

УДК 621.315.592

## Фотоусиление сигнала Si<Ge> p-n-переходом, содержащим квантовые точки

А. В. Двуреченский, А. П. Ковчавцев, Г. Л. Курьшев, И. А. Рязанцев,  
И. А. Никифоров, О. П. Пчеляков

Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск, Россия

*Исследованы Si<Ge>-переходы (типа p-i-n-диодов), содержащие в приповерхностном p-слое (~0,6 мкм) самоорганизующиеся квантовые точки (КТ) Ge. Анализ фото- и электрофизических характеристик позволил обнаружить усиление  $\sim 10^3$  p-n-переходом при  $T = 78$  К фототока  $I_{ph}(V)$  при освещении фотодиодов излучением с энергией фотонов, соответствующей основным межзонным переходам Si и Ge. Предлагается модель, согласно которой КТ с положительным зарядом в области  $T \sim 78$  К оказываются центрами захвата для электронов. При "прямых" напряжениях на фотодиоде ( $V > 0,2$  В), когда в p-слое часть самоорганизующихся квантовых точек (САКТ) уже находится вне поля p-n-перехода, в условиях оптической генерации фотоносителей в Si<Ge> происходит удержание электронов на САКТ, как на центрах прилипания. При этом накопление в p-слое избыточной концентрации электронов, образующих с квантовыми точками, связанными состояниями типа экситоний, способствует снижению потенциального барьера p-n-перехода и усилению фототока.*

Новый класс наноструктур — САКТ в полупроводниковых системах в последние годы привлекает все больший интерес исследователей. При движении носителей в малых объемах с пространственным ограничением по трем координатам формируется дискретный спектр состояний [1]. При этом проявляются кардинально новые свойства, присущие атомоподобным системам: это дискретный спектр электронных состояний и эффект кулоновской блокады в процессах транспорта носителей заряда, фотосигнал в барьерных структурах при межзонных переходах и новый способ передачи информации в условиях одноэлектронного туннелирования между САКТ и др. [2–10]. Новые возможности квантово-размерных структур дают ключ к созданию однофотонных приемников ИК-диапазона, позволяют повысить пороговую температуру ( $T$ ) рабочей среды фотоприемников от 78 до 220–298 К [11–13]. Важным моментом для полупроводниковых структур, содержащих квантовые кластеры, является возможное усиление фотосигнала посредством изменения их потенциальных барьеров в результате изменения общего зарядового состояния системы [9].

Задачей данной работы были исследование и анализ фотоэлектрических характеристик Si<Ge>  $p$ - $n$ -фотодиодов, содержащих Ge нанокластеры в  $p$ -слое.

### Методика экспериментов

Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках чистого (зонного) Si  $n$ -типа проводимости с ориентацией (100), удельным сопротивлением  $\rho \sim 2 \cdot 10^3$  Ом·см и временем жизни неравновесных носителей заряда  $\tau \sim 350$  мкс. Скорость осаждения слоев Si составляла  $\sim 2$  монослоя (МС)/с, а для Ge  $\sim 0,2$  МС/с при температурах ( $T$ ) 500 и 300 °С, соответственно. Рост Ge-слоев осуществлялся по механизму Странского-Крастанова и контролировался методом дифракции электронов на отражение. Трехмерный рост Ge островков наблюдался уже после осаждения 5 МС. Полученные раньше в аналогичных условиях роста Si<Ge> образцы были изучены методом сканирующей туннельной микроскопии и трансмиссионной электронной микроскопии [14]. Ge кластеры имели форму пирамид в базовой плоскости (100). Средний размер в основании составлял  $\sim 16$  нм с базисными направлениями [010] и [100], а высота  $\sim 1,5$  нм с общей неоднородностью по размерам  $\pm 20$  %. Ge кластерные слои формировались с номинальной толщиной ( $h_i$ )  $\sim 10$  МС, которые разделялись буферными слоями Si с  $h_i \sim 110$  нм.

Около Ge слоя располагался легированный бором дельта ( $\delta$ ) — слой Si, называемый  $\delta$  из-за малой его толщины  $h_i \sim 1,5 \pm 2$  нм с концентрацией примеси (В) в слое  $\sim 6 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ . Он являлся эмиттером положительного заряда (дырок) для САКТ. Концентрация САКТ, формируемых Ge включениями, составляла  $\sim 3 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ . Заканчивал рост структур окончательный слой Si ( $p^+$ -слой) с концентрацией бора  $N_B \sim 10^{19}$  см $^{-3}$  и  $h_i \sim 20$  нм. На  $p^+$ -слой наносился Al толщиной  $\sim 0,2$  мкм с последующим отжигом при 450 °С в атмосфере H $_2$ . Затем методом реактивного ионного травления формировались меза-контакты (Al- $p^+$ - $p$ ) на глубину  $\sim 0,5$  мкм площадью от  $3 \cdot 10^{-5}$  до  $10^{-2}$  см $^2$ . Это позволяло изолировать изготавливаемые мезаструктуры друг от друга. С обратной стороны пластины Si толщиной  $h_i \sim 270$  мкм с помощью ионной имплантации формировался контактный  $n^+$ -слой с концентрацией фосфора  $N_P \sim 10^{19}$  см $^{-3}$ , с  $h_i \sim 50$  нм. Перечень последовательности слоев, формирующих Si  $p$ - $n$ -переход с нанокластерами Ge (для краткости определим в дальнейшем как Si<Ge>  $p$ - $i$ - $n$ -диод), указан в таблице.

