

Терагерцовое излучение из квантовых ям CdHgTe/HgTe с инвертированной структурой зон

© Ю.Б. Васильев⁺, Н.Н. Михайлов^{*°}, Г.Ю. Васильева^{+‡}, Ю.Л. Иванов⁺, А.О. Захарьин⁺,
А.В. Андрианов⁺, Л.Е. Воробьев[‡], Д.А. Фирсов[‡], М.Н. Григорьев[#], А.В. Антонов[•],
А.В. Иконников[•], В.И. Гавриленко[•]

⁺ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

^{*} Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

[‡] Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
195251 Санкт-Петербург, Россия

[#] Балтийский государственный технический университет „ВОЕНМЕХ“ им. Д.Ф. Устинова,
190005 Санкт-Петербург, Россия

[•] Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

[°] Новосибирский государственный университет,
630090 Новосибирск, Россия

E-mail: Yu.Vasilyev@mail.ioffe.ru

(Получена 16 декабря 2015 г. Принята к печати 23 декабря 2015 г.)

Экспериментально обнаружена и исследована терагерцовая электролюминесценция из квантовых ям Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te/HgTe с инвертированной зонной структурой при приложении электрического поля вдоль плоскости ям. Максимум спектра излучения в ямах шириной 6.5 и 7 нм находится вблизи энергии 6 мэВ, что соответствует межзонным оптическим переходам. Возникновение излучения объясняется опустошением состояний в валентной зоне и заполнением зоны проводимости за счет зинеровского туннелирования, что подтверждается вольт-амперными характеристиками, следующими степенному закону.

Большой интерес в последние годы проявляется к исследованию квантовых ям (КЯ) на основе твердого раствора Cd_xHg_{1-x}Te/HgTe. Энергетическая зона таких структур определяется шириной (d) ямы HgTe [1] (рис. 1). Это связано с тем, что зонная структура кристаллов HgTe является инвертированной, т.е. состояния валентной зоны находятся по энергии выше состояний зоны проводимости из-за сильного спин-орбитального взаимодействия, а барьеры Cd_xHg_{1-x}Te имеют нормальную зонную структуру (при $x > 0.2$). Поэтому в узких ямах ($d < 6.5$ нм) зонная структура нормальная, в широких ямах ($d > 6.5$ нм) зонная структура инвертированная. В ямах с критической толщиной ($d \approx d_c \approx 6.5$ нм) происходит переход от одной зонной структуры к другой, при этом ширина запрещенной зоны равна нулю. Изменение величины запрещенной зоны вблизи нуля в зависимости от ширины ям открывает большие возможности для применения таких структур в оптоэлектронике в терагерцовой области спектра. При облучении структур Cd_xHg_{1-x}Te/HgTe терагерцовым излучением обнаружены и подробно изучены эффекты поглощения [2–4], фотопроводимости [5–9] и фотоиндуцированных токов [10,11]. В то же время исследования излучения, возникающего при приложении электрического поля, в таких структурах не проводились. Такие исследования представляются интересными, поскольку излучение из квантовых ям с инвертированной зоной до настоящего времени не наблюдалось.

В данной работе обнаружено и исследовано терагерцовое излучение в ямах Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te/HgTe с инвертиро-

ванной зонной структурой. Для возбуждения излучения прикладывалось электрическое поле в плоскости ямы. В КЯ шириной $d \approx 6.5–7$ нм, имеющих узкую запрещенную зону, наблюдалось увеличение тока с ростом напряжения по закону $I \propto V^{5/2}$, что свидетельствует о механизме протекания тока, обусловленном зинеровским туннелированием [12]. В условиях зинеровского туннелирования обнаружено интенсивное терагерцовое (ТГц) излучение с поверхности образца, параллельной плоскости квантовых ям. Установлено, что интенсивность ТГц излучения растет линейно с ростом тока. Исследования спектра показали, что основной причиной появления излучения является электронно-дырочная межзонная рекомбинация. В ямах шириной 8 нм, в которых запрещенная зона достаточно велика, терагерцовое излучение имеет тепловую природу.

Исследования проводились на серии структур с одиночной квантовой ямой Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te при ширине квантовой ямы в пределах от 6.5 до 8 нм, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) [13,14]. Дополнительное легирование примесями в процессе роста структур не проводилось. Из осцилляций Шубникова–де-Гааза следует, что концентрация носителей в наших образцах равна $(1–2) \cdot 10^{10}$ см⁻², что соответствует энергии Ферми $\sim (4–8)$ мэВ. На рис. 1 показаны условная схема энергетических зон для ям шириной меньше (рис. 1, *a*) и больше (рис. 1, *b*) критической и зависимость энергии уровней размерного квантования от ширины КЯ (рис. 1, *c*) в структурах HgTe/Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te, рассчитанная в работе [2]. На рис. 1, *c*

