

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

(Новосибирск)

### ФОТОДИОДНЫЕ СВОЙСТВА $p$ - $n$ -ПЕРЕХОДОВ Si(Ge) С КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ\*

Исследованы переходы Si(Ge) (типа  $p$ - $i$ - $n$ -диодов), содержащие в тонком ( $\sim 0,6$  мкм) приповерхностном  $p$ -слое квантовые точки (КТ) Ge. Анализ фото- и электрофизических характеристик, снятых при  $T = 78$  К, позволил обнаружить усиление  $\sim 2 \cdot 10^3$   $p$ - $n$ -переходом фототока  $I_{\phi}(V)$ . При этом освещение  $p$ - $i$ - $n$ -диодов осуществлялось 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  $p$ - $i$ - $n$ -диоде ( $V > 0,2$  В), когда в  $p$ -слое часть КТ уже находится вне поля  $p$ - $n$ -перехода, в условиях оптической генерации фотоносителей в Si(Ge) происходит удержание электронов на КТ как на центрах прилипания. При этом накопление в  $p$ -слое избыточной концентрации электронов, образующих с квантовыми точками связанные состояния типа экситонных, способствует снижению потенциального барьера  $p$ - $n$ -перехода и усилению фототока.

Интерес к фотоприемным системам, содержащим включения фаз типа Si/Ge, GaAs/InAs и других малой размерности  $N \leq 2$ , например, двумерным квантовым ямам и нуль-мерным квантовым точкам (КТ), обусловлен рядом их особенностей [1–8]. Однако большее внимание в настоящее время уделяют КТ, поскольку в отличие от квантовых ям они обладают рядом только им присущих особенностей. К ним следует отнести, например, снятие запрета по квазиимпульсу на непрямые оптические переходы; дискретный спектр энергетических состояний в КТ с энергетическим зазором между уровнями  $\Delta E \gg kT$  ( $k$  – константа Больцмана,  $T$  – температура). Наличие дискретности энергетических уровней может способствовать созданию полупроводниковых приборов, обладающих температурно-независимыми оптическими свойствами. Другим не менее важным свойством является фототранзистор-

\* Работа выполнена при поддержке программы «Физика твердотельных наноструктур» (проект № 2000-2Ф).

ный эффект на КТ (ФКТ), теоретически предсказанный в работе [9]. Основной механизм ФКТ состоит в том, что при освещении светом структур с потенциальным барьером, например, типа  $n^+ - n - n^+$ , происходит захват или выброс электронов из КТ с изменением величины потенциального барьера  $n^+ - n$ , что приводит к существенному возрастанию проводимости при прохождении носителей заряда с контакта на контакт ( $n^+ - n - n^+$ ). Задача данной работы – исследование и анализ влияния захвата фотоносителей заряда на КТ-германиевые нанокластеры, которые были сформированы в  $p$ -слое  $p$ - $n$ -фотодиодов Si(Ge).

**Методика экспериментов.** Образцы для экспериментов были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках чистого (зонного) Si  $n$ -типа проводимости с ориентацией (001), 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 ( $\sim 0,1$  нм/с), а для Ge  $\sim 0,2$  МС/с ( $\sim 0,02$  нм/с) при  $T = 500$  и  $T = 300$  °С соответственно. Рост слоев Ge осуществлялся по механизму Странского – Крастанова и контролировался методом дифракции электронов на отражение. Трехмерный рост островков Ge наблюдался уже после осаждения пяти монослоев. Полученные ранее в аналогичных условиях роста образцы Si(Ge) изучены методами сканирующей туннельной микроскопии и трансмиссионной электронной микроскопии [10, 11]. Кластеры Ge имели форму пирамид в базовой плоскости (100). Средний размер в основании составлял  $\sim 15$  нм с базисными направлениями [010] и [100], а высота  $\sim 1,5$  нм с разбросом размеров  $\pm 20$  %. Кластерные слои Ge формировались с номинальной толщиной ( $h_t$ )  $\sim 10$  МС, которые разделялись буферными слоями Si с  $h_t \sim 110$  нм. Около слоя Ge располагался легированный бором (В)  $\delta$ -слой Si с концентрацией примеси бора в слое  $\sim 6 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ . Он являлся поставщиком частиц (дырок) для КТ. Концентрация КТ, формируемых включениями Ge, составляла  $\sim 3 \cdot 10^{11}$  см $^{-2}$ . (Энергетический уровень  $E_t \cong 0,4$  эВ, ответственный за проявление свойств КТ, был обнаружен ранее в [11].) Заканчивал рост структур конечный (контактный) слой Si ( $p^+$ -слой) с концентрацией бора  $N_B \sim 10^{19}$  см $^{-3}$  и  $h_t \sim 20$  нм. На  $p^+$ -слой наносился слой Al толщиной  $\sim 0,2$  мкм с последующим отжигом при  $T = 450$  °С в атмосфере  $H_2$ . Затем методом реактивного ионного травления формировали мезаконтакты (Al- $p^+ - p$ ) на глубину  $\sim 0,5$  мкм площадью от  $3 \cdot 10^{-5}$  до  $10^{-2}$  см $^2$ . Это позволило изолировать изготавливаемые структуры друг от друга. С обратной стороны пластины Si толщиной  $\sim 270$  мкм с помощью ионной имплантации формировался контактный  $n^+$ -слой с концентрацией фосфора  $N_p \sim 10^{19}$  см $^{-3}$  и  $h_t \sim 50$  нм. Перечень последовательности слоев, формирующих  $p$ - $n$ -переход Si с нанокластерами Ge (в дальнейшем определим как  $p$ - $n$ -диод Si(Ge)), помещен в таблице.

