

УДК 538.911:538.915

ДЕГРАДАЦИЯ СВОЙСТВ КНС СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПСЕВДО-МОП-ТРАНЗИСТОРОВ ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫМИ ТЯЖЁЛЫМИ ИОНАМИ Хе и Вi

© В. П. Попов¹, В. А. Антонов¹, В. А. Володин¹, А. В. Мяконьких²,
К. В. Руденко², В. А. Скуратов³

¹Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13

²Физико-технологический институт им. К. А. Валиева РАН,
117218, Москва, Нахимовский просп., 36, корп. 1

³Объединённый институт ядерных исследований,
141980, г. Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6
E-mail: popov@isp.nsc.ru

Приведены результаты по изменению параметров псевдо-МОП-транзисторов на мезаструктурах кремний-на-сапфире (КНС) при облучении быстрыми тяжёлыми ионами (БТИ) Хе⁺²⁶ (150 МэВ) и Вi⁺⁵¹ (670 МэВ) до флюенса $2 \cdot 10^{11}$ см⁻², свидетельствующие о накоплении механических напряжений и зарядов в промежуточных сегнетоэлектрических (Fe) слоях плёнок HfO₂ (НО) толщиной 20 нм, Hf_{0,5}Zr_{0,5}O₂ (HZO), ламинированных вставками из монослоёв Al₂O₃ (НА, HZA) или без них. Гетероструктуры КНС формировались прямым сращиванием и водородным переносом плёнки кремния (500 нм) с предварительно нанесёнными методом плазменно-стимулированного атомно-слоевого осаждения нанослоями НА, HZA на сапфир. Электрофизические параметры определялись из стокзатворных характеристик ($I_{ds}-V_g$) псевдо-МОП-транзисторов с вольфрамовыми сток/истоковыми электродами толщиной 100 нм, нанесёнными магнетронным напылением на КНС-мезаструктуры через литографическую маску. Сравнение этих характеристик с данными рамановского рассеяния показало соответствие введённых облучением БТИ механических напряжений сжатия в кремнии с отношениями объёмов треков Хе и Вi в сегнетоэлектрике НА и сапфире.

Ключевые слова: водородный перенос, кремний-на-сапфире, диоксид гафния, межслойные механические напряжения, сегнетоэлектричество, быстрые тяжёлые ионы.

DOI: 10.15372/AUT20230611

EDN: IXWNLY

Введение. Несмотря на своё появление более 60 лет назад, гетероструктуры кремний-на-сапфире (КНС) остаются широко востребованными для элементной базы СВЧ интегральных схем в станциях мобильной связи, а также для высоконадёжной электроники, работающей при повышенных температурах и в экстремальных условиях космоса, ядерной науки и техники [1–3]. Повышенная стабильность в радиационных полях по сравнению с диоксидом кремния обусловлена полярными связями оксидов алюминия, способствующими ускоренной рекомбинации электронно-дырочных пар и заряженных компонентов пар Френкеля [4]. Аналогичными свойствами обладают также оксиды других металлов, наибольшее внимание среди которых привлекают соединения на основе диоксида гафния, нашедшего широкое применение в микроэлектронике в качестве подзатворного диэлектрика, начиная с 2008 г. Эти соединения активно внедряются также в качестве сегнетоэлектрических слоёв, демонстрируя, например, снижение коэрцитивного поля E_c до ~ 1 МВ/см и увеличение остаточной поляризации до 10–20 мкКл/см² в твёрдом растворе диоксида гафния—циркония (Hf_{0,5}Zr_{0,5}O₂, или HZO) [5, 6].

Авторами этих работ методами электронной и рентгеновской дифракции было показано, что сегнетоэлектрический гистерезис в слоях HZO обусловлен метастабильной нецентросимметричной орторомбической фазой $P_{ca}2_1$. Эта фаза в плёнках НО, легированных примесями, или в HZO превращалась в стабильную моноклинную фазу $P2_1/c$ при длительных стационарных термообработках выше 600 и 500 °С соответственно [7]. Проблему низкой термостабильности можно обойти, во-первых, легированием плёнок НО и HZO алюминием (Al) [8, 9], который формируют тугоплавкие оксиды за счёт большей энергии связи, во-вторых, быстрыми (субминутными) термообработками (RTA, Rapid Thermal Annealing) [10], а также нано- или даже фемтосекундной генерацией электронно-дырочных пар лазерными импульсами [11] или протонами, или быстрыми тяжёлыми ионами (БТИ) с энергией > 1 МэВ/нуклон и её последующей передачей и релаксацией в решётках полупроводников и диэлектриков [12–15]. Последний способ интересен ещё и возможностью увеличения доли сегнетоэлектрической фазы за счёт перехода в трековых областях БТИ моноклинной фазы $P2_1/c$ в тетраэдрическую и орторомбические фазы [13–15]. Для случая облучения БТИ механизмы изменения характеристик приборных гетероструктур практически не исследованы, хотя даже при облучении протонами происходило уменьшение диэлектрической восприимчивости МОП-конденсатора из-за компенсации носителей заряда точечными дефектами в кремнии [12]. Кроме того, из-за высокой диффузионной подвижности атомов в треке БТИ возможна также их взаимодиффузия и перемешивание слоёв на гетерограницах. Однако введение периодических вставок аморфных монослоёв Al_2O_3 с высокими температурами кристаллизации, разделяющих общую толщину 20 нм плёнки, полученной методом плазменно-стимулированного атомно-слоевого осаждения (PEALD — plasma-enhanced atomic layer deposition), на нанометровые ламели НО или HZO, подавляет ускоренный рост термодинамически стабильной моноклинной фазы при последующих термообработках за счёт размерных эффектов в свободных энергиях наноразмерных зародышей всех фаз, формирующихся низкотемпературной технологией PEALD. Показано также, что такое ламинирование диэлектрического стека снижало утечки в диоксиде гафния [16]. Поэтому можно предположить большую стабильность свойств наноламинированных слоёв сегнетоэлектрика при облучении быстрыми тяжёлыми ионами.

