

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ ФОТОНОВ РЕЗОНАНСНО-ТУННЕЛЬНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРОЙ СО СЛОЕМ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

*Ю. Н. Ханин**, *Е. Е. Вдовин*

*Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов Российской академии наук
142432, Черноголовка, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 30 октября 2009 г.

Исследовано поглощение света гетероструктурами GaAs/AlAs со слоем самоорганизованных квантовых точек InAs при резонансном туннелировании через выделенную по энергии квантовую точку. Продемонстрирована высокая чувствительность тока через такой выделенный канал туннелирования к поглощению единичных фотонов с длиной волны $\lambda \lesssim 860$ нм вплоть до температуры 50 К, обусловленная кулоновским влиянием фотовозбужденных дырок, захватываемых окружающими квантовыми точками, на условия резонанса. Показано, что изучаемая система вследствие поглощения одного фотона способна дискретно изменять величину протекающего через нее тока более чем в 50 раз. Измерены времена жизни дырок в захваченном состоянии и представлена модель, качественно описывающая наши экспериментальные данные. Продемонстрировано также, что монослой InAs является эффективным слоем для абсорбции фотонов. Свойства изученной гетеросистемы могут быть использованы не только для фотодетектирования, но и для реализации логических вентилях и схем оптической памяти.

1. ВВЕДЕНИЕ

Широкий интерес к изучению систем, пригодных для измерения сверхнизких интенсивностей света (в предельном случае — для регистрации и подсчета единичных фотонов), обусловлен в последнее время как фундаментальными аспектами, так и востребованностью такого рода систем в целом ряде разнообразных практических приложений, таких как, например, визуализация слабосветящихся объектов в медицинской диагностике, биохимические анализы, характеристика материалов, лазерная техника, астрономия. Кроме того, детектор единичных фотонов является ключевым элементом большого числа перспективных схем квантовых вычислений, связи и квантовой криптографии [1, 2].

Характеристики обычно используемых сейчас для однофотонного детектирования лавинных фотодиодов накладывают строгие, часто принципиально непреодолимые, ограничения на их практическую применимость в большинстве названных выше задач. Так, например, значительные случайные пульсации темного тока, обусловленные опустошени-

ем мелких ловушек, заполненных носителями в процессе инициированной светом лавины, ограничивают максимальную частоту регистрации мегагерцевым диапазоном, что неприемлемо для криптографии. Та же причина обуславливает недостаточную эффективность детектирования световых квантов лавинными фотодиодами и невозможность с их помощью аккуратного подсчета количества фотонов во времени (в импульсе), что не позволяет применять их в квантовых вычислительных системах. Кроме того, лавинные фотодиоды имеют ограниченный набор регистрируемых длин волн и потребляют слишком много энергии с точки зрения перспективных технологий. Поэтому существует естественная необходимость исследования и развития новых методов фотодетектирования. Детекторы, основанные на непосредственной регистрации носителя заряда, возбужденного одним фотоном, без участия лавинного умножения, будут избавлены от связанных с этим процессом описанных выше проблем. Вдобавок, сама по себе способность таких систем регистрировать единичный заряд также требуется для реализации различных твердотельных схем квантовых вычислений [3, 4].

*E-mail: khanin@ipmt-hpm.ac.ru

Возможность однофотонного детектирования в дальнем инфракрасном диапазоне длин волн с использованием одноэлектронного транзистора в квантовых магнитных полях при низкой температуре ($T \approx 50$ мК) была обнаружена авторами работ [5, 6]. Детектирование было обусловлено переходами фотовозбужденных электронов между уровнями Ландау в электростатически ограниченной затворами квантовой точке. Существенными практическими ограничениями использования такого детектора являются принципиальная необходимость относительно сильного магнитного поля (около 4 Тл), низкой рабочей температуры и узкого диапазона регистрируемых длин волн. В следующей своей работе [7] эти же авторы реализовали способ детектирования света микроволнового диапазона без использования магнитного поля в структурах с двумя туннельно-связанными, электростатически ограниченными с помощью затворов квантовыми точками, абсорбция фотонов в одной из которых сильно влияла на ток через вторую. Вследствие использования в такой системе в качестве активной области электростатической квантовой точки авторам работы [1] также не удалось избежать использования рабочих температур в несколько милликельвинов.

Более перспективными, с точки зрения эффективного детектирования единичных фотонов и других практических приложений, являются системы с самоорганизованными квантовыми точками вследствие их меньших размеров (т. е. больших энергий размерного квантования) и, соответственно, больших рабочих температур. Другим важным преимуществом таких гетеросистем является простая возможность изменения ширины запрещенной зоны слоя, в котором происходит абсорбция фотонов и, следовательно, варьирования в достаточно широких пределах длины волны регистрируемого света, что является крайне важным для встраивания таких детекторов в оптоэлектронные и телекоммуникационные системы.

