Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 9, с. 605 – 611 © 2021 г. 10 мая

Влияние мощности излучения на модификацию осцилляций фототока в однобарьерных p–i–n GaAs/AlAs/GaAs гетероструктурах с InAs квантовыми точками

Е. Е. Вдовин[1), *Ю. Н. Ханин*

Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, 142432 Черноголовка, Россия

Поступила в редакцию 10 марта 2021 г.
После переработки 2 апреля 2021 г.
Принята к публикации 3 апреля 2021 г.

Изучено влияние мощности падающего светового излучения на поведение квантовых осцилляций фототока в однобарьерных p–i–n GaAs/AlAs гетероструктурах с InAs квантовыми точками. Обнаружено резкое подавление начальных осцилляций с ростом мощности, обусловленное деструктивным влиянием случайных флуктуаций потенциала, порождаемых накоплением заряда на дырочных уровнях квантовых точек. Обнаружено критическое влияние рекомбинации в области сильнолегированого p-слоя на относительную величину осцилляций в диапазоне малых мощностей. При большой мощности обнаружена генерация тока аналогичная наблюдавшейся в n–i–n резонансно-туннельных структурах. Предложена новая качественная модель формирования осцилляций, включающая, как основной элемент, диффузионный транспорт фотовозбужденных электронов из p-слоя. Новая модель подтверждена также измерениями осцилляций при разных длинах волн.

DOI: 10.31857/S123456782109007X

Полупроводниковые p–i–n гетероструктуры широко используются в качестве детекторов излучения и имеют множество применений в оптоэлектронике. Поглощение света с энергией больше ширины запрещенной зоны в таких полупроводниковых структурах приводит к генерации электронно-дырочных пар. Пары, созданные в обедненной i-области или на расстоянии порядка длины диффузии от i-области вглубь легированных n и p слоев, разделяются электрическим полем и, в результате, во внешней цепи появляется ток. Величина фототока будет определяться дрейфовым током носителей, генерируемых в i-области, и диффузионными токами носителей, генерируемых за пределами i-области. Применение методов зонной инженерии позволило развить науку и технологию этого типа устройств. При использовании различных комбинаций потенциальных барьеров, квантовых ям (КЯ) и/или слоев квантовых точек (КТ), благодаря эффектам туннелирования и квантования движения носителей в области с собственной проводимостью (i-область) гетероструктуры, оказалась возможной тонкая настройка динамики захвата и рекомбинации электронов и дырок. Так InAs КТ, выращенные i-области p–i–n гетероструктуры, могут быть эффективными ловушками для носителей, поскольку они могут иметь уровни в запрещенной зоне полупроводника и служить центрами рекомбинации. Длина i-области также может служить параметром управления квантовой эффективностью и предельной частотой прибора, а туннельный барьер, помещенный в i-область, может значительно уменьшить темновой ток [1]. Например, p–i–n гетероструктуры с InAs КТ были использованы как в качестве одиночных излучателей фотонов, так и как чувствительные фотоприемники [2–5], в которой один фотовозбужденный носитель локализованный в квантовой яме или на квантовой точке может производить значительные изменения в проводимости устройства. Таким образом поведение фотовозбужденных носителей в этом типе полупроводниковых гетероструктур имеет не только фундаментальный интерес, но и востребована в целом ряде разнообразных практических приложений.

В работе [6] было исследовано влияние слоя InAs КТ в i-области p–i–n диода на спектры фотоотклика и показана эффективность такой гетеросистемы для создания чувствительных фотоприемников. Высокая чувствительность при этом была объяснена рекомбинацией фотогенерированных носителей через состояния КТ. Позднее в подобных однобарьерных GaAs/AlAs гетероструктурах (см. рис. 1) были обнаружены гигантские осцилляции фотока [7–9], которые проявлялись как множественные резонансоподобные особенности на вольт-амперных характе-

1)e-mail: vdov62@yandex.ru

ристиках (ВАХ). Амплитуда таких осцилляций при этом составляла порядка 20 % от средней величины фототока, хотя в $p{-}i{-}n$ диодах с одиночным туннельным барьером априори невозможно предположить наличие каких-либо резонансов фототока. Эти осцилляции фототока были качественно интерпретированы в [7] как следствие модуляции темпа рекомбинации носителей в моменты совпадения уровней треугольной квантовой ямы, формирующейся в нелегированной прибарьерной i-области, с дном зоны проводимости высоколегированного p-слоя с изменением электрического поля.

