

УДК 621.382

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ $p-i-n$ -ФОТОДИОДОВ, ОБЛУЧЕННЫХ γ -КВАНТАМИ ^{60}Co

© 2023 г. Н. С. Ковальчук¹, С. Б. Ластовский², В. Б. Оджаев³, А. Н. Петлицкий¹, В. С. Просолович^{3,*}, Д. В. Шестовский¹, В. Ю. Явид³, Ю. Н. Янковский³

¹Открытое акционерное общество “ИНТЕГРАЛ” — управляющая компания холдинга “ИНТЕГРАЛ”, ул. Казинца, 121А, Минск, 220108 Республика Беларусь

²Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению, ул. Петруся Бровки, 19, Минск, 220072 Республика Беларусь

³Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220050 Республика Беларусь

*E-mail: prosolovich@bsu.by

Поступила в редакцию 10.08.2023 г.

После доработки 10.09.2023 г.

Принята к публикации 10.09.2023 г.

Представлены результаты исследований изменения электрофизических параметров $p-i-n$ -фотодиодов изготовленных на пластинах монокристаллического кремния p -типа проводимости ориентации (100) с $\rho = 1000$ Ом см, при облучении γ -квантами от источника ^{60}Co . Установлено, что в результате облучения $p-i-n$ -фотодиодов дозами до 2×10^{15} квант/см² происходит увеличение обратного темного тока более, чем на порядок. Однако форма кривой зависимости тока от приложенного обратного напряжения облученных $p-i-n$ -фотодиодов качественно не изменяется, как и для исходных приборов имеют место три области с различной зависимостью тока от напряжения: сублинейной, суперлинейной и линейной, обусловленные различными механизмами генерационно-рекомбинационных процессов в области обеднения $p-n$ -перехода. Основной причиной возрастания обратного тока $p-i-n$ -фотодиодов в результате облучения γ -квантами является образование генерационно-рекомбинационных центров радиационного происхождения вследствие конденсации первичных радиационных дефектов (вакансий и/или собственных междоузельных атомов) на технологических остаточных дефектах структуры, сформировавшихся как во время выращивания монокристаллов кремния, так и при последующих высокотемпературных обработках в процессе формирования приборов.

Ключевые слова: $p-i-n$ -фотодиод, барьерная емкость, темновой ток, γ -кванты ^{60}Co , радиационные дефекты

DOI: 10.31857/S0544126923600264, EDN: CKNJSW

1. ВВЕДЕНИЕ

Кремниевые $p-i-n$ -фотодиоды широко используются в физике высоких энергий в качестве детекторов частиц, а также и в большом количестве приложений в качестве детекторов фотонов. Данные приборы использовались во многих экспериментах физики высоких энергий для считывания сигналов от сцинтилляторов (*CLEO*, *BELLE*, *BABAR*, *GLAST*), в электромагнитном калориметре детекторного комплекса *CLEO* для регистрации света от кристаллов CsI(Tl). Широкое практическое применение $p-i-n$ -фотодиодов в аппаратуре космического назначения обусловлено рядом свойств, выгодно отличающих их от других полупроводниковых детекторов [1, 2]. К таким свойствам следует отнести, прежде всего, высокое временное разрешение, большой линейный диапазон и относительную дешевизну.

Использование $p-i-n$ -фотодиодов в космическом пространстве обуславливает воздействие на них различных видов высокоэнергетических частиц, присутствующих в солнечной радиации. К настоящему времени, однако, окончательно не выяснен вопрос о влиянии технологических остаточных дефектов структуры, сформировавшихся как во время выращивания монокристаллов кремния, так и при последующих высокотемпературных обработках при формировании приборов, на электрофизические параметры $p-i-n$ -фотодиода при воздействии на них γ -излучения. В работе проведен анализ изменения электрофизических параметров $p-i-n$ -фотодиодов на основе кремния с вертикальной структурой и охранным кольцом при облучении их γ -квантами от источника ^{60}Co .

