

УДК 621.315.592

А. В. Двуреченский, А. П. Ковчавцев, Г. Л. Курышев, И. А. Рязанцев
(Новосибирск)

**БЛОКИРУЮЩИЙ КОНТАКТ $p^{++}-p^+-p$
В КРЕМНИЕВЫХ ИК-ФОТОПРИЕМНИКАХ
С ПРОВОДИМОСТЬЮ p -ТИПА**

Предложена новая концепция блокирования темновой проводимости в полупроводниках с одним типом проводимости, содержащих ряд однотипных переходов типа $p^{++}-p-p^+-p^{++}$. Блокирование объясняется наличием потенциального барьера в области p^+-p -перехода, расположенного в кристалле на глубине 10–15 мкм от одного из контактов. Внешнее электрическое поле экранируется областью пространственного заряда этого перехода, и без освещения структуры отсутствует перенос заряда по валентной зоне. На монокристаллическом кремнии с проводимостью p -типа были изготовлены фоточувствительные структуры в спектральном ИК-диапазоне длин волн $\Delta\lambda \sim 1-6$ мкм с амперваттной чувствительностью $S_\lambda \sim 1-0,05$ А/Вт и плотностью темновых токов при $T \sim 80$ К, меньших $5 \cdot 10^{-9}$ А/см².

При создании фотоприемных ИК-систем для спектрального диапазона $\lambda \geq 18$ мкм использование принципа блокирования примесной проводимости позволяет уменьшить величины темновых токов, шумовой заряд в накопительных ячейках (< 100 электрон/с) [1] и тем самым реализовать высокую обнаружительную способность фотоприемных устройств (ФПУ) при температурах $T < 20$ К [2, 3]. В работах [4, 5] предложены фотоприемные элементы на основе гетероструктур SiGe/Si с блокированием транспорта темновых носителей заряда внутренним потенциальным полем гетероперехода. Квантовая эффективность фотоприемных (ФП) элементов при $T \sim 20$ К для диапазона длин волн $\Delta\lambda \sim 2-8$ мкм составляла $\sim 2-5$ % [5]. В работе [6] описаны фотоприемные элементы для спектрального диапазона 100–120 мкм на основе высокочистого Ge, работающие при $T \sim 1-2$ К, при создании которых также использовался принцип блокирования примесной проводимости. Некоторый теоретический анализ работы фотоприемников (фотодетекторов на основе гетеропереходов и ВІВ-структур) дан в работах [7, 8].

С целью улучшения фотоэлектрических характеристик и повышения рабочих температур ФПУ мы предлагаем использовать принцип блокирования темновых токов фоторезисторов на основе высокочистого кремния с p -типом проводимости встроенным потенциальным барьером специально легированных областей того же типа проводимости при создании фотоприемных устройств для среднего ИК-диапазона ($\lambda \sim 1-5$ мкм).

Образцы и методика измерений. Фотоприемные элементы с p^+-p -переходами изготавливали на основе пластин высокоомного монокристал-

лического кремния марки БКДБ с удельным сопротивлением $\cong (2-3) \times 10^3 \text{ Ом} \cdot \text{см}$, толщина пластин 250 мкм. Применяя ионное легирование и последующую диффузионную разгонку примеси Al (либо Ga), формировали p^+ -слой с глубиной залегания $\sim 10-12 \text{ мкм}$ и концентрацией примеси $\sim 10^{17}-10^{18} \text{ см}^{-3}$. Омические контакты с двух сторон пластины формировали щадок размером от $\sim 10^{-5}$ до 10^{-2} см^2 . Для сравнения часть образцов была изготовлена в планарном варианте по топологии мезаструктур с глубиной легированных p^+ -слоев, входящих в объем кристалла в виде карманов на глубину $\sim 10-15 \text{ мкм}$. Темновые и световые вольт-амперные характеристики (ВАХ) исследовали при $T = 78 \text{ К}$. Фоновый поток при измерении темнового тока не превышал $10^{14} \text{ фотон/см}^2$ в максимуме излучения ($\lambda_{\text{max}} \sim 30 \text{ мкм}$). При измерениях фотопроводимости применялся ИК-излучатель (АЧТ с $T = 573 \text{ К}$) с набором диафрагм, позволяющих варьировать излучаемую мощность в пределах $\sim 2 \cdot 10^{-4}-10^{-7} \text{ Вт/см}^2$. При этом потоки фотонов с $\lambda_{\text{max}} \cong 5 \text{ мкм}$ составляли $\sim 10^{12}-10^{15} \text{ фотон/см}^2$.

