

УДК 621.382

## ВЛИЯНИЕ СТРУКТУРНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ $p-i-n$ -ФОТОДИОДОВ

© 2023 г. Н. С. Ковальчук<sup>а</sup>, С. Б. Ластовский<sup>б</sup>, В. Б. Оджаев<sup>с</sup>, А. Н. Петлицкий<sup>а</sup>,  
В. С. Просолович<sup>с</sup>, \*, Д. В. Шестовский<sup>а</sup>, В. Ю. Явид<sup>с</sup>, Ю. Н. Янковский<sup>с</sup>

<sup>а</sup>Открытое акционерное общество “ИНТЕГРАЛ” – управляющая компания холдинга “ИНТЕГРАЛ”, ул. Казинца, 121А, Минск, 220108 Республика Беларусь

<sup>б</sup>Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению,  
ул. Петруся Бровки, 19, Минск, 220072 Республика Беларусь

<sup>с</sup>Белорусский государственный университет,  
пр. Независимости, 4, Минск, 220050 Республика Беларусь

\*E-mail: prosolovich@bsu.by

Поступила в редакцию 03.04.2023 г.

После доработки 05.05.2023 г.

Принята к публикации 10.05.2023 г.

Представлены результаты исследований электрофизических параметров  $p-i-n$ -фотодиодов на основе кремния в зависимости от режимов их работы (величины внешнего смещения и температуры), изготовленных на пластинах монокристаллического кремния  $p$ -типа проводимости ориентации (100) с  $\rho = 1000$  Ом см. Область  $p^+$ -типа (изотипный переход) создавалась имплантацией ионов бора, области  $n^+$ -типа – диффузией фосфора из газовой фазы. Установлено, что на вольт-амперных характеристиках при обратном смещении можно выделить три области изменения темнового тока в зависимости от приложенного напряжения: сублинейную, суперлинейную и линейную, обусловленные различными механизмами генерационно-рекомбинационных процессов в области обеднения  $p-n$ -перехода. Заметная зависимость величины барьерной емкости (на частоте 1 кГц) и размеров области обеднения от температуры наблюдается только при приложенных обратных напряжениях, не превышающих контактную разность потенциалов ( $V \leq 1$  В).

**Ключевые слова:**  $p-i-n$ -фотодиод, барьерная емкость, темновой ток, генерационно-рекомбинационные процессы

**DOI:** 10.31857/S054412692370045X, **EDN:** JBLRNE

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Современные  $p-i-n$ -фотодиоды широко применяются в сетевых картах и коммутаторах волоконно-оптических системах связи для преобразования электромагнитных излучений в электрический сигнал. Простота конструкции, низкая стоимость и возможность изготовления прибора с оптимальными характеристиками обуславливают применение  $p-i-n$ -фотодиодов в аппаратуре космического назначения в качестве навигационных и сенсорных детекторов оптического и ИК диапазона, в системах *LIDAR* [1], а также в оптических межспутниковых каналах связи [2].

Введение  $i$ -слоя собственного полупроводника между  $p$ - и  $n$ -слоями примесного полупроводника позволяет существенно увеличить размер области пространственного заряда. Конструкция прибора позволяет достигнуть практически полного поглощения оптического излучения в  $i$ -слое и сокращения времени переноса зарядов из  $i$ -зо-

ны в легированные области. Таким образом, основное преимущество  $p-i-n$ -фотодиодов заключается в быстром переключении, так как поглощение излучения происходит в  $i$ -слое, где за счет дрейфового переноса носители заряда имеют высокие скорости. Другим преимуществом является высокая квантовая эффективность, поскольку толщина  $i$ -слоя обычно больше обратного коэффициента поглощения, и все фотоны поглощаются в  $i$ -слое. Кремниевые  $p-i-n$ -фотодиоды обладают квантовой эффективностью выше 80–90% в интервале длин волн 400–1100 нм, хорошей чувствительностью (0.5 А/Вт) и малым временем нарастания импульса (несколько наносекунд). Квантовая эффективность определяется, прежде всего, величиной темнового тока, связанной с концентрацией свободных носителей заряда, которые генерируются в объеме кремния в отсутствие внешнего светового возбуждения, например, в результате термогенерации. Генерационными центрами являются различные технологические (фоновые)

примеси и другие структурные дефекты (например, дислокации, микродефекты, вакансионные скопления и скопления междоузельных атомов, дефектно-примесные комплексы). В работе проведен анализ изменения электрофизических параметров  $p$ - $i$ - $n$ -фотодиодов на основе кремния с вертикальной структурой и охранным кольцом в зависимости от режимов их работы (величины внешнего смещения и температуры).

