

Двунаправленный фототок дырок в слоях квантовых точек Ge/Si

А. И. Якимов^{+*1)}, В. В. Кириенко⁺, В. А. Тимофеев⁺, А. В. Двуреченский⁺

⁺Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

^{*}Национальный исследовательский томский государственный университет, 634050 Томск, Россия

Поступила в редакцию 10 июня 2014 г.

Изучены спектры фототока дырок в δ -легированных слоях Si с квантовыми точками Ge в слабых внешних электрических полях. Установлено, что с увеличением концентрации примеси в δ -слоях фототок дырок в фотовольтаическом режиме меняет свой знак. Обнаружено, что существует диапазон напряжений в окрестности нулевого смещения, в котором направление фототока определяется длиной волны возбуждающего его излучения.

DOI: 10.7868/S0370274X14140057

Масштабные исследования фундаментальных процессов поглощения света и возникновения фототока (ФТ) в системах пониженной размерности диктуются необходимостью реализации эффективных фотопреобразователей среднего и дальнего инфракрасного (ИК) диапазонов излучения. В последнее время наметился особый интерес к фотонным детекторам, содержащим в качестве активного элемента слои квантовых точек (КТ). Полное снятие запрета на оптические переходы, поляризованные в плоскости роста структур с КТ, обеспечило возможность поглощения электромагнитного излучения при его нормальном падении как дырками, так и электронами в отличие от структур с квантовыми ямами [1]. Массивы КТ характеризуются большим по сравнению с системами более высокой размерности временем жизни неравновесных носителей заряда вследствие снижения рассеяния на фононах. Из-за дискретности энергетического спектра в них уменьшается скорость термической генерации носителей заряда, а величина силы осциллятора для внутризонных и экситонных переходов растет в результате локализации волновой функции во всех трех направлениях. Особый интерес вызывают кремниевые фотодетекторы с квантовыми точками Ge [2, 3]. Главное преимущество таких структур состоит в том, что они могут быть изготовлены на подложках Si, а значит, существует возможность производства матриц очень большого размера как результат монолитной интеграции с кремниевыми полевыми транзисторами и быстродействующей электроникой обработки сигналов. Квантовые точки Ge/Si относятся к гетероструктурам второго типа.

Разрывы валентной зоны и зоны проводимости на гетерограницах здесь имеют одинаковый знак. В результате в областях Ge локализованы лишь дырки, а электроны находятся в состояниях сплошного спектра зоны проводимости Si. Энергия связи дырки в нанокластерах Ge слабо зависит от условий формирования структур Ge/Si. Она составляет величину 200–400 мэВ, что обеспечивает фотоотклик в среднем окне прозрачности земной атмосферы – 3–5 мкм [2, 4–6].

При создании матриц фокальной плоскости с предельно низкими потреблением энергии и диссипацией мощности наиболее предпочтительной является возможность работы детектора в фотовольтаическом режиме без источника внешнего напряжения. При нулевом либо малом смещении шумы детектора минимальны и ограничены лишь тепловыми флуктуациями, что положительно сказывается на обнаружительной способности фотоприемных устройств. В таких условиях существенным физическим фактором становится наличие встроенных вблизи КТ электрических полей, вызванных асимметрией формы КТ, неоднородным распределением упругих деформаций в среде, объемным зарядом ионизованных примесных атомов [2, 4, 7, 8]. В связи с этим возникают фундаментальные задачи, касающиеся установления механизмов и закономерностей формирования фототока в области малых приложенных смещений. В настоящей работе измерены спектры фотопроводимости в δ -легированных бором кремниевых структурах с КТ Ge, возникающей при фотоионизации квантовых точек в слабых внешних электрических полях. Под слабыми полями мы понимаем поля, величина которых не превышает значений внутренних встроенных электрических полей в образце. Обнаружено,

¹⁾e-mail: yakimov@isp.nsc.ru

что при увеличении концентрации примеси в структурах направление ФТ дырок в фотовольтаическом режиме меняется на обратное. Наиболее интересным результатом является наблюдение зависимости знака фототока от длины волны возбуждающего внутриволновые переходы излучения.

Образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке p^+ -Si(001), служащей нижним электрическим контактом при фотоэлектрических измерениях. Объемное сопротивление подложки составляло 0.05 Ом·см. Верхний контакт формировался путем осаждения 200 нм p^+ -Si с концентрацией бора $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (рис. 1а). Структуры

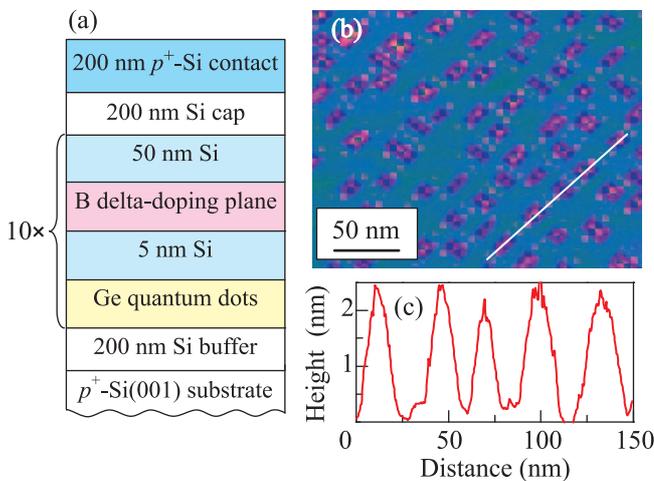


Рис. 1. (а) – Схематический разрез многослойной гетероструктуры с квантовыми точками Ge в матрице Si. (б) – Полученное с помощью сканирующей туннельной микроскопии изображение поверхности Si(001) с массивом нанокластеров Ge (светлые области). (с) – Профиль высот вдоль белой линии на рис. 1б

состояли из буферного слоя Si толщиной 200 нм, десяти слоев квантовых точек Ge, разделенных промежутками Si толщиной 55 нм, и покрывающего слоя Si толщиной 200 нм. Для синтеза массивов нанокластеров Ge использовалось явление самоорганизации полупроводниковых наноструктур в процессе гетероэпитаксиального роста материалов с большим несоответствием параметров решетки (механизм роста Странского–Крастанова). Осаждение слоев Ge с номинальной толщиной покрытия 0.85 нм проводилось при температуре 500 °С. Контролируемое заполнение КТ Ge дырками осуществлялось путем введения δ -легированных бором слоев Si на расстоянии 5 нм выше слоев Ge. Плотность атомов бора в каждом δ -легированном слое в различных структурах составляла $N_B = 2 \cdot 10^{11}$, $4 \cdot 10^{11}$ и $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Температура роста барьеров Si равнялась 600 °С. При фор-

мировании δ -легированных слоев температура подложки понижалась до 500 °С. Для создания омических контактов к сильно легированным слоям кремния использовались пленки Al:Si, нанесенные в высоковакуумной установке и отожженные при температуре 450 °С. Поверхность выращенных слоев Ge контролировалась с помощью сканирующей туннельной микроскопии. Для этой цели был выращен тестовый образец с нанокластерами Ge, не покрытыми Si. Анализ показал, что островки Ge имеют форму hut-кластеров или пирамид (рис. 1б). Плотность нанокластеров составляла $\sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$, латеральные размеры ~ 20 нм, а их высота была на порядок меньше (рис. 1с).

Измерения спектров ФТ проводились в вертикальной геометрии с помощью ИК фурье-спектрометра Bruker Vertex 70 в режиме Step-Scan с разрешением 10 см^{-1} . Излучение глобара падало нормально к поверхности образцов и механически прерывалось с частотой $f = 185$ Гц. Интерферограммы фотоотклика измерялись на частоте модуляции f с использованием фазочувствительного детектирования. Полученные с помощью фурье-преобразования спектры фототока нормировались на спектр излучения глобара, измеренный пироэлектрическим детектором DLaTGS.

На рис. 2 показаны спектральные зависимости фототока при разных напряжениях U_b в образцах с различной концентрацией примеси N_B в δ -легированных слоях. Здесь и далее положительные значения фототока отвечают ситуации, когда дырки движутся от верхнего электрического контакта в сторону подложки, а отрицательные – наоборот. Наблюдаемый в среднем ИК-диапазоне фотоотклик связан с переходами дырок из состояний, связанных в КТ, в сплошной спектр [2, 4, 6, 9]. В образце с $N_B = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ФТ при нулевом смещении имеет отрицательную величину (рис. 2а). Ранее отрицательный фототок в фотовольтаическом режиме наблюдался в слоях КТ Ge/Si, в которых легировался не Si, а непосредственно КТ Ge [4]. Он был объяснен тем обстоятельством, что в верхней части нанокластеров Ge разрыв валентной зоны на гетерогранице Ge/Si меньше, чем у основания квантовых точек (рис. 3а). Действительно, моделирование упругих деформаций в такой системе показывает, что двусосные деформации в Ge максимальны в нижней части нанокластеров и спадают в области их вершин [10]. Поэтому у основания островков Ge подзона тяжелых дырок, обеспечивающая доминирующий вклад в основное состояние в КТ, смещена глубже в сторону зоны проводимости. Такой характер пространственной