Последовательность слоев при формировании Si<Ge> фотодиодов

№ $n/p$	Слой	Толщина, нм	Концен., см $^{-3}$	Содерж. Ge в слое, %	Слой концен. САКТ, см $^{-2}$
1	$n^+$ -Si (конт.)	50	$5 \cdot 10^{19}$ (P)	—	—
2	$n$ -Si (база)	270 мкм	$\sim 2 \cdot 10^{12}$ (P)	—	—
3	$p$ -Si (буфер)	90	$\sim 10^{16}$ (B)	—	—
4	$\delta$ ( $p$ -Si) слой	1,5	$4 \cdot 10^{18}$ (B)	—	—
5	$p$ -Si (буфер)	10	$\sim 10^{16}$ (B)	—	—
6	Слой КТ (Ge)	1,5	—	$\sim 20$	$3 \cdot 10^{11}$
7	$p$ -Si (буфер)	100	$\sim 10^{16}$ (B)	—	—
8	$p^+$ -Si (конт.)	50	$5 \cdot 10^{19}$ (B)	—	—

Примечание: конт. — контактный слой; база — базовый слой Si; буфер — промежуточный слой. Осаждение слоев с 4 по 7, выделенных шрифтом, проводилось шесть раз.

Для фотоэлектрических измерений использовались два вида источников ИК-излучения:

светодиоды на основе GaAs с длиной волны  $\lambda \cong 0,83$  мкм и  $\lambda = 0,93$  мкм ( $\Delta\lambda = 0,03$  мкм); вольфрамовая лампа с  $T \sim 1200$  К с набором диафрагм, позволяющих варьировать мощность потока фотонов.

Для ограничения потока фотонов со стороны коротких длин волн (т. е. для отсеки фотонов с энергией  $\epsilon > 1,1$  эВ в ряде экспериментов перед источником располагалась (при  $T = 300$  К) пластина Si толщиной  $\sim 0,03$  см. Два вида ИК-излучений с примерно одинаковой мощностью, но с разными энергиями фотонов были необхо-

димы для отдельной генерации оптических межзонных переходов в Si и Ge.

## Результаты и их обсуждение

### Фотодиодные характеристики

Освещение фотодиодов светом с энергией фотонов, соответствующей межзональному переходу полупроводников, приводит к фотогенерации  $e-h$  пар с последующим разделением их полем перехода и появлению фототока (фотоЭДС). С увеличением потока фотонов возрастает и величина фототока. На рис. 1 показаны "темновая"  $I_t$  и при освещении (источник ИК-излучения 2-го типа) вольт-амперные характеристики  $I(V)$  Si<Ge>  $p-i-n$ -диодов (при площади мезоконтактов  $\sim 10^{-2}$  см<sup>2</sup>). Общее возрастание "темновой" проводимости на один—три порядка при увеличении напряжения в диапазоне от 0 до 0,2 В ( $T = 298$  К) и от 0,2 до 0,4 В ( $T = 78$  К) удается удовлетворительно экстраполировать с помощью зависимости  $I \sim \exp[-(\phi - eV)/nkT]$ , где  $\phi$  — высота барьера фотодиода,  $k$  — постоянная Больцмана,  $n$  — диодный фактор качества. При  $\phi \approx 0,33 \pm 0,02$  эВ ( $T = 298$  К) и  $\phi \approx 0,53 \pm 0,02$  эВ ( $T = 78$  К)  $n \approx 2$ . Подобные вольт-амперные характеристики также с  $n \approx 2$  имеют Si<Ge> диоды, выращенные газовой фазой методом (LPCVD). В общем случае значение  $n \approx 2$  указывает на доминирование генерационно-рекомбинационного тока [15], который, по видимому, контролируется процессом рекомбинации электронно-дырочных пар ( $e-h$  пар) на САКТ, расположенных в области пространственного заряда (ОПЗ)  $p-n$ -перехода. При напряжениях прямого смещения от 0,2 до 0,6 В ( $T = 298$  К) и, соответственно, от 0,4 до 1 В ( $T = 78$  К) влияние на прямой "темновой" ток уже оказывает последовательное сопротивление ( $R$ ) базового  $n(i)$ -слоя (подложка-носитель Si) со значением  $R \sim 10^5$  Ом. Обратные токи, соответственно, при  $T = 298$  К и  $T = 78$  К имеют величины  $\sim 10^{-6}$ , соответственно, и  $4 \cdot 10^{-9}$  А/см<sup>2</sup>.