Для фотоэлектрических измерений использовались два вида источников ИК-излучения: светодиоды на основе GaAs с длинами волн  $\lambda = 0,83$  мкм ( $\Delta\lambda = \pm 0,03$  мкм) и  $\lambda = 0,93$  мкм ( $\Delta\lambda = 0,03$  мкм); вольфрамовая лампа с  $T \cong 1200$  К с набором диафрагм, позволяющих варьировать мощность потока фотонов. Для ограничения потока фотонов со стороны коротких длин волн (т. е. для отсечки фотонов с энергией  $\varepsilon > 1,1$  эВ и длинами волн  $\lambda < 1,1$  мкм)

**Последовательность слоев при формировании фотодиодов Si<Ge>**

№ п/п	Слой	Толщина	Концентрация
1	$n^+$ -Si (конт.)	50 нм	$5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (P)
2	$n$ -Si (база)	270 мкм	$\sim 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ (P)
3	$p$ -Si (буфер)	90 нм	$\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (B)
4	$\delta$ ( $p$ -Si) слой	1,5 нм	$\sim 6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (B)
5	$p$ -Si (буфер)	10 нм	$\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (B)
6	слой КТ (Ge)	1,5 нм	–
7	$p$ -Si (буфер)	100 нм	$\sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (B)
8	$p^+$ -Si (конт.)	50 нм	$5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (B)

Примечание. Обозначения: конт. – контактный слой, база – базовый слой Si, буфер – промежуточный слой. Осаждение слоев 4–7 проводилось 6 раз.

перед вторым источником располагалась (при  $T = 300 \text{ K}$ ) пластина Si толщиной  $\sim 0,03 \text{ см}$ , вследствие чего излучение на выходе имело кванты с длинами волн  $\lambda \geq 1,1 \text{ мкм}$  (или  $\epsilon < 1,1 \text{ эВ}$ ). Мощность потока фотонов ( $P$ ) светодиодов варьировалась посредством изменения величины питающего их тока. Два вида источников ИК-излучения с примерно одинаковой мощностью, но с разными энергиями фотонов были необходимы для отдельной генерации оптических межзонных переходов в Si и Ge. (Ширина запрещенной зоны Si при  $T = 300 \text{ K}$  равна  $E_g \cong 1,12 \text{ эВ}$ , тогда как при  $T = 78 \text{ K}$  –  $E_g \cong 1,18 \text{ эВ}$ ; для Ge  $E_g \cong 0,72 \text{ эВ}$  ( $T = 300 \text{ K}$ ) и  $E_g \cong 0,78 \text{ эВ}$  ( $T = 78 \text{ K}$ )). Ввиду того что освещение диодов проводилось со стороны  $n^+$ -слоя, корректно учесть долю объема слоя Si, дающего вклад в генерацию электронно-дырочных ( $e-h$ ) пар вблизи  $p-n$ -перехода, не представлялось возможным. Поэтому в экспериментальных данных (графиках) мощность излучений для фотонов с энергиями  $\epsilon = 1,33$  и  $1,5 \text{ эВ}$  зачастую указана в относительных единицах. В случае использования потока фотонов с  $\epsilon \leq 1,1 \text{ эВ}$ , когда поглощение излучения идет в основном на нанокластерах Ge, расположенных в  $p$ -слое с размером площади, задаваемым размером мезаконтактов, применение понятия «плотность потока фотонов» вполне оправдано. Калибровка потока излучения с энергией фотонов  $\epsilon \leq 1,1 \text{ эВ}$  осуществлялась при помощи фотодиода ФД-256 с известной амперваттной чувствительностью.