В работах [8, 9] продемонстрирован прототип оптической ячейки памяти на основе двух связанных самоорганизованных квантовых точек, в которых поглощенный фотон создавал пространственно-распределенную между точками электронно-дырочную пару и такое зарядовое состояние сохранялось в течение нескольких секунд при 4 К или порядка 100 мс при 100 К.

Первые попытки реализации детектирования единичных фотонов в структурах с самоорганизованными квантовыми точками были представлены в работах [10–12], где исследовалось фотопоглощение

в полевых транзисторах и резонансно-туннельных диодах, содержащих большое число квантовых точек. В первом случае поглощение фотона приводило к захвату фотовозбужденного носителя квантовой точкой, находящейся вблизи канала транзистора, что меняло локальный рассеивающий потенциал в канале и проявлялось в изменении его проводимости. Во втором случае фотовозбужденные в абсорбционном слое гетероструктуры дырки аккумулировались квантовыми точками, расположенными вблизи активной области резонансно-туннельных диодов, что приводило к изменению условий резонансного туннелирования через квантовую яму. Вследствие микрометрового масштаба линейных размеров активной части обоих типов детекторов, в них содержалось 250–1000 квантовых точек, что приводило к небольшим изменениям (около 1 %) рабочего тока при поглощении одного фотона. В структурах с рабочей площадью более 1 $\mu\text{м}^2$ детектирование отдельных фотонов не наблюдалось вовсе. Кроме того, в обоих случаях, вследствие накопления заряда в слое квантовых точек, для функционирования детектора требовалась регулярная разрядка структуры путем приложения внешнего импульса напряжения около 1 В.

Отдельно следует отметить, что эксперименты по детектированию фотонов в структурах, содержащих большое количество квантовых точек с различными размерами, случайным образом участвующих в процессах фотопоглощения, не позволяют получать однозначную информацию о принципиально важных для данных систем параметрах динамики зарядов в квантовых точках и процессах обмена зарядами между квантовыми точками и объемом прибора. Эти же причины ограничивают возможность интерпретации существующих экспериментальных данных. Так, например, остаются неясными как сама причина экспериментально регистрируемой реакции макроскопического резонансно-туннельного диода на поглощение одного фотона [11], так и anomalously большие, по сравнению с теорией [13], времена релаксации фотовозбужденных носителей в этом эксперименте. Таким образом, естественным подходом, который может позволить преодолеть большинство из перечисленных выше препятствий, является проведение экспериментов по фотодетектированию в гетеросистемах с одной (или счетным числом) квантовой точкой, физические параметры которых могут быть определены однозначно [7]. К настоящему времени были предприняты первые попытки исследования транспорта через счетное количество квантовых точек с использованием субмикронных

вертикальных гетероструктур с системой боковых затворов [14, 15], однако исследования поглощения света в системах такой конструкции технологически затруднительны.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальные образцы представляли собой вертикальные однобарьерные гетеродиоды со слоем квантовых точек в барьерном слое, в которых туннелирование носителей заряда осуществлялось в направлении поперечном гетерослоям. Основой экспериментальных образцов являлись асимметричные однобарьерные гетероструктуры GaAs/Al_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs с тонким слоем InAs в центре барьера (1.8 монослоя (ML)) и дополнительным слоем InAs (1.2 ML) с одной стороны от туннельного барьера Al_{0.4}Ga_{0.6}As. При выращивании гетероструктуры с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии использовались подложки с ориентацией поверхности (100). В качестве легирующей примеси использовался кремний, концентрация которого в подложках составляла $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Самоорганизованные квантовые точки InAs в барьерном слое образовывались в процессе роста напряженных эпитаксиальных слоев InAs методом Странского – Крастанова.

Характерный размер квантовых точек и их поверхностная концентрация были определены с помощью сканирующей туннельной спектроскопии на структурах, выращенных в тех же условиях, что и структуры для транспортных экспериментов, и составили соответственно примерно 20 нм и $1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Исследования геометрии точек с помощью поперечной просвечивающей электронной микроскопии были проведены непосредственно на одном из образцов для туннельно-транспортных измерений. Оказалось, что средняя высота точки составляет 2–3 нм.