В данной работе изучено влияние мощности падающего светового излучения на поведение квантовых осцилляций фототока в однобарьерных $p{-}i{-}n$ GaAs/AlAs гетероструктурах с InAs КТ. Обнаружено резкое подавление начальных осцилляций с ростом мощности, обусловленное деструктивным влиянием случайных флуктуаций потенциала, порождаемых накоплением заряда на дырочных уровнях КТ. Обнаружено критическое влияние рекомбинации в области сильнолегированого p-слоя на относительную величину осцилляций в диапазоне малых мощностей. При больших (в масштабе данного эксперимента) значениях мощности обнаружена генерация тока, связанная с модификацией формы осцилляций, аналогичной ВАХ традиционных $n{-}i{-}n$ резонансно-туннельных структур, в которых наблюдалась генерация из-за накопления заряда. Для согласованного описания всех представленных экспериментов предложена новая качественная модель формирования осцилляций, включающая, как основной элемент, диффузионный транспорт фотовозбужденных электронов из p-слоя. Новая модель подтверждена также измерениями осцилляций при разных длинах волн.

Исследованные нами образцы были изготовлены на основе $p{-}i{-}n$ GaAs/AlAs однобарьерных гетероструктур с нелегированными прибарьерными слоями 60 и 100 нм с p и n областей соответственно, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В нелегированной i-области расположен AlAs 5 нм барьер. В середине барьера встроен слой самоорганизованных InAs КТ. Основные электронные, $E^e_{\rm QD}$, и дырочные, $E^h_{\rm QD}$, энергетические уровни КТ находились на 105 мэВ выше края зоны проводимости и на 15 мэВ ниже края валентной зоны GaAs, т.е. электронное состояние располагалось выше края зоны проводимости GaAs, а дырочное – внутри запрещенной зоны. Верхний p^+-слой GaAs толщиной 0.5 мкм был легирован до концентрации $2 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. Более детально такие структуры описаны в работах [7–9]. Омические контакты изготавливались путем последовательного напыления слоев AuGe/Ni/Au и отжига при $T = 400\,^\circ$C. Для создания оптических меза-структур диаметром 25-200 мкм применялась стандартная технология химического травления. ВАХ были измерены при уровне шума менее 100 фА и температуре 4.2 K. В качестве источников светового излучения были использованы диодный лазерный модуль с длиной волны λ 650 и УФ светодиод с длиной волны 395 нм. ВАХ образцов измерялись в интервале мощности излучения от 10 нВт до 8 мВт на длине волны 650 нм, и до 85 мкВт на длине волны 395 нм.

Схематическая зонная диаграмма активной области структуры при напряжении менее 1.5 В и слабом освещении показана на рис. 1. Напряжение смещения $V_b \approx 1.5$ В является критическим для исследуемых $p{-}i{-}n$ GaAs/AlAs гетероструктур, поскольку отвечает условию плоских зон в них и интервал $V_b > 1.5$ В актуален для процессов туннелирования основных носителей, а $V_b < 1.5$ В – для фотопроводимости и обсуждаемых здесь осцилляций этой величины. Изменение V_b, начиная приблизительно с 1.5 В, в сторону отрицательных значений, приводит к движению электронных уровней размерного квантования E_n в треугольной яме вверх по энергии относительно ее дна, но вниз относительно края зоны проводимости E_C, ограничивающего эту яму спра-

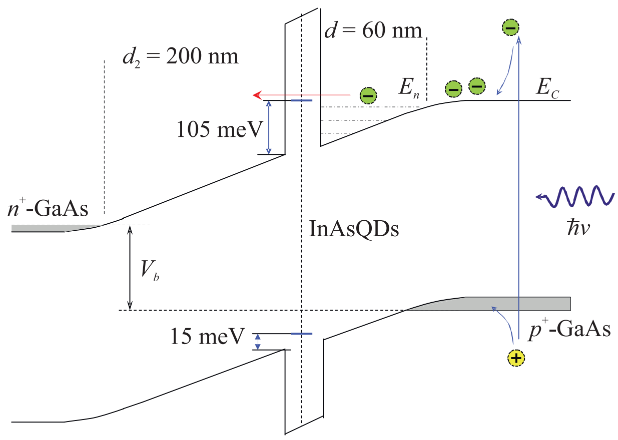

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическая зонная диаграмма экспериментального образца при освещении светом с длиной волны 395 нм. Показаны уровни InAs квантовых точек в AlAs барьере, $E^h_{\rm QD} = 15$ мэВ и $E^e_{\rm QD} = 105$ мэВ. Стрелками показан механизм фотогенерации и туннельный ток через барьер. Штрих-пунктирными линиями обозначены уровни размерного квантования E_n в треугольной яме, E_C – край зоны проводимости в p^+-контактной области, ограничивающий треугольную яму справа