## 2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Приборы изготавливались на пластинах монокристаллического кремния  $p$ -типа проводимости ориентации (100) с  $\rho = 1000$  Ом см, выращенных методом бестигельной зонной плавки. Область  $p$ -типа анода (изотипный переход) создавалась имплантацией ионов  $B^+$  во всю поверхность непланарной стороны пластины, области  $n^+$ -типа катода и охранный кольцо – диффузией Р из газовой фазы в планарную сторону пластины. Измерения вольт-амперных и вольт-фарядных характеристик (соответственно далее в тексте ВАХ и ВФХ) производились на измерителе параметров полупроводниковых приборов *Agilent B1500A* с зондовой станцией *Cascade Summit 11000B-AP* в диапазоне температур  $-30...70^\circ\text{C}$  с шагом  $10^\circ\text{C}$ . Определение локальных дефектов в приповерхностной фоточувствительной области осуществлялось с помощью растрового электронного микроскопа “НТАСН” типа *S-4800* (РЭМ) согласно методике [3] в сканирующем режиме и в режиме наведенного тока с энергиями пучка электронов 20 и 30 кэВ, соответственно. Спектры релаксационной спектроскопии глубоких уровней (*DLTS*) измерялись при длительности импульса заполнения 0.01 с и окне скорости эмиссии  $19\text{ с}^{-1}$ . Спектры измерялись при обратном смещении  $-5\text{ В}$  в режиме заполнения ловушек основными и неосновными носителями заряда. В первом случае напряжение заполнения было 0 В, а во-втором  $-2\text{ В}$ .

## 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 приведены ВАХ темновых токов фоточувствительной области и охранный кольца исходного фото диода при  $20^\circ\text{C}$ . Видно, что обратный темновой ток ( $I_R$ ) возрастает с увеличением обратного смещения, при этом зависимости для фоточувствительной области и для охранный кольца качественно похожи. Для  $p$ - $n$ -перехода на основе кремния при  $20^\circ\text{C}$  основной вклад в обратный темновой ток вносит дрейфовая составляющая, обусловленная генерационно-рекомбинационными процессами в области обеднения [4]. Следует отметить, что на ВАХ при обратном смещении как фоточувствительной области, так и

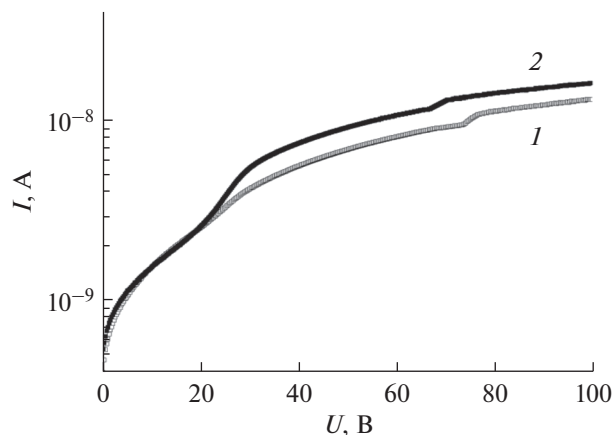


Рис. 1. Обратные ВАХ фоточувствительной области (кривая 1) и охранный кольца (кривая 2)  $p$ - $i$ - $n$ -фото диода при температуре  $20^\circ\text{C}$ .

охранного кольца, наблюдаются ступеньки вблизи  $V_1 \approx 25\text{ В}$  и  $V_2 \approx 70\text{ В}$ . Это связано, вероятно, с термической генерацией носителей заряда с глубоких уровней. Данный факт так же позволяет сделать предположение о неоднородном распределении технологических примесей с глубокими уровнями по объему кристалла. Ранее качественно подобные ВАХ наблюдались нами при исследовании диодов генераторов шума, сформированных на сильнолегированных подложках монокристаллического кремния ( $\rho = 0.005$  Ом см) [5]. Наличие ступенек на вольт-амперных характеристиках было связано с неоднородным распределением примесей по объему подложки.

Для обратной ВАХ  $p$ - $n$ -перехода, в области пространственного заряда которого преобладает генерация электронно-дырочных пар, присуща степенная зависимость тока от приложенного напряжения  $I_R \sim V^n$  [4]. На рис. 2 приведена ВАХ темнового тока в двойном логарифмическом масштабе, которая может быть разбита на три участка: 1 – сублинейный,  $n \sim 0.5$ . Такая зависимость характерна для резкого асимметричного  $p$ - $n$ -перехода, для которого рост  $I_R$  с напряжением связан с ростом области обеднения ( $W$ ) по степенному закону с  $n = 0.5$  [4]. В широкозонных полупроводниках с низкой концентрацией собственных носителей заряда  $n_i$  (таких, как Si) и большой концентрацией генерационно-рекомбинационных центров (низкое значение  $\tau_e$ ) при комнатной температуре преобладает генерационный ток ( $J_{\text{gen}}$ ). При заданной температуре  $J_{\text{gen}}$  пропорционален ширине обедненного слоя, который в свою очередь зависит от приложенного обратного смещения  $V$  [4].