Смачивающий слой InAs (wetting layer, WL), имеющий толщину меньше критической (1.2 ML), требующейся для формирования самоорганизованных квантовых точек, в результате создает около барьера узкую квантовую яму. Он необходим, как это будет описано ниже, для образования длинных обедненных слоев с обеих сторон барьера, выполняющих в наших структурах функцию основных областей, в которых происходит абсорбция фотонов, и принципиально важен для реализации туннелирования через индивидуальную квантовую точку в макроскопической структуре. Кроме того, такой слой

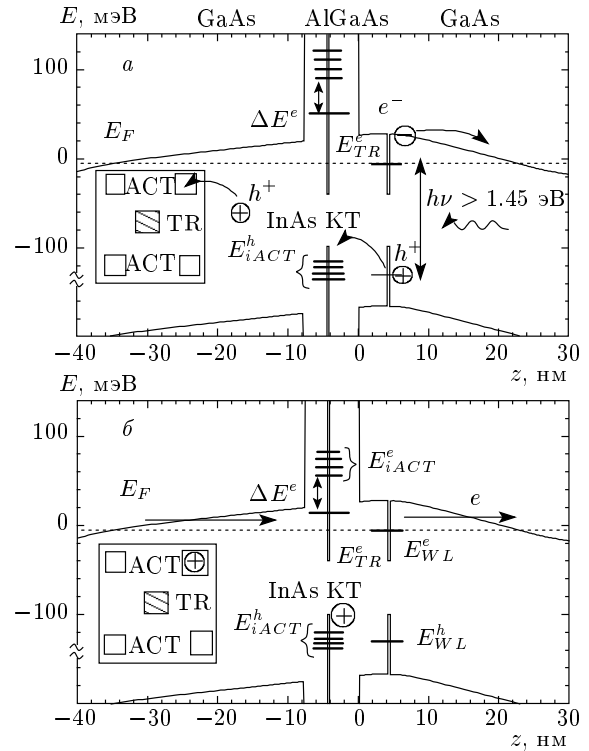


Рис. 1. Схема захвата фотовозбужденной дырки одной из квантовых точек (QD) активной области (АСТ) и ее представление на профиле энергетических зон гетероструктуры: *a* — до момента захвата; *b* — после захвата дырки, когда открывается канал туннелирования через выделенную транспортную (TR) квантовую точку (обозначения см. ниже в тексте)

InAs выращен с целью получения дополнительного слоя для абсорбции фотонов с энергиями меньше ширины запрещенной зоны GaAs (менее 1.52 эВ). Омические контакты изготавливались путем последовательного напыления слоев AuGe/Ni/Au и отжига при $T = 400 \text{ }^\circ\text{C}$. Оптические мезоструктуры диаметром 20–50 мкм создавались с помощью стандартной технологии химического травления.

Чтобы пояснить подход, использовавшийся нами для реализации туннелирования электронов через индивидуальную квантовую точку в макроскопическом образце, и причины, обуславливающие чувствительность таких образцов к поглощению единичных фотонов, рассмотрим детально некоторые важные особенности экспериментальной гетероструктуры. Расчетный профиль дна зоны проводимости гетероструктуры при напряжении смещения $V = 5 \text{ мВ}$ показан на рис. 1. Наличие квантовых точек InAs в барьере приводит к образованию набора дискретных нульмерных состояний в центре

туннельного барьера. Важно отметить, что энергетические уровни квантовых точек находятся выше энергии Ферми и, следовательно, в отсутствие смещения электронов в точках нет. В интервале малых напряжений смещения (до 50 мВ) электроны диффундируют из легированных GaAs контактов в состоянии двумерной квантовой ямы InAs, и накапливающийся там отрицательный заряд вызывает обеднение слоев, прилегающих к барьеру $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$, на длине порядка 15 нм (см. рис. 1).

Присутствие распределенных случайным образом заряженных примесей в обедненных слоях, как было показано в работе [15], может приводить к значительным локальным флуктуациям потенциала в близлежащем слое квантовых точек и, как следствие, к возможности туннелирования электронов через индивидуальную квантовую точку при малых смещениях, вдали от порога туннелирования через основной ансамбль квантовых точек. При этом основное электронное состояние такой «выделенной» точки отделено от порога туннелирования через ансамбль заметной энергетической щелью ΔE^e . Иными словами, в такой ситуации всегда найдется индуцированный примесями канал транспорта через отдельную точку. При приложении небольшого напряжения смещения резонансное туннелирование электронов из трехмерного эмиттера GaAs в основное состояние выделенной квантовой точки приводит к отдельному пику на вольт-амперной характеристике (ВАХ). Такой резонансный пик в токе возникает, когда энергия основного состояния выделенной квантовой точки совпадает с энергией Ферми эмиттера.

Таким образом, для исследования туннелирования через индивидуальную квантовую точку и фотопоглощения в описываемом эксперименте у нас не было необходимости формировать мезоструктуры малой площади с линейными размерами, сравнимыми с характерными размерами квантовой точки. При этом, несмотря на то что возможность реализации отделенного значительной щелью ΔE^e выделенного канала туннелирования, естественно, уменьшается с увеличением площади мезоструктуры, на практике это оказалось достижимым вплоть до площадей порядка $100 \times 100 \text{ мкм}^2$ при типичных величинах концентраций легирования приборьерных областей GaAs.