Спектральная зависимость фотопроводимости снималась с помощью установки, состоящей из источника ИК-излучения (глобар, $T = 1340 \text{ К}$), монохроматора типа SPM-2 и селективного усилителя типа "Unipan-232".

Экспериментальные результаты. Обнаружено, что при подаче смещающих напряжений (V) разных знаков на ФП при $T \cong 300 \text{ К}$ ВАХ имеют квазилинейный вид, характерный для обычных сопротивлений. При $T = 78 \text{ К}$ темновой ток не превышает значений $I_D \leq 5 \cdot 10^{-9} \text{ А/см}^2$ при увеличении V от 0 до 5 В при так называемом «обратном» включении, когда напряжение ($+V$) подается на $p^{++}-p$ -переход. При подаче напряжения ($+V$) на $p^{++}-p^+$ -переход, начиная с $V > 2 \text{ В}$, темновой ток лавинообразно нарастает (рис. 1). При измерении ВАХ обычной структуры: $p^{++}-p-p^{++}$, без p^+ -слоя – зависи-

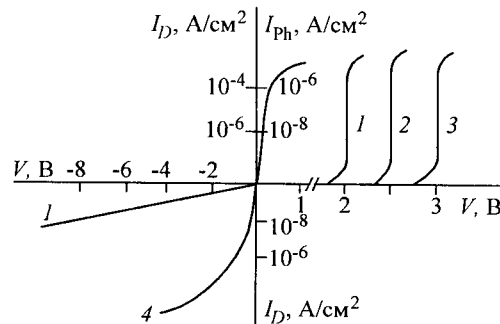
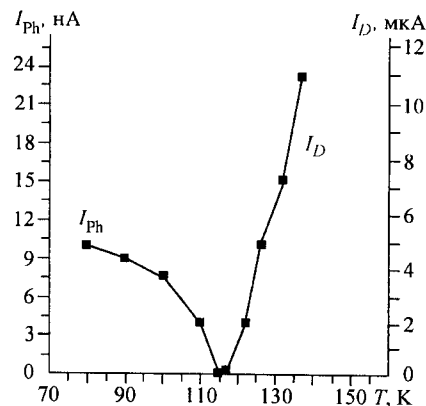


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики кремниевых ФП на основе $p^{++}-p-p^+-p^{++}$ -переходов: 1-3 – темновой ток; 4 – фототок при освещении от АЧТ ($T = 300 \text{ }^\circ\text{C}$, $P_0 \sim 2 \cdot 10^{-4} \text{ Вт/см}^2$) для кристаллов, имеющих разные толщины, мкм: 1, 4 – 250; 2 – 275; 3 – 300

Рис. 2. Зависимость темного тока и фототока ФП ($V = 1,5$ В) от температуры при освещении детектора от АЧТ ($T = 300$ °С, $P_0 = 10^{-4}$ Вт/см²)



мость тока от напряжения имеет симметричный вид с сильным нарастанием I_D также при $V > 2$ В.

При освещении ФП от источника АЧТ с энергией фотонов $0,7 > h\nu > 0,2$ эВ возникла фотопроводимость с величиной фототока $I_{Ph} \sim 10\text{--}500$ нА на элемент. При измерении температурной зависимости общего тока при $V = 2$ В обнаружено (рис. 2), что, начиная с $T = 77$ К, фототок уменьшается, а при $T \sim 115$ К резко нарастает за счет темного тока. Снижение фототока с ростом температуры от 80 до 110 К обусловлено, по-видимому, смещением уровня Ферми в запрещенной зоне p -слоя и соответственно возрастанием барьера на границе $p-p^+$ -слоя для миграции фотодырок. Возрастание темного тока с ростом температуры ($T \geq 115$ К) при энергии активации процесса $\Delta E \sim 0,23$ эВ указывает на перенос носителей заряда в условиях надбарьерного прохождения термически активированных носителей заряда из p^{++} -слоя в объем кристалла.

