

Квантовые осцилляции релаксации фотопроводимости в $p-i-n$ -гетеродиодах GaAs/InAs/AlAs

© Ю.Н. Ханин, Е.Е. Вдовин

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

E-mail: vdov62@yandex.ru

(Получена 5 июля 2017 г. Принята к печати 12 июля 2017 г.)

Исследована фотопроводимость и ее релаксационные характеристики при импульсном освещении в туннельных гетероструктурах GaAs/AlAs $p-i-n$ -типа. Обнаружены квантовые осцилляции фотопроводимости в зависимости от напряжения смещения с не зависящим от длины световой волны периодом и осциллирующая компонента релаксационных кривых, обусловленная модуляцией темпа рекомбинации на крае треугольной квантовой ямы в нелегированном i -слое, так же как и в случае осцилляций фотопроводимости. Единая природа осцилляций стационарной фотопроводимости и релаксационных кривых при импульсном освещении непосредственно подтверждается отсутствием осциллирующей компоненты в обоих типах зависимостей части исследованных $p-i-n$ -гетероструктур. Одновременное подавление наблюдаемых осцилляций обоих типов зависимостей с повышением температуры до 80 К также подтверждает предлагаемый нами механизм их формирования. Исследованы зависимости этих осцилляций от магнитного поля и мощности светового излучения. Подавление амплитуды осцилляций в перпендикулярном току магнитном поле ~ 2 Тл обусловлено влиянием силы Лоренца на баллистическое движение носителей в области треугольной квантовой ямы.

DOI: 10.21883/FTP.2018.06.45921.8679

Полупроводниковые $p-i-n$ -гетероструктуры широко используются в качестве детекторов излучения и имеют множество применений в оптоэлектронике — например, они являются основой для лавинных фотодиодов. Применение методов зонной инженерии позволило развить науку и технологию этого типа устройств. При использовании различных комбинаций потенциальных барьеров, квантовых ям и(или) слоев квантовых точек благодаря эффектам туннелирования и квантования движения носителей в области с собственной проводимостью (i -область) гетероструктуры оказалась возможной тонкая настройка динамики захвата и рекомбинации, что привело к новым приложениям в фотонике и элементной базе квантовых вычислений. Например, $p-i-n$ -гетероструктуры были использованы как в качестве одиночных излучателей фотонов, так и как чувствительные фотоприемники [1–4], в которых один фотовозбужденный носитель, локализованный в квантовой яме или на квантовой точке, может производить значительные изменения в проводимости устройства. Физика фотовозбужденных носителей в этом типе полупроводниковых гетероструктур, следовательно, имеет не только фундаментальный интерес, но и востребована в целом ряде разнообразных практических приложений.

В проводимости полупроводниковых структур при определенных условиях могут проявляться различные квантовые осцилляционные эффекты. Существует ряд работ, посвященных колебаниям проводимости гетероструктур в зависимости от приложенного напряжения вследствие оптического излучения [5,6] или из-за квантования энергии движения носителей, ограниченных потенциальными барьерами. Например, резонансное туннелирование через уровни в широких квантовых

ямах приводит к большому числу хорошо определенных пиков дифференциальной проводимости [7,8]. Похожие квантово-размерные эффекты наблюдались также в фототоке оптически возбужденных сверхрешеток $p-i-n$ -GaAs/AlAs [9]. Осцилляции фотопроводимости от смещающего напряжения в $p-i-n$ -гетероструктурах GaAs/InAs/AlAs были впервые обнаружены нами совсем недавно [10] и описаны как следствие квантования движения фотовозбужденных носителей в нелегированных околосбарьерных областях гетероструктуры. Изучение релаксации фотопроводимости или концентрации (заряда) фотовозбужденных носителей при импульсном световом воздействии уже давно является эффективным инструментом выяснения механизмов рекомбинации и других важных для оптоэлектронных, компьютерных и высокочастотных приложений физических свойств в разнообразных полупроводниковых и полуметаллических системах. Этот инструмент, например, с успехом применяется в исследованиях объемных полупроводников [11], полупроводниковых гетероструктур [12] и квантовых структур на базе графена [13]. При этом изучение такого рода зависимостей в $p-i-n$ -гетеросистемах GaAs/AlAs со встроенными слоями самоорганизованных квантовых точек до настоящего времени не проводилось. Однако, как уже было показано ранее, такие гетероструктуры обладают большим потенциалом для реализации локальных детекторов одиночных фотонов и ячеек оптической памяти нанометрового масштаба [2].