Причиной реакции нашей экспериментальной системы на поглощение единичного фотона является резкое изменение условий резонанса через выделенную транспортную квантовую точку (заштрихована на вставках к рис. 1) в случае захвата одной из со-

седних квантовых точек возбужденной этим фотоном дырки. Появление возбужденной дырки в соседней квантовой точке приводит, вследствие кулоновского взаимодействия, к понижению энергии основного электронного состояния транспортной квантовой точки и, следовательно, к смещению резонанса в меньшие напряжения. При этом, как будет видно из дальнейшего, ощутимое экспериментально кулоновское влияние на резонансное туннелирование электронов через выделенную квантовую точку при отсутствии дырки оказывает не только на ближайшие к ней соседние квантовые точки, но и на любую из квантовых точек в достаточно большой активной ее окрестности.

После определенного подбора дизайна и ростовых параметров структур (длин приборьерных спейсерных слоев, концентрации легирования слоев GaAs, их температур роста и площади мезоструктуры) нам удалось получить серию образцов, которые практически всегда демонстрировали наличие канала туннелирования через выделенную квантовую точку и заметный отклик на поглощение фотона на мезоструктурах диаметром до 50 мкм. Величина энергетической щели ΔE^e в исследованной серии образцов находилась в пределах 7–12 мэВ. В температурном диапазоне от 70 до 4.2 К были измерены ВАХ с уровнем шумов менее 50 фА. Фотопоглощение изучалось при освещении образцов через световод лазерным диодом LDM660 ($\lambda = 660 \text{ нм}$), светодиодами с $\lambda = 930, 750, 650, 480 \text{ нм}$ и галогенной лампой с монохроматором ($\lambda = 633\text{--}1200 \text{ нм}$).

В результате предварительного тестирования образцов было обнаружено, что освещение существенно влияет на транспортные ВАХ, только начиная с длин волн меньше 860 нм. Поскольку такая длина волны соответствует ширине запрещенной зоны в InAs, это однозначно указывает на то, что дополнительный двумерный слой InAs является эффективным слоем для абсорбции фотонов. При дальнейшем уменьшении длины волны фотоны могут поглощаться также и в близлежащем слое GaAs (см. рис. 1). Таким образом, даже введение одного монослоя (1.2 ML) узкозонного материала в абсорбционный слой позволяет изменить пороговую длину волны детектора.

На рис. 2 показаны ВАХ для одного из экспериментальных образцов при $T = 4.2 \text{ К}$ в темноте и при постоянном освещении с длиной волны $\lambda = 650 \text{ нм}$. В отсутствие освещения на ВАХ наблюдается резкий пик при напряжении примерно 20 мВ при положительном напряжении смещения, являющийся

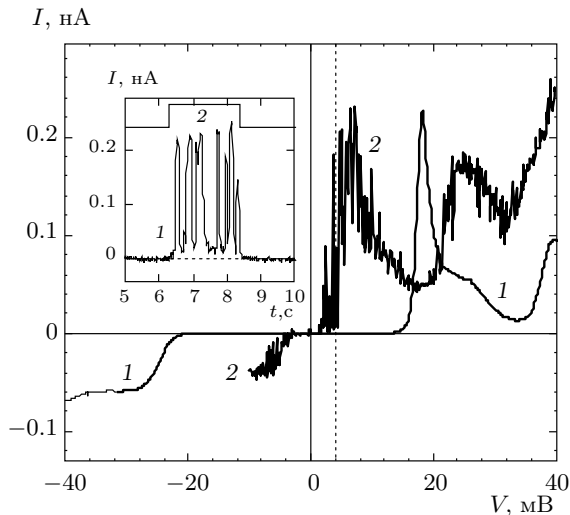


Рис. 2. Стационарная ВАХ образца при $T = 4.2$ К в отсутствие освещения (1) и при освещении лазером с длиной волны $\lambda \approx 660$ нм и плотностью мощности $P = 0.1$ Вт/м² (2). На вставке показана зависимость туннельного тока при фиксированном напряжении 5 мВ от времени в отсутствие освещения (1) и при освещении (2)

проявлением резонансного туннелирования электронов через основное состояние выделенной квантовой точки InAs в барьере (AlGa)As, отделенное щелью $\Delta E^c \approx 12$ мэВ от порога туннелирования через остальные квантовые точки, и через ступеньку при напряжении приблизительно -25 мВ. Отрицательная ветвь ВАХ, как показано нами ранее, определяется туннелированием в условиях кулоновской блокады и в данной работе не обсуждается [16, 17]. В дальнейшем положительным будем называть такое напряжение смещения, когда электроны туннелируют из подложки через квантовые точки в барьере слева направо, как показано на рис. 1 стрелками.

