

Длинноволновое стимулированное излучение и времена жизни носителей в волноводных структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe

© В.В. Румянцев^{*+}, М.А. Фадеев^{*+}, С.В. Морозов^{*+}, А.А. Дубинов^{*+}, К.Е. Кудрявцев^{*+},
А.М. Кадыков^{*■}, И.В. Тузов⁺, С.А. Дворецкий[•], Н.Н. Михайлов[♦], В.И. Гавриленко^{**}, F. Terpe[■]

* Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

+ Нижегородской государственной университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

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

♦ Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия

■ Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Universite Montpellier II,
Montpellier, France

E-mail: rummyantsev@ipm.sci-nnov.ru

(Получена 27 апреля 2016 г. Принята к печати 10 мая 2016 г.)

Проведены исследования межзонной фотопроводимости и фотолюминесценции в узкозонных волноводных структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe, дизайн которых предназначен для получения длинноволнового стимулированного излучения в условиях оптической накачки. В структурах *n*-типа времена релаксации фотопроводимости достигают нескольких микросекунд, что позволяет наблюдать стимулированное излучение на длине волны 10.2 мкм с низкой пороговой интенсивностью накачки ~ 100 Вт/см² при 20 К. В структурах *p*-типа, полученных отжигом для увеличения концентрации вакансий ртути, из-за резкого уменьшения времени жизни относительно безызлучательной рекомбинации Шокли–Рида–Холла не удается наблюдать даже спонтанное излучение из квантовых ям.

1. Введение

В настоящее время компактные полупроводниковые лазеры для инфракрасной (ИК) спектроскопии перекрывают широкий диапазон длин волн в ИК области спектра. В то время как в ближнем ИК диапазоне используются в основном полупроводниковые лазерные диоды, в среднем и дальнем ИК диапазонах преобладают униполярные квантово-каскадные лазеры (ККЛ). Существующая технология ККЛ позволила создать источники излучения в диапазоне длин волн от 3 до 20 мкм, работающие при температурах вплоть до комнатной [1,2]. ККЛ используются также для получения терагерцового излучения с частотой до 5 ТГц [3,4]. Однако эффективность большинства ККЛ падает при длинах волн более 20 мкм, так как в этом диапазоне становится существенным решеточное поглощение в материалах GaAs и InP, которые обычно используются для изготовления ККЛ. В частности, в спектральном диапазоне 20–25 мкм генерацию удалось получить лишь на отдельных длинах волн, соответствующих минимумам фононного поглощения в соответствующих материалах [5–7].

Альтернативным источником излучения в длинноволновой части среднего и дальнем ИК диапазоне являются лазеры на основе халькогенидов свинца PbSnSe(Te). Сообщается о получении в лазерах этого типа излучения на длинах волн до 46 мкм [8,9], однако их характеристики, в частности выходная мощность, ограничены вследствие сложностей в технологии роста.

В то же время, технология роста другого узкозонного материала HgCdTe (кадмий–ртуть–теллур, КРТ), развита достаточно хорошо по причине исключительной важности этого материала для производства приемников в ИК области спектра. Молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) позволяет получать высококачественные эпитаксиальные пленки не только на подложках CdZnTe, которые обычно используются для роста HgCdTe, но и на альтернативных GaAs-подложках [10]. Помимо объемных слоев с низкой темновой концентрацией носителей ($\sim 10^{14}$ см⁻³) МЛЭ может использоваться для получения гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на основе узкозонных твердых растворов КРТ [11]. Высокое оптическое качество эпитаксиальных структур на подложках GaAs (013) подтверждено исследованиями фотопроводимости (ФП) и фотолюминесценции (ФЛ) в среднем и дальнем ИК диапазонах [12–18]. Твердый раствор КРТ позволяет варьировать ширину запрещенной зоны от 0 до 1.6 эВ, а частота оптических фононов в нем сдвинута в низкочастотную область по сравнению с A^{III}B^V материалами. Энергия CdTe-подобных оптических фононов в узкозонных составах КРТ лежит вблизи 20 мэВ [19], а HgTe-подобных еще ниже по энергии — около 15 мэВ, благодаря чему получение стимулированного излучения (СИ) в диапазоне длин волн 10–30 мкм, где отсутствует даже двухфононное поглощение, представляется относительно легко достижимым.

