

# Фотодиоды Ge/Si со встроенными слоями квантовых точек Ge для ближней инфракрасной области (1.3–1.5 мкм)

© А.И. Якимов<sup>¶</sup>, А.В. Двуреченский, А.И. Никифоров, С.В. Чайковский, С.А. Тийс

Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

(Получена 10 января 2003 г. Принята к печати 21 января 2003 г.)

Разработан метод и изготовлены  $p-i-n$ -фотодиоды для спектрального диапазона 1.3–1.5 мкм на основе многослойных гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками Ge, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на кремниевой подложке. Слоевая плотность квантовых точек составляет  $1.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , размеры точек в плоскости роста  $\sim 8 \text{ нм}$ . Достигнута наименьшая из известных в литературе для фотоприемников Ge/Si величина темнового тока при комнатной температуре ( $2 \cdot 10^{-5} \text{ А/см}^2$  при обратном смещении 1 В). Получена квантовая эффективность 3% на длине волны 1.3 мкм.

## 1. Введение

Работы по созданию приемников излучения с квантовыми точками (КТ) начались лишь в самом конце 90-х годов в основном на базе гетероструктур InAs/GaAs и Ge/Si, и в настоящее время пока все усилия сосредоточены на получении эффективных одиночных элементов. Фотоприемники (ФП) с КТ в состоянии покрывать существенную часть инфракрасного (ИК) диапазона, актуального для многих применений, начиная от телекоммуникационных длин волн в ближней ИК области (1.3–1.5 мкм) и заканчивая дальним ИК диапазоном спектра (20–200 мкм).

Дополнительное ограничение движения носителей заряда в плоскости структур, а также дискретный энергетический спектр носителей заряда приводит к ряду существенных преимуществ ФП с КТ по сравнению со структурами с квантовыми ямами, а также с объемными слоями. Такими преимуществами являются [1]:

1) снятие запрета на оптические переходы, поляризованные в плоскости ФП, что предоставляет возможность работы прибора при нормальном падении света без применения дополнительных решеток и отражателей;

2) большая величина силы осциллятора (а следовательно, и коэффициента поглощения света) для внутрizonных и экситонных переходов из-за локализации волновой функции носителей заряда во всех трех измерениях пространства;

3) большое время жизни фотовозбужденных носителей заряда ( $> 10^{-11} \text{ с}$ ) [2], а значит, и большая величина коэффициента фотоэлектрического усиления, вследствие низкой скорости захвата носителей в КТ. Причиной последнего служит либо отсутствие разрешенных энергетических состояний между уровнем в КТ и зоной делокализованных состояний, либо подавление рассеяния на оптических фононах в условиях, когда энергетический зазор между уровнями размерного квантования больше энергии оптического фонона;

4) малые темновые токи (а значит, и высокая рабочая температура фотодетектора). Последнее обстоятельство является следствием неучастия возбужденных состояний в КТ в процессах термической генерации носителей заряда в разрешенных зонах в случае, когда энергетические зазоры между уровнями в КТ достаточно велики.

Наиболее существенными недостатками ФП со слоями КТ являются:

1) неизбежная дисперсия размеров КТ в массиве, приводящая к неоднородному уширению спектра поглощения и к уменьшению абсолютной интенсивности фотоотклика [2];

2) низкая слоевая плотность КТ ( $10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ), которая, как правило, на 2–3 порядка меньше типичных концентраций электронов в двумерных подзонах ФП с квантовыми ямами ( $10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ).

## 2. Постановка задачи исследований

Одним из важнейших направлений развития перспективных способов передачи информации является разработка волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) и связанных с ними фотонных приборов, работающих в ближнем окне пропускания атмосферы (1.3–1.5 мкм). Представляется необходимым создание на одном и том же чипе всего набора компонентов ВОЛС: модуляторов, демодуляторов, мультиплексоров, светоизлучающих устройств и, естественно, фотоприемников. Для уменьшения стоимости таких систем нужно, чтобы все компоненты могли быть интегрированы в современную кремниевую технологию СБИС и сформированы на кремниевых подложках. Однако сам кремний прозрачен для фотонов с длиной волны больше 1.1 мкм. Хорошей чувствительностью в области  $\sim 1.5 \text{ мкм}$  обладают германиевые ФП. В связи с этим возникает проблема создания гетероструктур Ge/Si, фоточувствительных при комнатной температуре в диапазоне телекоммуникационных длин волн 1.3–1.5 мкм.