Освещение Si<Ge> структур без подачи напряжения излучением с энергией фотонов  $\epsilon \geq 1$  эВ приводит к появлению фототока  $I_{ph}$ , характерного для фотовольтаического эффекта. При  $T = 298$  К зависимость  $I_{ph}(V)$  имеет для диодов с квантовыми точками обычный вид, т. е. значения выходного тока при освещении  $I_{ph}(V)$  по величине лежат всегда ниже аналогичных значений для "темнового" тока  $I_t(V)$  (см. рис. 1, кривые 1 и 1'). Обнаружено, что в области  $T = 78$  К при освещении Si<Ge> структур любым из используемых источников ИК-излучения зависи-

мость  $I_{ph}(V)$  принимает заведомо иной вид — значения тока при освещении значительно превышают аналогичные величины для  $I_t(V)$  (см. рис. 1, кривые 2 и 2'). Для сравнения на рис. 1 показаны также (контрольные) "темновая" и "световая" зависимости  $I(V)$  при  $T = 78$  К для Si диодов без квантовых точек (кривые 3 и 3'). Следовательно, "темновые" и "световые" зависимости  $I(V)$  для Si<Ge> диодов при  $T \sim 298$  К имеют обычный вид, характерный для классических  $p-n$ -переходов, содержащих (глубокие) рекомбинационные уровни. Квантовая эффективность ( $\eta$ ) фотодиодов, содержащих в  $p$ -слое Si шесть слоев САКТ германия, в фотовольтаическом режиме ( $V = 0$ ,  $T = 298$  К) для энергий фотонов  $\epsilon \leq 1$  эВ составляла  $\eta \leq 0,02$ ; для фотонов с  $\epsilon \leq 1,5$  — соответственно,  $\eta \leq 0,1$ . Оценка среднеквадратичной величины шумового тока [15] составляла  $\sqrt{I^2} \approx \sqrt{4kT / R_d} \approx 2 \cdot 10^{-14}$  А / Гц<sup>1/2</sup>, где  $R_d$  — динамическое сопротивление диода. Ход зависимости  $I_{ph}(V)$  для разных размеров ( $10^{-4}$ — $10^{-2}$  см<sup>2</sup>) контактных площадок в среднем одинаковый.

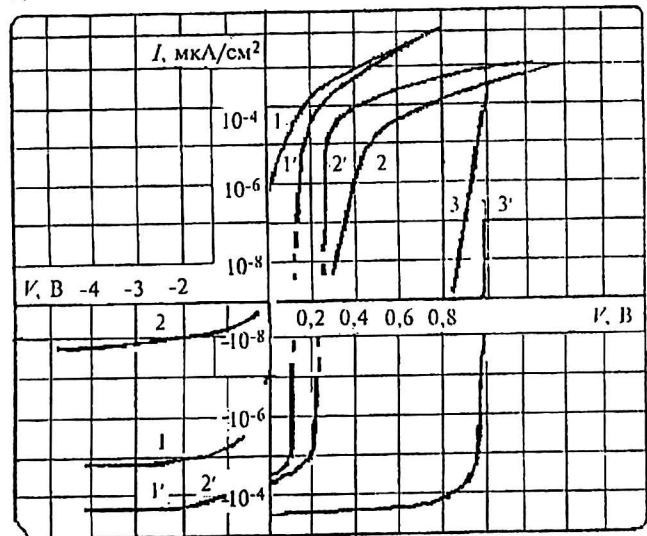


Рис. 1. Вольт-амперная зависимость: 1, 1' — при  $T = 298$  К; 2, 2'; 3, 3' — при  $T = 78$  К Si<Ge>  $p-i-n$ -фотодиодов (1, 1', 2 и 2'); 3, 3' — при  $T = 78$  К Si-фотодиода без квантовых точек; 1', 2', 3' — при освещении с излучением  $\epsilon \leq 1,5$  эВ; 1, 2, 3 — без освещения

Исследование температурной зависимости  $I(V, T)$  проводимости (тока) обратносмещенного Si<Ge> диода ( $V = -9$  В) позволило обнаружить два линейных участка с наклонами, характеризующимися энергиями активации  $\Delta E = 1,12 \pm 0,2$  эВ и  $0,40 \pm 0,2$  эВ. Первый в области  $500 > T > 298$  К обусловлен межзональными переходами носителей в Si, второй в области  $298 > T > 230$  К с процессами активации эмиссии дырок из САКТ — в нижнюю зону проводимости (рис. 2). При этом

понижение  $T$ -диодов при измерении до 78 К с последующим нагревом осуществлялось обычным образом, т. е. без подачи какого-либо смещения на  $p$ - $n$ -переход.

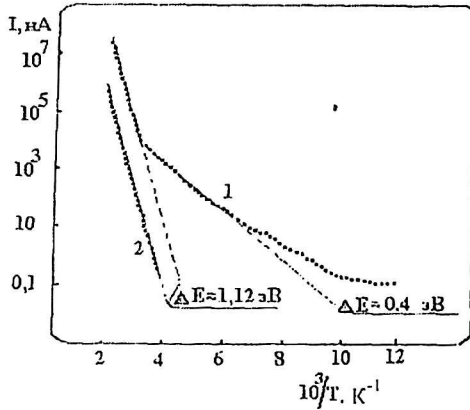


Рис. 2. Температурная зависимость тока эмиссии дырок: 1 — обратносмещенного Si<Ge>  $p$ - $i$ - $n$ -фотодиода; 2 — обычного Si-фотодиода без квантовых точек

Исходя из анализа зависимостей  $I_{ph}(V)$ ,  $I(V, T)$  и других литературных данных, на рис. 3 схематично показаны возможные зонные структуры Si<Ge> фотодиодов при  $T = 298$  и 78 К, когда  $V = 0$  (см. рис. 3, а, б) и при  $V \neq 0$  — при освещении (см. рис. 3, в).