Целью представленной работы было определение механизмов деградации структуры и электрических свойств КНС-псевдо-МОП-транзисторов после их облучения быстрыми ионами He^{+26} (150 МэВ) и Bi^{+51} (670 МэВ) до флюенса $2 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} , когда ещё не происходит перекрытие трековых областей отдельных частиц в многослойных PEALD high- k плёнках HfO_2 (НО), $Hf_{0,5}Zr_{0,5}O_2$ (HZO) (20 нм), ламинированных монослоями Al_2O_3 или без них в структурах Si/high- k /Sapphire, а также в подложке сапфира.

Методы исследований и формируемые структуры. Поликристаллические плёнки HZO (HfO_2/ZrO_2 1 : 1), HZAO (HZO/Al_2O_3 10 : 1) и HAO (HfO_2/Al_2O_3 10 : 1) были сформированы методом PEALD в установке FlexAl (Oxford Instruments Technology, Великобритания) на пластинах сапфира (100 мм) с С-ориентацией при температуре 250 °С. Полная толщина плёнок 20 нм достигалась попеременным осаждением примерно 200 монослоёв различных оксидов, в том числе суперциклами по 10 монослоёв с толщиной слоя в суперцикле ~ 1 нм. Для осаждения оксида гафния использовали металлоорганический Hf-прекурсор ТЕМАН (тетраakis(этилметиламино)гафний) (ООО «ДАЛХИМ», Нижний Новгород), а для оксида алюминия — металлоорганический Al-прекурсор ТМА (триметилалюминий). Плазму O_2 применяли на шаге окисления (1–4 с) адсорбированного металлоорганического монослоя до предельных оксидов Hf, Zr и Al при давлении в камере 15 мторр и входной радиочастотной ВЧ-мощности в источнике плазмы 250 Вт.

В качестве доноров слоёв кремния использовались пластины Si (100 мм) n -типа с (001) ориентацией и низким удельным сопротивлением (3,5–10 Ом · см) после обработки в перекисно-аммиачном и перекисно-кислотном растворах. Перенос слоёв кремния (500 нм)

осуществлялся в процессе бондинга в вакууме предварительно имплантированным водородом (H_2^+ , 120 кэВ, $2,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) при повышенных температурах на пластины сапфира диаметром 100 мм с С-ориентацией и PEALD многослойными плёнками (20 нм) на их поверхности. Высокотемпературные быстрые термообработки пластин КНС с промежуточными PEALD-плёнками проводили ступенями на одном и том же образце (*s*-RTA) при температурах 550–950 °С в атмосфере азота в течение 30 с на установке AS-One (Annealsys, Франция).

Облучение образцов высокоэнергетическими ионами проводилось при комнатной температуре на ускорителях ИЦ-100 (Xe) и У-400 (Bi) циклотронного комплекса лаборатории ядерных реакций Объединённого института ядерных исследований (Дубна, Россия). Однородное распределение (с точностью не хуже 10 %) пучка по облучаемой поверхности мишеней достигалось за счёт сканирования в горизонтальном и вертикальном направлениях. Для предотвращения нагрева образцов средние потоки ионов были менее $10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Электрические свойства плёнок кремния в гетероструктурах КНС были исследованы при температурах 23–250 °С методами С-V и псевдо-МОП-транзисторов на установке Keithley SC-4200 (Keithley, США) и высоковольтной установке вольт-амперных характеристик нашего изготовления. Верхний металлический контакт к кремнию и сегнетоэлектрику из вольфрама площадью $S = 2,25 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$ формировался магнетронным напылением и W-иглой в центре контакта, нанесённого через фотолитографическую маску на поверхность пластин КНС после всех RTA во избежание Redox-реакций с W-электродами. Измерения С-V были выполнены на КНС-МОП-мезаструктурах диаметром до 100 мкм в диапазоне частот 10 кГц – 1 МГц с развёрткой по напряжению $V = \pm 5 \text{ кВ}$ при толщинах подложки сапфира 120 и 530 мкм, что соответствовало максимальному электрическому полю $E = \pm 0,42 \text{ МВ/см}$. Для измерений переходных характеристик ($I_{ds} - V_g$) КНС-псевдо-МОП-транзисторов сток/истоковые барьеры Шоттки из вольфрама толщиной 100 нм также наносились магнетронным распылением через отверстия в фотолитографических масках размером $150 \times 150 \text{ мкм}$ с периодом 300 мкм. В качестве электрода затвора со стороны подложки сапфира служил контакт с пастой InGa на медном столе-держателе.

Измерения биаксиальных упругих напряжений σ (кбар) в плоскости кремния (001) проводились по спектрам комбинационного рассеяния света (КРС) в отражённой геометрии по сдвигу пика однофононного рассеяния в кремнии $\Delta\sigma = -2,49 \cdot \Delta\nu$ на двух спектрометрах КРС Horiba: Jobin Yvon T64000 ($\nu = 520,5 \pm 0,1 \text{ см}^{-1}$) и LabRAM HR Evolution ($\nu = 517,5 \pm 0,1 \text{ см}^{-1}$) при длинах волн 514,5 и 325 нм соответственно.