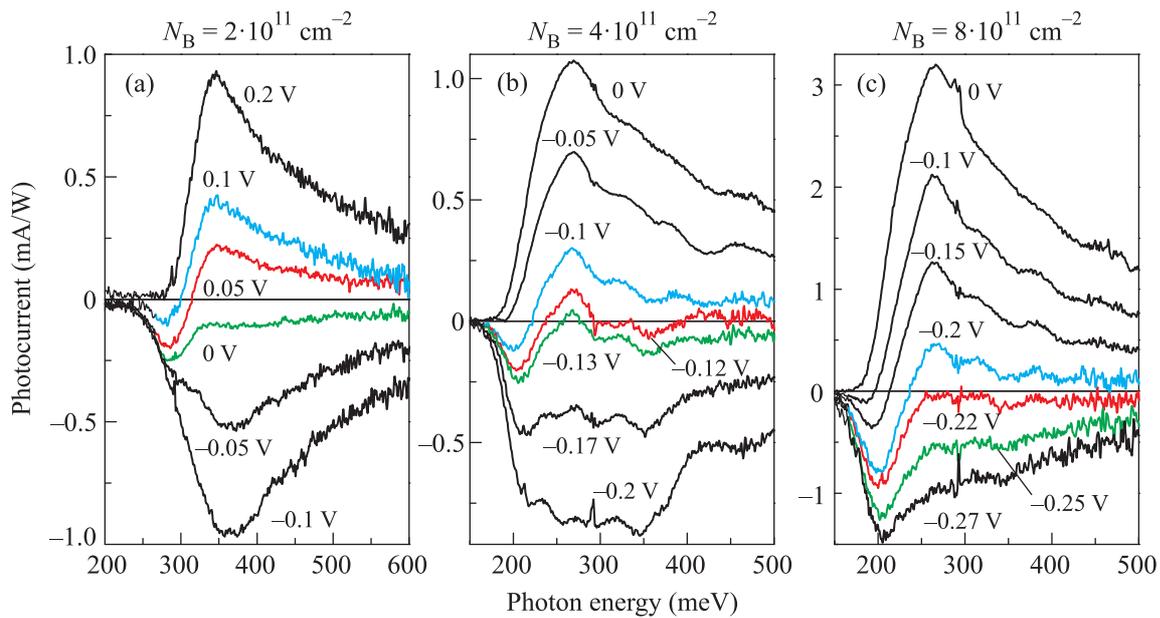


Рис. 2. Спектры фототока при различных значениях приложенного напряжения для трех образцов с различной концентрацией атомов бора в δ -легированных слоях: $N_B = 2 \cdot 10^{11}$ (a), $4 \cdot 10^{11}$ (b) и $8 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} (c). Температура образцов 80 K

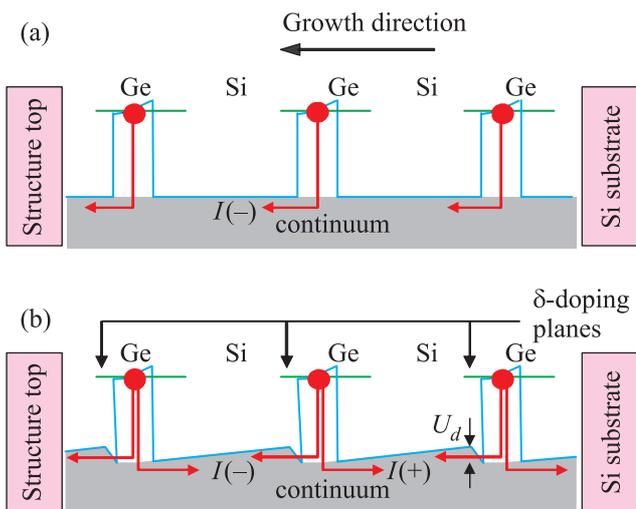


Рис. 3. Схематическое изображение фрагмента профиля валентной зоны для многослойной гетероструктуры Ge/Si вдоль оси роста и возможные внутризонные переходы дырок для нелегированного образца (a) и для образца с δ -легированными барьерами Si (b) в отсутствие внешнего смещения ($I(+)$ и $I(-)$ – возникающий фототок положительного и отрицательного знаков; U_d – встроенный электростатический потенциал, индуцированный зарядом ионизированной примеси в δ -легированных слоях)

асимметрии и приводит к появлению отрицательного фототока при $U_b = 0$.