$$J_{\text{gen}} = \int_0^W q|U|dx \approx q|U|W = \frac{qn_iW}{\tau_e}, \quad (1)$$

$$J_{\text{ген}} \sim \frac{1}{\tau_e}; \quad J_{\text{ген}} \sim W \sim (V_{bi} + V)^{1/2}. \quad (2)$$

Таким образом, следует ожидать для резкого *p-n*-перехода степенную зависимость генерационного тока от приложенного напряжения с показателем степени  $n = 0.5$ . Из исследований температурных зависимостей  $I_R$  (рис. 3) установлено, что генерация носителей заряда на участке I (при приложенных напряжения от 0 до 10 В) происходит с энергетического уровня 0.20 эВ.

При напряжениях от 10 до 25 В (участок II) обратный ток также возрастает с ростом  $V$  и  $n$  становится больше 0.5 ( $n \sim 2$ ). Такая суперлинейная зависимость, вероятно, обусловлена высокой концентрацией рекомбинационно-генерационных центров и их неоднородным распределением по объему кристалла [6].

На участке III при  $V \sim 35-70$  В (рис. 2) ток прямо пропорционален  $V$  ( $n \sim 1$ ). На данном участке ток экспоненциально зависит от температуры, генерация носителей заряда при данных напряжениях смещения происходит с энергетического уровня 0.26 эВ. Из исследований ВАХ и температурных зависимостей обратного тока можно заключить, что процессы формирования темнового тока обусловлены термической генерацией носителей заряда с глубоких уровней и, вероятно, неоднородным распределением технологических (фоновых) примесей и/или микродефектов по объему кристалла. Исходя из различного энергетического положения глубоких уровней на участке I и на участке III следует, что в генерационно-рекомбинационных процессах участвуют различные виды дефектов структуры. Однако, данные эффекты могут быть обусловлены и особенностями изменения размеров области обеднения при приложении внешнего смещения.

Из данных ВФХ следует, что барьерная емкость ( $C_6$ ) исследуемого прибора уменьшается с увеличением обратного напряжения (рис. 4). Согласно [4] зависимость емкости от приложенного обратного смещения имеет вид  $1/C^2 \sim V$  для резкого асимметричного *p-n*-перехода и  $1/C^3 \sim V$  для плавного *p-n*-перехода.

Проведенные теоретические расчеты зависимости толщины области обеднения ( $W$ ) от приложенного напряжения в соответствии с [4] и сравнение их с экспериментальными результатами из измерений барьерной емкости  $C_6$  и обратного тока  $I_R$  показали (рис. 5), что переход резкий асимметричный.

Из рис. 5 также следует, что на участке II, несмотря на то, что  $I_R \sim V^2$ , величина обратной емкости  $1/C \sim W$  по-прежнему продолжает расти по закону с  $n = 0.5$ . Следовательно, рост величины обратного тока происходит не только за счет увеличения толщины  $W$ , но и за счет включения нового механизма генерации внутри области обеднения,

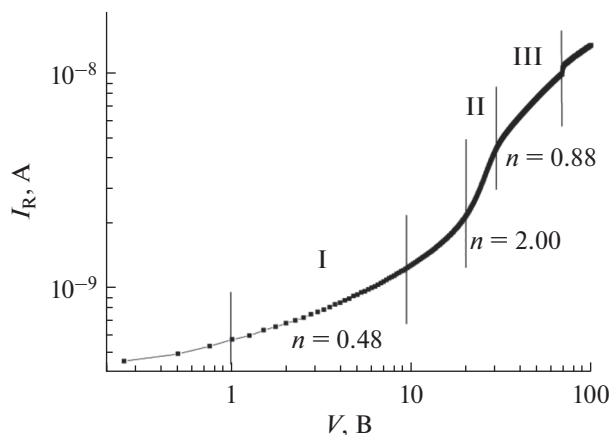


Рис. 2. ВАХ темновых токов *p-i-n*-фотодиода в двойном логарифмическом масштабе при  $T = 20^\circ\text{C}$ .

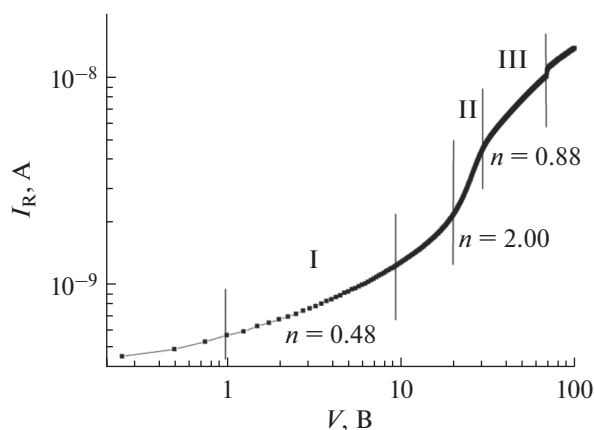


Рис. 3. Температурные зависимости обратного тока *p-i-n*-фотодиода при различных значениях напряжения смещения, В: 1 – 10, 2 – 20, 3 – 40.