В данной работе исследована фотопроводимость и ее релаксационные зависимости от времени при импульсном освещении в туннельных гетероструктурах GaAs/AlAs $p-i-n$ -типа. Обнаружены и изучены квантовые осцилляции фотопроводимости от напряжения смещения с не зависящим от длины световой вол-

ны периодом и осциллирующая компонента релаксационных кривых. Показано, что осцилляции релаксационных зависимостей обусловлены модуляцией темпа рекомбинации на крае треугольной квантовой ямы в нелегированном i -слое, так же как и в случае осцилляции стационарной фотопроводимости от смещения при постоянном освещении. Единая природа осцилляций стационарной фотопроводимости и релаксационных кривых при импульсном освещении непосредственно подтверждается отсутствием осциллирующей компоненты в обоих типах зависимостей части исследовавшихся $p-i-n$ -гетероструктур. Одновременное подавление наблюдаемых осцилляций обоих типов с повышением температуры до 80 К также подтверждает предлагаемый нами механизм их формирования. Исследованы зависимости этих осцилляций от магнитного поля и мощности светового излучения. Подавление амплитуды осцилляций в перпендикулярном току магнитном поле порядка ~ 2 Тл обусловлено влиянием силы Лоренца на баллистическое движение носителей в области треугольной квантовой ямы.

Исследованные нами образцы А, В и С были изготовлены на основе одно- и двухбарьерных гетероструктур $p-i-n$ -GaAs/AlAs с нелегированными прибарьерными слоями p - и n -областей с толщинами 60 и 100 нм соответственно, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии; в аналогичном образце D толщины p - и n -слоев составляли 100 и 60 нм. В центре нелегированной i -области был выращен барьер AlAs толщиной 5 нм в образце А и квантовые ямы GaAs (1,2, 6,2 и 5 нм), ограниченные барьерами AlAs толщиной 3 нм, в случаях образцов В, С и D соответственно. В середине каждой из этих областей были выращены слои самоорганизованных квантовых точек (QDs) InAs. Более детально такие структуры описаны в работах [10,14–17]. Зонная диаграмма активной области структуры А при напряжении < 1.5 В и слабом освещении схематически показана на рис. 1. Напряжение $V_b \approx 1.5$ В является критическим для исследуемых $p-i-n$ -гетероструктур GaAs/AlAs, 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 с ~ 1.5 В в сторону отрицательных значений приводит к движению электронных уровней размерного квантования E_j в треугольной яме, ограниченной барьером AlAs и краем зоны проводимости E_R^C , вверх по энергии и их последовательному совпадению с E_R^C (см. рис. 1). При этом каждый раз, когда E_j совпадает с E_R^C , происходит резкий рост перекрытия волновых функций электронов на E_j со свободными дырками в правом контакте и соответствующее увеличение темпа рекомбинации таких носителей, что и приводит к модуляции фотопроводимости [10]. Этот же механизм рекомбинации является причиной осциллирующей компоненты временных зависимостей фототока. Омические контакты изготавливались путем