При увеличении концентрации примеси в δ -слоях ФТ в фотовольтаическом режиме растет по абсо-

лютной величине и становится положительным. На рис. 3b приведена энергетическая диаграмма многослойной гетероструктуры Ge/Si с δ -легированными слоями Si и проиллюстрированы процессы формирования фототока дырок. Видно, что встроенное электрическое поле, индуцированное зарядом в расположенном рядом с квантовыми точками δ -легированном слое кремния, и возникающая при этом асимметрия профиля валентной зоны приводят к появлению преимущественного направления движения неравновесных дырок в направлении подложки даже в отсутствие приложенного к образцу смещения.

Для оценки величины встроенного потенциала можно воспользоваться простым выражением: $U_d = qpd/\epsilon\epsilon_0$, где q – элементарный заряд, p – концентрация дырок в слое КТ, d – расстояние между КТ и δ -легированным слоем Si, ϵ – диэлектрическая проницаемость Si, ϵ_0 – абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума. Взяв $p = N_B$, получаем $U_d = 15, 30$ и 60 мэВ для $N_B = 2 \cdot 10^{11}, 4 \cdot 10^{11}$ и $8 \cdot 10^{11}$ cm^{-2} соответственно. Здесь мы приняли во внимание, что поскольку энергия ионизации примесей бора в Si составляет 45 мэВ, а энергии связи дырок в КТ Ge намного больше, все дырки, уходя с примесей, заселяют глубокие уровни в КТ. Точные расчеты, выполненные в работе [11], доказывают это утверждение. Следует отметить, что изгиб зон, показанный на рис. 3b, должен приводить к наличию потенциального барьера ΔE для захвата неравновес-

ных дырок в квантовые точки. В этом случае зависимость фототока от температуры T определяется выражением [6]

$$I(T) \propto \mu(T) \exp(\Delta E/kT), \quad (1)$$

где $\mu(T)$ – подвижность дырок, k – постоянная Больцмана. В нашем случае следует ожидать $\Delta E \approx U_b$. На рис. 4 приведены температурные зависимо-

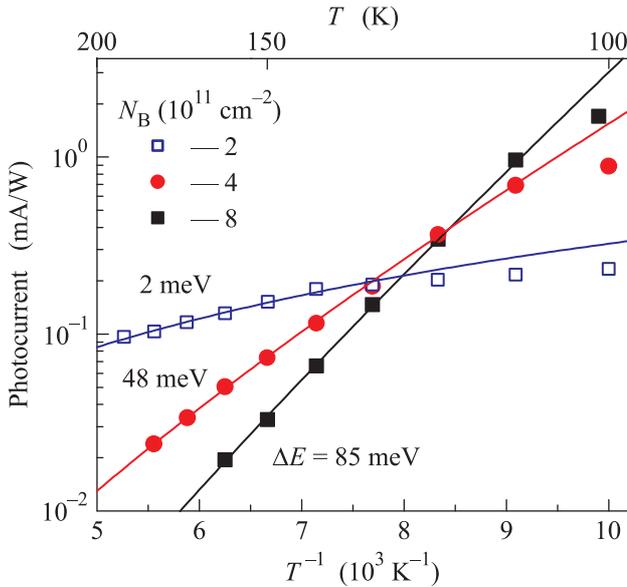


Рис. 4. Температурная зависимость фототока в фотовольтаическом режиме в максимуме спектра для образцов с различным уровнем легирования N_B

сти фототока в фотовольтаическом режиме в максимуме спектров для всех трех образцов. Результаты наилучшей аппроксимации экспериментальных данных $I(T)$ формулой (1) показаны сплошными линиями. Здесь мы приняли во внимание, что при достаточно высоких температурах для кремния p -типа подвижность меняется с температурой как $T^{-2.7}$ [12]. Из сравнения расчетных и экспериментальных данных были получены величины изгиба зон: $\Delta E \approx 0, 48$ и 85 мэВ для $N_B = 2 \cdot 10^{11}, 4 \cdot 10^{11}$ и $8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ соответственно. Это по крайней мере для образцов с повышенным уровнем легирования близко к значениям U_b . Тот факт, что для структуры с $N_B = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ изгиб зон отсутствует ($\Delta E \approx 0$), свидетельствует о незначительной роли δ -легированного слоя в формировании внутреннего электрического поля в данном образце и согласуется с интерпретацией отрицательного ФТ.