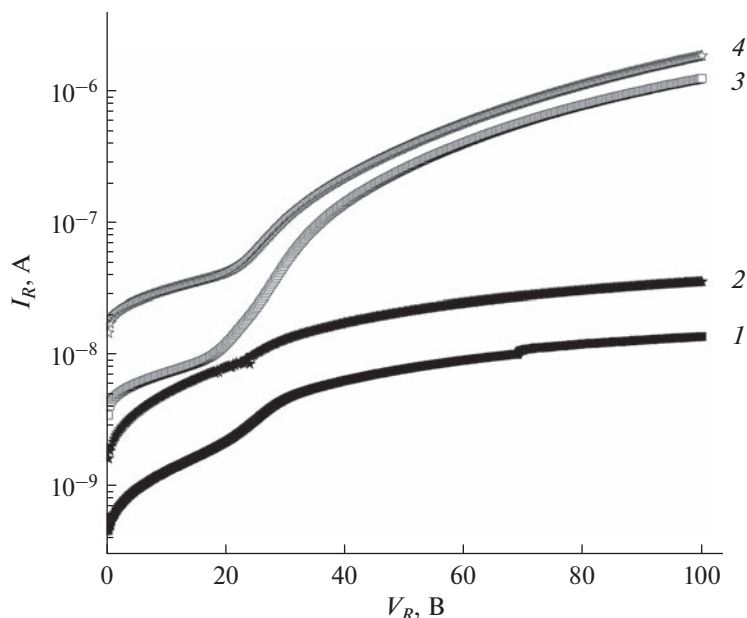


Рис. 1. Типичные обратные темновые ВАХ фоточувствительной области (1) и охранного кольца (2) исходных фотодиодов и после воздействия γ -излучения ^{60}Co дозой $\Phi = 1 \times 10^{15}$ квант/см² (соответственно, 3 и 4) при температуре 20°C.

2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Приборы изготавливались на пластинах кремния p -типа проводимости ориентации (100), выращенного методом бестигельной зонной плавки, с номинальным удельным сопротивлением 1000 Ом см. Область p^+ -типа анода (изотипный переход) создавалась имплантацией ионов бора во всю поверхность непланарной стороны пластины, области n^+ -типа катода и охранного кольца формировались диффузией фосфора из газовой фазы в планарную сторону пластины. Измерения вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик (соответственно далее в тексте ВАХ и ВФХ) проводились на измерителе параметров полупроводниковых приборов *Agilent B1500A* с зондовой станцией *Cascade Summit 11000B-AP* в диапазоне температур $-30...70^\circ\text{C}$ с шагом 10°C . Спектры релаксационной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) измерялись при обратном смещении -5 В в режимах заполнения ловушек основными и неосновными носителями заряда. В первом случае напряжение заполнения составляло 0 В, а во втором — $+2$ В. Длительность импульса заполнения равнялась 0.01 с, окно скорости эмиссии — 19 с⁻¹. Облучение γ -квантами производилось от источника ^{60}Co дозами (Φ) до 2×10^{15} квант/см².

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Ранее было установлено [3], что для исходных p - i - n -фотодиодов имеет место отклонение формы

обратной ветви темновой вольт-амперной характеристики от идеальной. На ВАХ при обратном смещении можно выделить три области изменения тока в зависимости от приложенного напряжения: сублинейную, суперлинейную и линейную, обусловленные различными механизмами генерационно-рекомбинационных процессов в области обеднения p - n -перехода и неоднородным распределением технологических (фоновых) примесей по объему кристалла. Образующиеся при облучении γ -квантами ^{60}Co первичные радиационные дефекты (вакансии и междоузельные атомы), формирующие дополнительные генерационно-рекомбинационные центры, будут взаимодействовать с ростовыми и посттехнологическими структурными нарушениями. Данное взаимодействие должно приводить к изменению электрофизических параметров p - i - n -фотодиодов.

На рис. 1 приведены ВАХ темновых токов фоточувствительной области и охранного кольца (кривые 1 и 2 соответственно) исходного фотодиода и после воздействия γ -квантов (соответственно кривые 3, 4) при температуре 20°C . После облучения p - i - n -фотодиодов наблюдается значительное увеличение темнового тока как фоточувствительной области, так и охранного кольца более, чем на порядок. Как для исходных, так и для облученных p - i - n -фотодиодов обратный темновой ток возрастает с увеличением обратного смещения, что обусловлено генерационно-рекомбинационными процессами в области обеднения [4]. Это связано с увеличением составляющей тока, обусловленной генерацией