Результаты и обсуждение. Для калибровки измерений упругих напряжений в тонких плёнках кремния толщиной 50–500 нм в структурах КНС вначале проводилось сравнение спектров КРС от пластин объёмного кремния и аналогичных по толщине слоя Si пластин кремния-на-изоляторе (КНИ). Последние были предварительно аттестованы по картам рентгеновской дифракции на отсутствие упругих напряжений σ величиной $|\sigma| > 300 \text{ бар}$, что обеспечило примерное совпадение положений пиков КРС однофононного рассеяния на $520,5 \text{ см}^{-1}$ для объёмного кремния и структур КНИ при возбуждении лазером с длиной волны $\lambda = 514,5 \text{ нм}$ (рис. 1, *a*). Более того, пошаговым термическим окислением Si и химическим травлением слоёв диоксида кремния до финальной толщины кремния 80 нм с последующим нанесением аморфной плёнки PEALD Al_2O_3 и отжигом при 1100 °С в аргоне было показано, что слой кремния после отжига и травливания плёнки испытывает латеральные напряжения растяжения $\sigma \sim 450 \text{ бар}$, тогда как отжиг под слоем термического SiO_2 практически не меняет величину σ (см. рис. 1, *a*). Для исходных гетероструктур КНС сравнение спектров КРС от различных образцов также проводилось относительно спектров от пластин объёмного кремния и пластин КНИ (рис. 1, *b*). Аналогичная процедура калибровки применялась на установке Horiba LabRAM HR Evolution при длине волны УФ-лазера 325 нм.

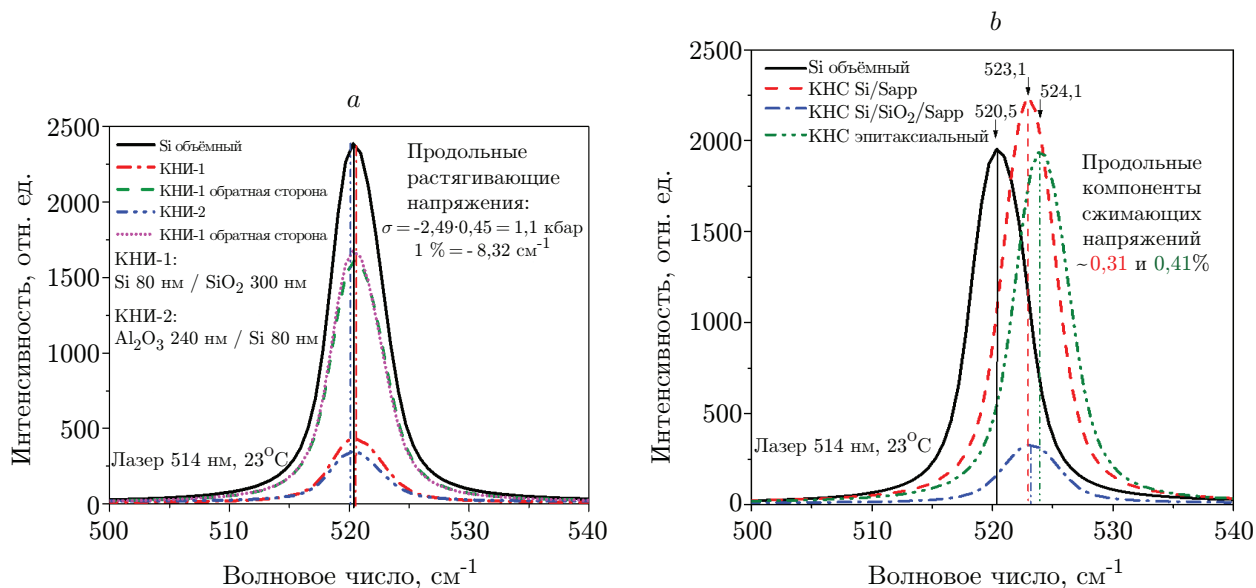


Рис. 1. Спектры КРС пика однофононного рассеяния от объёмного и тонкоплёночного кремния: для структур КНИ (а); для структур КНС (б)

Большая величина биаксиальных напряжений сжатия $\sigma = -9,0$ кбар была получена для коммерческих гетероструктур КНС, выращенных методом CVD (газофазного химического осаждения) при высоких (> 1000 °C) температурах на сапфире с R-ориентацией. Исходные напряжения латерального сжатия в слое кремния в пластинах КНС, созданных методом водородного переноса кремния на C-сапфир при повышенных температурах, составляли $-6,5$ кбар и не зависели от толщины промежуточного слоя SiO₂ в диапазоне 2–300 нм, переносимого вместе со слоем кремния.

Близкие напряжения регистрировались при замене промежуточного слоя SiO₂ 20 нм нанослоями NO, NAO или HZAO в гетероструктуре КНС (рис. 2). На рис. 2 представлены результаты измерений спектров КРС с торцов пары образцов из одной и той же гетероструктуры КНС, сложенных кремниевыми слоями друг к другу. Измерения спектров КРС проводились при возбуждении УФ-лазером с $\lambda = 325$ нм в плоскости (110) кремния. Гетероструктуры КНИ с плёнкой NO (20 нм) в роли скрытого изолятора демонстрировали наибольший сдвиг пика однофононного рассеяния по сравнению с объёмным кремнием с такой же плёнкой на поверхности (рис. 2, б), а также максимальную величину упругих напряжений сжатия кремния $\sigma = -12,7$ кбар.