**Результаты и их обсуждение. Фотодиодные характеристики.** Освещение фотодиодов светом с энергией фотонов, соответствующей межзонному переходу полупроводников, приводит к фотогенерации  $e-h$ -пар с последующим разделением их полем перехода и появлению фототока (фотоэдс). С

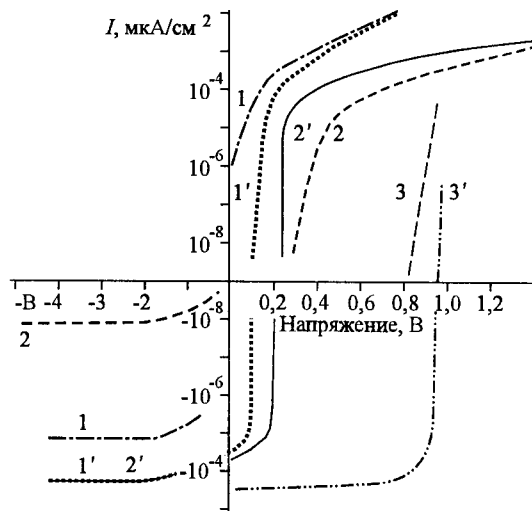


Рис. 1. Вольт-амперная зависимость при  $T = 298$  К (кривые 1 и 1') и  $T = 78$  К (кривые 2, 2', 3, 3') фотодиодов Si(Ge) (кривые 1, 1', 2, 2') и фотодиода Si без квантовых точек (кривые 3, 3'); при освещении (кривые 1', 2', 3') ИК-излучением  $\epsilon \leq 1,1$  эВ и без освещения (кривые 1, 2, 3)

увеличением потока фотонов возрастает и величина фототока. На рис. 1 показаны темновая  $I$ , и при освещении (источник ИК-излучения второго типа) вольт-амперные характеристики  $I(V)$   $p-i-n$ -диодов Si(Ge) (площадь 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  $p-i-n$ -диода;  $k$  – 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  $n \approx 2$  в диапазоне  $V \sim 0,1-0,3$  В имеют диоды Si(Ge), изготовленные газофазным методом (LPCVD) [12].

В общем случае значение  $n \approx 2$  указывает на доминирование генерационно-рекомбинационного тока [13], который, по-видимому, контролируется процессом аннигиляции электронно-дырочных пар на КТ, расположенных в области пространственного заряда (ОПЗ)  $p-n$ -перехода.

При напряжениях прямого смещения от 0,2 до 0,6 В ( $T = 298$  К) и 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. Плотности обратных токов при  $T = 298$  и  $T = 78$  К имеют величины  $\sim 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup> и  $4 \cdot 10^{-9}$  А/см<sup>2</sup> соответственно.

Квантовая эффективность ( $\eta$ ) фотодиодов, содержащих шесть слоев КТ, в фотовольтаическом режиме ( $V = 0$ ,  $T = 298$  К) для энергий фотонов  $\epsilon \approx 1$  эВ составляла  $\eta \leq 0,02$ ; для фотонов с  $\epsilon = 1,5$  эВ  $\eta \leq 0,1$ . Оценка среднеквадратичной величины шумового тока [13] составляла  $\sqrt{I_{Sh}^2} \approx \sqrt{4kT/R_d} \approx 2 \cdot 10^{-14}$  А/Гц<sup>1/2</sup>, где  $R_d$  – динамическое сопротивление диода. Ход зависи-

мости  $I_{\phi}(V)$  для разных размеров ( $10^{-4}$ – $10^{-2}$  см<sup>2</sup>) контактных площадок в среднем одинаковый.

В общем случае освещение структур Si(Ge) без подачи напряжения излучением с энергией фотонов  $\epsilon \geq 1,1$  эВ приводит к появлению фототока  $I_{\phi}$ , характерного для фотовольтаического эффекта [14]. При  $T = 298$  К зависимость  $I_{\phi}(V)$  имеет обычный вид для диодов с квантовыми точками, т. е. значения выходного тока при освещении  $I_{\phi}(V)$  по величине лежат всегда ниже аналогичных значений для темнового тока  $I_t(V)$  (см. рис. 1, кривые 1, 1'). Обнаружено, что при  $T = 78$  К зависимость  $I_{\phi}(V)$  при освещении любым из используемых источников ИК-излучения принимает заведомо иной вид – значения тока при освещении значительно превышают аналогичные величины для  $I_t(V)$  (см. рис. 1, кривые 2, 2'). Для сравнения на рис. 1 показаны также (контрольные) темновая и световая зависимости  $I(V)$  при  $T = 78$  К для обычных диодов Si, но уже без квантовых точек (кривые 3, 3'). Следует отметить, что при освещении  $p$ - $n$ -переходов Si(Ge) потоком фотонов с  $\epsilon < E_g$  для Ge, т. е.  $\epsilon < 0,7$  эВ, усиление фототока также отсутствует.