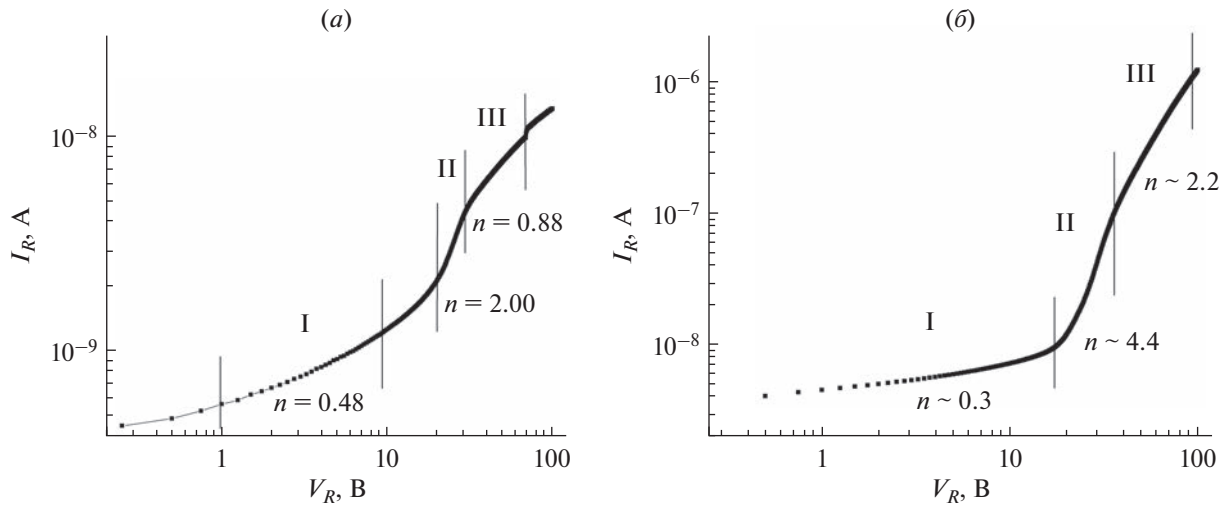


Рис. 2. ВАХ темновых токов фоточувствительной области необлученных $p-i-n$ -фотодиодов (а) и после облучения γ -квантами ^{60}Co $\Phi = 1 \times 10^{15}$ квант/см 2 (б) при $T = 20^\circ\text{C}$ в двойном логарифмическом масштабе.

носителей заряда с глубоких энергетических уровней радиационных дефектов. Так же возможно образование инверсионного канала между охранным кольцом и фоточувствительной областью из-за наличия пострadiационных заряженных центров как на границе раздела Si-SiO_2 , так и в прилегающих к ней областях. Вольт-амперные характеристики $p-i-n$ -фотодиодов после облучения γ -квантами во всех случаях удовлетворительно описывается зависимостью $I_R \sim (V_R)^n$. Кривые для фоточувствительной области и для охрannого кольца в обоих случаях качественно похожи, и для исходных приборов, и для облученных γ -квантами ^{60}Co : на темновых ВАХ диода при обратном смещении наблюдаются ступеньки вблизи $V_1 \approx 25$ В и $V_2 \approx 70$ В. Это связано, как ранее было предположено [3], с термической генерацией носителей заряда с глубоких уровней и неоднородным распределением технологических примесей с глубокими уровнями по объему кристалла.

На рис. 2 представлены вольт-амперные характеристики исходных и облученных γ -квантами дозой 1×10^{15} квант/см 2 $p-i-n$ -фотодиодов в двойном логарифмическом масштабе. Несмотря на то, что в результате облучения обратный ток возрос более, чем на порядок, форма кривой зависимости тока от приложенного обратного напряжения качественно не изменилась, т.е. по-прежнему имеют место три области с различной зависимостью тока от напряжения (сублинейная, суперлинейная и линейная), находящиеся в тех же местах, что и для необлученных фотодиодов. Данный экспериментальный факт свидетельствует, что неоднородности, обусловленные микродефектами, не изменили своего пространственного расположения.

Возрастание обратного тока в области I (напряжение смещения составляет 0–10 В), скорее всего, связано с образованием в процессе облучения новых рекомбинационных центров радиационного происхождения. Небольшое уменьшение показателя n в процессе облучения возможно обусловлено изменением градиента концентрации носителей заряда на границе области обеднения. Наибольшие изменения претерпела область II (напряжение смещения от 20 до 35 В), связанная, как ранее предполагалось [3], с остаточными технологическими дефектами (дислокации, дислокационные петли, стержнеобразные дефекты и т.п.) и величина n изменилась от 2.0 до 4.4. Вероятно, в процессе облучения произошла трансформация остаточных дефектов: они “оделлись в шубу” из радиационных дефектов, которые в свою очередь проявились как рекомбинационные центры. Область III (напряжение смещения более 35 В) также претерпела существенные изменения, и величина n возросла от 0.8 до 2.2. По-видимому, в этой области, так же, как и в области II, это связано с остаточными дефектами, но в данном случае это два различных типа дефектов. Из исследований зависимостей обратного тока от температуры при $V_R = 10, 25$ и 60 В (рис. 3) установлено, что в областях I и II величину обратного тока приборов определяют глубокие центры с энергетическими уровнями $\Delta E_i = 0.28\text{--}0.29$ эВ, причем в области II их концентрация существенно выше. В области III обратный ток прибора определяют глубокие центры с энергетическими уровнями $\Delta E_i = 0.46$ эВ. Следует отметить, что наклоны температурных зависимостей обратного тока для фоточувствительной области и охрannого кольца как исходных $p-i-n$ -фотодиодов, так и после облучения γ -квантами одинаковы (рис. 4).