Если между примесной зоной (контактный p^{++} -слой) и электродным слоем металла (окись In_2O_3 с металлическим типом проводимости (ИТО)) имеется зазор, т. е. p^{++} -слой заглублен в объем кристалла, например, на $l \geq 0,05$ мкм, то вид ВАХ существенно меняется (рис. 3).

Спектральная зависимость фотопроводимости ФП ($p^{++}-p-p^+-p^{++}$) S_λ показана на рис. 4.

Обсуждение результатов. На рис. 5 представлена упрощенная зонная диаграмма исследуемой структуры: ИТО- $p^{++}-p-p^+-p^{++}$ -Al. В струк-

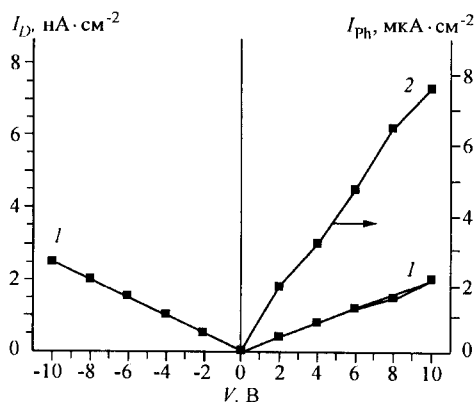


Рис. 3. Вольт-амперные характеристики фотодетекторов, содержащих $p^{++}-p-p^+-p^{++}$ -переходы с «заглубленным» в кристалл p^{++} -слоем: 1 – темновой ток, 2 – фототок при освещении от АЧТ ($T = 300$ °С, $P_0 = 10^{-4}$ Вт/см²)

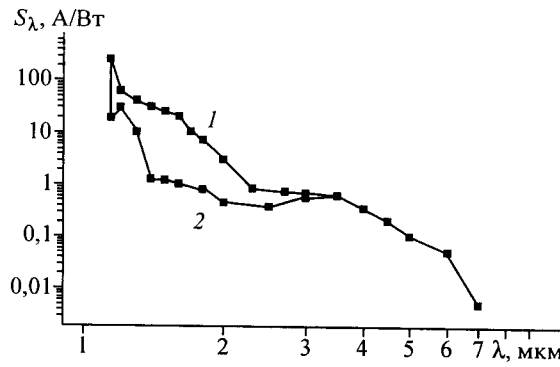


Рис. 4. Спектральная зависимость фоточувствительности S_λ кремниевых ФП на основе $p^{++}-p-p^{++}$ -переходов, выполненных в планарном (1) и мезаварианте (2)

туре можно выделить три барьера: ϕ_1 в области $p^{++}-p$ -, ϕ_2 в области $p-p^{+}$ - и ϕ_3 в области $p^{+}-p^{++}$ -перехода [9]. Мы полагаем, что указанная структура при приложении к ней внешних напряжений разного знака имеет диодную характеристику темнового тока (см. рис. 1), а именно: в одном направлении ток протекает, а при «обратном» включении (напряжение $(-V)$ подается на

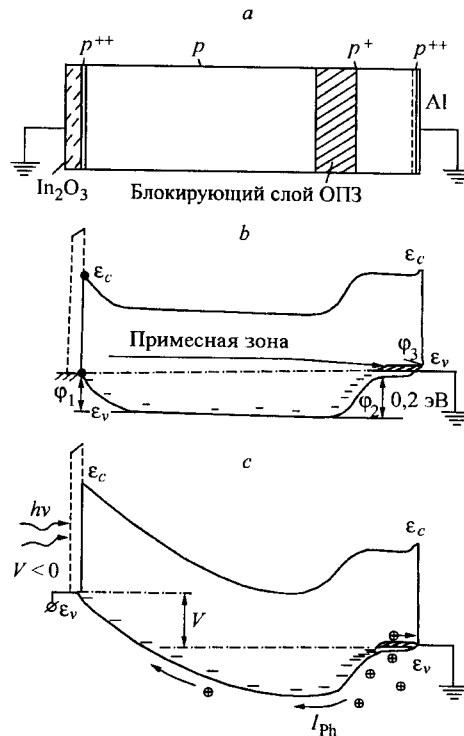


Рис. 5. Схематичное изображение структуры $p^{++}-p-p^{+}-p^{++}$ -переходов с p^{+} -слоем блокирования области пространственного заряда: а—упрощенная диаграмма областей и степени легирования (масштаб не выдержан); б—зонная диаграмма (нейтральное состояние); в—зонная диаграмма структур при смещающем напряжении и ИК-освещении ($T = 77 \text{ K}$)