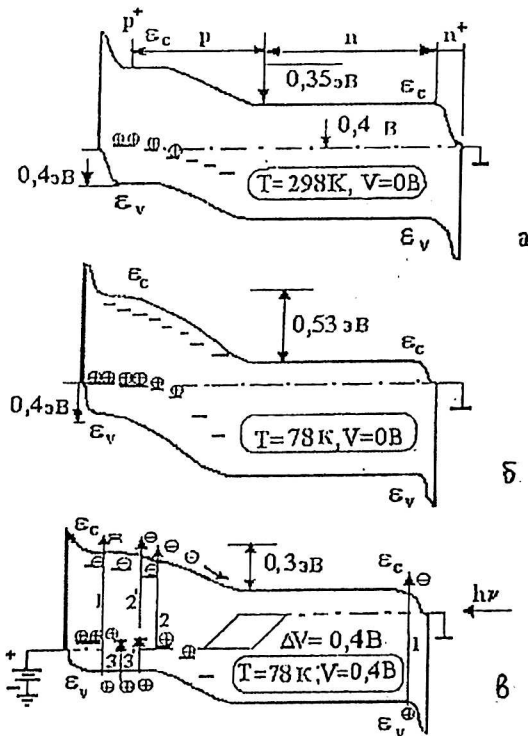


Рис. 3. Схематическое изображение зонных диаграмм Si<Ge> фотодиодов:

а — без освещения при  $V = 0$  для  $T = 298$  К; б — для  $T = 78$  К; в — при освещении при  $V = 0,4$  В для  $T = 78$  К

Там же указаны возможные оптические переходы: 1 — одиночные, характерные при межзон-

ном поглощении фотонов в Si; 2 и 3 — одиночные, если оптический переход идет с участием одной из зон  $E_C$  или ( $E_V$ ) и разными САКТ; 2' и 3' — двойные, если межзонный процесс идет еще и с участием САКТ.

**Свойства Si<Ge> фотодиодов при освещении их фотонами с энергией, соответствующей межзонным переходам Ge и Si ( $T = 298$  К)**

При освещении Si<Ge> фотодиодов ( $V = 0$ ) ИК-излучением с энергиями фотонов  $0,1 < \epsilon \leq 1$  эВ с ростом мощности потока фотонов возрастает фототок, обусловленный генерацией фотоЭДС  $p$ - $n$ -переходом. Например (см. рис. 4), при  $T = 298$  К ( $V = 0$ ) наблюдается фототок  $I_{ph}$ , величину которого оценим из формулы [15]

$$I_{ph}(V = 0, P) \cong e P \eta \pi / \epsilon, \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона;  $\eta = (1 - R')(1 - \text{схр} - \alpha l_b)$  — квантовая эффективность;  $R'$  — коэффициент отражения (для Si  $R' \sim 0,5$ );  $\alpha$  — коэффициент оптического поглощения (для Si при  $\epsilon \cong 1,1 \pm 0,03$  эВ)  $\alpha \cong 12 \div 20 \text{ см}^{-1}$  [15];  $l_b$  — толщина базового  $n$ -слоя Si  $\sim 0,03$  см;  $\pi$  — подгоночный коэффициент, учитывающий вклад в фототок пар неравновесных носителей заряда, дошедших из объема  $n$ -слоя до ОПЗ посредством диффузии. Например, при  $P = 10 \text{ мВт/см}^2$  и  $\pi = 1,1 \pm 0,04$  (площадь меза-контакта площадью  $10^{-2} \text{ см}^2$ ) значение  $I_{ph}(V = 0, P) = 1,2 - 1,6 \text{ мкА}$ , что находится в хорошем согласии с экспериментальным значением (см. рис. 4, кривая 1).

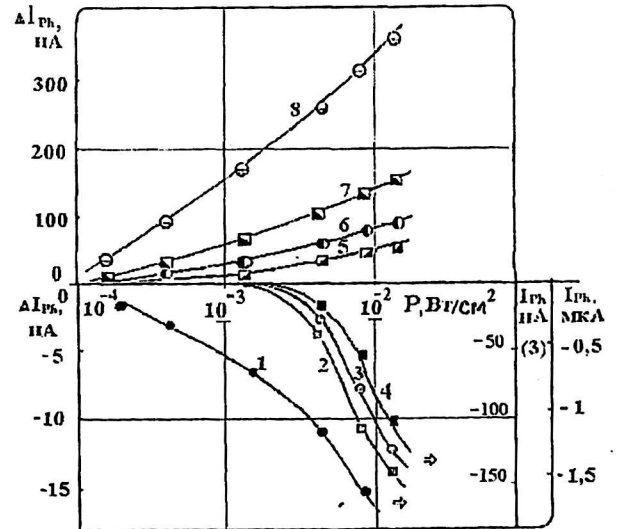


Рис. 4. Зависимость тока Si<Ge> фотодиодов от мощности ИК-излучения ( $\epsilon \leq 1$  эВ) при разных напряженных смещениях  $V$ (В): 1 — 0 при  $T = 298$  К; 2 — 0 при  $T = 78$  К; 3 — (“—” 1 В) при  $T = 78$  К; 4 — 0,2 при  $T = 78$  К; 5 — 0,36 при  $T = 78$  К; 6 — 0,42 при  $T = 78$  К; 7 — 0,5 при  $T = 78$  К; 8 — 0,6 при  $T = 78$  К (Ось для кривой 1 — самая правая ордината с обозначением  $I_{ph}$ , мкА; соответственно, ось кривой 3 — правая ордината с обозначением  $I_{ph}$ , нА)