На начальном этапе решение этой проблемы осуществлялось либо путем осаждения объемных дислоцированных слоев Ge на Si [3], либо путем выращивания мно-

<sup>¶</sup> E-mail: yakimov@isp.nsc.ru  
Fax: (3832)332771

гослоинных напряженных сверхрешеток  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  [4–6]. Традиционно критериями оценки качества таких ФП служат величины квантовой эффективности, темнового тока при напряжении 1 В или тока насыщения в диодных структурах. Как и в случае длинноволновых ФП, малые значения темнового тока необходимы здесь для реализации низкой пороговой мощности детектора.

Было продемонстрировано, что при длине волны фотонов  $\lambda = 1.3$  мкм квантовая эффективность таких ФП составляет величину  $\eta = 1–4.2\%$  в условиях нормального падения света на приемник и может достигать  $\eta = 11\%$  при засвете торца планарных волноводов, сформированных на той же кремниевой подложке. В последнем случае прохождение света вдоль слоев  $\text{GeSi}$  и многократное отражение от стенок волновода и позволяло достичь больших значений  $\eta$ . Несмотря на относительно высокое значение квантовой эффективности, темновые токи в объемных и многослойных гетероструктурах  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$  оказались слишком велики. Так, типичные величины плотности темнового тока при смещении 1 В и комнатной температуре составляли  $10^{-4}–10^{-3}$  А/см<sup>2</sup>, а плотность тока насыщения  $\sim 10^{-2}$  А/см<sup>2</sup>, что существенно превышало токи как в кремниевых, так и в германиевых  $p-n$ -диодах.

Следующим шагом в решении проблемы разработки эффективных ФП  $\text{Ge}/\text{Si}$  стала замена сплошных слоев  $\text{GeSi}$  слоями германиевых квантовых точек. С точки зрения перспективы встраивания таких элементов в кремниевые СБИС, гетероструктуры  $\text{Ge}/\text{Si}$  с когерентно введенными нанокластерами  $\text{Ge}$ , по-видимому, наиболее интересны, поскольку в них есть возможность заравливания упруго напряженных германиевых слоев совершенными по структуре слоями  $\text{Si}$ , на которых затем можно формировать другие элементы СБИС.

В работах [7,8] сообщалось о создании волноводных структур на основе кремниевых  $p-i-n$ -диодов с введенными в базу диода слоями островков  $\text{Ge}$ . Была получена квантовая эффективность  $\eta = 2.3\%$  при  $\lambda = 1.3$  мкм и плотность темнового тока<sup>1</sup>  $J = 4.2 \cdot 10^{-4}$  А/см<sup>2</sup> при обратном смещении 1 В. Авторы работы [9] сообщили о создании  $p-i-n$ -диодов на основе  $\text{Si}$  с нанокластерами  $\text{Ge}$ , в которых на длине волны  $\lambda = 1.46$  мкм максимальная квантовая эффективность достигала 8%, а темновой ток рекордно низкого значения  $J = 3 \cdot 10^{-5}$  А/см<sup>2</sup>. Следует отметить, что в цитированных выше работах плотность островков  $\text{Ge}$  составляла величину  $\sim 10^9$  см<sup>-2</sup>, островки имели латеральные размеры около 100 нм и высоту  $\sim 10$  нм. При таких больших размерах расщепление энергетических уровней вследствие квантово-размерного эффекта в плоскости роста ( $\sim 1$  мэВ) много меньше тепловой энергии при комнатной температуре, поэтому все преимущества ФП с квантовыми точками над системами большей размерности (например, малые темновые токи) не были реализованы

<sup>1</sup> Здесь и далее параметры ФП приводятся для комнатной температуры.