ва, приводя к последовательному вхождению в КЯ все новых уровней с $E_n \sim E_C$ (см. рис. 1). В такие моменты совпадение E_n с E_C происходит резкое изменение фототока. Процесс входа/выхода E_n с ростом/уменьшением V_b при движении E_n относительно E_c происходит в интервале ΔV_b, определяемом шириной уровня ΔE_n и коэффициентом перевода энергии в V_b, и отражается шириной соответствующей осцилляции на ВАХ. После этого уровень E_n погружается вглубь КЯ ("исчезает" из КЯ) и не участвует больше в туннельном транспорте. Как было показано в [7], "период" таких осцилляций фототока от напряжения смещения для малой мощности освещения, P, зависит только от ширины треугольной квантовой ямы, т.е. расстояния между AlAs барьером и p^+-областью.

На рисунке 2a приведены ВАХ для двух значений P, характеризующие очевидные качественные изменения в образце при изменении интенсивности освещения от 65 нВт до 8 мВт для $\lambda = 650$ нм и $T = 4.2$ К, аналогичные наблюдавшимся нами ранее [7, 8]. После достижения $P \approx 100$ мкВт на ВАХ при $T = 4.2$ К в интервале V_b между ~ 1.2 и 0 В проявляется короткопериодная осциллирующая структура (здесь не показана), а при дальнейшем увеличении P "длиннопериодные" осцилляции исчезают и остаются только "короткопериодные" (см. зеленую кривую при $P = 8$ мВт). Как показано в [8], появление короткопериодных осцилляций является результатом перераспределения потенциала вдоль ростового направления структуры из-за накопления заряда фотовозбужденных дырок состояниях КТ в барьере. Таким образом, физическая природа осцилляций при увеличении освещения остается прежней, но изменяется, при определенных условиях, энергетический масштаб их проявления на ВАХ. Отметим, что в предыдущих наших работах промежуточный интервал P от 50 нВт до 100 мкВт детально не изучался и не анализировался, в результате чего была упущена возможность понимания априори неожиданного влияния P на поведение осцилляций. Из общих соображений резонно ожидать линейного роста величин как неосциллирующей (что наблюдалось нами раннее), так и осциллирующей компонент фототока с ростом P. Однако неожиданно оказалось, что увеличение P может приводить к эффекту прямо противоположного знака – резко подавлять осцилляции.

Этот эффект представлен на рис. 2b, где показаны ВАХ нашей структуры, нормированные на величину неосцилирующего фонового тока при $V_b = -3$ В, равной 1 нА ($P = 65$ нВт), 5 нА ($P = 325$ нВт) и 50 нА ($P = 3.25$ мкВт). С ростом P первые осцилляции быстро исчезают вместе с па-