Постоянное освещение образца приводит к смещению положения резонансного пика в сторону меньших напряжений и появлению неустойчивостей (случайных скачков тока) на стационарной ВАХ. Фронтальная ее часть при этом демонстрирует максимально возможную величину неустойчивостей, равную величине пикового тока. Модификация экспериментальной ВАХ при постоянном освещении обусловлена следующей последовательностью процессов, показанных на рис. 1. При поглощении фотонов в абсорбционном слое справа от барьера образуются электронно-дырочные пары, которые из-за наличия электрического поля в этом слое распадаются,

причем электроны утекают в правый контакт, а фотовозбужденные дырки, движущиеся по направлению поля в сторону барьера, могут эффективно захватываться находящимися в нем квантовыми точками. Появление положительного заряда захваченной дырки на любой из квантовых точек, находящихся в активной (в смысле кулоновского влияния) окрестности выделенной транспортной точки, приводит к понижению ее энергии и резкому уменьшению резонансного напряжения, а уход заряда возвращает ситуацию к исходной. Так, например, захват одной дырки ближайшей точкой, находящейся на расстоянии около 40 нм, приведет к понижению энергии на 3.7 мэВ в соответствии с выражением $U \sim e^2/\epsilon r$ (ϵ — диэлектрическая проницаемость) и к уменьшению резонансного напряжения примерно на 7.5 мВ с учетом коэффициента перевода измеряемого напряжения смещения в энергию.

Таким образом, наблюдаемое нами после включения постоянного освещения смещение резонансного пика как целого примерно на 14 мВ (см. рис. 2) отражает тот факт, что при данной интенсивности света в активной окрестности выделенной точки в каждый момент времени находится одинаковый случайно распределенный по квантовым точкам эффективный средний положительный заряд захваченных дырок, влияние которого на выделенный канал резонансного туннелирования приблизительно эквивалентно присутствию двух дырок на ближайших квантовых точках. При этом, следуя изложенному выше механизму, отдельные акты зарядки-разрядки квантовых точек активной окрестности могли бы проявляться в эксперименте как резкие перескоки на стационарной ВАХ вдоль оси напряжения. Однако, поскольку измерения проводились в режиме, близком к режиму идеального источника напряжения, на экспериментальной кривой наблюдаются скачки тока, каждый из которых соответствует переходу между «мгновенными» стационарными характеристиками вдоль нагрузочной линии и является отражением флуктуаций эффективного дырочного заряда в активной окрестности со временем вследствие отдельных актов зарядки-разрядки.

С другой стороны, оказалось, что если измерять туннельный ток при фиксированном напряжении до порога открывания канала резонансного туннелирования через выделенную точку в зависимости от времени, то исследуемая экспериментальная система способна функционировать подобно многоуровневому логическому элементу, состояние которого определяется количеством и положениями дырок в

активной окрестности и изменяется в результате захвата или ухода очередной фотовозбужденной дырки.

Такого рода реакция нашего детектора на отдельные акты поглощения фотонов и динамика дырок в квантовых точках наглядно демонстрируются представленной на вставке к рис. 2 зависимостью. Каждый всплеск тока здесь вызван открыванием канала резонансного туннелирования через выделенную точку вследствие захвата одной или нескольких фотоиндуцированных дырок, а его длительность обусловлена временем нахождения дырок в квантовых точках и составляет в среднем примерно 200 мс. Различие амплитуд наблюдаемых всплесков отражает степень открытости резонансного канала (близости к максимальному значению тока) после захвата дырок точками, находящимися на разных расстояниях от выделенной. Кроме того, амплитуда зависит от количества дырок, одновременно находящихся в активной окрестности. Как можно видеть из вставки к рис. 2, туннельный ток во время всплеска может изменяться более чем в 50 раз. В отсутствие освещения подобных всплесков не наблюдалось. Таким образом, представленные эксперименты свидетельствуют о способности данной системы к регистрации единичных зарядов и возможности ее использования для подсчета количества падающих фотонов во времени.

Для детального изучения динамики заряда фотовозбужденных дырок в квантовых точках и определения времен их жизни в захваченном состоянии нами были проведены измерения туннельного тока через выделенную точку при импульсном освещении лазерным диодом LDM660 с длиной волны $\lambda = 660$ нм. Использование импульсной засветки с достаточно широким диапазоном регулировки мощности дало нам возможность аккуратного контроля интенсивности потока фотонов на образец, особенно в пределе малой интенсивности, наиболее интересном с точки зрения изучения динамики отдельных актов фотопоглощения. Наиболее удобными для изучения динамики дырочного заряда в наших структурах оказались следующие параметры засветки — длительность импульса 5–10 мс, скважность 5 с, интенсивность импульса на два порядка превышала использовавшуюся в экспериментах при постоянной подсветке.