Исследование температурной зависимости  $I(T)$  при  $V = -2$  В проводимости (тока) обратносмещенного диода Si(Ge) позволило обнаружить два линейных участка с наклонами, характеризующимися энергиями активации 1,12 и 0,4 эВ. Первый наклон в области  $500 > T > 298$  К обусловлен межзонными переходами носителей в Si, второй наклон в области  $298 > T > 230$  К обусловлен процессами активации выброса дырок из КТ в нижнюю зону проводимости.

Исходя из анализа данных зависимостей  $I(V)$ ,  $I(T)$  и литературных данных на рис. 2 схематично показаны зонные структуры  $p$ - $i$ - $n$ -диодов Si(Ge) при  $T = 298$  и  $T = 78$  К, когда  $V = 0$  (рис. 2, *a, b*) и  $V \neq 0$  при освещении (рис. 2, *c*). Там же указаны возможные оптические переходы: 1 – одинарные, характерные для поглощения фотонов в Si; 2 и 3 – также одинарные, если оптический переход идет с участием одной из зон  $\epsilon_c$  или  $\epsilon_v$  и разными КТ; 2' и 3' – двойные, если при этом идет оптический переход 1 с участием КТ.

**Свойства фотодиодов Si(Ge) при  $T = 298$  К и освещении их фотонами с энергией, соответствующей межзонным переходам Ge и Si.** При освещении фотодиодов Si(Ge) ( $V = 0$ ) ИК-излучением с энергиями фотонов  $0,1 < \epsilon \leq 1,1$  эВ (второй тип ИК-излучения) с ростом мощности потока фотонов возрастает фототок. Например, при  $T = 298$  К ( $V = 0$ ) наблюдается фототок  $I_{\phi}$  (рис. 3), величину которого можно оценить из формулы [13]:

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

где  $e$  – заряд электрона;  $\eta = (1 - R')(1 - \exp(-\alpha l_b))$  – 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  $\alpha \cong 12$ – $20$  см<sup>-1</sup>) [13];  $l_b \sim 0,03$  см – толщина базового  $n$ -слоя Si;  $\pi$  – подгоночный коэффициент, учитывающий вклад в фототок пар неравновесных носителей заряда, дошедших из объема  $n$ -слоя до ОПЗ посредством диффузии. Например, при  $P = 5$ – $10$  мВт/см<sup>2</sup>,  $\pi \approx 0,1 \pm 0,04$  (площадь мезаконтакта  $10^{-2}$  см<sup>2</sup>) значение  $I_{\phi}(V = 0, P) \cong 1,2$ – $1,6$  мкА, что находится в хорошем согласии с экспериментальным значением (см. рис. 3, кривая 1). В общем случае значение параметра  $\pi$  определялось таким образом, чтобы значения  $I_{\phi}(V, P)$ , полученные из

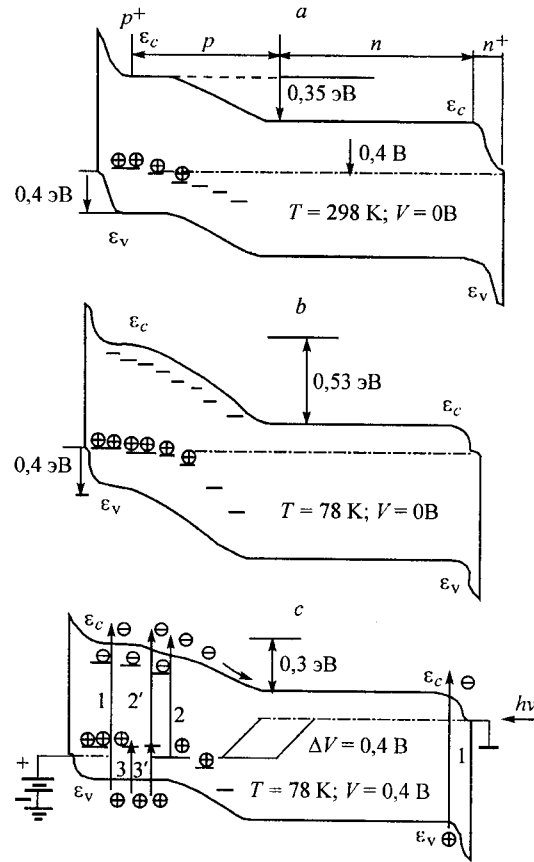


Рис. 2. Схематическое изображение зонных диаграмм фотодиодов Si(Ge) без освещения при  $V = 0$  (a, b) для  $T = 298$  К (a),  $T = 78$  К (b, c) и при освещении для  $V = 0,4$  В (c)

формулы (1), совпадали с экспериментальными данными для двух температур 77 и 300 К и для разных потоков фотонов.