Тем не менее исследования стимулированного излучения в КРТ структурах до недавнего времени ограничива-

лись гораздо более коротковолновой областью [20–24]. В среднем ИК наиболее длинноволновая генерация на длине волны 5.3 мкм при 45 К была получена в работе [25] еще в 1993 году, однако позднее был сделан вывод, что лазеры на основе КРТ не выдерживают конкуренции с ККЛ в области среднего ИК диапазона. Считается, что создание межзонных лазеров на основе КРТ в длинноволновой части среднего ИК диапазона бесперспективно ввиду сильной оже-рекомбинации в узкозонных материалах, эффективность которой растет с уменьшением запрещенной зоны. Тем не менее, как уже было сказано, в узкозонных твердых растворах на основе халькогенидов свинца и олова удалось добиться лазерной генерации на длинах волн вплоть до 46 мкм. В данных твердых растворах, несмотря на высокую остаточную концентрацию примесей и дефектов (концентрация свободных носителей при 4.2–70 К превышает 10^{17} см^{-3} даже в лучших образцах), оже-рекомбинация оказывается подавленной из-за „симметрии“ законов дисперсии электронов и дырок [26,27]. Близость значений эффективной массы электронов и дырок приводит к возникновению энергетического порога для оже-рекомбинации, величина которого порядка ширины запрещенной зоны материала. Аналогичную „симметрию“ можно обеспечить и в гетероструктурах на основе HgTe/CdTe, в которых при некоторой критической толщине КЯ ширина запрещенной зоны обращается в нуль, а спектр носителей становится „графеноподобным“ [28]. Энергетический спектр гетероструктур с КЯ можно регулировать путем изменения их толщины и содержания кадмия в них. Ряд работ указывает на то, что в таких КРТ структурах оже-рекомбинация подавлена по сравнению с объемными образцами [29], что в конечном счете позволило достичь длинноволнового стимулированного излучения из таких структур при оптической накачке [30].

Необходимым условием для создания длинноволновых источников излучения с токовой накачкой на основе КРТ является возможность получения слоев с проводимостью p -типа для реализации p – n -перехода. Современная технология МЛЭ позволяет получать как структуры n -типа, так и p -типа. При этом в материале всегда присутствуют вакансии ртути из-за слабости связи Hg–Te. При низких концентрациях примесей и дефектов кристаллической решетки структуры на основе КРТ обладают электронным типом проводимости с типичной темновой концентрацией $(2–5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Для получения образцов p -типа необходимо легировать структуру акцепторами. Наиболее привлекательной представляется возможность получить структуры p -типа с помощью легирования мышьяком, однако в этом направлении существует ряд сложностей, несмотря на активные исследования [31]. В настоящее время наиболее часто образцы p -типа получают, используя в качестве акцепторов вакансии ртути. Поскольку вакансии являются по сути дефектами кристаллической структуры, с практической точки зрения важно знать, как повлияет

такой метод „легирования“ на время жизни носителей, а также на эффективность люминесценции и возможность получения длинноволнового стимулированного излучения в структурах на основе КРТ. В данной работе были исследованы времена жизни носителей в узкозонных структурах на основе КРТ (с краем фундаментального поглощения в диапазоне 10–30 мкм при температуре жидкого гелия) с различной концентрацией вакансий ртути и соответственно разным типом проводимости.

2. Методика эксперимента

Для определения времени жизни неравновесных носителей в узкозонных структурах на основе твердых растворов HgCdTe использовалась прямая методика исследования релаксации сигнала межзонной ФП при возбуждении параметрическим генератором света фирмы Solar (Минск, Беларусь). Этот источник позволяет осуществлять возбуждение короткими импульсами узкополосного излучения с возможностью выбора длины волны в широком диапазоне от 6 до 17 мкм. Сигнал, регистрируемый на цифровом осциллографе „Le Croy“ с верхней граничной частотой 1 ГГц, выводился с помощью 50-омного кабеля и усиливался усилителем с 50-омными входным и выходным сопротивлениями с полосой пропускания 400 МГц. Таким образом, временное разрешение метода определялось длительностью импульса и составляло 7 нс.