В общем случае значение параметра  $\pi$  определялось таким образом, чтобы значения  $I_{ph}(V, P)$ , полученные из формулы (1), совпадали с экспериментальными данными для двух  $T = 77$  и  $300$  К и для разных потоков фотонов.

**Свойства Si<Ge> диодов при освещении их фотонами с энергией ( $\epsilon \leq 1$  эВ), соответствующей только межзонным переходам Ge ( $T = 78$  К)**

При понижении температуры до 78 К запрещенная зона Si возрастает до 1,18 эВ, если при этом также используется излучение с энергией фотонов  $0,2 < \epsilon \leq 1$  эВ, то поглощение в Si<Ge> в основном будет осуществляться только на Ge нанокластерах с  $\alpha_{Ge} \cong (1,2-1,3) \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  [16]. Величину фототока в этом случае можно оценить из формулы (1), но с учетом коэффициента  $\sigma$ , учитывающего долю объема, занимаемого Ge островками в  $p$ -слое. В данном случае значение  $\sigma \sim \Delta v N_f \cong 0,2$ , где  $\Delta v$  и  $N_f$  — средний объем и концентрация нанокластеров Ge. При этом

$$I_{ph}(V = 0, P) = e P \eta \pi \sigma / \epsilon, \quad (2)$$

где  $\eta = (1 - R')(1 - \exp - \alpha \cdot l_z)$  — квантовая эффективность;  $l_z = 10^{-6}$  см — эффективная суммарная толщина слоев Si, содержащих САКТ (толщина одного слоя САКТ  $\sim 1,5 \cdot 10^{-7}$  см). При мощности излучения  $P = 10 \text{ мВт/см}^2$ ,  $\epsilon \leq 1$  эВ значение  $I_{ph} \cong 15 \text{ нА}$  (площадь меза-контакта  $10^{-2} \text{ см}^2$ ), которое также хорошо совпадает с экспериментальными данными (рис. 5, кривая 2). Столь сильное уменьшение  $I_{ph}$  обусловлено тем, что вклад в фототок дают только оптические переходы типа 2' и 3' (см. рис. 3). При подаче на  $p$ - $i$ - $n$ -диод обратного смещения возрастает значение  $\pi$ , вследствие чего увеличивается значение  $I_{ph}$  (см. рис. 4, кривая 3).

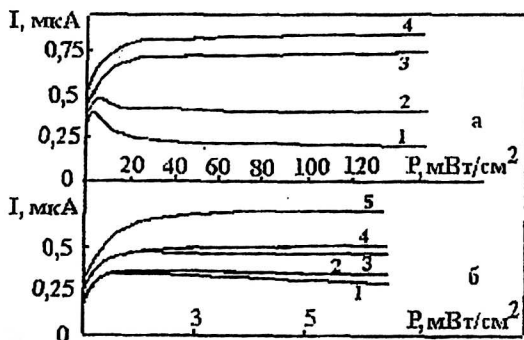


Рис. 5. Зависимость выходного тока Si<Ge>  $p$ - $i$ - $n$ -фотодиодов ( $T = 78$  К) с энергией фотонов  $\epsilon \leq 1,33$  эВ и при напряжениях  $V(V)$ : а — при их освещении излучением большой мощности: 1 — 0,28; 2 — 0,36; 3 — 0,39; 4 — 0,4; б — при их освещении излучением малой мощности: 1 — 0,28; 2 — 0,29; 3 — 0,36; 4 — 0,37 и 5 — 0,4

Обнаружено, что при понижении  $T$  от 298 до 78 К ход зависимости  $I(V, P)$  радикально меняется (см. рис. 1 и 5). Помимо обычной смены направления выходного тока с “-I на +I” с вариацией  $V$  от 0,25 до 0,6 В установлено существенное превышение значения фототока  $\Delta I_{ph}(V, P)$  в сравнении с  $I_f(V)$  для случая, когда освещение отсутствует. С увеличением мощности излучения возрастает усиление фототока. Такое поведение  $I_{ph}(V, P)$  можно связать с определяющим влиянием положительно заряженных САКТ на захват фотоэлектронов в ОПЗ с последующим изменением ими общего потенциала  $p$ - $n$ -перехода. Для сравнения чистоты эксперимента на рис. 6 показана зависимость  $I_{ph}(V, P)$  Si  $p$ - $i$ - $n$ -диода при  $T \sim 78$  К, также имеющего  $p$ -слой, но уже без квантовых точек. Видно, что общий ход зависимости  $I(V, P)$  следует классическому поведению, т. е.  $I_f(V, P = 0) \geq I_{ph}(V, P, 0)$ . Это подтверждает определяющую роль САКТ в эффекте усиления выходного тока Si<Ge>  $p$ - $i$ - $n$ -диодов в условиях освещения. Если определить коэффициент усиления структуры по аналогии с фототранзисторами, как  $\gamma = (I_{ph}(V, P) - I_f(V, P = 0)) / I_{ph}(V = 0, P)$ , то в зависимости от мощности потока и энергии фотонов его величина находится в пределах от 2 до  $10^3$  для диапазона напряжений  $V = 0,35-0,53$  В.