При подаче на  $p$ - $n$ -переход прямого напряжения ( $+V$  на  $p^+$ -слой) от 0 до 0,4 В в области  $T \sim 298$  К значения  $I_{\phi}$  для диодов Si(Ge) в условиях освещения ИК-излучением с  $\epsilon \leq 1,1-1,5$  эВ по оси ординат лежат всегда ниже величин  $I_t(V)$ . (При  $V \geq 0,35$  В влияние излучения на прямой ток уже не наблюдается из-за полного исчезновения потенциального барьера  $p$ - $n$ -перехода, осуществляющего разделение фотоносителей заряда.) Таким образом, темновые и световые зависимости  $I(V)$  для диодов Si(Ge) при  $T \sim 298$  К имеют обычный вид, характерный для классических  $p$ - $n$ -переходов, содержащих (глубокие) рекомбинационные уровни.

**Свойства диодов Si(Ge) при  $T = 78$  К и освещении их фотонами с энергией, соответствующей только межзонным переходам Ge ( $\epsilon \leq 1,1$  эВ).** При понижении температуры до 78 К запрещенная зона Si возрастает до 1,18 эВ. Если при этом также используется излучение с энергией фотонов  $0,1 < \epsilon \leq 1,1$  эВ, то его поглощение Si(Ge) в основном будет осуществляться только на КТ Ge с  $\alpha_{Ge} \cong (1,2-1,3) \cdot 10^4$  см $^{-1}$ . Величину фототока в этом

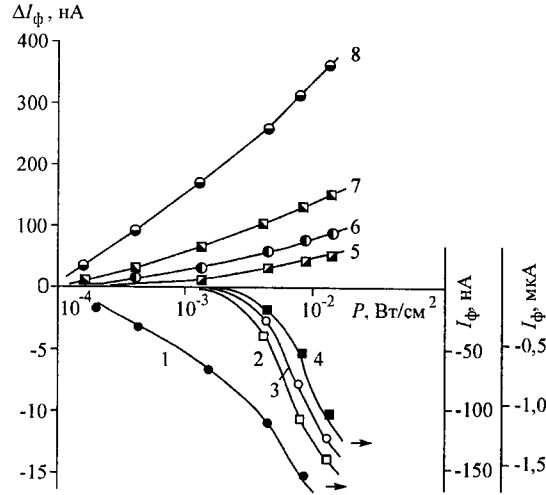


Рис. 3. Зависимость выходного тока фотодиодов Si(Ge) при  $T = 298$  К (кривая 1) и  $T = 78$  К (кривые 2–8) от мощности ИК-излучения ( $\epsilon \leq 1,1$  эВ) при разных напряжениях смещения  $V$  (В): 1 и 2 – 0; 3 – (-1); 4 – 0,2; 5 – 0,36; 6 – 0,42; 7 – 0,5; 8 – 0,6. (Ось для кривой 1 – правая ордината с обозначением  $I_\phi$ , мкА. Ось для кривой 3 – правая ордината с обозначением  $I_\phi$ , нА.)

случае можно оценить из формулы (1), но с учетом коэффициента  $\sigma$ , определяющего долю объема, занимаемого КТ Ge в  $p$ -слое. Тогда значение  $\sigma \sim \Delta v N_t \cong 0,2$ , где  $\Delta v$  и  $N_t$  – средний объем и концентрация нанокластеров. При этом

$$I_\phi(V=0, P) \cong eP\eta\pi\sigma/\epsilon, \quad (2)$$

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

Обнаружено, что при понижении температуры от 298 до 78 К ход зависимости  $I(V, P)$  фотодиодов Si(Ge) существенно меняется (см. рис. 1 и 3). Помимо обычной смены направления выходного тока с  $-I$  на  $+I$  при вариации  $V$  от 0,2 до 0,6 В установлено существенное превышение значения фототока  $\Delta I_\phi(V, P)$  в сравнении с темновым. (Здесь  $\Delta I_\phi(V, P) = I_\phi(V, P) - I_t(V)$ .) С увеличением мощности излучения эффект усиления фототока возрастает. Такое «аномальное» поведение  $I_\phi(V, P)$  можно связать с определяющим влиянием положительно заряженных КТ на захват фотоэлектронов в ОПЗ с последующим изменением ими общего потенциала  $p$ - $n$ -перехода.