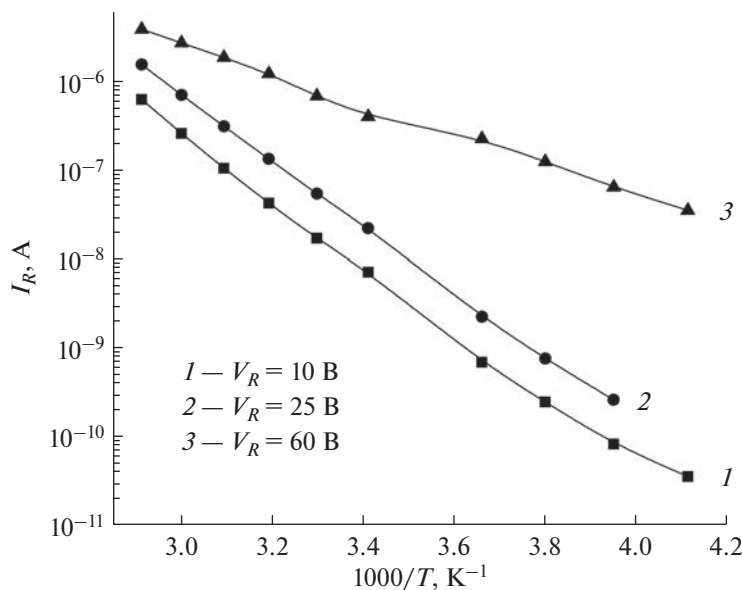


Рис. 3. Температурные зависимости темного тока при обратном смещении $V_R = 10, 25$ и 60 В фоточувствительной области p - i - n -фотодиода после воздействия γ -излучения ^{60}Co ($\Phi = 1 \times 10^{15}$ квант/см 2).

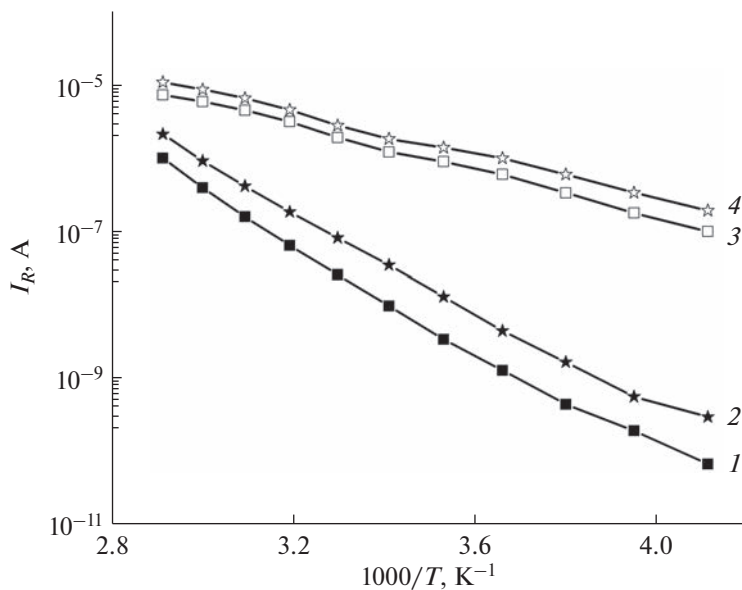


Рис. 4. Температурные зависимости темнового обратного тока фоточувствительной области (1) и охранного кольца (2) исходного p - i - n -фотодиода и после воздействия γ -излучения (соответственно, 3 и 4) при обратном смещении $V_R = 100$ В.