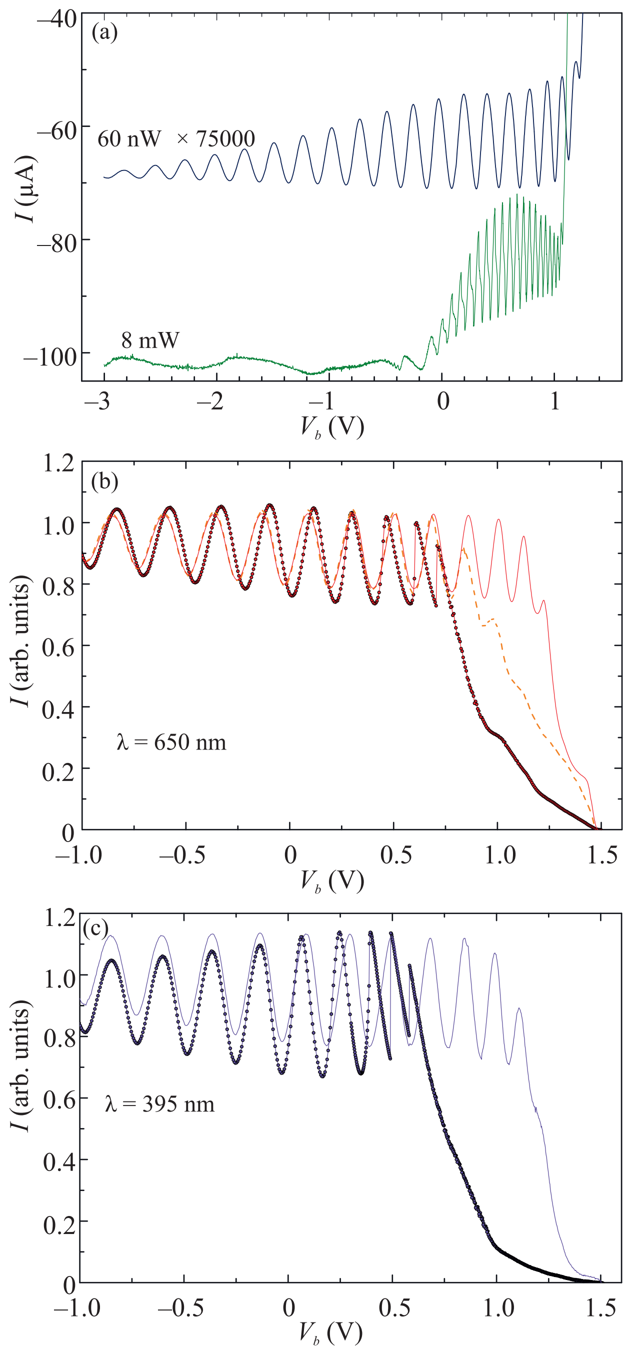

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – ВАХ при $P = 60$ нВт и 8 мВт для $\lambda = 650$ нм и $T = 4.2$ К. (b) – ВАХ нормированные на величину I_{fon} при $V_b = -3$ В, равной 1 нА (сплошная красная линия, $P = 65$ нВт), 5 нА (пунктирная оранжевая линия, $P = 325$ нВт) и 50 нА (точки с линией, $P = 3.25$ мкВт) при облучении красным светодиодом с $\lambda = 650$ нм. (c) – ВАХ нормированные на величину I_{fon} при $V_b = -3$ В, равной 1.67 нА (сплошная фиолетовая линия, $P = 2.25$ мкВт) и 62 нА (точки с линией, $P = 85$ мкВт) при облучении фиолетовым светодиодом с $\lambda = 395$ нм

дением общего фототока. Мы полагаем, что исчезновение первых осцилляций и подавление фототока связано с зарядкой дырочных уровней КТ, лежащих в запрещенной зоне, аналогично [8], порождающей случайные флуктуации потенциала вдоль гетерослоев в области треугольной КТ. Такой случайный потенциал традиционно приводит к размытию и подавлению резонансных особенностей, как наблюдалось, например, в [10], где заряженные КТ подавляют туннелирование через нижний уровень в квантовой яме резонансно-туннельного диода. Отсутствие деструктивного влияния случайного потенциала на остальные осцилляции мы связываем, как и в [8], с увеличением темпа ухода заряда с КТ с ростом электрического поля. Отметим, что поскольку из экспериментов по туннелированию через КТ в AlAs барьере показано, что время жизни на электронных уровнях КТ составляет величину порядка 10 нс, а время рекомбинации через электронные и дырочные состояния КТ порядка 1 пс (см., например, [11–13]), электронные уровни КТ также могут принимать участие в наблюдаемом нами эффекте подавления, приводя к рекомбинации попадающих на них электронов с дырками, захваченными на p-уровнях КТ, уменьшая таким образом фототок. Одновременно с этим рекомбинация частично уменьшает величину заряда на дырочных уровнях КТ, не опустошая их полностью, и, таким образом, уменьшает величину случайного потенциала подавляющего осцилляции. Однако на данный момент мы не может сопоставить вклады этих конкурирующих процессов на общий эффект подавления фототока. При увеличении P более 100 мкВт появляется новый сет короткопериодных осцилляций, где ранее подавленные первые осцилляции снова проявляются на ВАХ, что, по нашему мнению, может означать существенное уменьшение амплитуды случайного потенциала из-за усреднения вдоль плоскости, содержащей КТ с ростом накопления заряда на дырочных уровнях КТ.