Представленная на вставке рис. 2, а геометрия рамановского рассеяния позволила зарегистрировать на спектрах КРС слабые сигналы от моноклинной (320 см⁻¹) и орторомбической сегнетоэлектрической (376 см⁻¹) фаз плёнки NO, но только для структур КНИ, так как для КНС последний пик перекрывался с пиком рассеяния от сапфира. Пьедестал слева от пика КРС кремния также наблюдался лишь при наличии кремниевой подложки.

Облучение пучком электронов КНС-псевдо-МОП-транзисторов с энергией 30 кэВ в электронном микроскопе не приводило к изменению положения пиков КРС кремния в каналах этих транзисторов вплоть до доз 300 кГр в пересчёте на поглощение рентгеновских фотонов в SiO₂. Облучение быстрыми тяжёлыми ионами Xe⁺²⁶ (150 МэВ) и Bi⁺⁵¹ (670 МэВ) до флюенса $2 \cdot 10^{11}$ см⁻² существенно влияло на состояние поверхности КНС-псевдо-МОП-транзисторов и положение пика однофононного рассеяния от кремния (рис. 3).

После облучения БТИ возросло отшелушивание слоя кремния (500 нм) от подложки сапфира (500 мкм), вероятно, из-за упругих напряжений в Si-слое и недостаточной энер-

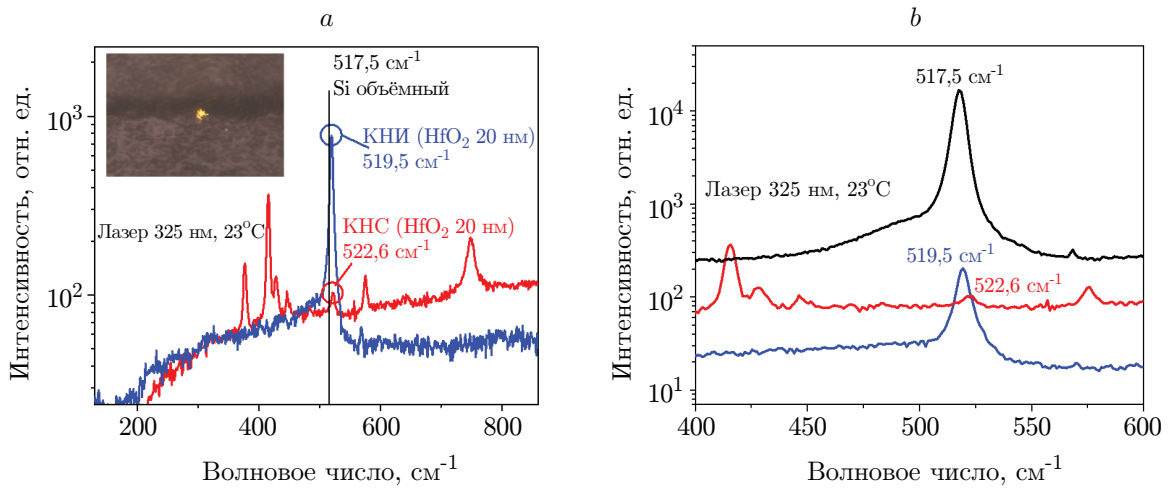


Рис. 2. Спектры КРС пика однофононного рассеяния от 500 нм слоя КНИ и 50 нм слоя КНС: а) в широком диапазоне волновых чисел (на вставке микрофотография торца двух образцов КНС с лазерным пятном диаметром 2 мкм между ними); б) то же в уменьшенном диапазоне волновых чисел с пиком от объёмного кремния и плёнкой HfO_2 20 нм на его поверхности, показанным чёрным цветом