Это свидетельствует о том, что обратный ток и в фоточувствительной области, и в охранном кольце обусловлен одними и теми же генерационно-рекомбинационными процессами, т.е. одними и теми же видами структурных дефектов.

Из измерений *DLTS* в режиме перезарядки уровней ловушек основными носителями заряда установлено, что после облучения γ -квантами спектры имеют типичный вид для кремния p -ти-

па, выращенного по методу бестигельной зонной плавки (рис. 5а). Первый пик (начиная с низких температур) соответствует уровню дивакансии в кремнии p -типа, второй — комплексу междоузельный углерод-междоузельный кислород (C_iO_i). На спектрах в режиме инжекции (режим перезарядки уровней ловушек неосновными носителями заряда) дополнительных сигналов, обусловленных радиационными дефектами, не наблюда-

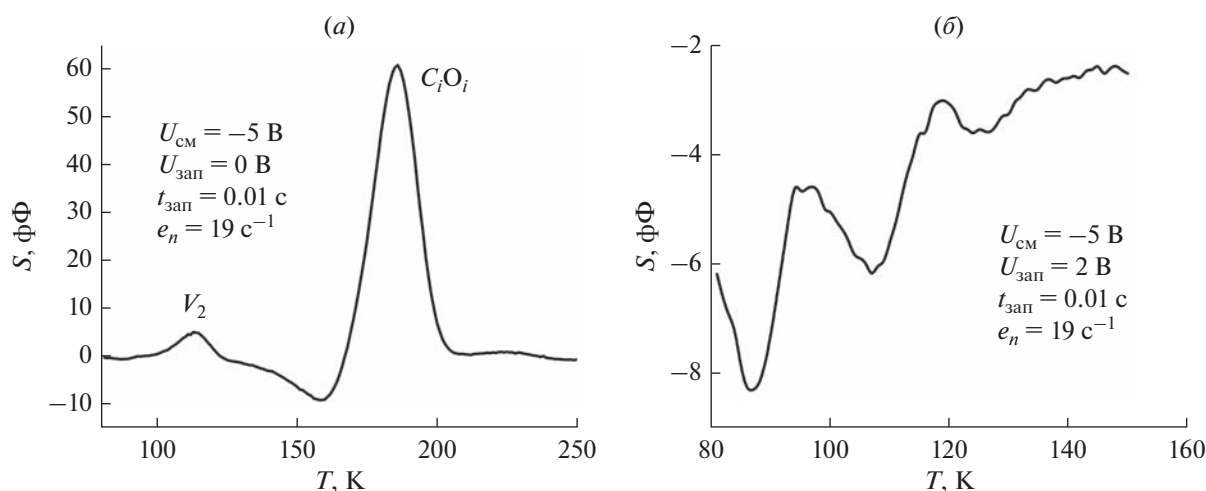


Рис. 5. Спектры *DLTS* *p-i-n*-фотодиода, облученного γ -квантами ^{60}Co ($\Phi = 2 \times 10^{15}$ квант/см 2).

(а) – Спектры в режиме перезарядки уровней ловушек основными носителями заряда.

(б) – Спектры в режиме перезарядки уровней ловушек неосновными носителями заряда. Параметры измерений указаны на рисунках. $t_{\text{зап}}$ – длительность импульса, e_n – окно скорости эмиссии.

ется (рис. 5б). При облучении кремния γ -квантами ^{60}Co (энергия ~ 1.25 МэВ) основным механизмом взаимодействия высокоэнергетических частиц с матрицей является Комптон-эффект. При этом происходит рассеяние γ -кванта на валентных электронах атомов основного вещества с образованием быстрых электронов, производящих формирование первичных радиационных дефектов – пар Френкеля (вакансия и междоузельный атом). Следует отметить, что отличительной особенностью радиационного дефектообразования при облучении γ -квантами ^{60}Co является практически однородное формирование радиационных дефектов по объему полупроводника. В результате взаимодействия компонентов пар Френкеля между собой, с основными легирующими и технологическими примесями, а также с размерными дефектами структуры формируется широкий спектр радиационных дефектов, определяемый, прежде всего, примесным составом и структурным совершенством матрицы [5]. В высокоомном монокристаллическом кремнии *p*-типа, выращенном по методу бестигельной зонной плавки, такими центрами являются дивакансия и комплекс междоузельный углерод-междоузельный кислород C_iO_i [5, 6]. Таким образом, в нашем случае новых видов радиационных дефектов в результате облучения обнаружено не было. Этот экспериментальный факт подтверждает выше высказанное предположение о том, что в процессе облучения произошла трансформация остаточных дефектов: они “оделись в шубу” из “традиционных” для высокоомного кремния *p*-типа радиационных дефектов, которые в свою очередь проявились как рекомбинационные центры.