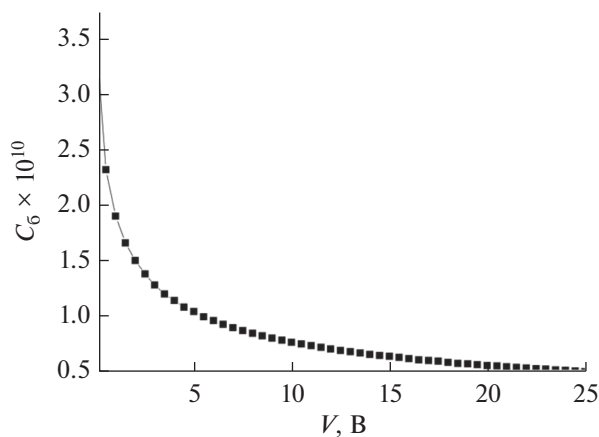


Рис. 4. Зависимость барьерной емкости *p-i-n*-фотодиода от приложенного обратного напряжения.  $T = 20^\circ\text{C}$ ,  $F = 1$  кГц.

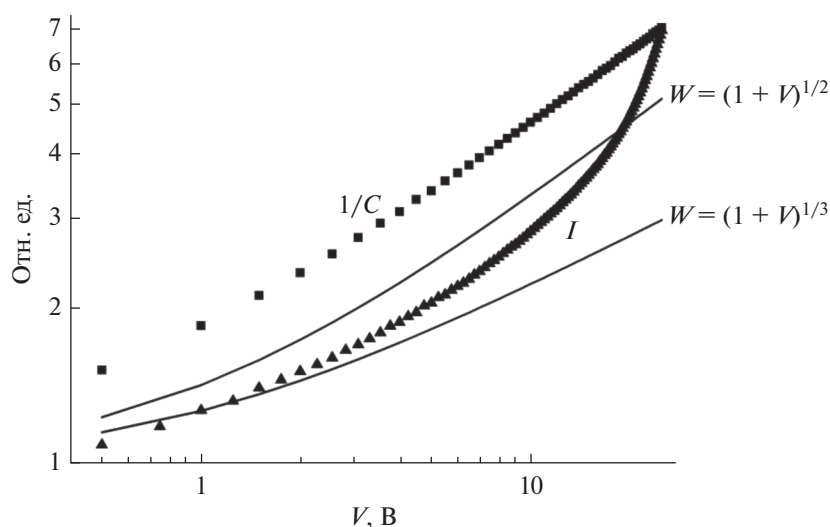


Рис. 5. Расчетные зависимости толщины области обеднения  $W$  от приложенного напряжения и их сравнение с экспериментальными данными  $1/C_6$  и  $I_R$ .

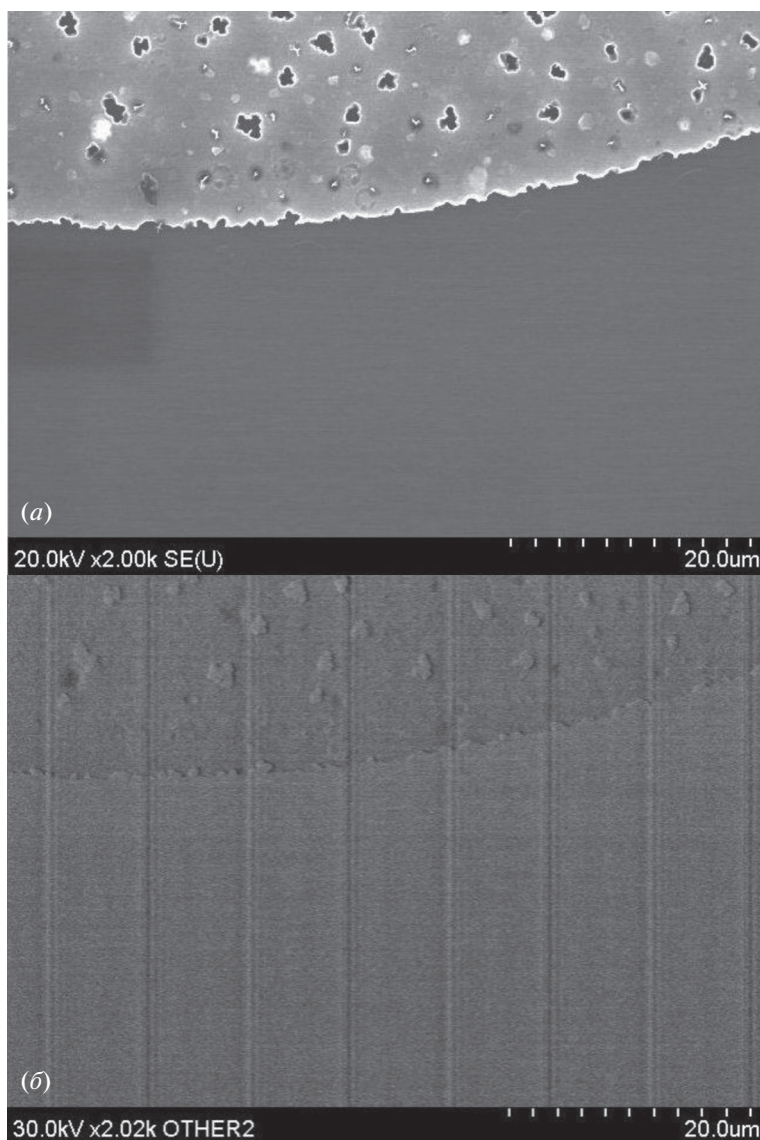
что подтверждает высказанное выше предположение о неравномерном распределении глубоких рекомбинационных центров по объему области обеднения. При напряжениях более 8 В для обратного тока появляется дополнительный канал утечки, т.е. включается новый механизм увеличения  $I_R$ , не связанный с увеличением  $W$  от  $V$ .