На рис. 3 представлена выборка характерных откликов нашего детектора (всплесков на зависимости тока от времени) на импульсное освещение. Среднестатистический отклик имеет почти прямоугольную форму, размытие его фронтальной и тыль-

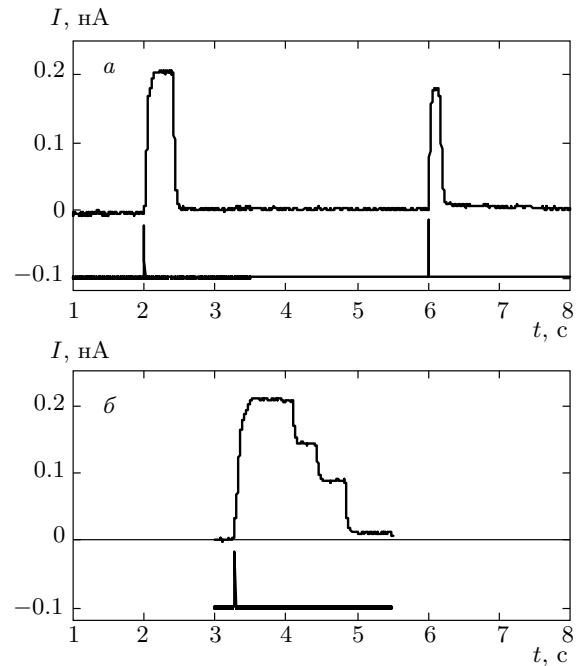


Рис. 3. Зависимости туннельного тока при фиксированном напряжении 5 мВ от времени при освещении импульсами длительностью 10 мс: *a* — последовательные захваты фотовозбужденных дырок в активной окрестности и времена их жизни в захваченном состоянии; *б* — одновременный захват нескольких дырок разными квантовыми точками за время светового импульса и их последовательный уход

ной частей обусловлено характеристиками использованного измерительного усилителя. Амплитуды откликов при определенном выборе рабочей точки представляли собой дискретный набор значений тока, зависящий от числа квантовых точек в активной окрестности и соответствующего набора кулоновских поправок к резонансной энергии. Изменение напряжения рабочей точки меняет эффективный радиус активной окрестности и, следовательно, набор возможных амплитуд откликов.

Иногда мы наблюдали отклики ступенчатой формы, как, например, на рис. 3б, соответствующие одновременному захвату нескольких дырок разными квантовыми точками за время светового импульса и их последовательному уходу. Как видно из рис. 3б, время захвата дырки квантовой точкой существенно меньше времени ее жизни в этом состоянии, но его корректное измерение ограничено объективными сложностями измерения переходных процессов при величине тока около 10 пА. Представлен-

ная выборка откликов при $T = 4.2$ К демонстрирует весь диапазон экспериментально зарегистрированных времен жизни фотовозбужденных дырок на квантовых точках от 100 мс до 2 с.

Подобный интервал времен жизни дырок наблюдался при оптических исследованиях гетеросистем с двойными слоями квантовых точек, где дырки и электроны локализовались в разных слоях, а релаксация этих зарядов происходила путем не прямой рекомбинации [8, 9]. В наших экспериментах основным механизмом релаксации дырок, захватываемых квантовыми точками активной области, является прямая излучательная рекомбинация дырок и электронов, находящихся в состояниях, принадлежащих одним и тем же квантовым точкам, а время жизни таких дырок определяется темпом заполнения электронных состояний активной области (E_{iACT}^e на рис. 1). Следует отметить, что собственно время прямой рекомбинации электрон-дырочной пары на квантовой точке составляет порядка 1 нс, а аномально большое время жизни дырок при низких температурах обусловлено крайне малой заселенностью электронных уровней квантовых точек. По этой же причине фотовозбужденные дырки не могут захватываться на длительное время выделенной транспортной квантовой точкой.

Более детально процесс релаксации дырок, захваченных во время освещения образца, квантовыми точками активной области (на уровне E_{iACT}^h , см. рис. 1) выглядит следующим образом. В условиях резонансного туннелирования электронов через основное состояние E_{TR}^e выделенной квантовой точки (т. е. когда E_{TR}^e совпадает с энергией Ферми E_F^{left} эмиттера) при относительно низкой температуре $T = 4.2$ К электронные состояния квантовых точек активной области, E_{iACT}^e , из-за наличия достаточно большой энергетической щели $\Delta E^e \gg 3kT$, могут заполняться электронами эмиттера только из-за хвоста функции распределения Ферми–Дирака или вследствие термической активации при случайных локальных флуктуациях температуры. Поэтому в такой ситуации состояния E_{iACT}^e оказываются практически пустыми, и вероятность даже прямой рекомбинации дырки с электроном в любой из квантовых точек активной области крайне мала. Непрямая рекомбинация захваченных дырок с электронами других квантовых точек или двумерного смачивающего слоя (E_{WL}), определявшая время жизни дырок [8, 9], при этом еще менее вероятна. С ростом температуры вероятность заполнения уровней E_{iACT}^e электронами из эмиттера увеличивается, что приводит к возрастанию вероятности прямой ре-