При анализе полученных результатов следует учитывать, что исследования *DLTS* производились при напряжениях смещения, не превышающих 10 В, т.е. исследования соответствовали области I вольт-амперной характеристики.

Дополнительно с целью установления причин наблюдающихся особенностей вольт-амперных характеристик облученных *p-i-n*-фотодиодов, проведено исследование вольт-фарадных характеристик приборов. Из данных измерения ВФХ облученных *p-i-n*-фотодиодов следует, что зависимость барьерной емкости (C_b) исследуемого прибора от приложенного обратного напряжения после облучения не изменила свой характер и имеет вид $1/C_b^2 \sim V_R$ (рис. 6).

Однако, как видно из представленного на рис. 7а относительного изменения барьерной емкости, в результате воздействия облучения γ -квантами при напряжении внешнего смещения $V_R \leq 1$ В происходит увеличение C_b по сравнению с необлученными образцами. В то же время при приложении внешнего смещения в диапазоне от 1 до 20 В величина барьерной емкости после облучения снизилась по сравнению с исходной. Поскольку размеры области пространственного заряда *p-n*-перехода (W) обратно пропорциональны его барьерной емкости ($W \sim 1/C_b$) [4], то, как видно из рис. 7б, область обеднения в результате облучения также изменила свою толщину. Причем при различных прикладываемых обратных напряжениях эти относительные изменения так же, как и барьерная емкость, имеют различный характер. При напряжениях смещения менее 1 В она уменьшилась, а при напряжениях смещения свыше 1 В – возросла.

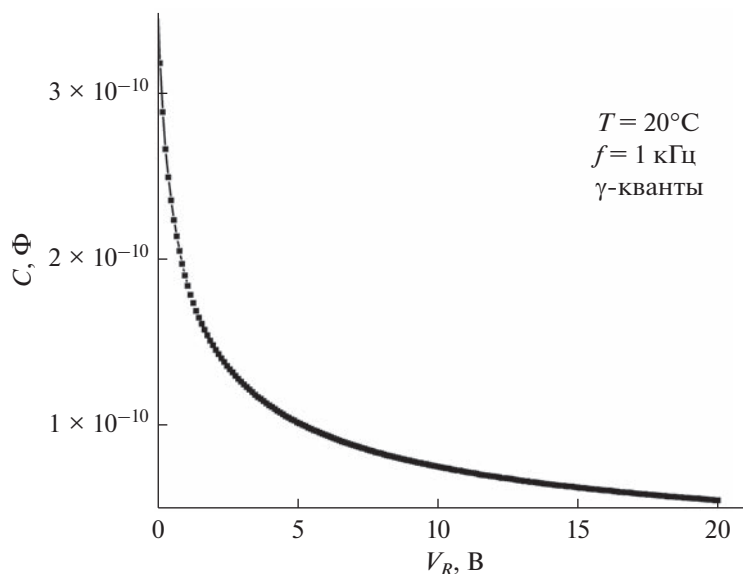


Рис. 6. Зависимость барьерной емкости p - i - n -фотодиода, облученного γ -квантами ^{60}Co дозой $\Phi = 1 \times 10^{15}$ квант/см², от приложенного обратного напряжения.