Высокие значения  $n$  ( $n > 0.5$ ) наблюдались нами ранее при анализе ВАХ биполярных транзисторов [7] и могут быть связаны с целым рядом причин, обусловленных ограничениями применения статистики Холла-Шокли-Рида, в рамках которой получены выражения (1) и (2). Среди этих причин прежде всего следует выделить высокую концентрацию рекомбинационно-генерационных центров и их неоднородное распределение. Кроме того, эти центры могут входить в состав протяженных дефектов или областей скопления дефектов. Высокие значения  $n$  (от 0.5 и выше) наблюдались ранее в приборах, изготовленных по стандартной технологии с применением для формирования легированных областей ионной имплантации, и характерны для генерационной составляющей обратного тока диодов с наличием дислокаций или других структурных дефектов в области  $p$ - $n$ -перехода [8]. Такие дефекты заметно увеличивают токи утечки  $p$ - $n$ -перехода. Особенно губительно для приборов сочетание дислокаций и примесей металлов с большими коэффициентами диффузии. В кремниевых переходах при декорировании дислокаций металлическими примесями наблюдалось увеличение токов утечки вплоть до короткого замыкания  $p$ - $n$ -перехода [8, 9].

В настоящее время существует лишь качественное объяснение результатов экспериментов, в которых увеличение токов утечки связывается с образо-

ванием по дислокациям “мостиков” повышенной проводимости через область пространственного заряда  $p$ - $n$ -перехода. Оценки [8, 9] дают сопротивление этих “мостиков” от 20 МОм до нескольких Ом. Эта интерпретация опирается на известный факт стекания примеси к дислокациям. Наиболее распространенное объяснение влияния дислокаций на токи утечки основывается на исследованиях, в которых показано, что дислокация в кремнии  $n$ -типа ведет себя как цепочка акцепторов, а в  $p$ -кремнии – как цепочка доноров. Поэтому из условий электронейтральности дислокация должна образовывать вокруг себя трубку повышенной концентрации основных носителей заряда [9].

Однако, как показали исследования методом растровой электронной микроскопии (РЭМ), увеличение обратных токов рассматриваемого  $p$ - $i$ - $n$ -фотодиода не может быть связано с утечками через  $p$ - $n$ -переход вследствие шунтирования его структурными дефектами типа дислокаций, скопления на них примесей и т.п. На всех изображениях РЭМ (рис. 6) в фоточувствительных областях фотодиода не наблюдалось контрастов, свидетельствующих о наличии размерных дефектов, являющихся локальными генерационно-рекомбинационными центрами (ГРЦ) вблизи металлургической границы  $p$ - $n$ -перехода. Таким образом, анализ полученных результатов позволяет заключить, что скопления ГРЦ находятся внутри области обеднения  $p$ - $i$ - $n$ -фотодиода на некотором расстоянии от  $p$ - $n$ -перехода, причем распределены в ней неравномерно. Такими дефектами могут быть скопления микродефектов, формирующиеся вследствие флуктуаций температуры, возникающих как в результате вращения кристалла в процессе выращивания в асимметричном тепловом поле, так и при



**Рис. 6.** Изображения приповерхностной фоточувствительной области  $p-i-n$ -фотодиода полученные РЭМ в режиме сканирования (а) и в режиме наведенного тока (б).