Аналогично вышеописанному подавление осцилляций с ростом P наблюдалось нами также при освещении ультрафиолетовым светодиодом при уровнях мощности до 85 мкВт на длине волны 395 нм (см. рис. 2c). Однако отметим, что в данном случае в рамках модели из работы [7], где учитывается генерация пар носителей только в i-области, существование осциллирующей компоненты совершенно невозможно вследствие того, что коэффициент поглощения света имеет спектральную зависимость и для фиолетового света составляет порядка $\alpha \approx 10^5\,\text{см}^{-1}$ [14] и большинство фотонов поглощается вблизи поверхности образца, не доходя до КЯ. Таким образом, наблюдение осцилляций, представленных на рис. 2c, уже явно указывает на непригодность модели их происхождения из [7] и необходимость ее пересмотра, и здесь мы предлагаем новую качественную модель, основанную на механизме резонансного усиления прохождения электронов, диффундирующих из глубины p-слоя через уровни в квантовой яме, аналогичному резонансному туннелированию через широкие КЯ [15]. Так как время жизни фотовозбужденных электронов вблизи поверхности мало, то большая их часть рекомбинирует прежде, чем они смогут достичь i-области с помощью диффузии и дать вклад в фототок. Но при большой мощности излучения достаточное количество электронов, которые генерируются в p^+-слое толщиной 0.5 мкм, смогут продиффундировать до i-области и при совпадении с уровнем E_n в треугольной КЯ протуннелировать через барьер резонансно, порождая осцилляции фототока. Таким образом, каждый раз, когда с ростом электрического поля новый уровень E_n входит в КЯ и совпадает с E_c, происходит резкое резонансное увеличение темпа туннелирования через барьер электронов, возбужденных в глубине высоколегированного контактного p^+-слоя и дошедших в результате диффузии и дрейфа до края треугольной ямы, что и приводит к всплеску фототока. При этом амплитуда осцилляций определяется числом электронов, возбужденных светом в p^+-области и пришедших к краю треугольной квантовой ямы с энергией E_c, а величина неосциллирующей компоненты фототока – аддитивными вкладами токов носителей, возбуждаемых светом определенной длины волны в остальных областях активной части гетероструктур.

Еще одним аргументом в пользу новой модели, учитывающей принципиальную важность диффузии из p^+-слоя, является изученная нами зависимость отношения вкладов осциллирующей и неосциллирующей компонент фототока $I_{\text{osc}}/I_{\text{fon}}$ от P, представленная на рис. 3, которая также не может быть описана в рамках модели [7], где соотношение $I_{\text{osc}}/I_{\text{fon}}$ не зависит от мощности. На рисунке 3a показаны два сета осцилляций для $P = 2.25$ мкВт (сплошная линия) и $P = 220$ нВт (линия с точками), нормированные для ясности восприятия величины обсуждаемого эффекта на величину фототока при напряжении $V_b = -3$ В, где осцилляционная компонента практически полностью подавлена, из которой видно, что относительная амплитуда осцилляций увеличивается с ростом P приблизительно в 3 раза. Рисунок 3b представляет зависимости $I_{\text{osc}}/I_{\text{fon}}$ от P для $\lambda = 650$ нм (красные точки) и 395 нм (фиолетовые звезды), демонстрирующие, что обе зависимо-