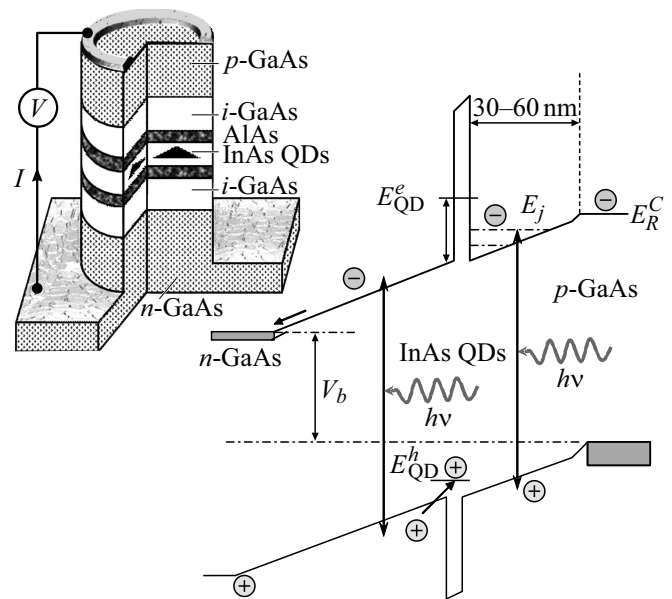


Рис. 1. Зонная диаграмма образца А при напряжении смещения менее критического $V_b = 1.5$ В и слабом освещении $(h\nu)$. Стрелками показан механизм фотогенерации электронно-дырочных пар в активном i -слое и движение носителей в электрическом поле. Штрихпунктирные линии — уровни размерного квантования E_j в треугольной яме; показаны электронные (E_{QD}^e) и дырочные (E_{QD}^h) уровни квантовых точек InAs в барьере AlAs; E_R^C — край зоны проводимости в контактной p -области, ограничивающий треугольную яму справа. На вставке схематически показан разрез экспериментальной мезоструктуры и схема измерения фототока.

последовательного напыления слоев AuGe/Ni/Au и отжига при температуре 400°C . Для создания оптических мезоструктур диаметром 25–200 мкм применялась стандартная технология химического травления. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) были измерены при уровне шума < 50 фА. Измерения проводились при температуре $T = 4.2$ –100 К. В качестве источников светового излучения были использованы диодные лазерные модули с длинами волн в интервале от $\lambda = 935$ до 650 нм и мощностью светового излучения на образце до 6 мВт, импульсные измерения фототока проводились с помощью цифрового осциллографа Tektronix DPO2014.

На рис. 2 представлены обратные ветви ВАХ экспериментальных образцов в интервале $V_b < 1.5$ В при мощности излучения лазерного диодного модуля $P = 1.25$ мВт, измеряемой с помощью калиброванного фотодиода, с длиной волны $\lambda = 650$ нм и при температуре $T = 4.2$ К. В отсутствие освещения обратные ветви ВАХ представляли собой монотонные зависимости без каких-либо видимых особенностей, темновой ток в интервале до 3 В не превышал 10 пА и, вероятно, определялся преимущественно процессами, характерными для тока генерации в $p-n$ -переходе. Воздействие на образцы световым излучением с λ вплоть до 840 нм не оказывало сколько-либо заметного влияния на ВАХ. Когда же λ пре-

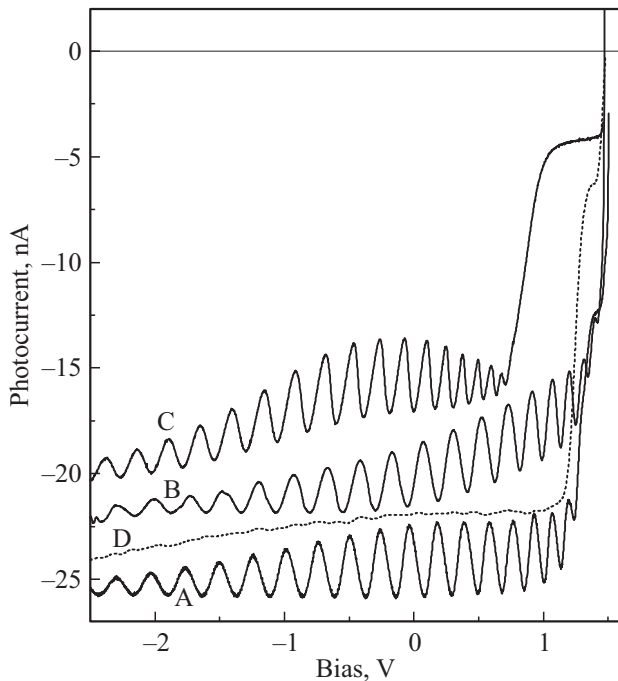


Рис. 2. Обратные ветви ВАХ образцов А, В, С и D в интервале $V_b < 1.5$ В при $\lambda = 650$ нм, $T = 4.2$ К, $P = 1.25$ мВт. Осцилляции фототока наблюдаются в образцах А, В, С.