высокотемпературных технологических обработках при изготовлении приборов. Существует три типа микродефектов, образующихся в бездислокационных монокристаллах, выращенных методом бестигельной зонной плавки, различающихся размерами, структурой и условиями возникновения [10, 11]. *A*-дефекты представляют собой призматические дислокационные петли междуузельного типа и их скопления размерами 0.5–5.0 мкм. *B*-дефекты являются кластерами междуузельных атомов, их размеры не превышают 0.005–0.05 мкм. *C*-дефекты – являются скоплениями точечных дефектов междуузельного типа размером ~4.10 нм. Наличие дефектов структуры в бездислокационных монокристаллах кремния определяет физические свойства этих кристаллов и качество приборных структур на основе кремния.

Дефекты структуры, как сказано выше, могут образовываться как в процессе выращивания кристаллов (ростовые микродефекты), так и в процессе изготовления полупроводниковых приборов (постростовые микродефекты). В процессе изготовления прибора кристалл на ряде этапов подвергается высокой термической обработке (диффузия, постимплантационный отжиг и т.п.). При термообработке в кристаллах кремния протекают сложные процессы генерации и рекомбинации собственных точечных дефектов и взаимодействия их с различного вида как примесными, так и собственными структурными дефектами. В общем виде к ним относятся следующие: высокотемпературная генерация и рекомбинация точечных дефектов в кристаллической решетке кристалла; эмиссия и встраивание точечных дефектов в

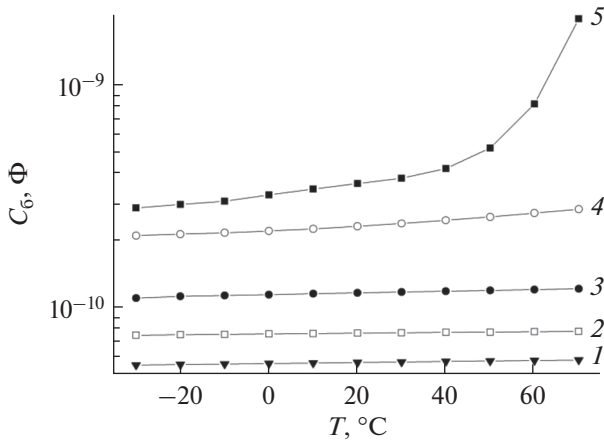


Рис. 7. Температурные зависимости барьерной емкости на частоте  $F = 1$  кГц при различных значениях напряжения смещения, В: 1–20; 2–10; 3–0.5; 4–0.5; 5–0.

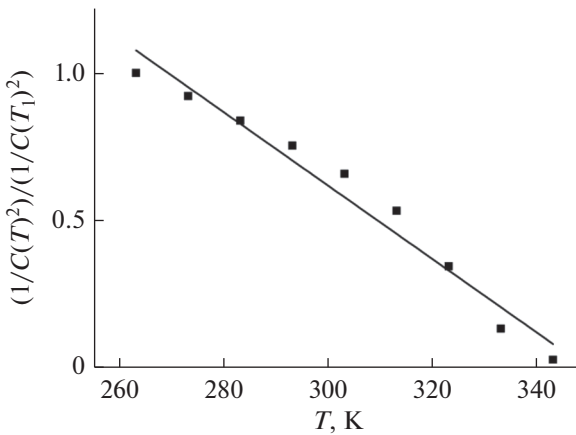


Рис. 8. Температурная зависимость относительной величины обратного квадрата барьерной емкости  $p$ - $i$ - $n$ -фотодиода.  $V = 0$  В,  $F = 1$  кГц. Температура  $T_1 = 263$  К.

структуру микродефектов; генерация и рекомбинация точечных дефектов на поверхности кристалла, обуславливающие возникновение диффузионных потоков объем – поверхность и наоборот; образование различных преципитатов за счет взаимодействия точечных дефектов между собой и с примесными атомами [12]. В результате происходит рост микродефектов и трансформация исходной дефектной структуры, которая проходит ряд последовательных стадий от совокупности вакансионных и междоузельных микродефектов до крупных дефектов. Так как распределение ростовых микродефектов в объеме кристалла неоднородно, то одновременно возможно образование и рост дефектов в различных участках активной области прибора (области обеднения). Отсутствие размерных дефектов, являющихся локальными рекомбинационными центрами вблизи металлургической

границы  $p$ - $n$ -перехода, вероятно обусловлено геттерирующим действием примеси фосфора, вводимой в кристалл для формирования  $p$ - $n$ -перехода методом диффузии из газовой фазы в планарную сторону пластины [13, 14].