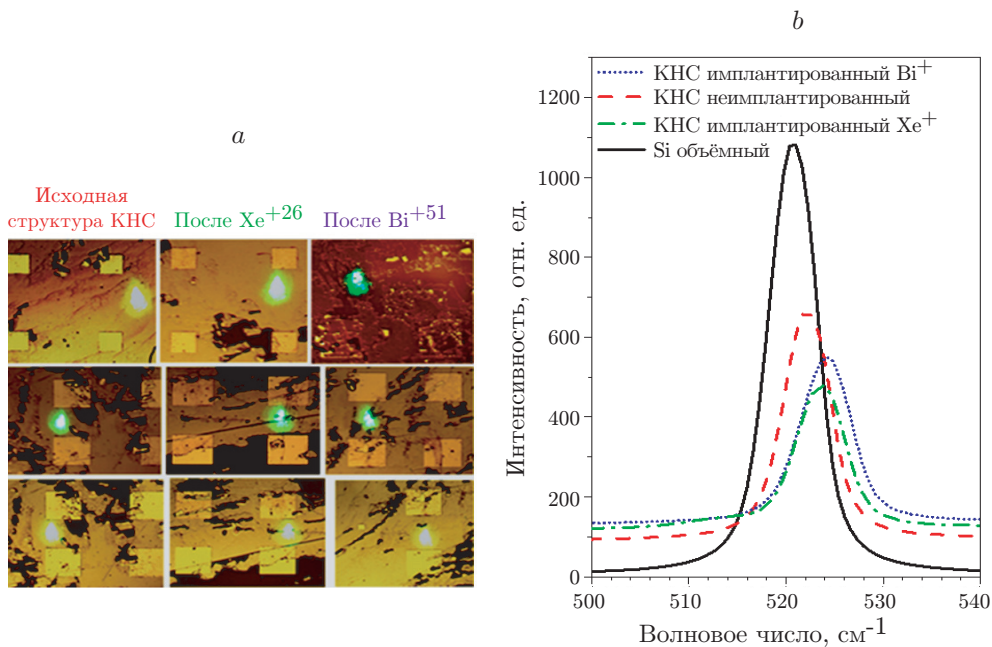


Рис. 3. Рамановская спектроскопия структур КНС: а) микрофотографии КНС-псевдо-МОП-транзисторов с расположением лазерного пятна между стоком и истоком; б) КРС спектры пика однофононного рассеяния от 500 нм слоя КНС между стоком и истоком до и после облучения БТИ Xe^{+26} (150 МэВ) и Bi^{+51} (670 МэВ) флюенсом $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при комнатной температуре

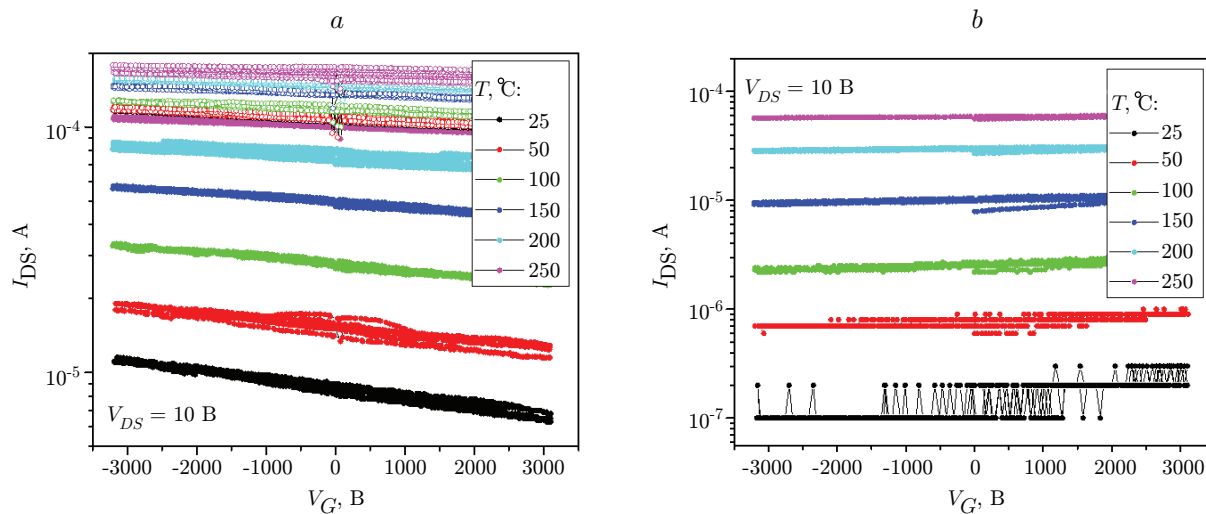


Рис. 4. Стокозатворные характеристики псевдо-МОП-транзисторов, измеренные на структурах КНС, содержащих промежуточные слои $\text{Hf}_{10}\text{Al}_1\text{O}_x$, толщиной 20 нм и прошедшие печные и быстрые термические отжиги при $450\text{ }^\circ\text{C}$ 1+1 час и при 600, 700, 800, 950 $^\circ\text{C}$ по 30 с каждый соответственно: *a*) до (пустые круги) и после (заполненные круги) облучения БТИ Xe^+ при $T = 25\text{--}250\text{ }^\circ\text{C}$; *b*) после облучения БТИ Bi^+

гии сращивания, в то время как напылённые непосредственно на промежуточные НО и НАО слои W-контакты в основном сохранились (рис. 3, *a*). В таких образцах положения пиков однофоновнного рассеяния в слое кремния на спектрах КРС при толщине сапфира 500 мкм имели заметный разброс ($\pm 0,4\text{ см}^{-1}$) из-за частичного отслоения Si, поэтому выбирались спектры, соответствующие максимальным смещениям пиков КРС после облучения (рис. 3, *b*).

Стокозатворные характеристики КНС-псевдо-МОП-транзисторов с промежуточным изолятором НАО приведены для исходных толщин сапфировой подложки 500 мкм на рис. 4. Такая толщина подложки демонстрировала полевое управление током дырок в канале, близким к насыщению потенциалом затвора через сапфировую подложку, но экспериментально достижимый потенциал затвора не обеспечивал переход транзистора в режим обеднения из-за отрицательного заряда, встроенного на границе с кремнием.

Известно, что видимые высокоразрешающей электронной микроскопией (ВРЭМ) треки не формируются в кремнии после облучения быстрыми тяжёлыми ионами, такими как Xe или Bi [17]. Тем не менее из-за формирования компенсирующих точечных дефектов происходит снижение тока стока I_{ds} более чем в 10 и 1000 раз для этих БТИ (см. рис. 4). Повышение температуры измерений до $250\text{ }^\circ\text{C}$ снижает степень компенсации проводимости слоя Si до $r = 2$ после облучения БТИ Xe без заметного изменения пороговых напряжений. Последнее свидетельствует об эффективной рекомбинации возбуждённых БТИ электрон-дырочных пар в изоляторе $\text{HfO}_2: \text{Al}/\text{c-Al}_2\text{O}_3$ (рис. 4, *a*).