Исследования спектров ФЛ проводились в криостате замкнутого цикла, оптически сопряженном с фурье-спектрометром Bruker Vertex 80v. Спектрометр работал в режиме пошагового сканирования, а сигнал ФЛ детектировался с помощью фотоэлектрического HgCdTe приемника Kolmar Technologies D317. За деталями эксперимента можно обратиться к работе [15]. Для накачки использовался Nd : YAG лазер, сопряженный с параметрическим генератором света фирмы Solar (Минск, Беларусь). Этот источник обеспечивает генерацию узкополосных импульсов длительностью 10 нс с перестраиваемой длиной волны в диапазоне 1–2.3 мкм. Диаметр пучка накачки составлял ~ 1 см, в то время как типичный размер образцов был 4×8 мм. Таким образом, возбуждающее излучение полностью покрывало поверхность образца. В зависимости от длины волны возбуждения рассеянное излучение накачки отрезалось с помощью трехмиллиметрового германиевого фильтра, фильтра из арсенида индия или комбинации дихроичных фильтров. Как правило, излучение собиралось с торца образца, поскольку такая геометрия эксперимента оптимальна для наблюдения стимулированного излучения, распространяющегося преимущественно вдоль плоскости КЯ. В некоторых случаях ФЛ собиралась с поверхности образца под углом. Такая геометрия позволяет наблюдать и спонтанное, и стимулированное излучение с хорошим отношением сигнал–шум.

3. Исследуемые образцы

Все исследуемые в данной работе структуры были выращены методом МЛЭ на полуизолирующих GaAs (013) подложках с ZnTe и CdTe буферами. Характерная плотность дислокаций в структурах составляла 10^6 см^{-2} . Объемные образцы представляли собой эпитаксиальные слои твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ толщиной несколько микрон с долей кадмия $x = 0.19-0.23$, окруженные тонкими (100–500 нм) варизонными слоями. Структуры намеренно не легировались. Непосредственно после роста слои обладали проводимостью электронного типа с остаточной концентрацией электронов на уровне $(2-5) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Путем отжига структур в атмосфере инертного газа, в ходе которого существенная доля атомов ртути выходит из решетки, создавая, таким образом, высокую концентрацию вакансий ртути [32], для каждой структуры с n -типом проводимости были

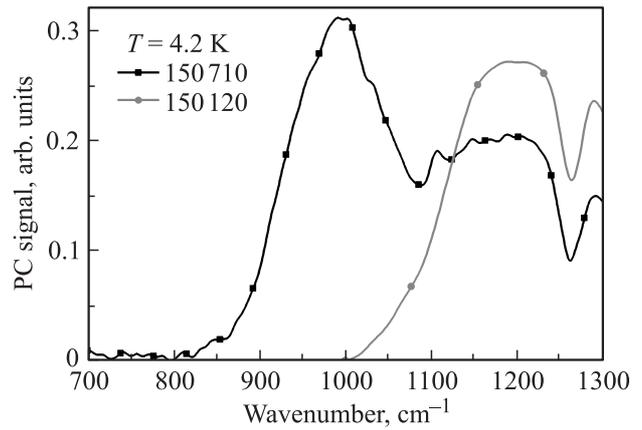


Рис. 3. Спектры фотопроводимости ВСПСИ № 150710 и 150120 в окрестности красной границы межзонного поглощения при температуре жидкого гелия.

получены образцы с тем же значением x , но с p -типом проводимости. Помимо объемных структур были выращены волноводные структуры для получения стимулированного излучения (ВСПСИ), дизайн которых ориентирован на получение стимулированного излучения в окрестности длины волны $\sim 10 \text{ мкм}$. Как видно из рис. 1 и 2, активная область структуры, содержащая несколько (4–5) КЯ, окружена слоями с высокой концентрацией кадмия и низким коэффициентом преломления, который обеспечивает локализацию поля электромагнитной волны в окрестности активной области (см. рис. 1, b). Как видно из спектров ФП (рис. 3), красные границы межзонных переходов в ВСПСИ № 150120 и 150710 отличаются незначительно. Таким образом, основное отличие данных структур состоит в различной концентрации вакансий ртути в области КЯ и соответственно типе проводимости.

4. Результаты и обсуждение

4.1. Времена релаксации фотоотклика

Исследования релаксации фотоотклика проводились при температурах жидкого гелия и жидкого азота. В образцах n -типа концентрация свободных электронов практически не меняется при переходе от $T = 77 \text{ К}$ к $T = 4.2 \text{ К}$, поскольку энергии ионизации доноров составляют доли мэВ из-за малой эффективной массы электронов. Напротив, энергии связи акцепторов составляют 8–30 мэВ [33,34] и при температуре жидкого гелия в структурах p -типа происходит „вымораживание“ носителей на уровни акцепторов и концентрация свободных дырок становится ничтожно малой. Тем не менее для всех исследованных образцов было обнаружено, что релаксация носителей в структурах p -типа происходит значительно быстрее как при $T = 77 \text{ К}$, так и при $T = 4.2 \text{ К}$ (см. рис. 4). Таким образом, можно заключить, что существенное укорочение времени жизни носите-