в полной мере. Стало ясно, что для дальнейшего улучшения параметров ФП необходимо уменьшать размеры КТ до величин менее 10 нм и одновременно увеличивать слоевую плотность КТ с тем, чтобы добиться минимальных значений темнового тока без потери квантовой эффективности фотообразования.

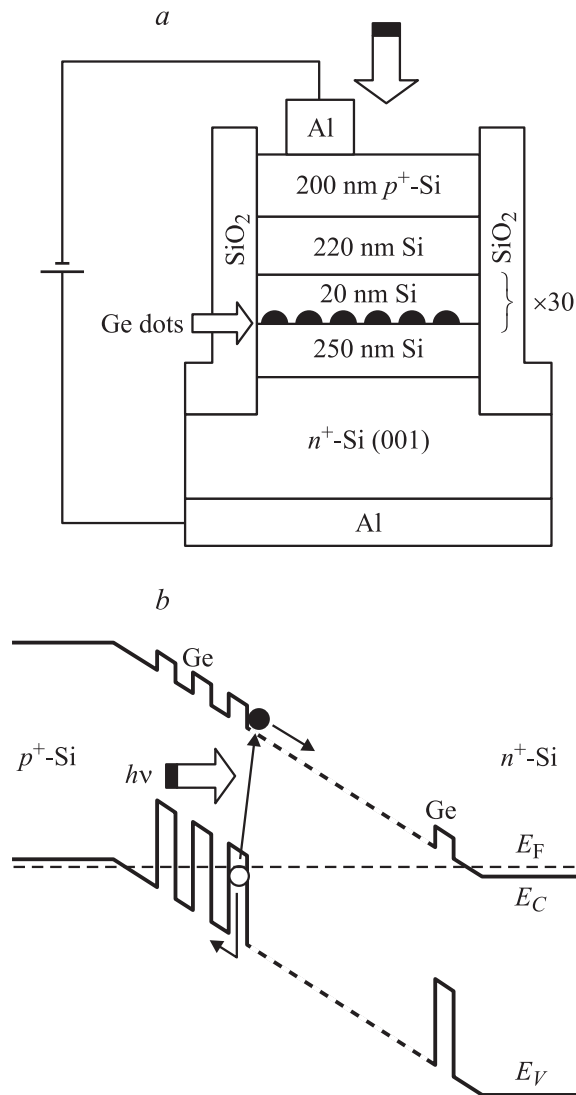
Цель нашей работы заключалась в создании фотодетектора  $\text{Ge}/\text{Si}$ , содержащего массивы квантовых точек  $\text{Ge}$  со слоевой плотностью КТ на уровне  $10^{12}$  см<sup>-2</sup> и размерами точек менее 10 нм, обладающего малыми темновыми токами и высокой чувствительностью к излучению с длиной волны фотонов 1.3–1.5 мкм.

### 3. Технологический процесс изготовления фотоприемников

Фотодетекторы представляли собой кремниевые  $p-i-n$ -диоды со встроенными в базовую область 30 слоями КТ  $\text{Ge}$ , разделенными промежутками  $\text{Si}$  толщиной 20 нм (рис. 1). Для уменьшения размеров и увеличения их плотности островки германия были сформированы на предварительно окисленной поверхности кремния.

Образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках  $n^+-\text{Si}$  с ориентацией (001) и удельным сопротивлением 0.01 Ом·см, легированных мышьяком. Температура роста слоев как  $\text{Si}$ , так и  $\text{Ge}$  составляла 500°C. Скорость роста поддерживалась на уровне 0.3 нм/с для  $\text{Si}$  и 0.03 нм/с для  $\text{Ge}$ . Вначале после стандартной процедуры очистки поверхности кремния выращивался буферный слой  $\text{Si}$  толщиной 250 нм. Затем в камеру роста подавался кислород, и при давлении кислорода  $10^{-4}$  Па проводилась процедура окисления поверхности  $\text{Si}$  в течение 10 мин при температуре подложки 500°C. При этом формировался слой  $\text{SiO}_x$  толщиной несколько ангстрем (не показан на рис. 1). Затем осуществлялась откачка кислорода до давления в камере  $10^{-7}$  Па, осаждение  $\text{Ge}$  с толщиной покрытия 0.5 нм и заравливание германия слоем кремния толщиной 20 нм. Последние три процедуры (окисление, осаждение 0.5 нм  $\text{Ge}$ , нанесение 20 нм  $\text{Si}$ ) повторялись последовательно 30 раз. Многослойная структура  $\text{Ge}/\text{Si}$  закрывалась  $\text{Si}$  толщиной 220 нм. Концентрация фоновой примеси бора в слоях намеренно нелегированного  $\text{Si}$  составляла  $(7–8) \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Формирование  $p-i-n$ -диода завершалось ростом 200 нм  $p^+-\text{Si}$  (концентрация бора в слое  $2 \cdot 10^{18}$  см<sup>-3</sup>) и 10 нм  $p^{++}-\text{Si}$  (концентрация бора  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>, не показан на рис. 1).

Для создания омических контактов к сильно легированным слоям кремния использовались пленки  $\text{Al}$ , нанесенные в высоковакуумной установке. Формирование столбчатых диодов осуществлялось с помощью стандартной фотолитографии и плазмохимического травления структур на глубину  $\sim 1.7$  мкм. Площадь поперечного сечения меза-структуры варьировалась от  $150 \times 150$  до  $700 \times 700$  мкм<sup>2</sup>. Размеры алюминиевых площадок к

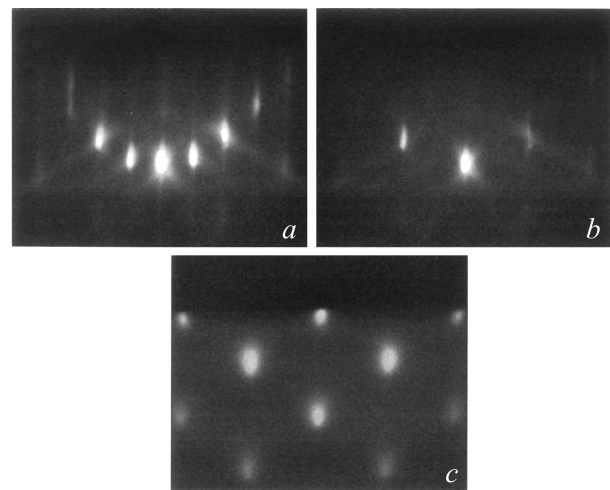


**Рис. 1.** Схематическое изображение поперечного сечения кремниевого  $p-i-n$ -фотодиода с квантовыми точками Ge (a) и энергетическая диаграмма диода при нулевом смещении (b).

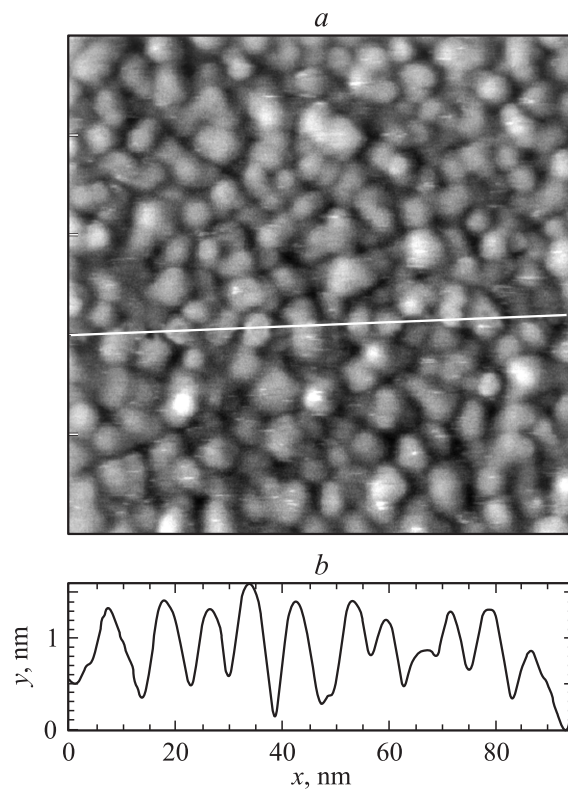
верхнему слою  $p^+-Si$  составляли  $80 \times 80 \text{ мкм}^2$ . Поверхность диодов пассивировалась нанесением пленки  $SiO_2$  толщиной  $0.5 \text{ мкм}$  из смеси моносилана и кислорода в специальном реакторе.