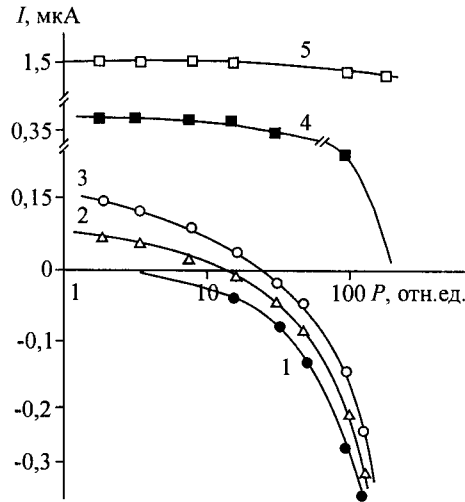


Рис. 4. Зависимость выходного тока фотодиодов Si(Ge) ( $T = 78\text{ K}$ ) в отсутствие КТ (слой, содержащий КТ, снят) от мощности ИК-излучения ( $\epsilon \leq 1,1\text{ эВ}$ ) при разных величинах напряжения прямого смещения  $V$  (В): кривая 1 – 0; 2 – 0,15; 3 – 0,2; 4 – 0,25; 5 – 0,3

Для сравнения на рис. 4 показана зависимость  $I_{\phi}(V, P)$   $p$ - $i$ - $n$ -диода Si при  $T \sim 78\text{ K}$ , но уже без квантовых точек. Видно, что общий ход зависимости  $I(V, P)$  следует классическому, т. е.  $I_t(V, P = 0) \geq I_{\phi}(V, P \neq 0)$ . Это подтверждает определяющую роль КТ в эффе́кте усиления выходного тока  $p$ - $i$ - $n$ -диодов Si(Ge) в условиях освещения. Если определить коэффициент усиления как  $\gamma = I_{\phi}(V, P) - I_t(V, P = 0) / I_{\phi}(V = 0, P)$ , то в зависимости от мощности потока и энергии фотонов его величина находится в пределах от 2 до  $10^2$  для диапазона напряжений  $V = 0,2$ – $0,8\text{ В}$ .

**Модель процессов усиления фототока диодов Si(Ge) при освещении их фотонами с энергией  $0,7 \leq \epsilon \leq 1,5\text{ эВ}$ .** 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–КТ. Для устойчивого формирования этих состояний необходимо выполнение следующих условий: наличие низкой температуры, чтобы энергия связи электрон–КТ  $\Delta E_b \gg kT$ ; 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  $T < 100\text{ K}$ , второе, например, при напряжениях  $V \geq 0,2$ – $0,3\text{ В}$ .

В первом приближении энергию связи электрон–КТ можно оценить из формулы

$$\Delta E_b \cong e_1 e_2 / 2\epsilon_1 r, \quad (3)$$

где  $e_1$  – общий положительный заряд дырок КТ;  $e_2$  – заряд захваченных электронов;  $\epsilon_1$  – диэлектрическая проницаемость Si;  $r$  – среднее расстояние от электрона (максимума плотности электронного облака) до КТ. Энергию уровня можно оценить из временной релаксации темнового тока (т. е. сразу после выключения освещения) при известной концентрации центров, отве-



чающих за процесс кинетики сигнала [15]. Оказалось, что характерное время уменьшения (в  $e$  раз) величины сигнала  $I_s(V, P=0)$  диода Si(Ge) ( $T = 78\text{K}$ ) составляет  $\sim 8-10$  с. Это дает значение  $\Delta E \cong 0,08 \pm 0,01$  эВ, и с учетом формулы (3) при заряде, равном одной дырке и одному электрону, среднее расстояние электрона от КТ не превышает 0,4 нм.

Электроны, захваченные на энергетический уровень КТ, вклада в фототок фотовольтаического эффекта (фотоэдс) не дадут. Однако существенным моментом оказывается накопление избыточной неравновесной концентрации электронов в  $p$ -слое на КТ, которое приведет к изменению баланса зарядов в  $p$ -слое и смещению квазиуровня Ферми к середине  $E_g$ . В результате чего произойдет снижение барьера  $p$ - $n$ -перехода с быстрым нарастанием тока диода  $I(V, P)$  при  $V \geq 0,2$  В, что и наблюдается экспериментально (см. рис. 3, кривые 5–8).

Некоторым аналогом этого эффекта является усиление фототока в классических фототранзисторах Si  $n$ - $p$ - $n$ -типа. Освещение базы (в данном случае  $p$ -слоя, содержащего КТ) фототранзистора фотонами с энергией, соответствующей межзонным переходам в Si, приводит к накоплению в ней заряда, который понижает барьер эмиттер-база, обеспечивая тем самым усиление выходного тока эмиттер-коллектор. Характерная зависимость  $I_\phi(P)$  для фототранзисторов, подобная  $I_\phi(V, P)$  на рис. 3 (кривые 5–8), имеется в [16].