Исследования температурной зависимости барьерной емкости при различных напряжениях смещения (на частоте 1 кГц) показали (рис. 7), что заметная зависимость  $C_b$  наблюдается только при напряжениях, не превышающих контактную разность потенциалов ( $V \leq 1$  В). В случае резкого несимметричного перехода [4]

$$C_b \equiv \frac{dQ_c}{dV} = \frac{\epsilon_s}{W} = \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_B}{2}} \left( V_{bi} \pm V - \frac{2kT}{q} \right)^{-1/2} = \frac{\epsilon_s}{\sqrt{2}L_D} (\beta V_{bi} \pm \beta V - 2)^{-1/2}, \quad (3)$$

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

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{qN_B}}, \quad (4)$$

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

$$qV_{bi} = E_g - (qV_n + qV_p) = kT \ln \left( \frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2} \right) \approx kT \ln \left( \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right), \quad (5)$$

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 дырок в полупроводнике  $p$ -типа, соответственно;  $N_D$  и  $N_A$  – концентрации доноров и акцепторов;  $n_i$  – собственная концентрация носителей заряда в полупроводнике.

В выражение для  $C_b$  (3) входят два параметра, зависящие от температуры: относительная диэлектрическая проницаемость  $\epsilon$  и высота потенциального барьера  $qV_{bi}$ . При повышении температуры  $\epsilon$  увеличивается, а  $qV_{bi}$  уменьшается [15]. Поскольку  $\epsilon$  входит в числитель формулы для  $C_b$ , а  $qV_{bi}$  в знаменатель, то при повышении температуры барьерная емкость возрастает. Однако, в формулу (3) кроме того входит величина  $V_{bi} + V$  (сумма запирающего напряжения и высоты потенциального барьера). Следовательно, при напряжениях смещения  $V \leq V_{bi}$  зависимость  $W$  от температуры определяется температурной зависимостью  $V_{bi}$ . Проведенное моделирование по формулам (3)–(5)

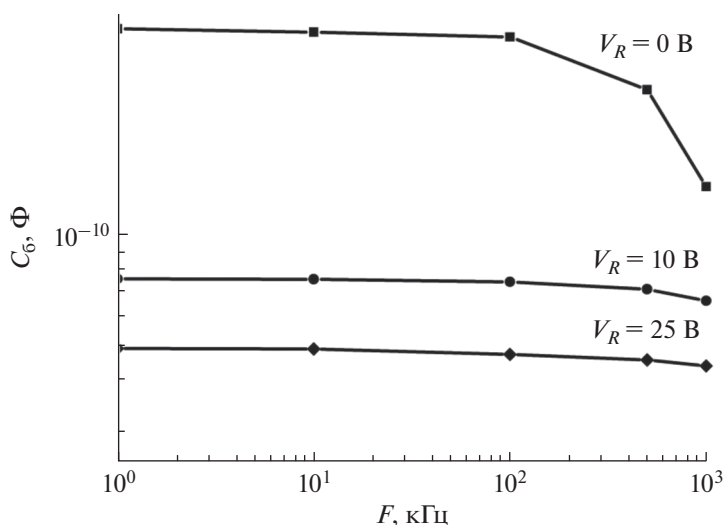


Рис. 9. Зависимости барьерной емкости  $p-i-n$ -фотодиода от частоты измерений при  $T = 20^\circ\text{C}$  при различных напряжениях смещения.

показало, что при увеличении температуры контактная разность потенциалов и толщина обедненного слоя уменьшаются, а барьерная емкость увеличивается. При этом выполняется соотношение  $1/C^2 \sim W^2 \sim V_{bi}$  (рис. 8).

Исследования частотной зависимости  $C_b$   $p-i-n$ -фотодиода показали (рис. 9), что барьерная емкость существенно зависит от частоты измерений тогда, когда размеры  $W$  полностью определяются величиной  $V_{bi}$ , т.е. при  $V \leq V_{bi}$ . Если размеры  $W$  определяются внешним приложенным обратным смещением ( $V \gg V_{bi}$ ), то  $C_b$  практически не зависит от частоты. Уменьшение  $C_b$  при частотах более 100 кГц для напряжения смещения  $V \leq V_{bi}$ , учитывая амплитуду сканирующего сигнала (25 мВ), вероятно связано с возрастанием влияния диффузионной емкости.