вышла 840 нм (что соответствует ширине запрещенной зоны GaAs), в обратных ветвях ВАХ образцов А, В и С начинала появляться осциллирующая составляющая с амплитудой $\propto P$ и периодом, не зависящим от λ , аналогично [14]. Образец D не обнаруживал осциллирующей компоненты при доступной нам чувствительности измерений, при том что средний фототок был того же порядка, что и в остальных образцах. Отсутствие осцилляций обусловлено тем, что уровни размерного квантования не различаются в треугольной яме длиной, почти в 2 раза большей, чем в остальных образцах. Как было показано нами ранее [14], частота фотоосцилляций в такого типа образцах однозначно коррелирует с шириной треугольной квантовой ямы и не зависит от параметров центральной части i -области. Совпадение же величин средних фототоков связано с равенством длин i -областей, в которых происходит генерация пар, во всех экспериментальных образцах. Осцилляции проявлялись уже при значениях P начиная с 0.25 мкВт. Отметим, что количество наблюдаемых осцилляций при $T = 4.2$ К приблизительно совпадало для всех типов образцов и составляло ~ 20 штук, а их амплитуды при этом достигали 25% от средней величины фототока. Осцилляции монотонно подавлялись с ростом температуры и полностью исчезали при $T \approx 100$ К.

Зависимости фототока от напряжения смещения в перпендикулярном току (параллельном плоскости барьера) магнитном поле до 8 Тл для образца С представлены на рис. 3. Как видно из рисунка, магнитное поле подавляет амплитуду осцилляций и практически

полностью уничтожает их при 2 Тл. Для образцов А и В наблюдаются аналогичные зависимости.

Подавление амплитуды осцилляций в относительно слабом перпендикулярном магнитном поле обусловлено влиянием силы Лоренца на классические траектории баллистических носителей и их соответствующие квантовые состояния, приводящим к уширению уровней размерного квантования. Аналогичный эффект подавления резонансов наблюдался в туннельных структурах на основе GaAs с широкими квантовыми ямами, 50–100 нм. Если же магнитное поле приложено параллельно направлению тока и влияние силы Лоренца отсутствует, осцилляции слабо меняются в полях вплоть до 12 Тл (здесь не приводится). Таким образом, поведение наблюдаемых фотоосцилляций в магнитном поле подтверждает, что они связаны с баллистическим, т.е. без рассеяния, движением заряженных носителей через треугольную потенциальную яму, образованную вблизи барьера со стороны p -контакта, на расстоянии до 60 нм.

На рис. 4 представлены кривые релаксации фототока образца А при импульсном освещении лазерным диодным модулем с мощностью 0.25 мВт и при двух значениях температуры, 4.2 и 77 К. Как видно из рисунка, при 4.2 К на плавном фоне, подобном дифференцирующей переходной характеристике RC-цепи, наблюдается осциллирующая компонента с величиной амплитуды $\sim 20\%$ от среднего измеряемого значения фототока. Подобные временные характеристики были нами зарегистрированы также на образцах В и С, но не наблюдались для D. Как уже было отмечено выше, для образца D не проявлялось никакой осциллиру-

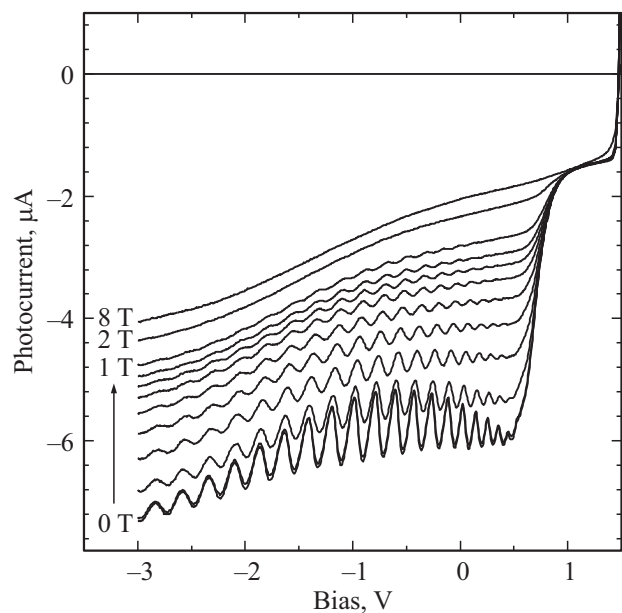


Рис. 3. Зависимости фототока от напряжения смещения в перпендикулярном току (параллельном плоскости барьера) магнитном поле для образца С. Шаг изменения магнитного поля до 0.8 Тл составлял 0.1 Тл, также представлены кривые для 1, 2 и 8 Тл.