В отличие от БТИ Xe электронный ток стока $I_{ds}(V_g)$ после БТИ Bi повышается на 3 порядка с ростом температуры образца ($T_{\text{изм}}$) до $250\text{ }^\circ\text{C}$, при которой проводились измерения, и почти достигает значений $I_{ds}(V_g)$ после БТИ Xe при $T = 250\text{ }^\circ\text{C}$ (рис. 4, *b*). Ещё одно отличие ионов Bi от БТИ Xe заключается в увеличении на $+6,9 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-2}$ положительного заряда на границе с кремнием после облучения. Значит, напряжение на затворе V_g контролирует ток электронов, также не достигая обеднения из-за толстой подложки сапфира. Смена знака, наведённого облучением заряда, возможна как из-за увеличения

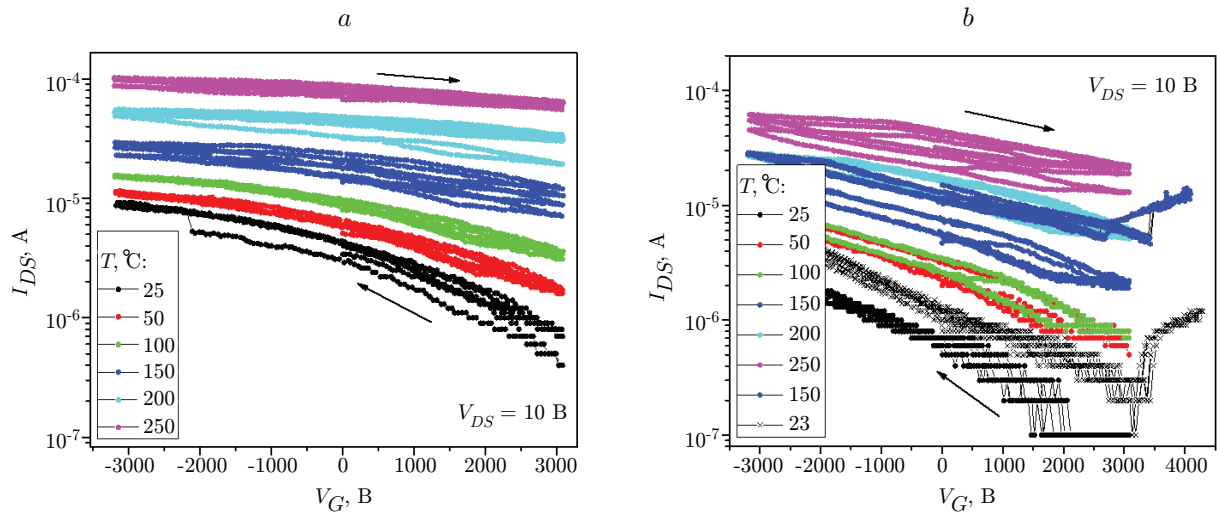


Рис. 5. Стокозатворные характеристики псевдо-МОП-транзисторов, измеренные на структурах КНС с подложками толщиной 120 мкм, содержащих промежуточные слои $\text{Hf}_{10}\text{Al}_1\text{O}_x$ толщиной 20 нм и прошедшие печные и быстрые термические отжиги при 450 °C 1+1 час и при 600, 700, 800, 950 °C по 30 с каждый: а) после облучения БТИ Xe^+ при $T = 25\text{--}250$ °C; б) после облучения БТИ Bi^+ с добавлением данных при снижении температуры измерений до комнатной

плотности заряженных дефектов, так и из-за фазовых переходов в диоксиде гафния в трещиновых областях ионов Bi [12–15].

В работах [14, 15] в треках ионов ксенона в HfO_2 наблюдался переход из орторомбической и моноклинной в тетрагональную фазу, причём объём элементарной ячейки последней больше [14, Suppl.]. При превращении моноклинной в тетрагональную или кубическую фазы объём ячейки увеличивается, т. е. напряжение в слое Si должно падать, так как при переходе тетрагональная/кубическая фазы изменения объёма нет [18]. Рост напряжений сжатия из-за трещиновых нарушений в слое сапфира до глубины ~ 10 мкм также должен снижать напряжения сжатия в слое кремния [19]. В представленной работе экспериментальные данные КРС по сдвигу пиков в область больших частот и росту напряжений сжатия в кремнии при облучении БТИ любым типом ионов означают, что либо в самом кремнии формируются треки с величинами напряжений, аналогичными величинам напряжений в сапфире, либо при облучении БТИ гетероструктур КНС нет изменения доли фаз НАО с увеличенными объёмами элементарных ячеек и соответствующим им уменьшением механических биаксиальных напряжений сжатия в кремнии.

Первое предположение можно проверить измерениями переходных характеристик (зависимостей токов стока I_{ds} от затворного напряжения V_g) псевдо-МОП-транзисторов при $T_{\text{изм}} = 250$ °C, когда сильно нарушенные области кремния не дают вклад в проводимость канала. Отношение степеней компенсации $r_{\text{Bi}}/r_{\text{Xe}} = 1,7$ при этой температуре соответствует не только отношению тормозных потерь на электронные возбуждения $\sim 1,7$, но и отношению сдвигов пиков КРС Si $\Delta\sigma(\text{Bi}^{+51})/\Delta\sigma(\text{Xe}^{+26}) = 5/3 \sim 1,7$. Логично, что именно нарушенные области решётки Si определяют в ней упругие напряжения сжатия.