Процесс образования островков Ge и качество слоев Si контролировались *in situ* с помощью дифракции быстрых электронов (reflection high-energy electron diffraction) (см. рис. 2). После выращивания буферного слоя Si на дифракционной картине наблюдаются рефлексы от сверхструктуры  $(2 \times 1)$ , характерной для атомарно-чистой поверхности Si(001). Окисление приводит к существенному изменению характера дифракции. Все сверхструктурные рефлексы исчезают, объемные рефлексы становятся менее выражены, а диффузный фон более интенсивен. Это указывает на формирование сплошной пленки  $SiO_x$  на поверхности Si. После осаждения Ge на окисленную поверхность

наблюдается дифракционная картина, характерная для трехмерных островков Ge, причем островки имеют ту же самую кристаллографическую ориентацию, что и кремниевая подложка, что свидетельствует об эпитаксиальном характере роста. Кроме того, было об-



**Рис. 2.** Картина дифракции быстрых электронов от поверхности образца после различных стадий роста: a — поверхность Si(001)  $(2 \times 1)$  после роста буферного слоя Si; b — поверхность Si(001)  $(1 \times 1)$  после окисления в потоке  $O_2$ ; c — трехмерная дифракция после нанесения  $0.5 \text{ нм}$  Ge.



**Рис. 3.** Изображение поверхности Si после осаждения слоя Ge с толщиной покрытия  $0.5 \text{ нм}$  в сканирующем туннельном микроскопе (a). Размер изображения  $100 \times 100 \text{ нм}^2$ . Профиль поверхности (b) вдоль линии, указанной на рис. 3, a.

наружено, что в данном случае островки Ge формируются после подачи на подложку одного монослоя Ge без образования подстилающего слоя, характерного для режима роста по механизму Странского–Крастанова. Таким образом, нанокластеры Ge в такой системе полностью изолированы друг от друга. Это обстоятельство представляется нам важным, поскольку наличие двумерных состояний в подстилающем слое может заметно ускорять процессы захвата носителей в КТ [10,11].

Механизм формирования островков Ge в системе Ge/SiO<sub>x</sub>/Si пока до конца не ясен. Наиболее вероятная гипотеза состоит в образовании на начальной стадии роста в результате реакции адатомов Ge и пленки SiO<sub>2</sub> молекул GeO и SiO, которые, улетая с поверхности, обнажают участки Si, на которых затем и происходит нуклеация германиевых нанокластеров [12].

На рис. 3, *a* показано изображение поверхности Ge/Si (001), сформированной после осаждения одного слоя Ge с толщиной покрытия 0.5 нм, полученное с помощью сканирующей туннельной микроскопии. Как видно из рисунка, поверхность состоит из массива островков, профиль которых в направлении, указанном линией, приведен на рис. 3, *b*. Статистическая обработка профилей поверхности дала среднее значение размеров островков Ge в плоскости роста  $\sim 8$  нм, плотность островков составляет  $\sim 1.2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>.