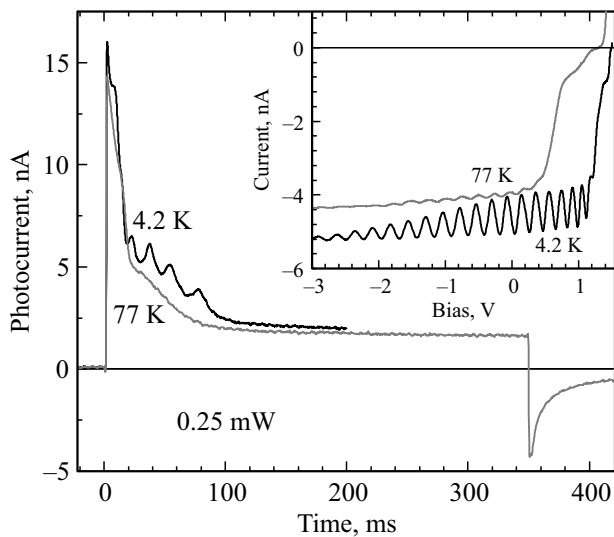


Рис. 4. Релаксация фототока образца А со временем при импульсном освещении лазерным диодным модулем с мощностью 0.25 мВт и при температурах 4.2 и 77 К. На вставке — ВАХ при тех же значениях температуры и мощности.

ющей составляющей и на зависимостях фототока от напряжения смещения, в отличие от А, В и С. Для проверки наличия такой связи между осцилляциями на ВАХ и на временных переходных характеристиках нами дополнительно были проведены измерения на образцах, в которых длина области формирования треугольной квантовой ямы между барьером AlAs и *p*-слоем составляла 100 и 200 нм. Во всех этих структурах также не наблюдалось никакой осциллирующей компоненты на обоих типах зависимостей. Более того, если на образцах А, В и С мы подавляли осцилляции на ВАХ приложением перпендикулярного магнитного поля, они одновременно исчезали и на временных характеристиках. Данные для образцов с ямами 100 и 200 нм и временные зависимости фототока образцов в магнитном поле здесь не приводятся. Еще одно подтверждение обсуждаемой корреляции между наличием осцилляций на обоих типах зависимостей предоставило нам измерение температурных зависимостей. Как видно из рис. 4 и вставки к нему, повышение температуры до 77 К одновременно подавляет осцилляции на ВАХ и на временных зависимостях при незначительных изменениях значений среднего фототока.

Обнаруженная нами связь между наличием осцилляций фотопроводимости на двух этих типах зависимостей объяснима следующим образом. С момента начала светового импульса (включения света) генерируемые в нелегированном *i*-слое электронно-дырочные пары разделяются электрическим полем на электроны и дырки, которые движутся к границам этого слоя в противоположных направлениях и создают в контактных слоях, ограничивающих *i*-слой, заряды противоположного знака. Иными словами, начинает происходить зарядка обкладок емкости *C* *i*-слоя. Вклад в фотопроводимость