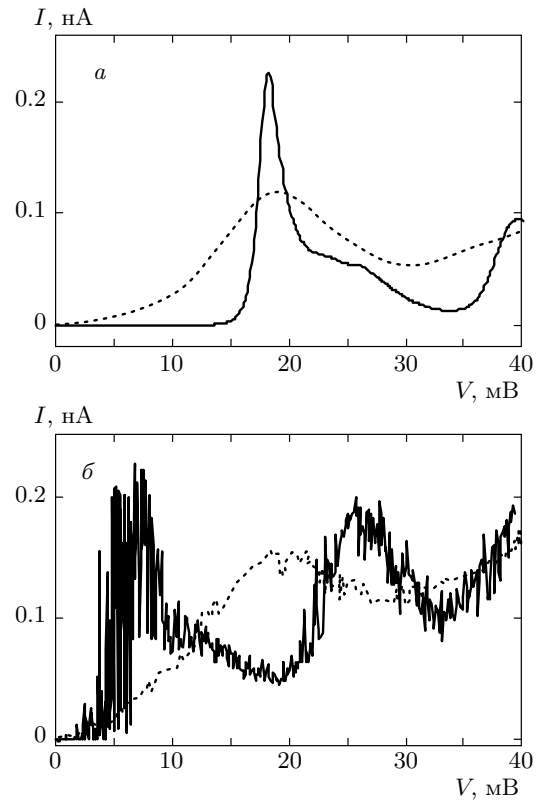


Рис. 4. Стационарные ВАХ образца при $T = 4.2$ К (сплошные кривые) и $T = 50$ К (пунктирные) в отсутствие освещения (а) и при постоянном освещении (б)

комбинации и, соответственно, уменьшению времени релаксации дырок. При достижении температуры, соответствующей энергии $\Delta E^e \approx 3kT$, электроны начинают эффективно заполнять уровни E_{iACT}^e и процессы прямой рекомбинации интенсифицируются. Таким образом, если при низких температурах время жизни захваченной дырки определялось преимущественно темпом механизмов доставки электрона на уровни E_{iACT}^e , то при высокой — временем прямой рекомбинации электрон-дырочной пары. В результате при $T > 50$ К экспериментальные характеристики практически перестают реагировать на освещение.

На рис. 4 представлены ВАХ для экспериментального образца при температурах 4.2 и 50 К в отсутствие освещения и при слабом постоянном освещении красным светодиодом с $\lambda = 650$ нм. В отсутствие освещения, как видно из рис. 4а, резкий пик тока, соответствующий резонансному туннелированию через выделенную квантовую точку при $T = 4.2$ К, подавляется и уширяется темпе-

ратурой в соответствии с размытием распределения Ферми электронов эмиттера [16]. При освещении (рис. 4б) на туннельной характеристике, начиная с температуры $T \approx 50$ К, перестает наблюдаться описанная нами выше реакция на фотопоглощение (т. е. смещение пика в сторону меньших напряжений и неустойчивости), и она становится практически подобной ВАХ при той же температуре в отсутствие освещения. Это подтверждает высказанное нами выше утверждение о механизме релаксации дырок, поскольку при такой температуре величина $3kT \approx 12.5$ мэВ сравнивается с величиной энергетической щели ΔE^e . Отметим, что при освещении увеличение тока при $T = 50$ К во всем представленном интервале напряжений примерно на 20 % обусловлено аддитивным вкладом тока фотоиндуцированных электронов и усилением канала нерезонансного туннелирования электронов через состояния E_{iACT}^e из-за эффективного понижения потенциала в барьерной области, вызываемого присутствием фотовозбужденных дырок на состояниях E_{iACT}^h .