#### 4. Темновые вольт-амперные характеристики

Зависимости плотности темнового тока от напряжения при комнатной температуре для диодов различной площади представлены на рис. 4. Плотность темнового тока практически не зависит от площади диода, что говорит о малости поверхностных токов утечек и доминировании объемных процессов переноса заряда. Из вольт-амперных характеристик были определены фактор неидеальности  $n = 1.02$  и плотность тока насыщения  $J_S = 6 \cdot 10^{-6}$  А/см<sup>2</sup>. Близость фактора неидеальности к единице свидетельствует об отсутствии существенного вклада туннельных и рекомбинационных токов, обусловленных возможными глубокими центрами в базе диода. Величина тока насыщения на 1–2 порядка меньше таковой в *p-n*- и *p-i-n*-диодах ( $10^{-4}$ – $10^{-3}$  А/см<sup>2</sup>) [13], что указывает на то, что ширина запрещенной зоны в гетероструктуре Ge/Si с квантовыми точками больше, чем в объемном Ge, по-видимому, вследствие эффекта размерного квантования энергетического спектра дырок в валентной зоне Ge.

Плотность темнового тока при обратном смещении, равном 1 В, составила  $2 \cdot 10^{-5}$  А/см<sup>2</sup>. Насколько нам известно, эта величина является наименьшей из достигнутых в настоящее время для ФП Ge/Si.

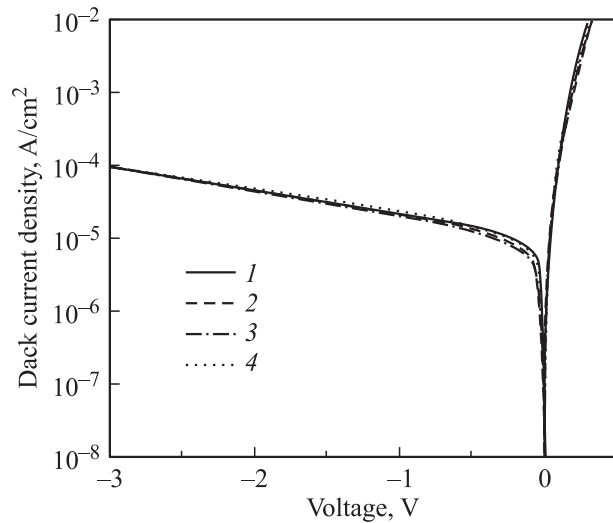


Рис. 4. Темновые вольт-амперные характеристики фотодиодов различной площади поперечного сечения, мкм<sup>2</sup>: 1 —  $700 \times 700$ , 2 —  $500 \times 500$ , 3 —  $300 \times 300$ , 4 —  $150 \times 150$ . Измерения проведены при  $T = 300$  К.

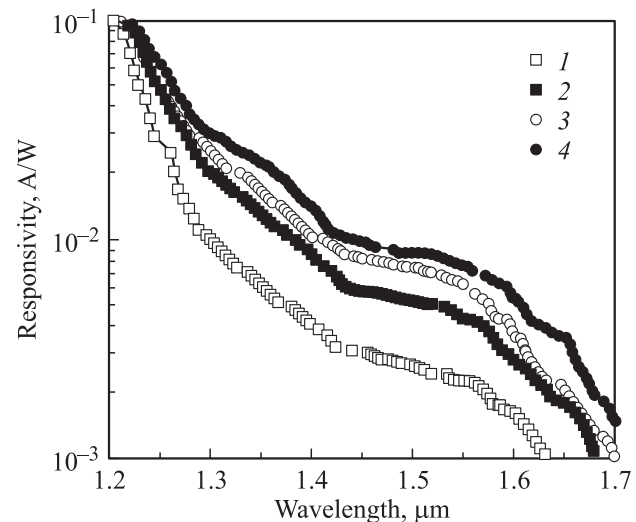
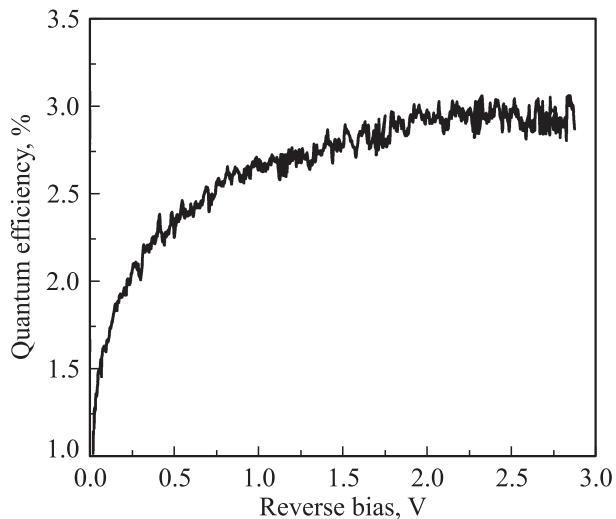