Следует отметить, что из измерений  $DLTS$  новых видов дефектов обнаружено не было, спектры имеют типичный вид для кремния  $p$ -типа. При анализе полученных результатов следует учитывать, что исследования  $DLTS$  производились при напряжениях смещения, не превышающих 10 В, т.е. исследования соответствовали области I темновой вольт-амперной характеристики  $p-i-n$ -фотодиода. Данный факт согласуется с результатами исследований методом растровой электронной микроскопии, из которых следует, что в fotocувствительных областях фотодиода вблизи металлургической границы  $p-n$ -перехода не наблюдалось наличия размерных дефектов (типа дислокаций), являющихся локальными генерационно-рекомбинационными центрами. Наблюдаемые особенности вольт-амперных характеристик обусловлены структурными дефектами, расположенными в глубине обедненной области  $p-i-n$ -фотодиода.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что для  $p-i-n$ -фотодиодов на темновых ВАХ при обратном смещении можно выделить три области изменения тока в зависимости от приложенного напряжения: сублинейную (0–8 В), суперлинейную (10–25 В) и линейную (более 25 В). При напряжениях смещения свыше 8 В ток начинает возрастать по суперлинейному закону, однако размеры области обеднения по-прежнему продолжают расти по сублинейному закону. Это обусловлено появлением при данных напряжениях дополнительного канала для генерационного тока, обусловленного высокой концентрацией ГРЦ в области обеднения и их неоднородным распределением по объему кристалла. Такими дефектами структуры являются как ростовые микродефекты, образующиеся в процессе выращивания монокристаллов, так и постростовые микродефекты, которые формируются в процессе изготовления полупроводниковых приборов. На частоте измерений ВФХ 1 кГц заметная зависимость величины барьерной емкости и размеров области обеднения от температуры для  $p-i-n$ -фотодиодов наблюдается только при приложенных обратных напряжениях, не превышающих контактную разность потенциалов ( $V \leq 1$  В). Показано, что барьерная емкость  $p-i-n$ -фотодиодов практически не зависит от частоты измерений, если размеры области обеднения определяются внешним приложенным обратным смещением ( $V \gg V_{bi}$ ). На частотах более 100 кГц при  $V \leq V_{bi}$  наблюдается уменьшение  $C_b$ , обусловленное проявлением возрастающего влияния диффузионной емкости.

### КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что у них конфликт интересов отсутствует.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *João Pereira do Carmo, 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. *Солодуха В.А., Шведов С.В., Петлицкий А.Н., Петлицкая Т.В., Чигирь Г.Г., Пилипенко В.А., Филипеня В.А., Жигулин Д.В., Уситименко Д.С.* Анализ дефектов интегральных схем с использованием растрового электронного микроскопа в режиме наведенного тока // *Современные информационные и электронные технологии: сборник трудов 19-ой Международной научно-практической конференции*, Одесса, 28 мая–01 июня 2018 г. Одесса, 2018. С. 48–49.
4. *Sze S.M., Lee M.K.* *Semiconductor Devices: Physics and Technology*. Pub. 3. John Wiley & Sons Singapore Pte. Limited. 2012. 582 p.
5. *Буслюк В.В., Оджаев В.Б., Панфиленко А.К., Петлицкий А.Н., Просолович В.С., Филипеня В.А., Янковский Ю.Н.* Электрофизические параметры диодов генераторов широкополосного шума // *Микроэлектроника*. 2020. Т. 49. № 4. С. 315–320.
6. *Liefting R., Wijburg R.C.M., Custer J.C., Wallinga H.* Improved device performance by multistep or carbon co-implants. *IEEE Trans. Electron Devices* // 1994. V. ED-41. P. 50–55.
7. *Оджаев В.Б., Панфиленко А.К., Петлицкий А.Н., Просолович В.С., Шведов С.В., Филипеня В.А., Явид В.Ю., Янковский Ю.Н.* Исследование влияния технологических примесей на вольт-амперные характеристики биполярного *n-p-n*-транзистора // *Весті Нацыянальнай Акадэміі навук Беларусі. Серыя фізіка-тэхнічных навук*. 2018. Т. 63. № 2. С. 244–249.
8. *Сорокин Ю.Г.* Влияние дислокаций на электрические параметры *p-n*-переходов // *Тр. Всес. Электротехнического института*. 1980. № 90. С. 91–101.
9. *Plantinga G.H.* Effect of dislocation on the transistors parameters fabricated by shallow diffusied // *IEEE Trans. Electron Devices*. 1969. V. 16. № 4. P. 394–400.
10. *Рейви К.* Дефекты и примеси в полупроводниковом кремнии / Под ред. С.Н. Горина. М.: Мир, 1984. 472 с.
11. *Мильвидский М.Г., Освенский В.Б.* Структурные дефекты в монокристаллах полупроводников. М.: Металлургия, 1984. 256 с.
12. *Таланин В.И., Таланин И.Е.* Применение диффузионной модели образования ростовых микродефектов для описания дефектообразования в термообработанных монокристаллах кремния // *Физика твердого тела*. 2013. Т. 55. Вып. 2. С. 247–251.
13. *Климанов Е.А.* О механизмах геттерирования генерационно-рекомбинационных центров в кремнии при диффузии фосфора и бора // *Успехи прикладной физики*. 2015. Т. 3. № 2. С. 121–125.
14. *Hugo S.A., Hiesmair H., Weber E.R.* Gettering of metallic impurities in photovoltaic silicon // *Applied Physics A*. 1997. V. 64. № 2. P. 127–137.
15. *Берман Л.С.* Варикапы. М.–Л.: “Энергия”, 1965. 40 с.