В заключение рассмотрим связь наиболее важных для практического применения параметров процессов поглощения света и релаксации фотовозбужденных носителей заряда с некоторыми особенностями дизайна экспериментальной гетеросистемы. Как уже отмечалось, величиной щели ΔE^e можно управлять в достаточно широких пределах путем изменения технологических параметров. Из описанной выше модели следует, что уменьшение величины щели ΔE^e приведет к уменьшению времени жизни дырок на уровнях E_{iACT}^h и позволит детектировать и подсчитывать фотоны при более высоких рабочих частотах, вплоть до гигагерцевого диапазона, определяемого временем рекомбинации электронно-дырочных пар в квантовых точках. При этом, очевидно, будет уменьшаться и предельная температура функционирования фотодетектора. Увеличение щели ΔE^e приведет к росту времени жизни дырок и может быть интересно с точки зрения реализации ячеек фотопамяти, однако это требует отдельного детального изучения. Еще одним технологически регулируемым элементом данной гетеросистемы, определяющим нижнюю граничную частоту поглощаемого светового излучения, является околбарьерный смачивающий слой. Очевидными способами управления граничной частотой и эффективностью абсорбции фотонов в таком слое являются изменение его толщины и варьирование ширины запрещенной зоны соответствующим подбором материала.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены результаты исследования поглощения света и последующих фотозлектрических процессов в однобарьерных гетероструктурах GaAs/AlAs микрометровых линейных размеров с встроенным в барьер слоем самоорганизованных квантовых точек InAs. Вследствие определенным образом реализованного дизайна структур, роль чувствительного к фотопоглощению элемента играет выделенный канал резонансного туннелирования через основное состояние индивидуальной квантовой точки, который реагирует на захват фотовозбужденных дырок окружающими квантовыми точками изменением условий резонанса вследствие кулоновского взаимодействия. Продемонстрирована высокая чувствительность туннельного тока через такой выделенный канал к поглощению отдельных фотонов с длиной волны $\lambda \leq 860$ нм вплоть до температуры 50 К. Показано, что захват одной дырки может понижать энергию квантовой точки выделенного канала настолько, что ток через канал изменяется более чем в 50 раз. С помощью измерений при импульсном освещении исследована динамика заряда фотовозбужденных дырок, захватываемых квантовыми точками активной окрестности выделенного канала, и определены времена жизни дырок в захваченном состоянии. Представлена модель, качественно описывающая наши экспериментальные данные, из которой следует, что если при низких температурах время жизни захваченных дырок определяется преимущественно темпом доставки электронов на уровни квантовых точек, то при высоких — временем рекомбинации электронно-дырочных пар.

Изучение температурных зависимостей транспортных характеристик дало независимое подтверждение предложенной модели. Кроме того, экспериментально показано, что наличие даже тонкого дополнительного слоя для абсорбции фотонов с шириной запрещенной зоны меньшей, чем у основного слоя, эффективно уменьшает граничную частоту регистрируемого светового излучения. Обсуждается зависимость практически значимых параметров фотопоглощения и релаксации фотоиндуцированных носителей заряда от деталей дизайна изучаемой гетеросистемы и указываются возможные способы изменения рабочих температур и частот фотодетектора. И, наконец, отмечается возможность использования подобных гетеросистем для регистрации единичного заряда.

Авторы выражают благодарность М. Хенини (M. Henini) и Л. Ивсу (L. Eaves) за предоставленные гетероструктуры, В. В. Белову, П. Л. Шабельниковой и М. В. Григорьеву за техническое содействие. Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 09-02-00476-а, 10-02-00114-а) и Программы Президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред».

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel et al., *Rev. Mod. Phys.* **74**, 145 (2002).
2. C. Gobby, Z. L. Yuan, and A. J. Shields, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3762 (2004).
3. A. Imamoglu, D. D. Awschalom, G. Burkard et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4204 (1999).
4. J. M. Elzerman, R. Hanson, L. H. Willems van Beveren et al., *Nature (London)* **430**, 431 (2004).
5. S. Komiyama, O. Astafiev, V. Antonov et al., *Nature (London)* **403**, 405 (2000).
6. O. Astafiev, V. Antonov, T. Kutsuwa et al., *Phys. Rev. B* **62**, 16731 (2000).
7. O. Astafiev, S. Komiyama, T. Kutsuwa et al., *Appl. Phys. Lett.* **80**, 4250 (2002).
8. T. Lundstrom, W. Schoenfeld, H. Lee et al., *Science* **286**, 2312 (1999).
9. T. Lundstrom, W. Schoenfeld, T. Mankad et al., *Physica E* **7**, 494 (2000).
10. A. J. Shields, M. P. O'Sullivan, I. Farrer et al., *Appl. Phys. Lett.* **76**, 3673 (2000).
11. J. C. Blakesley, P. See, A. J. Shields et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 067401 (2005).
12. M. A. Rowe, E. J. Gansen, M. Greene et al., *Appl. Phys. Lett.* **89**, 253505 (2006).
13. A. Fujiwara, Y. Takahashi, and K. Murase, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1532 (1997).
14. T. Ota, T. Hatano, K. Ono et al., *Physica E* **22**, 510 (2004).
15. A. Patane, R. J. A. Hill, L. Eaves et al., *Phys. Rev. B* **65**, 165308 (2002).
16. Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 330 (2005).
17. E. E. Vdovin, Yu. N. Khanin, O. Makarovskiy et al., *Phys. Rev. B* **75**, 115315 (2007).