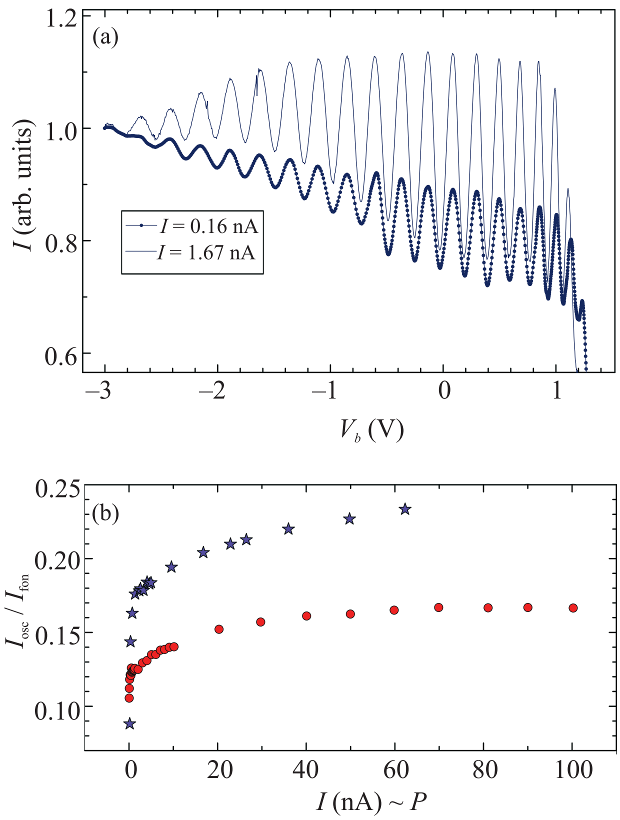

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – ВАХ нормированные на величину $I_{\rm fon}$ при $V_b = -3$ В, равной 1.67 нА (сплошная фиолетовая линия, $P = 2.25$ мкВт) и 0.16 нА (точки с линией, $P = 220$ нВт) при облучении фиолетовым светодиодом с $\lambda = 395$ нм. (b) – зависимости отношения $I_{\rm osc}/I_{\rm fon}$ от величины $I_{\rm fon}$ при $V_b = -3$ В (прямо пропорционального мощности излучения P) для $\lambda = 650$ нм (красные точки) и 395 нм (фиолетовые звезды). Величина P для $\lambda = 650$ нм при 100 нА (крайняя правая точка на графике) составляла 0.7 мкВт, а P для $\lambda = 395$ нм при 62 нА (крайняя правая звезда на графике) составляла 85 мкВт

сти имеют одинаковое поведение с ростом P, но разный масштаб изменения $I_{\rm osc}/I_{\rm fon}$ в изучаемом диапазоне P. Поскольку характер поведения обеих зависимостей практически одинаков, а в рамках новой модели основной вклад в $I_{\rm fon}$ дает генерация носителей в i-областях, где влияние рекомбинационных процессов на фотопроводимости минимальна, резонно предполагать, что характер этих зависимостей с изменением P преимущественно задается поведением канала диффузионной доставки электронов (одинакового для обеих значений λ) из p^+-слоя к КЯ, определяющего величину $I_{\rm osc}$, в котором роль рекомбинации весьма значительна. В таком случае начальный резкий рост отношения $I_{\rm osc}/I_{\rm fon}$ с изменением P обусловлен преимущественно усилением этого канала $I_{\rm osc}$, т.е. увеличением числа электронов, способных достичь КЯ, не прорекомбинировав в процессе движения. Переход от начального резкого роста $I_{\rm osc}/I_{\rm fon}$ к области насыщения обусловлен достижением условий, когда все доступные центры активной рекомбинации в p^+-области уже задействованы в этом процессе и дальнейший рост P ведет к сопоставимым изменениям $I_{\rm osc}$ и $I_{\rm fon}$ и, таким образом малому изменению их отношения. Иными словами начальный участок обусловлен подавлением диффузионого канала $I_{\rm osc}$ процессом рекомбинации. Различие величин $I_{\rm osc}/I_{\rm fon}$ для красного и фиолетового света в рамках новой модели объяснимо разницей величин $I_{\rm fon}$, так как для $\lambda = 650$ нм значительно большая доля падающих фотонов проникает в забарьерную i-область, генерируя пары носителей и давая дополнительный вклад в $I_{\rm fon}$.

Этот же эффект изменения вклада генерации пар в разных слоях структуры в неосциллирующую компоненту фототока $I_{\rm fon}$ с изменением λ наблюдался при измерении осцилляций для 5 различных длин волн (см. рис. 4). Изменения интенсивности осцилляций при переходе от $\lambda = 650$ нм к $\lambda = 395$ нм представлены на рис. 4a, а относительные изменения $I_{\rm osc}/I_{\rm fon}$ для нескольких длин волн в данном интервале на рис. 4b. Монотонное изменение $I_{\rm osc}/I_{\rm fon}$ с уменьшением λ также легко объяснимо отмеченным выше ростом $I_{\rm fon}$ из-за все большего проникновения света вглубь структуры и роста числа пар, сгенерированных в i-слоях.

Вдобавок при больших значениях P обнаружена модификация формы осцилляций, характерная для наблюдавшихся ранее в резонансно-туннельных n–i–n гетероструктурах в условиях накопления заряда в КЯ [16] (см. рис. 5a, где более детально показана стационарная ВАХ при $P = 320$ мкВт со ступеньками в области "короткопериодных" осцилляций). Наличие такой ступеньки на обратной ветви стационарной ВАХ n–i–n систем свидетельствует о существовании генерации тока, усредняемой при измерении стационарной ВАХ. Нами также обнаружена генерация фототока в области всех наблюдавшихся ступеней стационарной ВАХ. Частота генерации составляла порядка 6 кГц и, вероятнее всего, была обусловлена электрическими параметрами (емкостью и сопротивлением) экспериментального образца и внешней измерительной цепи [17]). Генерацию фототока невозможно было предположить априори в формально однобарьерных p–i–n структурах, но этот эффект может быть использован при конструировании новых фотооптических приборов. Кроме того, эта обнаруженная аналогия поведения одно-