и, следовательно, в заряд на обкладках вносят также электроны и дырки, генерируемые светом в контактах, способные продиффундировать в *i*-слой. В результате общий характер временной зависимости релаксации тока фотовозбужденных носителей (если не принимать во внимание осциллирующую составляющую), так же как и в традиционных *p-i-n*-фотодиодах [11], должен определяться на низких частотах преимущественно соотношением емкостной и резистивной составляющих импеданса активной *i*-области структуры и внешней измерительной цепи и должен иметь вид, характерный для переходных процессов, например, в дифференцирующих *RC*-цепях, как на рис. 4. Отметим, что в эксперименте наблюдаются также временные зависимости, характерные для интегрирующих *RC*-цепей, что может быть обусловлено, например, изменением величин *R* и *C* активной *i*-области структуры с напряжением и изменением *C* и падающего светового потока для различных диаметров мезоструктуры. Однако эти данные мы здесь приводить и обсуждать не будем как не имеющие существенного значения для понимания основной темы данной работы — природы осциллирующей составляющей временных зависимостей. Кроме того, мы ограничились представлением релаксационных кривых одного типа, поскольку они оказались существенно более наглядными с точки зрения проявления и удобства восприятия эволюции осциллирующей компоненты. Принципиальным же в этом отношении является уже отмеченный выше факт появления заряда на обкладках *i*-слоя в момент сразу после включения света. Заряд должен был бы монотонно изменяться по величине со временем в течение всего периода воздействия светового импульса, когда производится измерение экспериментальной зависимости релаксации фототока от времени, исключая, естественно, начальный и конечный моменты, если бы его поведение определялось только соотношением *R* и *C*. Заряд *Q* в свою очередь приводит к появлению напряжения смещения между обкладками и, следовательно, к сдвигу зон. Изменение же этого индуцированного фотоносителями напряжения смещения в процессе релаксации фототока (и соответственно заряда *Q*) вызывает последовательное движение уровней E_j в треугольной квантовой яме, модуляцию темпа рекомбинации носителей на границе квантовой ямы с контактным *p*-слоем и, следовательно, заряда и фототока, порождая осциллирующую компоненту экспериментальных временных зависимостей. Таким образом, механизм формирования осцилляций ВАХ и временных зависимостей одинаков, отличие состоит только во внешнем понуждающем параметре. Следует отметить, что значительное (в ~ 10 раз, как видно из рис. 4) изменение фототока в процессе релаксации и очевидная пропорциональность этой величины изменению заряда (и индуцируемого им напряжения) за тот же период времени позволяют качественно обосновать проявление сразу нескольких осцилляций на релаксационных зависимостях как следствия прохождения нескольких уровней E_j через E_R^C в результате существенного изменения сдвига зон за время релаксации.

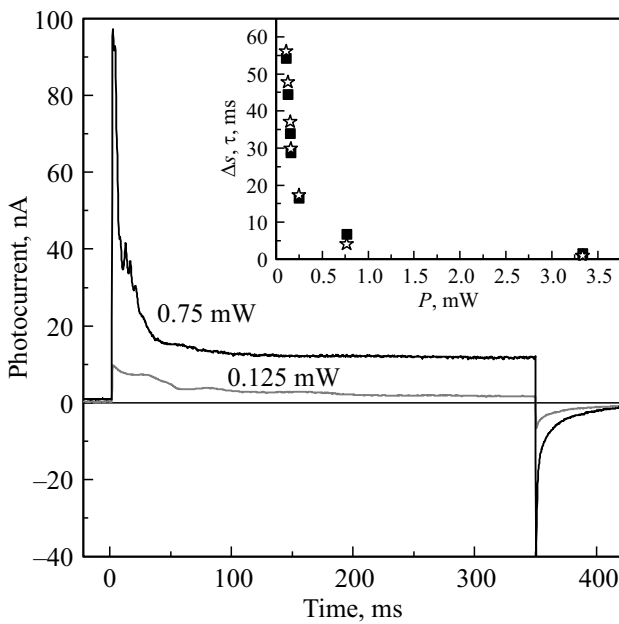


Рис. 5. Временные зависимости фототока образца А при импульсном освещении с мощностью 0.125 и 0.75 мВт. На вставке — зависимости периода осцилляций Δs и постоянной времени τ экспериментальной RC-цепи от мощности излучения.

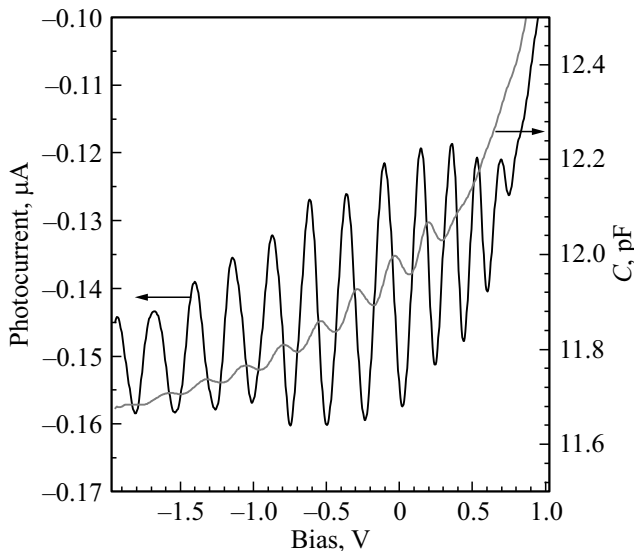


Рис. 6. Осцилляции емкости C образца и фототока в интервале напряжения смещения от 1 до -2 В.