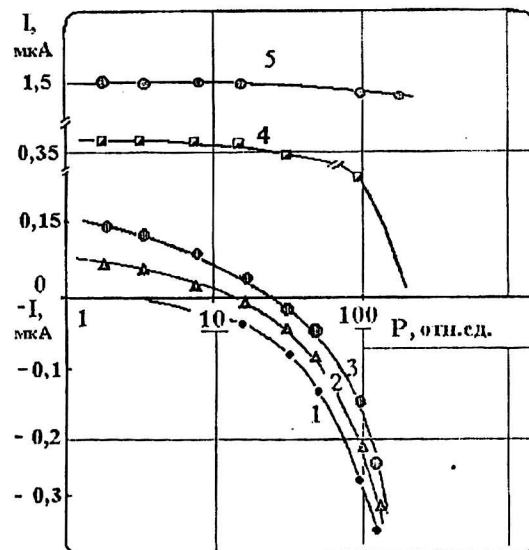


Рис. 6. Зависимость прямого тока Si<Ge>  $p$ - $i$ - $n$ -фотодиодов ( $T = 78$  К) в отсутствии слоя КТ Ge (слой САКТ снят) от мощности ИК-излучения ( $\epsilon \leq 1,1$  эВ) при разных величинах напряжения прямого смещения  $V(V)$ : 1 — 0; 2 — 0,15; 3 — 0,2; 4 — 0,25; 5 — 0,3

Большие значения  $\gamma$  обусловлены сочетанием ряда благоприятных факторов. Фотоны с энергией, соответствующей только межзонным переходам Ge, могут генерировать фотоэлектроны из квантовых точек в  $p$ -слой, которые образуют связанные состояния с КТ, но при этом для

всего  $p$ - $n$ -перехода значения фототока  $I_{ph}(V=0, P)$  будут минимальны (так как нет генерации  $e$ - $h$ -пар в кремнии).

**Модель процессов усиления фототока Si<Ge> диодов при освещении их фотонами с энергией  $0,7 \leq \varepsilon \leq 1,5$  эВ**

Нами предлагается качественная модель, суть которой заключается в том, что в условиях оптической генерации электронов и дырок в зоне Ge нанокластеров образуются связанные состояния типа: электрон-САКТ. Для устойчивого формирования этих состояний необходимо выполнение следующих условий: наличие "низкой" температуры, чтобы энергия связи ( $\Delta E_b$ ) электрона-САКТ  $\Delta E_b \gg kT$ ; наличие режима "плоских" зон, т. е. несколько (один, два) слоев КТ со своими буферными слоями должны находиться вне максимума электрического поля (ОПЗ)  $p$ - $n$ -перехода. Первое условие достигается при понижении  $T$  от 120 до 78 К, второе — при напряжениях  $V \geq 0,2-0,3$  В. Из наклона температурной зависимости проводимости фототока  $I_{ph}(V, P)$  от  $1/T$  в условиях эффекта фотоусиления удалось определить величину энергии активации  $\sim 19 \pm 2$  мэВ. Электроны, захваченные на энергетический уровень САКТ, вклада в фототок фотовольтаического эффекта (фотоЭДС) не дадут. Однако существенным моментом при этом оказывается накопление избыточной неравновесной концентрации электронов в  $p$ -слое  $\Delta n_p$  на САКТ, которое приведет к изменению баланса зарядов в  $p$ -слое и смещению квазиуровня Ферми к  $E_C$ . Величину изменения хода  $\Delta E_F$  оценим из формулы  $\Delta E_F \cong kT/e \ln(n_p + \Delta n_{ph}) / (n_n + \Delta n_{ph})$  где  $n_p$  — концентрация электронов в  $p$ -слое,  $\Delta n_{ph} = \Delta n_p$  — концентрация фотоэлектронов в  $p$ -слое при освещении;  $n_n$  — равновесная концентрация электронов в  $n$ -слое. При средних условиях освещения обычно  $\Delta n_{ph} > n_p$ , при этом изменение  $\Delta E_F$  составит 0,2–0,4 эВ, соответственно на такую же величину снизится величина барьера  $p$ - $n$ -перехода. Это приведет к нарастанию тока диода, что и наблюдается экспериментально (см. рис. 3, кривые  $I(V, P)$  при  $V \geq 0,2$  В).