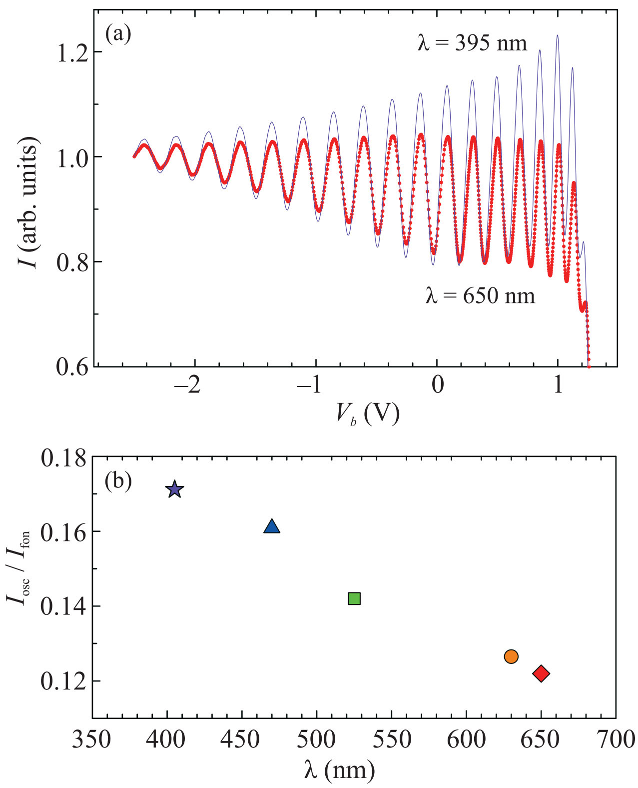

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – ВАХ для $\lambda = 395$ нм (фиолетовая сплошная линия) и $\lambda = 650$ нм (красная линия с точками), нормированные на величину I_{fon} при $V_b = -2.5$ В, равной 0.75 нА. (b) – зависимости $I_{\text{osc}}/I_{\text{fon}}$ седьмого от начала номера осцилляции фототока ($V_b \sim 0.8$ В) от длины волны (измеренные при условии одинаковой величины I_{fon} при $V_b = -2.5$ В равной 0.75 нА) для пяти различных светодиодов с длинами волн 650 нм (красный ромб), 630 нм (оранжевый кружок), 525 нм (зеленый прямоугольник), 470 нм (синий треугольник) и 395 нм (фиолетовая звезда). Зависимости $I_{\text{osc}}/I_{\text{fon}}$ от λ для других номеров осцилляций имеют похожее поведение

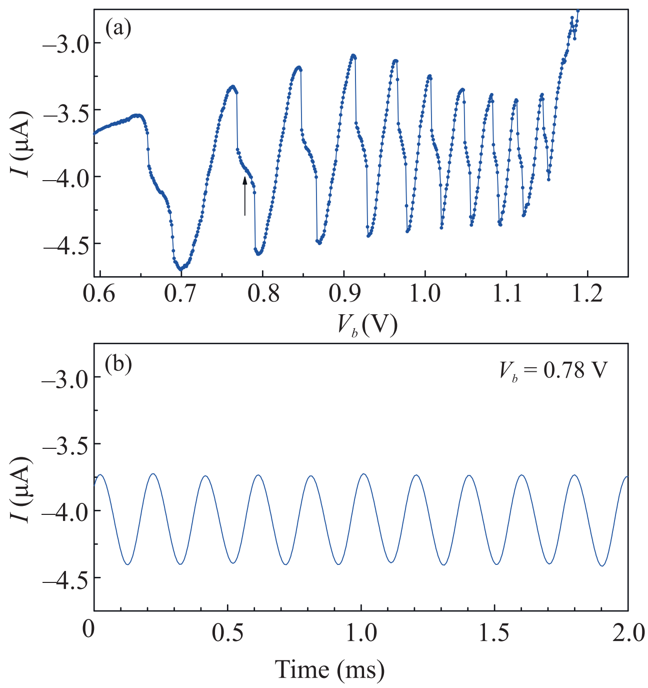

Рис. 5. (Цветной онлайн) (a) – ВАХ при $P = 320$ мкВт в области "короткопериодных" осцилляций для $\lambda = 650$ нм и $T = 4.2$ К. Стрелкой отмечено постоянное напряжение смещения, при котором изменялась генерация фототока. (b) – Генерация фототока, измеренная при постоянном напряжении смещения $V_b = 0.78$ В

барьерных p–i–n фотодиодов и n–i–n резонансно-тунельных диодов дает еще одно подтверждение пригодности нашей модели формирования осцилляций фототока.