меза-А1-контакт) его нет. Отсутствие тока при обратном включении связано с запирающим действием барьера ϕ_2 . Высоты барьеров оценим как

$$\phi_i \sim \Delta\varepsilon + kT/e \ln N_p(77 \text{ K})/N_p(77 \text{ K}), \quad (1)$$

где $\Delta\varepsilon$ – энергия ионизации примеси (В); k – постоянная Больцмана; e – заряд электрона; N_p – концентрация примеси в областях легирования, $i = 1-3$; N_p – концентрация примеси в объеме кристалла. Высоты барьеров в исследуемой структуре составляют: $\phi_1 \cong 0,2$ эВ, $\phi_2 \cong 0,15-0,18$ эВ, $\phi_3 \sim 0,03-0,05$ эВ. Темновой ток термоэлектронной эмиссии основных носителей заряда в отсутствие освещения будет крайне мал для барьеров величин $\phi = \phi_1$ и $\phi = \phi_2 + \phi_3$ в области $T \sim 78$ К. Это следует как из формулы Ричардсона – Дэшмана, так и из формулы, полученной на основе теории Шоттки [10]:

$$I_D = I_0 [\exp(eV/kT) - 1], \quad (2)$$

$$I_0 = A^* T^2 \exp(-\phi/kT), \quad (3)$$

$$I_0 = eN_V \mu E \exp(-\phi/kT), \quad (4)$$

где A^* – постоянная Ричардсона для термоэлектронной эмиссии, N_V – плотность состояний в валентной зоне, μ – подвижность носителей заряда, E – напряженность электрического поля, $\phi = \phi_2 + \phi_3 \approx \phi_1$. При $\phi \approx 0,2$ эВ, $N_V \cong 1,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\mu \cong 3 \cdot 10^3 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, $E \sim 5 \cdot 10^2 \text{ В/см}$, $V \sim 2-5$ В и $T = 77$ К оценка I_D дает значение порядка $(5-8) \cdot 10^{-9} \text{ А/см}^2$. Наблюдаемое значение I_D при $T = 77$ К такого же порядка (см. рис. 1). Для комнатных температур (~ 300 К) и $\phi \sim 0,45$ эВ оценка величины $I_D(V, T)$ по формуле (2) также дает вполне приемлемые результаты, совпадающие с экспериментальными данными ($I_D \sim 10^{-3} \text{ А/см}^2$).

Размеры областей пространственного заряда (ОПЗ), прилегающих к разным областям кристалла с барьерами ϕ_1 и ϕ_2 , существенно отличаются друг от друга, поскольку области находятся в слоях с разной концентрацией основной и легирующей примесей. Концентрация ионизированных акцепторов в области барьера ϕ_1 (высокоомный кремний) составляет $N_p \sim 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, тогда как в области барьера ϕ_2 $N_p^+ \cong 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $T \sim 77$ К. Изменение глубины ОПЗ (l_G) с ростом напряжения смещения оценим по известной формуле

$$l_G = (2\varepsilon\varepsilon_0 V / eN_A^-)^{1/2}, \quad (5)$$

где ε и ε_0 – абсолютная и относительная диэлектрические проницаемости; N_A^- – концентрация ионизированных акцепторов, равная N_p . При $V = 2$ В (примерная диаграмма показана на рис. 5, с) изменения значений l_G для $p^{++} - p$ -перехода находятся в диапазоне ~ 230 мкм, тогда как для области $p^{++} - p^+$ составляют всего лишь $\sim 0,06-0,07$ мкм. Поэтому при толщине пластин ~ 250 мкм внешнее поле проникает с одного контакта на другой, когда $l_G + l_{p^+} = 230 + 20 = 250$ мкм, где l_{p^+} – толщина p^+ -слоя, что и обуславливает режим «включенного» состояния ($I \gg 10^{-4} \text{ А/см}^2$). При толщинах пластин