Второе предположение можно подтвердить изменением с ростом температуры сегнетоэлектрического окна памяти (MW — memory window) КНС-псевдо-МОП-транзисторов при увеличении поля в 4 раза для утончённых шлифовкой до 120 мкм подложек сапфира. Обеднение канала дырками и обогащение электронами облучённых псевдо-МОП-транзисторов происходит лишь при $V_g > +3,5$ кВ, когда уже начинается поверхностный

пробой. Наблюдаемый гистерезис $I_{ds} - V_g$ характеристик всегда направлен по часовой стрелке для дырок (рис. 5), как и должно быть для сегнетоэлектрика, и он растёт с увеличением температуры [16]. Усреднённое по нескольким исходным (до облучения БТИ) псевдо-МОП-транзисторам окно гистерезиса V_{MW} было ~ 620 В (здесь не приведено).

После облучения БТИ следовало бы ожидать рост объёмов сегнетоэлектрической фазы и окна памяти пропорционально размерам треков [15]. В действительности окно гистерезиса V_{MW} при $T_{изм} = 150$ °С в облучённых БТИ псевдо-МОП-транзисторах оказалось немного больше для ионов Bi $V_{MW,Bi} = 950$ В, чем для ионов Xe $V_{MW,Xe} = 820$ В. Величина отношения $\Delta V_{MW,Bi}/\Delta V_{MW,Xe} = 1,7$ была меньше отношения $(\varnothing_{Bi}/\varnothing_{Xe})^2 = 4$, соответствующего отношению объёмов треков ионов (квадрату отношения диаметров треков) в предположении их подобия в диоксиде гафния и сапфире [20, 21]. Следует отметить, что при 250 °С отношение $V_{MW,Bi}/V_{MW,Xe}$ растёт, достигает ~ 2 (см. рис. 5) и не равно отношению r_{Bi}/r_{Xe} .

Неполное обеднение канала псевдо-МОП-транзисторов в слое кремния (500 нм) позволяет оценить изменения плотности приведённого к гетерогранице эффективного заряда после облучения БТИ с плёнкой НАО, как $\Delta Q_{ox} = -\Delta V_{p,th} C_{sapp}/q$, где q — заряд электрона, C_{sapp} — ёмкость сапфира, равная 84,8 пФ/см² для 120 мкм сапфира (диэлектрическая проницаемость ϵ для поля вдоль оси С $\epsilon_{||} = 11,5$). Величины сдвигов пороговых напряжений для дырок в инверсии $\Delta V_{p,th}$ составили -1310 и -150 В после БТИ Bi и Xe соответственно. Эти сдвиги определяются изменением эффективных зарядов $\Delta Q_{eff}(Bi) = 6,9 \cdot 10^{11}$ см⁻² для ионов висмута и $\Delta Q_{eff}(Xe) = 7,9 \cdot 10^{10}$ см⁻² для ионов ксенона.

Отношение этих эффективных зарядов для БТИ Bi и Xe составляет $\Delta Q_{eff}(Bi)/\Delta Q_{eff}(Xe) = 8,7$, что не соответствует как отношению тормозных потерь на электронные возбуждения $\sim 1,7$, так и квадрату отношения диаметров треков в сапфире $(\varnothing_{Bi}/\varnothing_{Xe})^2 \sim 4$. Это означает, что хотя генерация эффективного положительного заряда облучением БТИ происходит в основном в области трека ионов, где существенен эффект высокой температуры и высокого давления на окружающий материал, она, вероятно, ещё усилена процессом рекомбинации электронно-дырочной плазмы вне областей треков ионов [21].

Заключение. Таким образом, в работе изучены механические напряжения и определены основные механизмы деградации свойств псевдо-МОП-транзисторов на гетероструктурах КНС с промежуточными сегнетоэлектрическими слоями НО и НАО, оказавшихся стойкими к облучению быстрыми тяжёлыми ионами Bi и Xe. Основной причиной деградации проводимости в каналах транзисторов является генерация дефектов в объёме кремниевого канала, а изменение пороговых напряжений происходит из-за захвата заряда на нарушениях в области треков в слоях изоляторов и вблизи их гетерограницы с кремнием. Исходная величина механических напряжений в структурах КНИ и КНС с промежуточными слоями НО и НАО определяется разницей в коэффициентах температурного расширения и толщинами всех слоёв структуры КНС со встроенным high- k диэлектриком, но может регулироваться облучением быстрыми ионами Xe и Bi.

Финансирование. Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 22-29-01063, <https://rscf.ru/project/22-29-01063/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yoshii T., Taguchi S., Inoue T., Tango H. Improvement of SOS Device Performance by Solid-Phase Epitaxy // Japan Journ. Appl. Phys. 1982. **21**, Supplement 21-1. P. 175-179. DOI: 10.7567/JJAPS.21S1.175.