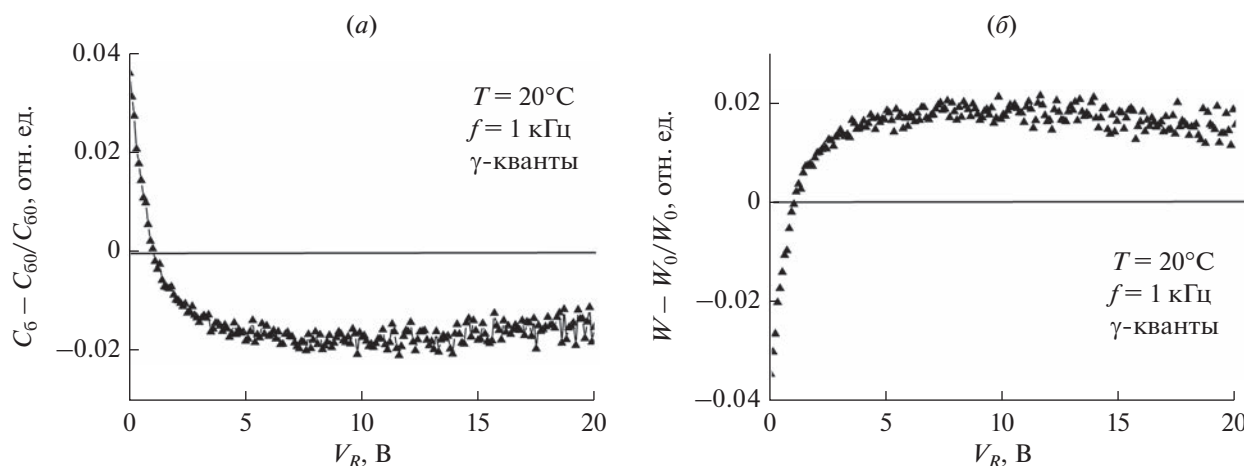


Рис. 7. Зависимость относительного изменения барьерной емкости (а) и относительного изменения области обеднения (б) p - i - n -фотодиода от приложенного обратного напряжения после облучения γ -квантами ^{60}Co дозой $\Phi = 1 \times 10^{15}$ квант/см². C_{60} — величина барьерной емкости необлученного p - i - n -фотодиода. W_0 — величина области обеднения необлученного p - i - n -фотодиода.

В случае резкого несимметричного перехода барьерная емкость определяется выражением [4]

$$C_6 \equiv \frac{dQ_c}{dV} = \frac{\epsilon_s}{W} = \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_B}{2}} \left(V_{bi} \pm V - \frac{2kT}{q} \right)^{-1/2} = \frac{\epsilon_s}{\sqrt{2}L_D} (\beta V_{bi} \pm \beta V - 2)^{-1/2}, \quad (1)$$

а $W \sim (V_{bi} + V_R)^{1/2}$, где V_R — приложенное напряжение. В свою очередь

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{qN_B}}, \quad (2)$$

где $N_B = N_D$ или N_A в слабелегированной части p - n -перехода, а контактная разность потенциалов

$$qV_{bi} = E_g - (qV_n + qV_p) = kT \ln \left(\frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2} \right) \approx kT \ln \left(\frac{N_A N_D}{n_i^2} \right), \quad (3)$$

где E_g — ширина запрещенной зоны; qV_n и qV_p — положение уровня Ферми в запрещенной зоне относительно дна зоны проводимости в полупроводнике n -типа и относительно потолка валентной зоны в полупроводнике p -типа; n_{n0} и p_{p0} — равновесные концентрации электронов и дырок в полупроводнике n -типа и p -типа, соответственно; N_D и N_A — концентрации доноров и акцепторов; n_i — собственная концентрация носителей заряда в полупроводнике, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость полупроводника, V_{bi} — контактная разность потенциалов.

Для объяснения наблюдаемых изменений барьерной емкости и области обеднения в результате воздействия радиации был проведен анализ поведения контактной разности потенциалов при облучении γ -квантами ^{60}Co на основе выражения (3). Установлено, что при дозе облучения γ -квантами $\Phi = 1 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ концентрация основных носителей заряда снизилась только на $3.1 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, т.е. имеет место очень малое изменение концентрации свободных носителей заряда. Следовательно, возрастание обратного тока p - i - n -фотодиодов в результате облучения γ -квантами не может быть связано только с компенсацией i -области и увеличением размеров области обеднения. Контактная разность потенциалов в результате облучения вышеуказанной дозой γ -квантов уменьшилась на 0.0592 В, т.е. произошла компенсация основной легирующей примеси в базе диода вследствие генерации радиационных дефектов. Это привело к уменьшению области обеднения при $V_R < V_{bi}$ в согласии с выражениями (1) и (2) и, как следствие, увеличению барьерной емкости после облучения. При $V_R > V_{bi}$ вследствие компенсации радиационными дефектами i -области толщина области обеднения увеличилась, а барьерная емкость соответственно уменьшилась. При этом, как было сказано выше, в результате облучения происходило формирование только известных видов радиационных дефектов, которые генерируются практически однородно по всему объему полупроводника. Таким образом, основной причиной возрастания обратного тока p - i - n -фотодиодов в результате облучения γ -квантами является образование генерационно-рекомбинационных центров радиационного происхождения вследствие конденсации первичных радиационных дефектов (компонентов пар Френкеля) на технологических остаточных дефектах структуры, сформированных как в процессе выращивания монокристаллов кремния, так и при последующих высокотемпературных технологических обработках в процессе формирования приборов. Причем данные технологические остаточные дефекты, скорее всего, распределены неравномерно по объему базы p - i - n -фотодиодов, о чем свидетельствует наличие