250 и 300 мкм пороговые напряжения включения составят соответственно 2,5 и 3 В, что находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными, приведенными на рис. 1 (кривые 1–3). При напряжениях ($-V$) на $p^{++}-p^+$ -переходе, как и в случаях с $p-n$ -переходом, при $V_B \geq 10$ В происходит пробой структур с быстрым (лавиннообразным) нарастанием тока. В общем случае распределение электрического поля и потенциала в области пространственного заряда p^+ -слоя определяется из решения уравнения Пуассона. Напряжение пробоя в соответствии с [10] имеет вид

$$V_B \approx 60(E_g/1,1)^{3/2}(N_p/10^{16})^{-3/4}, \quad (6)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны полупроводника, N_p – концентрация примеси в его базовом слое (в нашем случае это концентрация ионизированных акцепторов в p^+ -слое). Тогда, как следует из формулы (6), $V_B \approx 10-11$ В для Si ($E_g = 1,1$ эВ) при $N_p \approx 10^{17}$ см $^{-3}$. Согласно измерениям ВАХ детекторов сильное нарастание тока происходит также при $V \sim 10-12$ В, что указывает на правильность предположений о некоторой аналогии свойств переходов типа $p^{++}-p^+-p-p^{++}$ и классических $p-n$ -переходов.

Модель блокирования темновой зонной проводимости полупроводников с одним типом проводимости. Для качественного и количественного объяснения экспериментальных ВАХ структур $p^{++}-p-p^+-p^{++}$ предлагается модель блокирования транспорта носителей заряда в области низких температур.

А. Напряжение ($+V$) (см. рис. 5, *c*) подается на $p^{++}-p^+$ -переход, при этом дырки из объема p -слоя экстрагируются на контакт ИТО. ОПЗ области $p^{++}-p$ (барьер ϕ_1) с ростом V движется слева направо в кристалле, и при $V \approx 2$ В ОПЗ достигает p^+ -слоя, барьер ϕ_2 практически исчезает и ток в структуре резко нарастает (см. рис. 1).

Б. Напряжение ($+V$) подается на $p^{++}-p$ -переход, ОПЗ $p^{++}-p^+$ -перехода (барьер ϕ_3) слабо меняется с изменением напряжения, поскольку концентрация ионизированных акцепторов $\sim 10^{17}$ см $^{-3}$, и, следовательно, основная часть кристалла (p -область) остается квазинейтральной (поле не проникает за пределы p^+-p -перехода). При этом до напряжений $V_B \approx 10-12$ В инжекция дырок из левого контакта отсутствует, в результате отсутствует и ток в структуре. При $T > 115$ К ток в структуре экспоненциально возрастает, что связано с термической активацией и надбарьерным прохождением дырок через барьер ϕ_2 (случай А) либо ϕ_1 (случай Б).

При освещении светом ФП с $h\nu \geq 0,2$ эВ в областях p^+ , p^{++} будет происходить фотогенерация электронно-дырочных пар с появлением электронов в примесной зоне и дырок в валентной зоне.

А. Дырки посредством диффузии и дрейфа в электрическом поле будут двигаться из области p^+ в левый контакт, а электроны по примесной зоне уйдут на правый контакт (см. рис. 5, *c*) (зависимость $I_{ph}(V)$ приведена на рис. 1).

Б. Фотогенерация электронно-дырочных пар будет происходить в левом приконтактном p^{++} -слое, при этом электроны уйдут на левый контакт (ИТО),

а дырки диффундируют в объем кристалла с последующей экстракцией на правом контакте. Амперваттная чувствительность S_λ для случая Б составляла $\sim 0,05-0,1$ А/Вт при $V \sim 1-1,5$ В и достигала значений больших $0,2$ А/Вт при $V > 5$ В.