Рис. 5. Спектральная зависимость ампер-ваттной чувствительности при различных обратных смещениях фотодиода  $|U|$ , В: 1 — 0 (режим тока короткого замыкания), 2 — 0.2, 3 — 0.5, 4 — 2. Измерения проведены при комнатной температуре.

#### 5. Фотоэлектрические характеристики

Типичные спектральные зависимости ампер-ваттной чувствительности при различном обратном смещении в условиях падения света по нормали к поверхности ФП показаны на рис. 5. Измерения проведены при комнатной температуре. Фототок в режиме короткого замыкания (смещение  $U = 0$ ) измерялся непосредственно с помощью электрометра фирмы Keithley. Измерения фототокла обратного смещенных фотодиодов осуществлялись с помощью фазочувствительного нановольтметра на частоте модуляции излучения 560 Гц. Спектральные



**Рис. 6.** Зависимость квантовой эффективности фотодиода на длине волны 1.3 мкм от обратного смещения.

характеристики освещенности были получены с помощью охлаждаемого CdHgTe-фоторезистора. Видно, что фоточувствительность  $p-i-n$ -диода Ge/Si с квантовыми точками в ближней ИК области спектра фотонов простирается вплоть до длин волн 1.6–1.7 мкм.

На рис. 6 приведена зависимость квантовой эффективности  $\eta$  на длине волны  $\lambda = 1.3$  мкм от обратного смещения. Величина  $\eta$  рассчитывалась, исходя из известного соотношения между чувствительностью  $R$ , энергией фотона  $h\nu$  и зарядом электрона:  $R = (e/h\nu)\eta$ . При увеличении смещения квантовая эффективность растет и насыщается при  $|U| \approx 2$  В. Измерения вольт-фарадных ( $C-V$ ) характеристик диодов показали, что в диапазоне обратных смещений  $|0-5|$  В емкость приборов не меняется с точностью до 5%. Это означает, что весь  $i$ -слой находится в области пространственного заряда ионизированных остаточных примесных атомов бора, и квантовые точки не содержат дырок (в противном случае перезарядка КТ при увеличении  $|U|$  приводила бы к появлению особенностей на  $C-V$ -характеристиках [14]). Следовательно, все 30 слоев КТ Ge могут участвовать в процессе межзонного поглощения излучения даже в несмещенном состоянии, и дальнейшее увеличение обратного смещения, казалось бы, не должно приводить к увеличению  $\eta$ .

Объяснить рост квантовой эффективности в электрическом поле можно на основе следующих соображений. Известно, что гетеропереход Ge/Si принадлежит ко 2-му типу, поскольку низшее энергетическое состояние для электронов находится в зоне проводимости Si, а низшее состояние для дырок — в Ge (рис. 1, *b*) [14]. Поглощение фотонов с энергией меньше ширины запрещенной зоны Si приводит к переходу электронов из валентной зоны Ge в зону проводимости Si. При этом в зоне проводимости Si появляются свободные электроны, а в островках Ge — дырки. Поскольку дырки локализованы

в КТ Ge, то в слабых электрических полях основной вклад в фототок вносят только электроны. При больших напряжениях дырки могут эффективно туннелировать из локализованных в КТ состояний в валентную зону Si, увеличивая тем самым фототок. Ясно, что в достаточно сильных полях, когда все фотодырки имеют возможность оторваться от КТ, произойдет насыщение величины фотоотклика.

Максимальная квантовая эффективность детектора составила 3%, что близко к величинам, полученным для фотоприемников на основе напряженных многослойных сверхрешеток  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ . Дальнейшее увеличение квантовой эффективности может быть достигнуто за счет реализации волноводной структуры фотодетектора, использующей эффект многократного внутреннего отражения, например, на подложке кремний-на-изоляторе.