трех областей различного поведения обратного тока на вольт-амперных характеристиках, как исходных, так и облученных приборов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что в результате облучения p - i - n -фотодиодов γ -квантами ^{60}Co дозами до $2 \times 10^{15} \text{ квант/см}^2$ происходит увеличение обратного темнового тока более, чем на порядок. Однако форма кривой зависимости тока от приложенного обратного напряжения качественно не изменилась — имеют место три области с различной зависимостью тока от напряжения, которая во всех случаях удовлетворительно описывается выражением $I_R \sim (V_R)^n$. Возрастание обратного тока в области I (напряжение обратного смещения 0–10 В), скорее всего, связано с образованием в процессе облучения рекомбинационных центров радиационного происхождения. Небольшое уменьшение показателя n в процессе облучения возможно связано с изменением градиента концентрации носителей заряда на границе области обеднения. Наибольшие изменения претерпела область II (напряжение обратного смещения 20–35 В), связанная с остаточными технологическими дефектами. Вероятно, в процессе облучения произошла трансформация остаточных дефектов: они “оделись в шубу” из радиационных дефектов, которые в свою очередь проявились как рекомбинационные центры. Область III (напряжение обратного смещения более 35 В), связанная с остаточными дефектами, также претерпела существенные изменения, однако, как следует из температурных зависимостей обратного тока, это другой тип дефектов. Зависимость барьерной емкости от приложенного обратного напряжения в результате облучения не изменила свой характер и имеет вид $1/C_6^2 \sim V_R$. Однако, при напряжениях смещения менее 1 В она уменьшилась, а при напряжениях свыше 1 В — возросла. Соответственно область обеднения при напряжениях смещения менее 1 В увеличилась, а при напряжениях свыше 1 В — уменьшилась. Это обусловлено изменением при облучении контактной разности потенциалов вследствие компенсации радиационными дефектами i -области. Показано, что основной причиной возрастания обратного тока p - i - n -фотодиодов в результате облучения γ -квантами является образование генерационно-рекомбинационных центров радиационного происхождения вследствие конденсации первичных радиационных дефектов (вакансий и/или собственных междоузельных атомов) на технологических остаточных дефектах структуры, сформировавшихся как во время выращивания монокристаллов кремния, так и при последующих высокотемпературных обработках в процессе формирования приборов.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них конфликт интересов отсутствует.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pereira do Carmo J., Moebius B., Pfennigbauer M., Bond R., Bakalski I., Foster M., Bellis S., Humphries M., Fisackerly R., Houdou B.* Imaging lidars for space applications // *Novel Optical Systems Design and Optimization XI*. 2008. V. 7061. P. 70610J-01–70610J-12.
2. *De Carlo P.M., Roberto L., Marano G., L'Abbate M., Oricchio D., Venditti P.* // Intersatellite link for earth observation satellites constellation // *SPACEOPS*, Roma, Italy. 2006. P. 19–23.
3. *Оджаев В.Б., Петлицкий А.Н., Просолович В.С., Филипеня В.А., Шестовский Д.В., Явид В.Ю., Янковский Ю.Н., Мавланов Г.Х., Исмаилов Б.К., Кенжаев З.Т.* Электрофизические параметры *p-i-n*-фотодиодов // Сборник научных трудов II международной научной конференции “Наноструктурные полупроводниковые материалы в фотоэнергетике”, Ташкент, Узбекистан, 19–20 ноября 2021. Ташкент: ТашГТУ, 2021. С. 24–29.
4. *Sze S.M., Lee M.K.* Semiconductor Devices: Physics and Technology. Pub. 3. John Wiley & Sons Singapore Pte. Limited, 2012. 582 p.
5. Вопросы радиационной технологии полупроводников / Под ред. Смирнова Л.С. Новосибирск: Изд-во “Наука”, Сибирское отделение, 1980. 296 с.
6. *Макаренко Л.Ф., Ластовский С.Б., Гаубас Э., Павлов Е., Молл М., Якушевич А.С., Мулин Л.И.* Инжекционный отжиг комплекса собственное димеждоузие–кислород в кремнии *p*-типа // *Весці Нацыянальнай акадэміі навук Беларусі. Серыя фізіка-матэматычных навук*. 2018. Т. 54. № 2. С. 220–228.