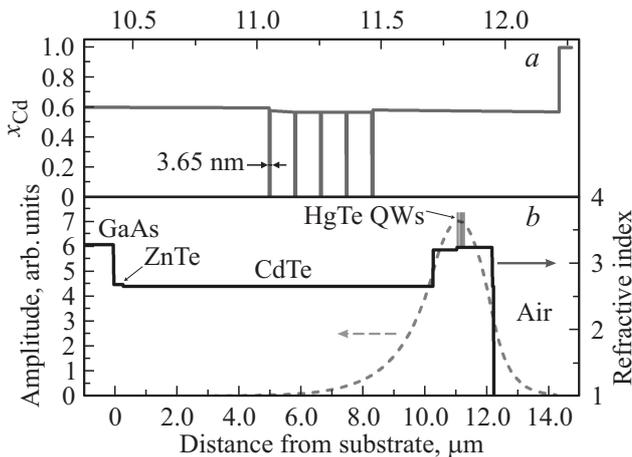


Рис. 1. a — распределение Cd в ВСПСИ № 150120; b — профиль показателя преломления в ВСПСИ № 150120 и расчет локализации моды излучения с длиной волны 8.7 мкм.

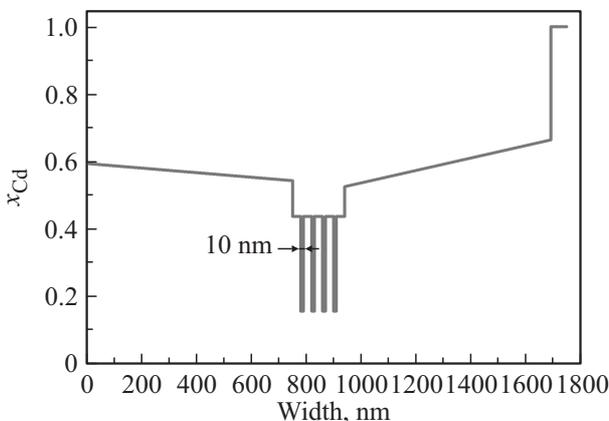


Рис. 2. Распределение Cd в ВСПСИ № 150710. Начало отсчета выбрано на границе структуры и CdTe буфера (толщиной 10 мкм), выращенного на GaAs (013) подложке (на рисунке не показаны).

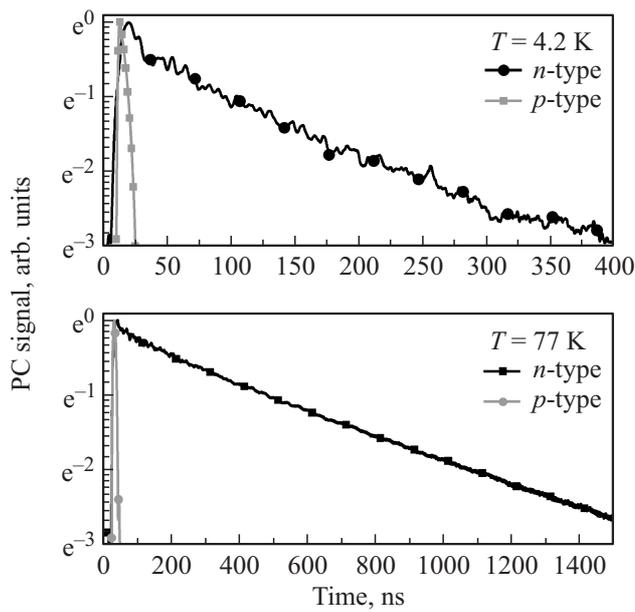


Рис. 4. Кинетика релаксации фотопроводимости образцов *n*- и *p*-типа объемного слоя HgCdTe с долей кадмия 19% при температурах жидкого гелия и жидкого азота (длительность возбуждающего импульса 10 нс).