Некоторым аналогом этого эффекта является усиление фототока в классических Si-фототранзисторах типа  $n$ - $p$ - $n$ . Освещение базы (в данном случае  $p$ -слоя, содержащего САКТ) фототранзистора фотонами с энергией, соответствующей межзонным переходам в Si в условиях генерации в  $p$ -слое избыточной концентрации электронов, приведет к снижению барьера эмиттер—база, обеспечивая тем самым усиление выходного тока эмиттер—коллектор. Характерная зависимость

$\Delta I_{ph}(P)$  для фоторезисторов, подобная  $\Delta I_{ph}(V, P)$  на рис. 3, имеется в работе [17].

Однако если в  $p$ -слое Si<Ge>  $p$ - $i$ - $n$ -диода имеется достаточный наклон зон  $E_C$  и  $E_V$  (это имеет место, например, когда  $V < 0,2$  В), устойчивого захвата электронов на САКТ не происходит. Это обусловлено либо эффективным разделением фотоносителей заряда ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода, либо их быстрым выбросом с уровней захвата электрическим полем  $p$ - $n$ -перехода (например, эффект Пула-Френкеля). Следовательно, в этом случае определяющим эффектом для величины и знака фототока оказывается обычный фотовольтаический эффект, и при этом значения  $I_{ph}(V < 0,2 \text{ В}) < 0$ .

Аргументами в пользу предлагаемой модели можно считать данные, полученные при освещении Si<Ge> фотонами с энергией  $> 1,1$  эВ. Обнаружено, что при засветке  $p$ - $n$ -переходов фотонами с энергией  $\varepsilon = 1,33$  эВ, когда генерация  $e$ - $h$ -пар идет уже в объеме Si, эффект фотоусиления тока также имеет место. Однако в этом случае зависимость  $I_{ph}(V, P)$  испытывает уже насыщение с ростом  $P$  (см. рис. 5) при  $V > 0,38$  В. Наблюдаемый небольшой спад  $I_{ph}(V, P)$  с ростом  $P$  при  $V < 0,28$  В можно объяснить проявлением фотоЭДС на  $p$ - $n$ -переходе и ЭДС-Дембера со стороны засветки  $n^+$ -слоя. Доказательством этому может служить тот факт, что, сместив зону генерации  $e$ - $h$ -пар от  $p$ - $n$ -перехода к  $n^+$ -слою, (используя при этом фотоны с  $\varepsilon \geq 1,5$  эВ с коэффициентом поглощения в Si  $\sim 10^4$ ), наблюдаемое уменьшение  $\Delta I_{ph}$  со сменой знака  $I_{ph}$  с "+" на "-" происходит значительно быстрее и при меньших мощностях излучения (рис. 7).

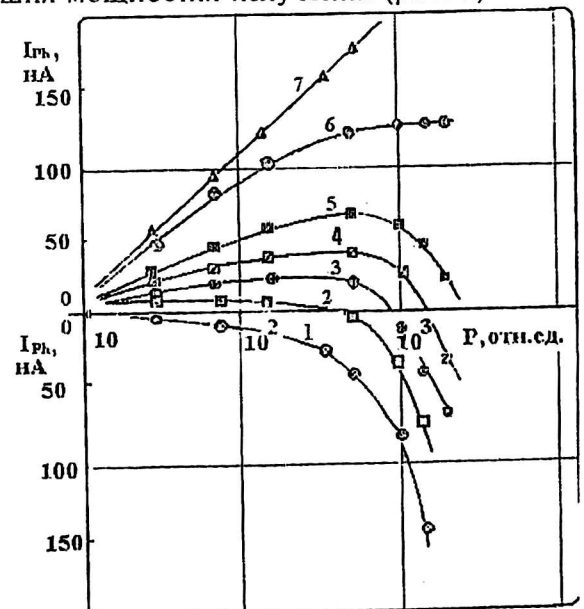


Рис. 7. Зависимость выходного тока Si<Ge>  $p$ - $i$ - $n$ -фотодиодов ( $T = 78$  К) от мощности излучения  $\varepsilon \cong 1,5$  эВ при разных величинах напряжений прямого смещения  $V$  (В): 1 — 0; 2 — 0,2; 3 — 0,25; 4 — 0,3; 5 — 0,36; 6 — 0,4; 7 — 0,5

Диапазон используемой мощности излучения для фотонов с  $\epsilon = 1,33$  и  $1,5$  эВ одного порядка  $\sim 10 \div 100$  мВт/см<sup>2</sup>). Во втором случае накопление избыточной концентрации пространственно-разделенных электронов и дырок вблизи  $n^+$ -слоя будет блокировать проникновение внешнего поля в глубь кристалла к области  $p$ - $n$ -перехода, что приведет к нарушению 2-го условия предлагаемой модели. В результате этого исходный потенциал  $p$ - $n$ -перехода будет восстановлен и, как следствие, снова проявится роль  $p$ - $n$ -перехода (разделение носителей заряда полем  $p$ - $n$ -перехода). Ряд данных по перераспределению электрического поля в высокоомных слоях Si под действием освещения изложен в [18].

Таким образом, в Si<Ge>  $p$ - $n$ -диодах в области  $T < 100$  К в условиях освещения излучением с энергией фотонов от 1 до 1,5 эВ в  $p$ -слое Si формируются связанные состояния электронов и дырок экситонного типа на квантовых точках. В условиях накопления избыточной концентрации электронов в  $p$ -слое происходит снижение высоты барьера  $p$ - $n$ -перехода с усилением "прямого" тока. При этом квантовые точки оказываются центрами и генерации, и рекомбинации неравновесных носителей заряда.