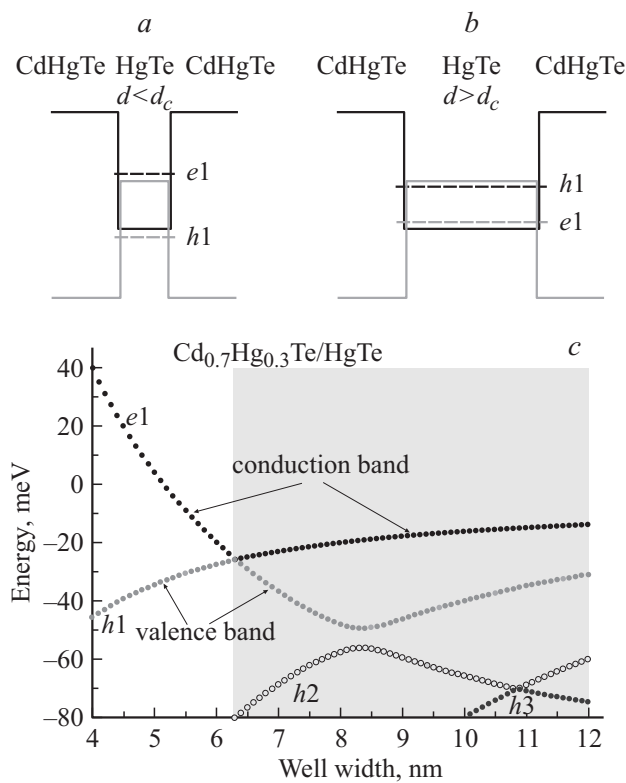


Рис. 1. Условная схема энергетических зон нормальной (*a*) и инвертированной (*b*) структуры и зависимость энергетического положения электронных и дырочных зон от ширины квантовой ямы Cd_{0.7}Hg_{0.3}Te/HgTe согласно [2] (*c*).

привидены зависимости для энергии нижней подзоны электронов (кривая *e1*) и трех подзон размерного квантования тяжелых дырок (*h2*, *h2*, *h3*). Видно, что, когда ширина ямы равна ~ 6.5 нм, энергетические уровни электронов и дырок совпадают. В КЯ шириной > 6.5 нм зонная структура является инвертированной (на рис. 1, *c* соответствует затемненной области), т.е. подзона электронов (*e1*) становится верхней подзоной в валентной зоне, а подзона тяжелых дырок (*h1*) становится нижней подзоной в зоне проводимости.

Как видно, энергия запрещенной зоны увеличивается от 0 до 30 мэВ с увеличением ширины ямы от 6.5 до 9 нм. Предварительно во всех образцах были проведены исследования циклотронного резонанса, что позволило оценить эффективные массы носителей и определить тип зонной структуры. Так, образцы с КЯ шириной 6.5 и 6.6 нм характеризуются близким к линейному закону дисперсии носителей заряда [3], а структуры с ямами шириной 7 и 8 нм имеют близкий к параболическому закон дисперсии вблизи дна зоны проводимости [2]. Образцы для измерений изготавливались в форме прямоугольника с размерами $\sim (2 \times 4)$ мм и снабжались контактами из индия, нанесенного на поверхность структур, расстояние между которыми L_{sample} составляло ~ 3 мм. Импульсы напряжения имели частоту от 10 Гц до 100 кГц и амплитуду до 300 В. Измерения проводились при тем-

пературе жидкого гелия ($T = 4.2$ К). Измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) структур, зависимости интенсивности излучения от приложенного напряжения и тока, а также спектры излучения. Для измерения интегральной интенсивности излучения использовался охлаждаемый жидким гелием приемник из германия, легированного галлием, имеющий максимум чувствительности вблизи 100 мкм (12.4 мэВ). Излучение регистрировалось в направлении, перпендикулярном плоскости КЯ. Для спектральных измерений использовались два типа спектрометров, стандартный фурье-спектрометр фирмы Bruker, а также непромышленный, step-scan фурье-спектрометр, описанный в работе [15], в которых применялись охлаждаемые жидким гелием кремниевые болометры с областью спектральной чувствительности от 0.6 до 40 мэВ.

Результаты измерения тока и интенсивности интегрального излучения для образца с ямой 6.5 нм представлены на рис. 2. Наблюдается плавная зависимость тока от напряжения, которая хорошо описывается степенным законом с показателем степени 5/2. Никакого порогового изменения тока с напряжением не наблюдалось.