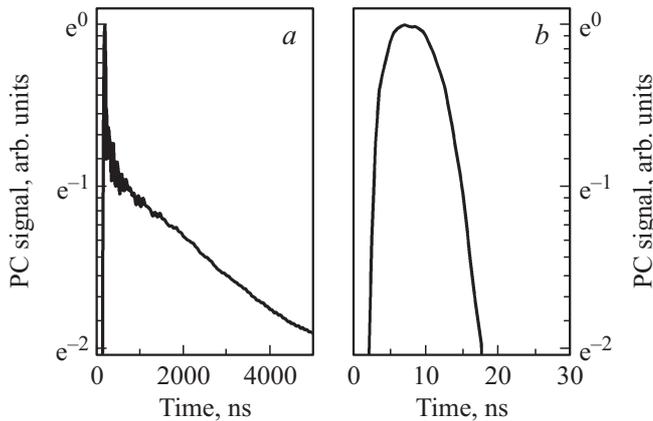


Рис. 5. Кинетика релаксации межзонной фотопроводимости в ВСПСИ № 150120 (а) и 150710 (б) при температуре жидкого гелия (длительность возбуждающего импульса 10 нс).

лей в образцах *p*-типа, которое наблюдалось для всех исследованных структур, связано, очевидно, с увеличением концентрации вакансий ртути, которое приводит к ускорению рекомбинации носителей по механизму Шокли–Рида–Холла (ШРХ).

Аналогичная картина наблюдается и для ВСПСИ (рис. 5). Для образца № 150710 кинетика фотоотклика фактически повторяла профиль возбуждающего импульса, что говорит о том, что времена жизни составляют менее 7 нс. При этом насыщения рекомбинации ШРХ, которое ранее наблюдалось в некоторых образцах КЯ [16], выращенных с помощью той же технологии, не было обнаружено вплоть до уровней накачки $5 \cdot 10^{23}$ фот/с · см².

Напротив, для структуры № 150120 с *n*-типом проводимости наблюдаемое время релаксации фотоотклика составляет 5 мкс, что обеспечивает относительно низкий порог возникновения СИ. Действительно, известно, что для усиления излучения в узкозонных КЯ на основе КРТ необходима двумерная концентрация неравновесных носителей на уровне единиц 10^{11} см⁻² [12]. Принимая длительность импульса накачки за 10 нс, а коэффициент поглощения КЯ — 1%, легко оценить, что такая концентрация достигается уже при пиковых мощностях возбуждения около 10^{21} фот/с · см² (в случае, когда времена жизни носителей больше длительности импульса накачки, а возбуждение осуществляется за счет межзонного поглощения в яме).

4.2. Длинноволновое стимулированное излучение

Результаты исследований ФЛ в ВСПСИ № 150120 и 150710 согласуются с результатами исследований времени жизни носителей. Так, в структуре № 150120 было получено стимулированное излучение в диапазоне длин волн 10.2–7.5 мкм. На рис. 6 представлены спектры СИ для различных температур. Типичная ширина линии на полувысоте составляет 2–3 мЭВ, и, таким образом, ширина линии становится меньше *kT*, начиная с температур ~ 50 К. Образцы с различных участков структуры дают немного отличающиеся длины волн СИ: 10.2–8.5 мкм при 18 К; однако, как показывают расчеты, при настолько узких КЯ такой разброс в наблюдаемой энергии межзонных переходов соответствует флуктуациям толщины КЯ на уровне монослоя.

Возникновение узкой линии СИ с увеличением интенсивности накачки сопровождается нелинейным ростом в зависимости интегральной интенсивности ФЛ от мощности накачки. Пороговая плотность мощности накачки

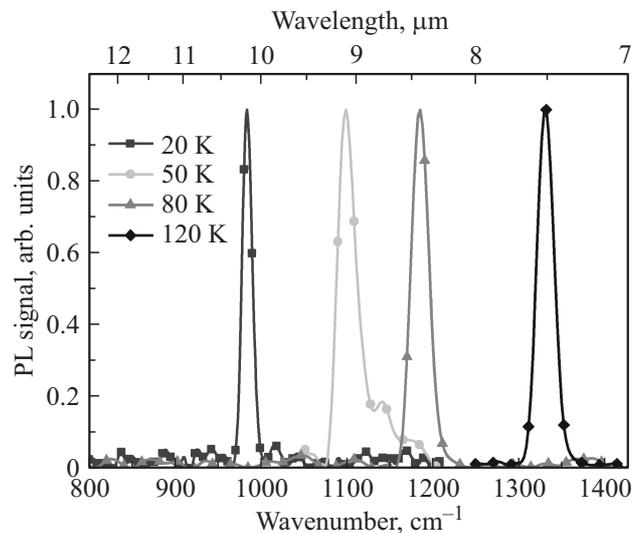


Рис. 6. Спектры стимулированного излучения образца ВСПСИ № 150120 при различных температурах.