### Выводы

Фотодиоды на основе Si<Ge> многослойных квантово-точечных структур при освещении их фотонами с энергией, соответствующей основным межзонным переходам Si и Ge, обладают новыми свойствами в области  $T < 100$  К, а именно, в режиме прямого смещения  $p$ - $n$ -перехода фототок превышает аналогичные значения тока без освещения. Этот эффект находит объяснение в формировании в  $p$ -слое Si состояний экситонного типа: электрон-САКТ. Увеличение избыточной концентрации электронов в  $p$ -слое путем захвата и удержания их на Ge нанокластерах способствует снижению потенциального барьера  $p$ - $n$ -перехода, что и обеспечивает усиление прямого тока диода в  $\sim 10$ — $10^3$  раз. Основным механизмом прохождения тока через  $p$ - $n$ -

переход оказывается квадратичная рекомбинация электронов и дырок на квантовых точках в области пространственного заряда  $p$ - $n$ -перехода.

*Авторы выражают благодарность Б. И. Фомину за работу, связанную с технологией приготовления меза-диодов, и А. И. Торопову за полезное обсуждение работы. Эта работа была выполнена при поддержке программы "Физика твердотельных наноструктур", проект 2000-2Ф.*

### Литература

1. Reed M. A., Bate R. T., Bradshaw R. et al.//J. Vac. Sci. Technol. 1986. V. B4. P. 338.
2. Алферов Ж. И.//ФТП. 1998. Т. 32. С. 3.
3. Леденцов Н. Н., Устинов В. М., Шукун В. А. и др.//ФТП. 1998. Т. 32. С. 385.
4. Yakimov A. I., Markov V. A., Dvurechenskii A. V., Pchelyakov O. P.//Phil. Mag. 1992. V. 65. P. 701.
5. Bimberg D.//ФТП. 1999. V. 33. P. 1044.
6. Двуреченский А. В., Рязанцев И. А., Ковчаевцев А. П., Курьшев Г. Л. и др.//В сб. Тез. докл. V. Рос. конф. по физике полупроводников. Ниж. Новгород, 2001. С. 386.
7. Devoret M. H., Schoelkopf R. J.//Nature. 2000. V. 406. P. 1039.
8. Vescan L and Stoika in SPIE, Si based Optoelectronics, ed Houghton and Fitzgerald. — Bellingham, 1999. V. 3630. P. 163.
9. Ryzhii V. Semicond. Sci. Technol. 1996. V. 11. P. 759.
10. Korotkov A. N., Averin A. N., Likharev K. K., Vasenko S. A.//In Single-Electron Tunn. and Mesose. Physics, ed. by Koch H. Lubbig H. — Berlin: Springer 1992. P. 45.
11. Якимов А. И., Двуреченский А. В., Стенина И. П. и др.//ЖЭТФ. 2001. Т. 119. С. 574.
12. Kim M. D., Cho A. G., Kim T. I., Ko S. S., et al.//J. Cryst. Growth. 2001. V. 227—228. P. 1162.
13. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Praskuryakov Y. Y.//J. Appl.-Phys. 2001. V. 80. P. 5676.
14. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Praskuryakov Y. Y., Pchelyakov O. P., Teys S. A., Gutakovskii A. K.//Appl. Phys. Lett. 1999. V. 75. P. 1413.
15. Зи С. М.//Физика полупроводниковых приборов. — М.: Энергия, 1973.
16. Шалимова К. В.//Физика полупроводников. — М.: Энергия, 1976.
17. Пикус Г. Е.//Физика полупроводниковых приборов. — М.: Энергия, 1978.
18. Резникова Б. И.//ФТП. 2001. Т. 35. С. 1219.

## Effect photoconductivity gain by Si<Ge> $p$ - $n$ -junction containing quantum dots

A. V. Dvurechenskii, A. P. Kovchayev, G. L. Kuryshev, I. A. Ryazantsev,  
A. I. Nikiforov, O. P. Pchelyakov

Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch RAS, Novosibirsk, Russia

*Si<Ge> junction (of  $p$ - $i$ - $n$ -diode type) containing Ge of self-assembled quantum dots (SAQD). in a  $\sim 0.6$   $\mu$ m-thick near-surface layer were investigated. Analysis of photo- and*

*electrophysical performances allowed to reveal  $\sim 10\text{--}10^3 I_{ph}(V)$  photocurrent gain by p-n-junction at  $T = 78\text{ K}$  upon photodiode radiation with the photon energy corresponding to Si and Ge basic interband transitions. A model is proposed which assumes that SAQDs with a positive charge at  $T = 78\text{ K}$  turn out to be trapping centers for electrons/At "forward" voltages on a photodiode ( $V > 0.2$ ), when the p-layer SAQDs are already partially outside the p-n-junction, there takes place electron capture on SAQDs as on adsorption centers under conditions of photocarrier optical generation in Si<Ge>. In this case, excess concentration of the p-layer electrons forming oxysiton-type bound states with quantum dots leads to lowering the p-n-junction potential barrier and photocurrent amplification.*