2. **Kuhn W., Lay N. E., Grigorian E. et al.** A Microtransceiver for UHF proximity links Including Mars Surface-to-Orbit Applications // Proc. of the IEEE. 2007. **95**, N 10. P. 2019–2044. DOI: 10.1109/jproc.2007.905092.
3. **Haque K., Beckett P.** Radiation-hard field-programmable gate arrays configuration technique using silicon on sapphire // IEEE Transact. on VLSI Systems. 2014. **22**, N 2. P. 232–241. DOI: 10.1109/tvlsi.2013.2242101.
4. **Pells G. P.** Radiation damage effects in alumina // Journ. Am. Ceram. Soc. 1994. **77**, N 2. P. 368–377. DOI: 10.1111/j.1151-2916.1994.tb07004.x.
5. **Müller J., Yurchuk E., Schlösser T. et al.** Ferroelectricity in HfO₂ enables nonvolatile data storage in 28 nm HKMG // Proc. of the Symposium on VLSI Technology (VLSIT). Honolulu, USA, 12-14 June, 2012. P. 25–26. DOI: 10.1109/vlsit.2012.6242443.
6. **Müller J., Böске T. S., Schroder U. et al.** Ferroelectricity in Simple Binary ZrO₂ and HfO₂ // Nano Lett. 2012. **12**, N 8. P. 4318–4323. DOI: 10.1021/nl302049k.
7. **Materano M., Lomenzo P. D., Kersch A. et al.** Interplay between oxygen defects and dopants: Effect on structure and performance of HfO₂-based ferroelectrics // Inorg. Chem. Front. 2021. **8**, N 10. P. 2650–2672. DOI: 10.1039/d1qi00167a.
8. **Chen H., Zhou X., Tang L. et al.** HfO₂-based ferroelectrics: From enhancing performance, material design, to applications // Appl. Phys. Rev. 2022. **9**, N 1. 011307. DOI: 10.1063/5.0066607.
9. **Kim H. J., Park M. H., Kim Y. J. et al.** Grain size engineering for ferroelectric Hf_{0.5}Zr_{0.5}O₂ films by an insertion of Al₂O₃ interlayer // Appl. Phys. Lett. 2014. **105**, N 19. 192903. DOI: 10.1063/1.4902072.
10. **Migita S., Ota H., Shibuya K. et al.** Phase transformation behavior of ultrathin Hf_{0.5}Zr_{0.5}O₂ films investigated through wide range annealing experiments // Jpn. Journ. Appl. Phys. 2019. **58**, N SB. SBBA07. DOI: 10.7567/1347-4065/ab00f6.
11. **Chen L., Song W., Wang W. et al.** KrF excimer laser annealing with an ultra-low laser fluence for enabling ferroelectric HfZrO // IEEE Electron. Device Lett. 2023. **44**, N 1. P. 32–35. DOI: 10.1109/LED.2022.3223109.
12. **Li Z., Jiao Y., Lv W. et al.** Highly stable electrical performances of HfO₂-based ferroelectric devices under proton irradiation // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. B. **534**, N 1. P. 45–47. DOI: 10.1016/j.nimb.2022.10.014.
13. **Vogel T., Kaiser N., Petzold S. et al.** Defect-induced phase transition in hafnium oxide thin films: Comparing heavy ion irradiation and oxygen-engineering effects // IEEE Transact. Nuclear Sci. 2021. **68**, N 8. P. 1542–1547. DOI: 10.1109/tns.2021.3085962.
14. **Vogel T., Zeitler A., Kaiser N. et al.** Structural and electrical response of emerging memories exposed to heavy ion radiation // ACS Nano. 2022. **16**, N 9. P. 14463–14478. DOI: 10.1021/acsnano.2c04841.
15. **Lederer M., Vogel T., Kaiser N. et al.** Heavy ion irradiation induced phase transitions and their impact on the switching behavior of ferroelectric hafnia // Journ. Appl. Phys. 2022. **132**, N 6. 064102. DOI: 10.1063/5.0098953.
16. **Попов В. П., Антонов В. А., Тихоненко Ф. В. и др.** Термостабильность сегнетоэлектрических плёнок на основе диоксидов гафния-циркония на кремнии // Изв. РАН. Сер. физическая. 2023. **87**, № 6. С. 867–872. DOI: 10.31857/S0367676523701508.
17. **Комаров Ф. Ф.** Нано- и микроструктурирование твёрдых тел быстрыми тяжёлыми ионами // Успехи физических наук. 2017. **187**, № 5. С. 465–504. DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.10.038012>.
18. **Tobase T., Yoshiasa A., Arima H. et al.** Pre-transitional behavior in tetragonal to cubic phase transition in HfO₂ revealed by high temperature diffraction experiments // Phys. Stat. Sol. B. 2018. **255**, N 11. 1800090. DOI: 10.1002/pssb.201800090.

19. Skuratov V. A., Kirilkin N. S., Kovalev Y. S. et al. Depth-resolved photo- and ionoluminescence of LiF and Al₂O₃ // Nucl. Instr. Meth. B. 2012. **286**. P. 61–66. DOI: 10.1016/j.nimb.2011.12.037.
20. Rymzhanov R. A., Medvedev N., Volkov A. E. Damage threshold and structure of swift heavy ion tracks in Al₂O₃ // Journ. Phys. D: Appl. Phys. 2017. **50**, N 47. 475301. DOI: 10.1088/1361-6463/aa8ff5.
21. Medvedev N., Volkov A. E., Rymzhanov R. et al. Frontiers, challenges, and solutions in modeling of swift heavy ion effects in materials // Journ. Appl. Phys. 2023. **133**. 100701. DOI: 10.1063/5.0128774.

Поступила в редакцию 30.06.2023

После доработки 10.09.2023

Принята к публикации 14.09.2023