Однако если в  $p$ -слое  $p$ - $i$ - $n$ -диода Si(Ge) имеется достаточный наклон зон  $\epsilon_c$  и  $\epsilon_v$  (это имеет место, например, когда  $V < 0,2$  В), устойчивого захвата электронов на КТ 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 (эффект Пула – Френкеля). Следовательно, в этом случае определяющим эффектом для величины и знака фототока оказывается обычный фотовольтаический эффект, при этом значения  $I_\phi(V < 0,2 \text{ В}, P) < 0$ .

Аргументами в пользу предлагаемой модели служат данные, полученные при освещении Si(Ge) фотонами с энергией  $> 1,1$  В. Обнаружено, что при засветке  $p$ - $n$ -переходов фотонами с энергией  $\epsilon = 1,33$  эВ, когда генерация  $e$ - $h$ -пар идет уже в объеме Si, эффект фотоусиления тока также имеет место.

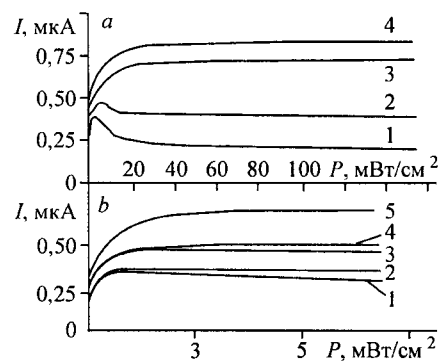


Рис. 5. Зависимость выходного тока фотодиодов Si(Ge) ( $T = 78\text{K}$ ) при их освещении излучением при большой (а) и малой (б) мощностях с энергией фотонов  $\epsilon = 1,33$  эВ и при напряжениях  $V$  (В): кривая 1–0,28; 2–0,36; 3–0,39; 4–0,4 (а); 1–0,28; 2–0,29; 3–0,36; 4–0,37; 5–0,4 (б)

Однако в этом случае зависимость  $I_{\phi}(V, P)$  испытывает насыщение с ростом  $P$  (рис. 5) уже при  $V > 0,38$  В. Наблюдаемый спад  $I_{\phi}(V, P)$  с ростом  $P$  при  $V < 0,28$  В можно объяснить проявлением фотоэдс на  $p$ - $n$ -переходе и фотоэдс Дембера со стороны засветки  $n^+$ -слоя. Доказательством этому может служить тот факт, что смещение зоны генерации  $e$ - $h$ -пар к  $n^+$ -слою (при этом фотоны с  $\epsilon = 1,5$  эВ имеют коэффициент поглощения  $\sim 10^4$ ) приводит к быстрому спаду  $\Delta I_{\phi}$  со сменой знака  $I_{\phi}$  с «+» на «-» (рис. 6). (В этом случае диапазон используемой мощности излучения для фотонов с  $\epsilon = 1,33$  и  $\epsilon = 1,5$  эВ одного порядка  $\sim 10$ – $100$  мВт/см<sup>2</sup>.) Накопление избыточной концентрации пространственно разделенных электронов и дырок вблизи  $n^+$ -слоя будет блокировать проникновение внешнего поля в область  $p$ - $n$ -перехода, что приведет к нарушению второго условия предлагаемой модели. В результате этого полный потенциал  $p$ - $n$ -перехода будет восстановлен и, как следствие, снова проявится фотоэдс  $p$ - $n$ -перехода (разделение носителей заряда полем  $p$ - $n$ -перехода). Перераспределение электрического поля в приконтактных областях в высокоомных структурах при их освещении изучалось в работе [17].

Таким образом, в  $p$ - $n$ -диодах Si(Ge) в области  $T = 78$  К в условиях освещения излучением с энергией фотонов  $\sim 1$ – $2$  эВ в  $p$ -слое формируются связанные состояния электронов и дырок на квантовых точках. В условиях накопления избыточной концентрации электронов в  $p$ -слое это приводит к снижению высоты барьера  $p$ - $n$ -перехода с усилением «прямого» тока – проявлению фототранзисторного эффекта на КТ. При этом квантовые точки ока-