при 20 К составляет около 120 Вт/см^2 и вырастает до 1 кВт/см^2 при температуре жидкого азота. Эти данные указаны для возбуждения излучением с длиной волны 2.3 мкм и с хорошей точностью соответствуют оценке, представленной в предыдущем пункте: $10^{21} \text{ фот/с} \cdot \text{см}^2$ на длине волны 2.3 мкм соответствуют 120 Вт/см^2 при диаметре пучка $\sim 1 \text{ см}$. Отметим, что в данном случае возбуждение является „подбарьерным“: согласно спектру ФП длинноволновый край межзонных переходов в барьерах соответствует длине волны 2.1 мкм и, таким образом, излучение накачки с длиной волны 2.3 мкм поглощается непосредственно в КЯ. Кроме того, несмотря на малую эффективность поглощения возбуждающего излучения в КЯ по сравнению с объемными слоями в барьерах, пороговую интенсивность не удастся уменьшить при переходе к более коротковолновой накачке, при которой возбуждающее излучение поглощается и в барьерных слоях. Так, при укорочении длины волны возбуждения до 2 мкм пороговая интенсивность при 20 К увеличивается до 250 Вт/см^2 , т. е. возрастает в пересчете на число фотонов. При 80 К такой резкой разницы не наблюдается — порог возникновения СИ составляет $\sim 1 \text{ кВт/см}^2$ как для накачки с длиной волны 2.3 мкм, так и для 2 мкм. Тем не менее снижения пороговой интенсивности накачки, которую можно было ожидать при эффективной инжекции носителей из барьеров в КЯ, не происходит. При длине волны возбуждающего излучения менее 1.5 мкм вообще не удастся наблюдать СИ из КЯ вплоть до интенсивностей накачки 100 кВт/см^2 . Помимо межзонной излучательной рекомбинации в барьерах, которая, как показано в работе [35], существенно увеличивает величину наблюдаемого порога СИ в КЯ, еще одной причиной такого поведения является захват свободных носителей, возникающих в барьерах, на уровни глубоких центров, что затрудняет инжекцию носителей из барьерных слоев, особенно при низких температурах. Подобные глубокие центры с долгоживущими состояниями наблюдались нами ранее в барьерных слоях структур с одиночными КЯ [13].

Учитывая вышесказанное, в дизайн структуры № 150710 были внесены изменения, нацеленные на повышение эффективности инжекции носителей в КЯ: волноводные слои, окружающие активную область, были сделаны варизонными, а барьерные слои с постоянным составом (между КЯ) были изготовлены более тонкими (30 нм) по сравнению с ВСПСИ №150120 (см. рис. 1, 2). Несмотря на это, в структуре № 150710, обладающей высокой концентрацией вакансий ртути, не удалось обнаружить не только стимулированного излучения, но и спонтанной ФЛ. На основании этих данных можно сделать вывод, что времена рекомбинации ШРХ существенно короче времен излучательной рекомбинации, из-за чего даже в условиях сильной оптической накачки (до 1 МВт/см^2) не происходит насыщения рекомбинации через примесные/дефектные центры и как следствие невозможно получить достаточную концентрацию неравновесных носителей, при которой излучательные процессы

будут доминирующими. Следует отметить, что это остается справедливым и при „надбарьерном“ возбуждении. Увеличение мощности „надбарьерной“ накачки приводит лишь к возникновению слабой коротковолновой ФЛ с участием состояний примесей и дефектов в барьерах, а не рекомбинацией в КЯ. Последнее также свидетельствует о том, что трудности в получении концентрации, необходимой для возникновения СИ в КЯ, кроме того, могут быть связаны с эффективным захватом носителей, рожденных в барьерах, на глубокие центры даже при наличии градиента состава, способствующего инжекции носителей в КЯ.

5. Заключение

Таким образом, в работе были исследованы времена жизни и возможность получения длинноволнового стимулированного излучения в узкозонных гетероструктурах на основе HgCdTe с КЯ различного типа проводимости. Измерения кинетики ФП показали, что увеличение концентрации вакансий ртути, за счет которых достигается дырочная проводимость, сильно (не менее чем на 2 порядка) уменьшает время жизни неравновесных носителей, что оказывает отрицательное влияние на излучательные свойства таких структур. В то же время в материале *n*-типа времена жизни достигают нескольких микросекунд, что позволяет получить длинноволновое стимулированное излучение с пороговой интенсивностью накачки около 120 Вт/см^2 . Таким образом, поскольку в условиях сильного возбуждения, когда концентрация неравновесных носителей значительно выше, чем в равновесии, темпы оже-рекомбинации и излучательной рекомбинации слабо зависят от типа проводимости структуры, фактором, определяющим невозможность наблюдения стимулированного излучения из структур *p*-типа, является рекомбинация Шокли–Рида–Холла.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 16-32-60172, 16-02-00685) и Министерства образования и науки РФ (грант МК-6923.2016.2). Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП ИФМ РАН.