Роль примесных зон в процессах фотопроводимости хорошо видна из эксперимента с созданием зазора толщиной $\sim 0,05$ мкм между p^{++} -слоем и электродом ИТО. Отсутствие темновой проводимости (см. рис. 3) $I_D < 10^{-9}$ А/см² детекторов при разных знаках смещающего напряжения обусловлено экранированием (блокированием) внешнего поля с двух сторон кристалла: со стороны ИТО внешнее поле экранируется ОПЗ ионизированных акцепторов p^{++} -слоя, а со стороны Al-контакта блокируется ОПЗ самого p^+ -слоя. При освещении детекторов ИК-излучением фотопроводимость наблюдается только в случае, когда $(-V)$ находится на контакте ИТО. При этом дырки из p^{++} - и p^+ -слоев с помощью диффузии и дрейфа в электрическом поле будут достигать контакта ИТО, а электроны по примесной зоне уйдут на мезакontakt. Если напряжение $(-V)$ подается на мезакontakt (случай фотогенерации носителей заряда в p^{++} -слое, расположенном возле ИТО), фототок отсутствует, так как электроны по примесной зоне уже не могут достигать контакта из-за «непроводящего» в ней зазора. Этот случай подобен ситуации с фотоприемниками, работающими на основе блокирования примесной проводимости (аналог ВІВ-структур [1, 2]), с той лишь разницей, что в данном случае примесная зона не распространяется на весь кристалл, а локализована в узком приповерхностном слое толщиной $\sim 0,1$ мкм.

Проведем оценки нижней границы фототока $I_{\text{Ph min}}$ при освещении ФП ИК-излучением с длиной волны $\lambda \sim 2$ мкм при потоке фотонов $\Phi_{\text{Ph}} \approx 10^{15}$ см⁻² · с⁻¹. Оценки показывают, что величина фототока определяется переносом заряда по примесной зоне и не ограничивается дрейфом дырок через p -слой детектора. Это обусловлено малыми значениями времени жизни неравновесных носителей заряда ($\tau^* \sim 10-100$ нс) и подвижности электронов в примесной зоне ($\mu^* \sim 40-50$ см²/(В · с)) [11]. При этом минимальная дрейфовая скорость электронов, например, при напряженности поля $\Delta E \sim 30-40$ В/см составит $v_{\text{min}} \sim (1-2) \cdot 10^3$ см/с. При генерации фотоносителей в p^+ -слое толщиной $l_{p^+} \sim 20$ мкм при $\tau^* \sim 100$ нс их квазистационарная концентрация при квантовой эффективности $\eta \sim 0,35$ равна [12]

$$N_{\text{Ph}} \approx \eta \Phi_{\text{Ph}} \tau / l_{p^+} \approx 0,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}. \quad (7)$$

Величина минимального фототока в расчете на 1 см^2 при этом составит

$$I_{\text{Ph min}} \approx e N_{\text{Ph}} v_{\text{min}} \approx (0,8-1,6) \cdot 10^{-5} \text{ А/см}^2. \quad (8)$$

Для случая фотогенерации неравновесных носителей заряда в p^{++} -слое толщиной $l_{p^{++}} \sim 0,05$ мкм при $\tau^* \sim 10$ нс величина N_{Ph} равна примерно $(5-7) \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, тогда при $v_{\text{min}} \sim (1-3) \cdot 10^3$ см/с оценка $I_{\text{Ph min}}$ дает значение $\approx (0,8-2) \cdot 10^{-4} \text{ А/см}^2$. Это значение $I_{\text{Ph min}}$ лучше согласуется с эксперимен-

тальными данными (см. рис. 1). При средней концентрации примеси $N_{p^{++}} \sim (5-7) \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и сечении фотоионизации примеси $\sigma_{\text{ph}} \sim 10^{-15} \text{ см}^2$ толщина p^{++} -слоя, необходимая для фотоактивного поглощения излучения, составляет всего $\sim 0,1-0,2 \text{ мкм}$. В данных структурах p^{++} -слои имеют толщину $\sim 0,05-0,1 \text{ мкм}$ и, по-видимому, играют определяющую роль в фоточувствительности ФП. В этом случае роль p^+ -слоя в контакте с p -слоем сводится, главным образом, к образованию потенциального барьера, который позволяет блокировать перенос дырок по зоне валентных состояний в отсутствие освещения.