Как результат, в данной работе изучено влияние заряда InAs КТ на осцилляциий фототока в p–i–n гетероструктурах с изменением мощности освещения. Обнаружено, что с увеличением мощности освещения происходит подавление первых осцилляций фототока из-за случайных флуктуаций потенциала и рекомбинации носителей через состояния КТ. При большой мощности обнаружена генерация тока, аналогичная наблюдавшейся в n–i–n резонансно-туннельных структурах. Для согласованного описания всех представленных экспериментов предложена новая качественная модель формирования осцилляций, включающая, как основной элемент, диффузионный транспорт фотовозбужденных электронов из p^+-слоя. Новая модель подтверждена также измерениями осцилляций при разных длинах волн. Детальная теоретическая разработка описанной нами модели происхождения осцилляций завершена и готовится к отдельной публикации. Полученные нами результаты, таким образом, показали, что диффузия носителей из высоколегированного слоя может приводить не только к ухудшению частотных характеристик p–i–n фотодиода, но и вызывать сильные резонансные эффекты и генерацию фототока при определенном дизайне гетероструктур.

Автор выражает благодарность М. Хенини (M. Henini, University of Nottingham, UK) за изготовление образцов и С. В. Морозову (ИПТМ) за плодотворные обсуждения и техническое содействие. Работа выполнена в рамках Госзадания # 075-00355-21-00.

1. S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley, N.Y. (1981).

2. J. C. Blakesley, P. See, A. J. Shields, B. E. Kardynal, P. Atkinson, I. Farrer, and D. A. Ritchie, Phys. Rev. Lett. **94**, 067401 (2005).
3. O. Makarovsky, E. E. Vdovin, A. Patané, L. Eaves, M. N. Makhonin, A. I. Tartakovskii, and M. Hopkinson, Phys. Rev. Lett. **108**, 117402 (2012).
4. Q. C. Weng, Z. H. An, D. Y. Xiong, B. Zhang, P. P. Chen, T. X. Li, Z. Q. Zhu, and W. Lu, Appl. Phys. Lett. **105**, 031114 (2014).
5. W. Wang, Y. Ying, D. Dayuan, N. Ning, and W. Wei, Appl. Phys. Lett. **92**(2), 023508 (2008).
6. A. E. Belyaev, S. A. Vitusevich, L. Eaves, P. C. Main, M. Henini, A. Forster, W. Reetz, and S. V. Danylyuk, Nanotechnology **13**, 94 (2002).
7. E. E. Vdovin, M. Ashdown, A. Patane, L. Eaves, R. P. Campion, Yu. N. Khanin, M. Henini, and O. Makarovsky, Phys. Rev. B **89**, 205305 (2014).
8. Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин, О. Макаровский, М. Хенини, Письма в ЖЭТФ **102**(11), 830 (2015).
9. Ю. Н. Ханин, Е. Е. Вдовин, Физика и техника полупроводников **52**(6), 591 (2018).
10. F. Pulizzi, E. E. Vdovin, K. Takehana, Yu. V. Dubrovskii, A. Patané, L. Eaves, M. Henini, P. N. Brunkov, and G. Hill, Phys. Rev. B **68**, 155315 (2003).
11. Т. Ин, А. Торнтон, И. Е. Ицкевич, П. Х. Бетон, П. Мартин, П. Мориарти, Е. Мюллер, А. Ногаре, П. С. Мэйн, Л. Ивс, М. Хенини, УФН **168**, 132 (1998).
12. A. Patane, A. Polimeni, L. Eaves, P. C. Main, M. Henini, Yu. Y. Dubrovskii, A. E. Belyaev, P. N. Brounkov, E. E. Vdovin, Yu. N. Khanin, and G. Hill, J. Appl. Phys. **88**, 2005 (2000).
13. S. Marcinkevicius and R. Leon, Phys. Rev. B **59**, 4630 (1999).
14. H. C. Casey, D. D. Sell, and K. W. Wecht, J. Appl. Phys. **46**, 250 (1975).
15. M. L. Leadbeater, E. S. Alves, L. Eaves, M. Henini, O. H. Hughes, A. Celeste, J. C. Portal, G. Hill, and M. A. Pate, J. Phys.: Condens. Matter **1**, 4865 (1989).
16. V. J. Goldman, D. C. Tsui, and J. E. Cunningham, Phys. Rev. Lett. **58**, 1256 (1987).
17. C. Y. Belhadj, K. P. Martin, S. Ben Amor, J. J. L. Rascol, R. J. Higgins, R. C. Potter, H. Hier, and E. Hempfling, Appl. Phys. Lett. **57**, 58 (1990).