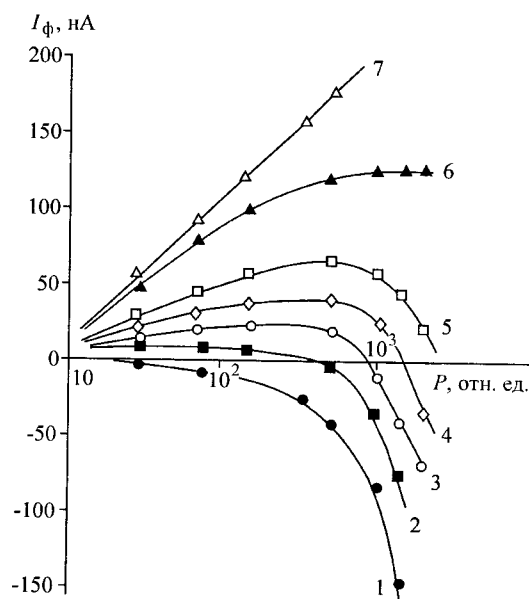


Рис. 6. Зависимость выходного тока  $p$ - $i$ - $n$ -диодов Si(Ge) ( $T = 78$  К) от мощности излучения  $\epsilon = 1,5$  эВ при разных величинах напряжения прямого смещения  $V$  (В): кривая 1–0; 2–0,2; 3–0,25; 4–0,3; 5–0,36; 6–0,4; 7–0,5

зываются центрами и генерации, и рекомбинации неравновесных носителей заряда.

## ВЫВОДЫ

Фотодиоды на основе многослойных квантово-точечных структур Si(Ge) при освещении их фотонами с энергией, соответствующей основным межзонным переходам Si и Ge, обладают при  $T = 78\text{ K}$  новым свойством, а в условиях прямого смещения  $p$ - $n$ -перехода фототок превышает аналогичные значения тока без освещения. Это свойство фотоусиления сигнала  $p$ - $n$ -переходом, содержащим КТ, следует отнести к разновидности фототранзисторного эффекта. Оно обусловлено образованием связанных состояний типа электрон-КТ, что приводит в итоге к изменению общего зарядового состояния в  $p$ -слое и понижению потенциального барьера  $p$ - $n$ -перехода. Это обеспечивает усиление прямого тока диода приблизительно в  $2-10^3$  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 мезодиодов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Weisbuch C. W., Vinter B. Quantum Semiconductor Structures. San Diego: Academic Press, 1991.
2. Bucher P., March N. H. Physics of Low-Dimensional Semiconductor Structures /Ed. M. P. Tosi. N. Y.: Plenum Publishing Corp., 1993.
3. Леденцов Н. Н., Устинов В. М., Щукин В. А. и др. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры. Обзор // ФТП. 1998. 32. С. 385.
4. Vescan L., Stoica T. Silicon based optoelectronics // SPIE. 1999. 3630. P. 163.
5. Cho T., Kim J.-W., Oh J.-E., Hong S. // Techn. Digest Intern. Electron. Dev. Mett. 1998. 441.
6. Неизвестный И. Г., Супрун С. П., Шумский В. Н. Получение и свойства в напряженной гетеросистеме GaAs/ZnSe/Ge/ZnSe квантовых точек Ge // Материалы сов. «Нанопотоника». Нижний Новгород, февраль 2001. Н. Новгород: ИФМ РАН, 2001. С. 295.
7. Bimberg D. Quantum dots: paradigm changes in semiconductor physics // ФТП. 1999. 33. С. 1044.
8. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Proskuryakov Yu. Yu. Interlevel transitions and depolarization shift in modulation-doped Ge/Si quantum dots infrared photodetector // Thin Solid Films. 2001. 380. P. 82.
9. Ryzhii V. The theory of quantum dot infrared phototransistors // Semicond. Sci. Technol. 1996. 11. P. 759.
10. Milekhin A., Stepina N. P., Yakimov A. I. et al. Raman scattering of Ge dot superlattices // Eur. Phys. Journ. 2000. 16. P. 355.
11. Yakimov A. I., Dvurechenskii A. V., Proskuryakov A. V. et al. Normal-incidence infrared photoconductivity in Si  $p$ - $i$ - $n$  diode with embedded Ge self-assembled quantum dots // Appl. Phys. Lett. 1999. 75. P. 1413.

12. **Vescan L., Stoica T., Chretien O. et al.** Size distribution and electroluminescence of self-assembled Ge dots // Journ. Appl. Phys. 2000. **87**, N 3. P. 7275.
13. **Зи С. М.** Физика полупроводниковых приборов. М.: Энергия, 1973.
14. **Шалимова К. В.** Физика полупроводников. М.: Энергия, 1976.
15. **Милнс А.** Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках. М.: Мир, 1977.
16. **Пикус Г. Е.** Физика полупроводниковых приборов. М.: Наука, 1966.
17. **Резников Б. И.** Влияние направления освещения на распределение поля в высокоомных структурах металл–полупроводник // ФТП. 2001. **35**, № 10. С. 1219.

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

*Поступила в редакцию  
6 декабря 2001 г.*

---

**Подписка на наш журнал – залог Вашего успеха!**