Список литературы

- [1] M.S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, P. De Natale. Opt. Express, **23** (4), 5167 (2015).
- [2] M. Bahriz, G. Lollia, A.N. Baranov, R. Teissier. Opt. Express, **23** (2), 1523 (2015).
- [3] Q.Y. Lu, S. Slivken, N. Bandyopadhyay, Y. Bai, M. Razeghi. Appl. Phys. Lett., **105** (20), 201102 (2014).
- [4] B.S. Williams. Nat. Photon., **1** (9), 517 (2007).
- [5] R. Colombelli, F. Capasso, C. Gmachl, A.L. Hutchinson, D.L. Sivco, A. Tredicucci, M.C. Wanke, A.M. Sergent, A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **78** (18), 2620 (2001).
- [6] K. Ohtani, M. Beck. J. Faist. Appl. Phys. Lett. **105** (12), 121115 (2014).
- [7] J. Ulrich, J. Kreuter, W. Schrenk, G. Strasser, K. Unterrainer. Appl. Phys. Lett., **80** (20), 3691 (2002).

- [8] K.V. Maremyanin, A.V. Ikonnikov, A.V. Antonov, V.V. Rumyantsev, S.V. Morozov, L.S. Bovkun, K.R. Umbetaliyeva, E.G. Chizhevskiy, I.I. Zasavitskiy, V.I. Gavrilenko. *Semiconductors*, **49** (12), 1623 (2015).
- [9] L.N. Kurbatov, A.D. Britov, S.M. Karavaev, S.D. Sivachenko, S.N. Maksimovskii, I.I. Ovchinnikov, M.M. Rzaev, P.M. Starik. *JETP Lett.*, **37** (9), 499 (1983).
- [10] V.S. Varavin, V.V. Vasiliev, S.A. Dvoretzkiy, N.N. Mikhailov, V.N. Ovsyuk, Y.G. Sidorov, A.O. Suslyakov, M.V. Yakushev, A.L. Aseev. *Proc. SPIE*, **5136**, 381 (2003).
- [11] S. Dvoretzkiy, N. Mikhailov, Y. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, S. Ganichev. *J. Electron. Mater.*, **39** (7), 918 (2010).
- [12] S.V. Morozov, M.S. Joludev, A.V. Antonov, V.V. Rumyantsev, V.I. Gavrilenko, V.Y. Aleshkin, A.A. Dubinov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkiy, O. Drachenko, S. Winnerl, H. Schneider, M. Helm. *Semiconductors*, **46** (11), 1362 (2012).
- [13] S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.V. Antonov, A.M. Kadykov, K.V. Maremyanin, K.E. Kudryavtsev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkiy, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **105** (2), 022 102 (2014).
- [14] S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.V. Antonov, K.V. Maremyanin, K.E. Kudryavtsev, L.V. Krasilnikova, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkiy, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **104** (7), 072 102 (2014).
- [15] S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.A. Dubinov, A.V. Antonov, A.M. Kadykov, K.E. Kudryavtsev, D.I. Kuritsin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkiy, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **107** (4), 042 105 (2015).
- [16] S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.M. Kadykov, A.A. Dubinov, A.V. Antonov, K.E. Kudryavtsev, D.I. Kuritsin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkiy, F. Teppe, V.I. Gavrilenko. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **647**, 012 008 (2015).
- [17] V.V. Rumyantsev, A.V. Ikonnikov, A.V. Antonov, S.V. Morozov, M.S. Zholudev, K.E. Spirin, V.I. Gavrilenko, S.A. Dvoretzkiy, N.N. Mikhailov. *Semiconductors*, **47** (11), 1438 (2013).
- [18] V.V. Rumyantsev, S.V. Morozov, A.V. Antonov, M.S. Zholudev, K.E. Kudryavtsev, V.I. Gavrilenko, S.A. Dvoretzkiy, N.N. Mikhailov. *Semicond. Sci. Technol.*, **28** (12), 125 007 (2013).
- [19] D.N. Talwar, M. Vandevyver. *J. Appl. Phys.*, **56** (6), 1601 (1984).
- [20] A.A. Andronov, Y.N. Nozdrin, A.V. Okomel'kov, A.A. Babenko, V.S. Varavin, D.G. Ikusov, R.N. Smirnov. *Semiconductors*, **42** (2), 179 (2008).