Близкие значения I_{Phmin} дает также оценка при допущении, что определяющим механизмом в транспорте фототока является диффузия электронов по примесной зоне. Величину фототока оценим из уравнения диффузии [12]:

$$I_{\text{Phmin}} = eD_e dN_{\text{Ph}}/dx \approx eD_e N_{\text{Ph}}/L_e. \quad (9)$$

Коэффициент диффузии электронов D_e определим из соотношения Эйнштейна $D_e = \mu_e kT/e = 0,2-0,3 \text{ см}^2/\text{с}$, а длина диффузии определяется как $L_e = (D_e \tau)^{1/2}$. Тогда при доминирующей фотогенерации неравновесных носителей заряда в p^+ -слое $I_{\text{Phmin}} \sim 7 \cdot 10^{-6} \text{ А/см}^2$, а в случае p^{++} -слоя $I_{\text{Phmin}} \sim (6-10) \cdot 10^{-4} \text{ А/см}^2$. Последнее значение лучше согласуется с экспериментальными данными. Эти оценки показывают, что для увеличения фоточувствительности элементов необходимы тонкие фотоактивные слои толщиной $\sim 0,05 \text{ мкм}$ с концентрацией примеси $\sim (1-2) \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Подобные выводы сделаны в работах [1-8].

Оценим пороговую мощность (NEP) в предположении дробового шума тока ФП: $\text{NEP} = (2eI_D)^{1/2}/S_\lambda$ [13]. Среднее значение NEP, измеренное для 50 фотодетекторов с мезаплощадью $\sim 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$ при $S_\lambda \sim 0,1 \text{ А/Вт}$, составляло $\sim 4 \cdot 10^{-15} \text{ Вт/Гц}^{1/2}$.

Измерения ВАХ приемников излучения на основе $p^+ - p$ -переходов, изготовленных в планарном варианте, показали практически линейную зависимость темнового тока от напряжения. Отсутствие эффекта блокирования в этом случае можно объяснить утечкой тока по периферии p^+ -слоя, заглубленного в кристалл в виде кармана. Большие локальные электрические поля образуются за счет резкой кромки вокруг его внешней области. Доказательством существования областей с предельными значениями напряженности поля в ФП планарного типа служат большие значения S_λ , которые могут реализовываться на локальных полевых электрических неоднородностях в процессе ударной ионизации или при лавинопролетном эффекте. Для ФП с фотоприемными площадками $S = 2,5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$ величина S_λ при $\lambda \sim 1,3-1,6 \text{ мкм}$ достигала значений не меньше 10^2 А/Вт . С увеличением площади фотоприемников краевые неоднородности электрического поля должны уменьшаться и, как следствие, должна уменьшаться величина S_λ . Действительно, как показали измерения, при увеличении площади с $2,5 \cdot 10^{-5}$ до 10^{-2} см^2 значения S_λ снижаются с 10^2 до 1 А/Вт .

На рис. 4 показана спектральная зависимость фотопроводимости S_λ ФП обоих вариантов. Видно, что с уменьшением энергии фотонов наблюдается

снижение фоточувствительности. Это свидетельствует о том, что процесс переноса заряда контролируется барьером. Уменьшение величины S_λ с ростом λ до малых значений при $\lambda \cong 6-6,5$ мкм указывает на величину барьера $\sim 0,2$ эВ, что находится в согласии с предлагаемой моделью и оценкой величины барьера, проводимой по формуле (1). Подобную зависимость имеют ФП, изготовленные на основе барьера Шоттки [14].

При измерении фотосигнала с фотолинеек 2×32 , содержащих также p^+ -слои с глубиной залегания примеси $\sim 20-25$ мкм, между элементами отсутствовала электрическая развязка. Сигнал был практически одинаковым как на первом элементе (он освещался светом), так и на неосвещаемых, например, десятом и двадцатом. По-видимому, это обусловлено тем, что при глубине мезаконтакта $\sim 10-15$ мкм p^{++} -слои еще имеют перекрытия между собой примесными состояниями в глубине p^+ -слоя, общая толщина которого ~ 30 мкм при $N_{p^+} \sim N_p$. Для устранения столь нежелательного эффекта был предложен способ создания мезаструктур с тонким фотоактивным p^{++} -слоем, содержащим концентрацию примеси, удовлетворяющую соотношению $N_p \sim (h\sigma_{ph})^{-1}$, где h – глубина поглощения, на которой интенсивность падающего света уменьшается в e раз; σ_{ph} – сечение фотопоглощения примеси.

При изготовлении фотолинеек с узким приповерхностным p^{++} -слоем удалось полностью достичь межэлементной развязки фотосигнала с сохранением высоких значений фоточувствительности и низких темновых токов.