Кроме существования отличного от нуля фотоотклика при $U_b = 0$ еще одним следствием наличия внутренних электрических полей является возник-

новение двунаправленного ФТ. Очевидно, что при достаточно больших напряжениях U_b знак фототока соответствует полярности U_b (рис. 2). Однако вблизи $U_b \approx 0$ зависимость ФТ от энергии фотонов становится знакопеременной функцией. В длинноволновой области спектра ФТ имеет отрицательный знак, т.е. возбуждаемые длинноволновыми фотонами дырки движутся в сторону верхнего электрического контакта. При увеличении энергии направление движения дырок меняется на обратное и фототок становится положительным. Для объяснения этого явления вернемся к рис. 3b. Кроме компоненты $I(+)$, доминирующей в образцах с δ -легированием, существует компонента фототока $I(-)$ с обратным знаком. В однородной системе $I(+)=I(-)$ и суммарный ФТ равен нулю. В системе с пространственной асимметрией $I(+)\neq I(-)$ и возникает фотовольтаический эффект. Однако если ток $I(-)$ возбуждается фотонами с энергиями, меньшими, чем $I(+)$, то должен существовать диапазон внешних напряжений, в котором направление фототока определяется длиной волны поглощенного излучения, что и наблюдается на рис. 2. В качестве возможного механизма происхождения отрицательной длинноволновой компоненты $I(-)$ естественно предположить переход дырки на возбужденное состояние, находящееся вблизи края валентной зоны Si, с последующим туннелированием через треугольный потенциальный барьер в состоянии сплошного спектра кремния (рис. 3b).

В заключение хотелось бы обратить внимание на температурную стабильность фототока в исследуемых гетероструктурах. Несмотря на то что величина низкотемпературной фотопроводимости растет с увеличением концентрации примеси в легированных слоях (рис. 4), температурное гашение сигнала фототклика минимально для образца с меньшим уровнем легирования. Это обстоятельство представляется нам важным при приборных применениях наногетероструктур Ge/Si с квантовыми точками и дырочным типом проводимости.

Авторы благодарны А.А. Шкляеву за изображение, полученное с помощью сканирующего туннельного микроскопа. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект # 14-12-00931).

1. J. Phillips, J. Appl. Phys. **91**, 4590 (2002).
2. A. I. Yakimov, V. A. Timofeev, A. A. Bloshkin, V. V. Kirienko, A. I. Nikiforov, and A. V. Dvurechenskii, J. Appl. Phys. **112**, 034511 (2012).
3. A. Yakimov, V. Kirienko, V. Armbrister, and A. Dvurechenskii, Nanoscale Res. Lett. **8**, 217 (2013).

4. C. Miesner, O. Röthig, K. Brunner, and G. Abstreiter, *Physica E* **7**, 146 (2000).
5. N. Rappaport, E. Finkman, T. Brunhes, P. Boucaud, S. Sauvage, N. Yam, V. Le Thanh, and D. Bouchier, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 3224 (2000).
6. В. Ю. Паневин, А. Н. Софронов, Л. Е. Воробьев, Д. А. Фирсов, В. А. Шалыгин, М. Я. Винниченко, Р. М. Балагула, А. А. Тонких, P. Werner, В. Fuhrman, and G. Schmidt, *ФТП* **47**, 1599 (2013).
7. L. Chu, A. Zrenner, G. Böhm, and G. Abstreiter, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 3599 (1999).
8. D. Pan, E. Towe, and S. Kennerly, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 3301 (2000).
9. E. Finkman, N. Shuall, A. Vardi, V. Le Thanh, and S. E. Schacham, *J. Appl. Phys.* **103**, 093114 (2008).
10. A. I. Yakimov, A. A. Bloshkin, and A. V. Dvurechenskii, *Phys. Rev. B* **81**, 115434 (2010).
11. А. И. Якимов, А. В. Двуреченский, Г. М. Миньков, А. А. Шерстобитов, А. И. Никифоров, А. А. Блошкин, *ЖЭТФ* **127**, 817 (2005).
12. С. М. Зи, *Физика полупроводниковых приборов*, Мир, М. (1984).