На рис. 5 представлены временные зависимости фототока образца А при импульсном освещении мощностью 0.125 и 0.75 мВт. Максимальные значения фототока на фронтах зависимостей и стационарные величины фототока оказываются пропорциональны величине мощности внешнего светового излучения, а на спадах видны осцилляции с существенно различающимся периодом. При этом зависимости периода осцилляций и измеренной из кривой спада фототока постоянной времени, описывающей поведение эквивалентной экспериментальной

RC-цепи, от мощности излучения совпадают с хорошей точностью (см. вставку к рис. 5). Таким образом, мы полагаем, что изменение как монотонных составляющих временных характеристик, так и периода осцилляций с мощностью определяется изменением соотношения значений R и C экспериментальной структуры. По нашим представлениям, такое поведение обусловлено следующими причинами. Поскольку величина фототока прямо пропорциональна мощности светового излучения, значение эффективного сопротивления структуры, преимущественно определяющее постоянную времени, будет ей обратно пропорционально. Поэтому очевидно, что с ростом мощности должен ускоряться процесс релаксации фототока. При этом напряжение на обкладках емкости i -области имеет ту же тенденцию, что и фототок, к ускорению изменения со временем при увеличении мощности; следовательно, период последовательного прохождения уровней E_j в треугольной квантовой яме становится меньше. Вдобавок к этому, как видно из рис. 6, происходит небольшое, $\sim 10\%$, изменение эффективной емкости структуры с изменением приложенного напряжения смещения в актуальном диапазоне от -2 до 1 В и наблюдаются слабые осцилляции емкости, означающие колебания заряда Q на обкладках, приводящие к периодическим изменениям обеднения на границе со слабо легированным n -слоем и, следовательно, эффективной длины i -слоя. Анализ экспериментальных данных с использованием модельных расчетов эквивалентных схем образцов и измерительной установки указывает на то, что большие значения постоянной времени, полученные из нашего эксперимента (4 мс для $P = 0.75$ мВт и 50 мс для $P = 0.125$ мВт), вероятно, обусловлены малой относительной толщиной i -слоя, и повышение частоты функционирования изучаемых нами $p-i-n$ -гетероструктур для применения их, например, в фотодетектировании или при создании высокоскоростных ячеек оптической памяти требует оптимизации параметров таких гетероструктур в сторону увеличения толщин i -слоя по отношению к контактному p -слою, что должно привести к росту квантовой эффективности.

В заключение отметим, что понимание природы осцилляций релаксационных кривых и определяющих их параметров гетероструктур может быть принципиально важным при проектировании переключающих и других элементов вычислительных и высокочастотных устройств, поскольку вид релаксационных зависимостей может критически изменять переходные и частотные характеристики приборов. Анализ же полученных в эксперименте значений постоянной времени показал, что использование изученных нами гетероструктур в оптоэлектронных или вычислительных схемах, функционирующих при относительно высоких частотах, требует также существенной их модификации.

Авторы выражают благодарность Л. Ивсу и М. Хенини (L. Eaves, M. Henini, University of Nottingham, UK) за плодотворные обсуждения параметров и изготовление гетероструктур, а также В.В. Белову и П.Л. Шабель-

никовой (ИПТМ РАН) за техническое содействие и С.В. Морозову за интерес к нашей работе.

Е.Е. Вдовин благодарит за финансовую поддержку РФФИ (грант 18-02-00425), а Ю.Н. Ханин — за финансирование в рамках Государственного задания № 007-00220-18-00.

