 1136–1140.
9. Zhdan A. G., Goldman E. I., Gulyaev Yu. V., Chucheva G. V. Increase in the rate and discretization of the kinetics of isothermal surface generation of minority charge carriers in metal-insulator-semiconductor structures with a planar-inhomogeneous insulator // Semiconductors. – 2005. – Vol. 39. – № 6. – P. 666–673.
10. Zhdan A. G., Chucheva G. V., Goldman E. I. A manifestation of the tunneling conductivity of a thin-gate insulator in the generation kinetics of minority carriers in metal-insulator-semiconductor structures // Semiconductors. – 2006. – Vol. 40. – № 2. – P. 190–196.
11. Sze S. M., Kwok K. Ng. // Physics of semiconductor devices. – New York: John Wiley @ Sons. – 2007. – 2 V.
12. Goldman E. I., Levashova A. I., Levashov S. A., Chucheva G. V. Features of high-frequency measurements of the impedance of metal-insulator-semiconductor structures with an ultrathin oxide // Semiconductors. – 2015. – Vol. 49. – № 4. – P. 472–478.
13. Lonnum L. F. Dual-frequency modified C-V technique // Electronics Letters. – 1986. – Vol. 22. – № 9. – P. 456–457.
14. Kevin J. Y. MOS Capacitance Measurements for High-Leakage Thin Dielectrics // IEEE Transactions on Electron Devices. – 1999. – Vol. 46. – № 7. – P. 1500–1501.
15. Nicollian E.H., Brews I.R. // MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology.
16. Goldman Chucheva G. V. The determination of parameters of metal-dielectric-semiconductor structures with a ultrathin insulating layer from high-frequency C–V measurements // Semiconductors. – 2019. – Vol. 53, №1.

### References

1. Poindexter E. H. MOS interface states: overview and physico-chemical perspective // Semiconductor Science and Technology. – 1989. – Vol. 4. – № 12. – P. 961–969.
2. Oldham T. R., McLean F. B., Boesch H. E., McCarrity J. M. An overview of radiation-induced interface traps in MOS structures // Semiconductor Science and Technology. – 1989. – Vol. 4. – № 12. – P. 986–999.
3. Reed M. L. Models of Si-SiO<sub>2</sub> interface reactions // Semiconductor Science and Technology. – 1989. – Vol. 4. – № 12. – P. 980–985.
4. Ma T. P. Interface traps transformation in radiation or hot-electron damaged MOS structures // Semiconductor Science and Technology. – 1989. – Vol. 4. – № 12. – P. 1061–1079.
5. Gritsenko V. A. Structure of silicon/oxide and nitride/oxide interfaces // Physics–Uspekhi. – 2009. – Vol. 52. – № 9. – P. 869–877.
6. McLean F. B. A framework for understanding radiation-induced interface states in SiO<sub>2</sub> MOS structures // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 1980. – Vol. 27. – P. 1651–1657.