## 6. Заключение

Основные результаты работы состоят в следующем.

1. Разработан метод создания кремниевых  $p-i-n$ -фотодиодов со встроенными слоями квантовых точек Ge для ближней ИК области (1.3–1.5 мкм), в которых слоевая плотность квантовых точек более  $10^{12}$   $\text{см}^{-2}$ , размеры точек менее 10 нм.

2. В изготовленных детекторах достигнута наименьшая из известных в литературе величина темнового тока ( $2 \cdot 10^{-5}$  А/см<sup>2</sup> при обратном смещении 1 В и комнатной температуре).

3. Квантовая эффективность в условиях нормального падения света на фотодиод достигает значения 3%, что близко к значениям, полученным для фотоприемников на основе напряженных многослойных сверхрешеток  $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ .

Авторы благодарны Н.П. Степиной за помощь в приготовлении образцов, А.Э. Климову и И.Б. Чистохину за техническую помощь.

Работа выполнена при поддержке грантов Министерства науки, промышленности и технологий (номер регистрации 01.200.113897), INTAS 2001-0615 и РФФИ 03-02-16526.

## Список литературы

- [1] V. Ryzhii. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**, 759 (1996).
- [2] J. Phillips. *J. Appl. Phys.*, **91**, 4590 (2002).
- [3] L. Colace, G. Masini, G. Assanto, H.-C. Luan, K. Wada, L.C. Kimerling. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 1231 (2000).
- [4] F.Y. Huang, X. Zhu, M.O. Tanner, K. Wang. *Appl. Phys. Lett.*, **67**, 566 (1995).
- [5] H. Presting. *Thin Sol. Films*, **321**, 186 (1998).
- [6] C. Li, C.J. Huang, B. Cheng, Y. Zuo, L. Luo, J. Yu. *J. Appl. Phys.*, **92**, 1718 (2002).
- [7] M. Elcurdi, P. Boucaud, S. Sauvage, O. Kermarrec, Y. Campidelli, D. Bensahel, G. Saint-Girons, I. Sagnes. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 509 (2002).

- [8] M. Elcurdi, P. Boucaud, S. Sauvage, G. Fishman, O. Ker-marrec, Y. Campidelli, D. Bensahel, G. Saint-Girons, I. Sagnes, G. Patriarche. *J. Appl. Phys.*, **92**, 1858 (2002).
- [9] S. Tong, J.L. Wan, K. Wang. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 1189 (2002).
- [10] D. Morris, N. Perret, S. Fafard. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 3593 (1999).
- [11] Y. Yoda, O. Moriwaki, M. Nishioka, Y. Arakawa. *Phys. Rev. Lett.*, **82**, 4114 (1999).
- [12] A.A. Shklyayev, M. Shibata, M. Ichikawa. *Phys. Rev. B*, **62**, 1540 (2000).
- [13] Г.Е. Пикус. *Основы теории полупроводниковых приборов* (М., Наука, 1965) с. 207.
- [14] A.I. Yakimov, N.P. Stepina, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, A.V. Nenashev. *Semicond. Sci. Technol.*, **15**, 1125 (2000).

*Редактор Т.А. Полянская*

### **Si photodiodes with embedded arrays of Ge quantum dots for near-infrared operation (1.3–1.5 $\mu\text{m}$ )**

*A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, A.I. Nikiforov, S.V. Chaikovskii, S.A. Teys*

Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** We have developed a procedure of fabrication of  $p-i-n$  photodiodes with embedded multiple arrays of Ge quantum dots on Si substrate for near-infrared detection (1.3–1.5  $\mu\text{m}$ ) by molecular-beam epitaxy. The dots have a lateral size of about 8 nm and the density of  $1.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . The lowest dark current density reported in Ge/Si photodetectors at room temperature was achieved ( $2 \cdot 10^{-5} \text{ A/cm}^2$  at reverse bias 1 V). An external quantum efficiency of 3% was obtained at 1.3  $\mu\text{m}$  of wavelength.