ВЫВОДЫ

Предлагаемый эффект блокирования зонной проводимости в кристаллах Si при $T = 77$ К в отсутствие освещения является (в некотором смысле) аналогом известного классического $p-n$ -перехода – внутреннее поле диффузионного потенциала либо пропускает внешнее поле, либо его экранирует. Отличие состоит в том, что в так называемом «прямом» направлении при достижении внешним напряжением некоторого порогового значения ($\sim 1-2$ В) происходит быстрое нарастание электрического тока, протекающего через кристалл. Это обусловлено тем, что ОПЗ $p^{++}-p$ -перехода с одной стороны кристалла достигает барьера $p-p^+$ -перехода с другой стороны кристалла. Лавинообразное нарастание темнового тока, по-видимому, связано с исчезновением барьера $p-p^+$ -перехода в результате инжекции дырок в объем кристалла из p^+ -слоя в p -слой, приводящей к смещению уровня Ферми к валентной зоне. При «обратном» включении темновые токи обычных фотопроводников удается понизить до малых величин ($< 4 \cdot 10^{-9}$ А/см²), сохраняя при этом высокие значения их фотопроводимости.

Авторы выражают благодарность Б. И. Фомину за проведение работ, связанных с технологией изготовления исследуемых структур.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pat. 4-568-960 US. /M. D. Petroff, M. G. Stabelbroek. Publ. 04.02.86.
2. Petroff M. D., Stabelbroek M. G., Kleinhaus W. A. Detection of individual 0,4–28 μm wavelength photons via impurity-impact ionization in a solid-state photomultiplier // Appl. Phys. Lett. 1987. 51. P. 406.

3. **Park J. S., Karanasiri R. P. G., Wang K. L.** Normal incidence detector using p-type SiGe/Si multiple quantum wells // *Appl. Phys. Lett.* 1992. **60**. P. 103.
4. **Tsaur B.-Y., Chen C. K., Marino S. A.** Long-wavelength $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ heterojunction infrared detectors and 400×400 element imager arrays // *IEEE Electron. Dev. Lett.* 1991. **12**, N 6. P. 293.
5. **Lin T.-L., Ksendzov A., Dejewski S. M. et al.** SiGe/Si heterojunction internal photoemission long-wavelength infrared detectors fabricated by molecular beam epitaxy // *IEEE Trans. Electron. Dev.* 1991. **38**, N 5. P. 1441.
6. **Wu I. C., Beeman J. W., Luke P. N. et al.** Ion implanted extrinsic Ge photodetectors with extended cutoff wavelength // *Appl. Phys. Lett.* 1991. **58**, N 13. P. 1431.
7. **Perera A. G. U., Yuan H. X., Francombe M. H.** Homojunction internal photoemission far-infrared detector: photoresponse performance analysis // *Journ. Appl. Phys.* 1995. **77**, N 2. P. 915.
8. **Yuan H. X., Perera A. G. U.** Dark current analysis of Si homojunction interfacial work function internal photoemission far-infrared detectors // *Appl. Phys. Lett.* 1995. **66**, N 17. P. 2262.
9. Пат. 2065228 РФ. Многоэлементный ИК-приемник на горячих носителях с длинноволновой границей 0,2 эВ /А. В. Двуреченский, И. А. Рязанцев. Заявл. 04.06.93; Опубл. 10.08.96, Бюл. № 22.
10. **Зи С. М.** Физика полупроводниковых приборов. М.: Энергия, 1973.
11. **Бубеников А. Н.** Моделирование интегральных микротехнологий, приборов и схем. М.: Высш. шк., 1989.
12. **Приборы с зарядовой связью** /Под ред. Д. Ф. Барба. М.: Мир, 1982.
13. **Ван дер Зил А.** Шумы при измерениях. М.: Мир, 1979.
14. **Аигина Н. Р., Богомолов П. А., Шумский В. Б.** Многоэлементные приемники ИК-излучения на диодах Шоттки // *Зарубеж. электрон. техника.* 1986. **5**. С. 3.

*Институт физики полупроводников СО РАН,
E-mail: kur@isp.nsc.ru*

*Поступила в редакцию
7 июля 2000 г.*