- [21] A.A. Andronov, Y.N. Nozdrin, A.V. Okomel'kov, V.S. Varavin, R.N. Smirnov, D.G. Ikusov. *Semiconductors*, **40** (11), 1266 (2006).
- [22] J. Bleuse, J. Bonnet-Gamard, G. Mula, N. Magnea P. Jean-Louis. *J. Cryst. Growth*, **197** (3), 529 (1999).
- [23] J. Bonnet-Gamard, J. Bleuse, N. Magnea, J.L. Pautrat. *J. Appl. Phys.*, **78** (12), 6908 (1995).
- [24] C. Roux, E. Hadji J.L. Pautrat. *Appl. Phys. Lett.*, **75** (12), 1661 (1999).
- [25] J.M. Arias, M. Zandian, R. Zucca, J. Singh. *Semicond. Sci. Technol.*, **8** (1S), S255 (1993).
- [26] J. Dimmock, I. Melngailis, A. Strauss. *Phys. Rev. Lett.*, **16** (26), 1193 (1966).
- [27] И.И. Засавицкий. *Тр. ФИАН. Оптические и электрические свойства полупроводников*, **224**, 3 (1993).
- [28] B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.C. Zhang. *Science*, **314** (5806), 1757 (2006).
- [29] Y. Jiang, M.C. Teich, W.I. Wang. *J. Appl. Phys.*, **69** (10), 6869 (1991).
- [30] S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, A.M. Kadykov, A.A. Dubinov, K.E. Kudryavtsev, A.V. Antonov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkiy, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **108** (9), 092 104 (2016).
- [31] I.I. Izhnin, S.A. Dvoretzkiy, K.D. Mynbaev, O.I. Fitsych, N.N. Mikhailov, V.S. Varavin, M. Pociask-Bialy, A.V. Voitsek-hovskii, E. Sheregii. *J. Appl. Phys.*, **115** (16), 163 501 (2014).
- [32] В.С. Варавин, Г.Ю. Сидоров Ю.Г. Сидоров. *ЖФХ*, **84** (9), 1605 (2010).
- [33] Д.В. Козлов, В.В. Румянцев, С.В. Морозов, А.М. Кадыков, В.С. Варавин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, В.И. Гавриленко, Ф. Тeppe. *ФТП*, **49** (12), 1654 (2015).
- [34] I.I. Izhnin, A.I. Izhnin, H.V. Savitskiy, O.I. Fitsych, N.N. Mikhailov, V.S. Varavin, S.A. Dvoretzkiy, Y.G. Sidorov, K.D. Mynbaev. *Opto-Electron. Rev.*, **20** (4), 375 (2012).
- [35] V. Ryzhii, M. Ryzhii, T. Otsuji. *J. Appl. Phys.*, **101** (8), 083 114 (2007).

Редактор А.Н. Смирнов

Long-wavelength stimulated emission and carrier lifetimes in HgCdTe based waveguide structures with quantum wells

V.V. Rumyantsev^{*,†}, M.A. Fadeev^{*,†}, S.V. Morozov^{*,†}, A.A. Dubinov^{*,†}, K.E. Kudryavtsev^{*,†}, A.M. Kadykov^{*,‡}, I.V. Tuzov[†], S.A. Dvoretzkiy[•], N.N. Mikhailov[♦], V.I. Gavrilenko^{*,†}, F. Teppe[■]

* Institute for Physics of Microstructures Russian Academy of Sciences,

603950 Nizhny Novgorod, Russia

† Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

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

♦ Novosibirsk State University, 630090 Novosibirsk, Russia

■ Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Université Montpellier II, Montpellier, France

Abstract We present investigation into interband photoconductivity and photoluminescence of narrow gap HgCdTe based waveguide structures with quantum wells designed to provide long-wavelength stimulated emission under optical pumping. In *n*-type structures carrier lifetimes reach several microseconds and stimulated emission at 10.2 micron wavelength occurs at pumping intensity as low as $\sim 100 \text{ W/cm}^2$ at 20 K. In *p*-type structures, which were obtained by annealing to increase Hg vacancy concentration, even spontaneous emission has not been detected on account of dramatical decrease of carrier lifetimes due to Shockley-Read-Hall recombination.