Список литературы

- [1] J.C. Blakesley, P. See, A.J. Shields, B.E. Kardynal, P. Atkinson, I. Farrer, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 067401 (2005).
- [2] O. Makarovskiy, E.E. Vdovin, A. Patané, L. Eaves, M.N. Makhonin, A.I. Tartakovskii, M. Hopkinson. *Phys. Rev. Lett.*, **108**, 117402 (2012).
- [3] Q.C. Weng, Z.H. An, D.Y. Xiong, B. Zhang, P.P. Chen, T.X. Li, Z.O. Zhu, W. Lu. *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 031114 (2014).
- [4] Wangping Wang, Ying Hou, Dayuan Xiong, Ning Li, Wei Lu, Wenxing Wang, Hong Chen, Junming Zhou, E. Wu, Heping Zengless. *Appl. Phys. Lett.*, **92** (2), 023508 (2008).
- [5] T.W. Hickmott, P.M. Solomon, F.F. Fang, F. Stern, R. Fischer, H. Morkoc. *Phys. Rev. Lett.*, **52**, 2053 (1984).
- [6] M. Alikacem, D.K. Maude, L. Eaves, M. Henini, G. Hill, M.A. Pate, *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 3124 (1991).
- [7] M.L. Leadbeater, E.S. Alves, L. Eaves, M. Henini, O.H. Hughes, A. Celeste, J.C. Portal, G. Hill, M.A. Pate. *J. Phys.: Condens. Matter*, **1**, 4865 (1989).
- [8] T.M. Fromhold, L. Eaves, F.W. Sheard, M.L. Leadbeater, T.J. Foster, P.C. Main. *Phys. Rev. Lett.*, **72**, 2608 (1994).
- [9] В.Л. Альперович, Н.Т. Мошегов, В.А. Ткаченко, О.А. Ткаченко, А.И. Торопов, А.С. Ярошевич. *Письма ЖЭТФ*, **70**, 112 (1999).
- [10] Ю.Н. Ханин, Е.Е. Вдовин, О. Макаровский, М. Хенини. *Письма ЖЭТФ*, **102** (11), 830, (2015).
- [11] Дж. Гауэр. *Оптические системы связи*, пер. с англ. (М., Радио и связь, 1989) с. 319.
- [12] В.В. Вайнберг, В.М. Васецкий, Ю.Н. Гуденко, В.Н. Порошин, Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков. *ФТП*, **46** (12), 1609 (2012); С.В. Морозов, М.С. Жолудев, А.В. Антонов, В.В. Румянцев, В.И. Гавриленко, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, О. Drachenko, S. Winnerl, H. Schneider, M. Helm. *ФТП*, **46** (11), 1388 (2012).
- [13] S. Winnerl, M. Orlita, P. Plochocka, P. Kossacki, M. Potemski, T. Winzer, E. Malic, A. Knorr, M. Sprinkle, C. Berger, W.A. de Heer, H. Schneider, M. Helm. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 237401 (2011).
- [14] E.E. Vdovin, M. Ashdown, A. Patane, L. Eaves, R.P. Campion, Yu.N. Khanin, M. Henini, O. Makarovskiy. *Phys. Rev. B*, **89**, 205305 (2014).
- [15] G. Kießlich, A. Wacker, E. Schöll, S.A. Vitusevich, A.E. Belyaev, S.V. Danylyuk, A. Förster, N. Klein, M. Henini. *Phys. Rev. B*, **68**, 125331 (2003).
- [16] A.E. Belyaev, A. Patane, L. Eaves, P.C. Main, M. Henini, S.V. Danylyuk. *Nanotechnology*, **12**, 515 (2001).
- [17] A.E. Belyaev, S.A. Vitusevich, L. Eaves, P.C. Main, M. Henini, A. Förster, W. Reetz, S.V. Danylyuk. *Nanotechnology*, **13**, 94 (2002).

Редактор Л.В. Шаронова

Quantum oscillations of photoconductivity relaxation in GaAs/InAs/AlAs $p-i-n$ heterodiodes

Yu.N. Khanin, E.E. Vdovin

Institute of Microelectronics Technology and High Purity Materials, Russian Academy of Sciences, 142432 Chernogolovka, Russia

Abstract We investigated the photoconductivity and its relaxation characteristics under pulsed illumination in tunneling GaAs/AlAs heterostructures of $p-i-n$ type. We detected quantum oscillations of photoconductivity from bias voltage which independent from the light wavelength and oscillations of the photoconductivity relaxation curves. We demonstrate that both effects are due to the modulation of the rate of recombination at the edge of the triangular quantum well at undoped i -layer. The unified nature of the oscillations of the stationary photoconductivity and relaxation curves in pulsed light is directly evidenced by the absence of oscillating components in both types of dependencies for a part of the studied $p-i-n$ heterostructures. The simultaneous suppression of the observed oscillations of both types of dependencies with the increase of temperature up to 80 K also confirms the proposed mechanism of their formation. We investigated the dependences of these oscillations from the magnetic field and the power of illumination. The suppression of the amplitude of the oscillations in the magnetic field 2 T perpendicular to current is associated with the influence of Lawrence force on the ballistic motion of carriers in the area of the triangular quantum well.