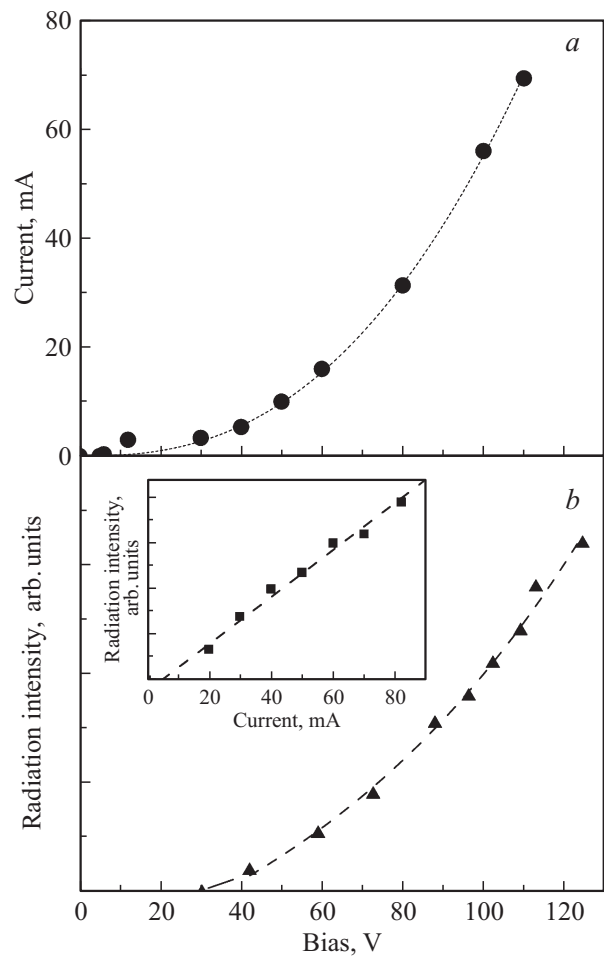


Рис. 2. Зависимость тока (*a*) и интенсивности интегрального ТГц излучения (*b*) от напряжения для структур с КЯ шириной 6.5 нм. На вставке — зависимость интенсивности ТГц излучения от тока.

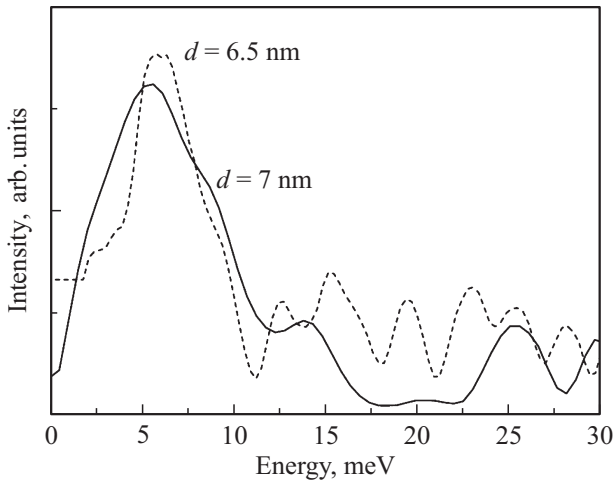


Рис. 3. Спектр излучения для структур с ямой шириной $d = 6.5$ и 7 нм вблизи температуры жидкого гелия.

В то же время измерения интегрального ТГц излучения (см. рис. 2, *b*) как функции напряжения выявили пороговый характер возникновения сигнала излучения. Видно, что излучение возникает при напряжениях > 20 В и в дальнейшем растет с напряжением также по степенному закону. Интересно отметить, что зависимость излучения от тока является линейной, как показано на вставке к рис. 2, *b*.¹

Спектральные измерения для ряда исследуемых образцов были затруднительны в силу малой интенсивности излучения. Достаточные для измерения спектра излучения величины сигнала были получены в структурах с шириной ям 6.5 и 7 нм. Характерный спектр ТГц излучения для КЯ шириной 6.5 нм при амплитуде импульса напряжения 106 В и амплитуде импульса тока 42 мА представлен на рис. 3. При этом интегральная мощность ТГц излучения была оценена как 28 нВт. Видно, что спектр ТГц излучения состоит из одиночной линии шириной ~ 4 мэВ с максимумом, соответствующим энергии 6.1 мэВ. Подобный спектр излучения был получен и для образца с ямой шириной 7 нм. Исследования показали, что форма спектральной линии немного менялась при использовании различных типов светоделителей в спектрометре Bruker, однако положение максимума оставалось постоянным и соответствовало 5.8 мэВ.

Интересные особенности излучения были выявлены при исследовании кинетики сигнала излучения. Измерения проводились германиевым фотоприемником с быстродействием не хуже 1 мкс. Временные зависимости амплитуды ТГц сигнала и тока через структуру для двух образцов с ямами 8 и 6.5 нм показаны на рис. 4, *a* и *b* соответственно. Масштаб вдоль оси ординат одинаковый, а вдоль оси абсцисс разный: на рис. 4, *a*

¹ Предварительные исследования показали, что в образце с ямой 6.6 нм возникает суперлинейная зависимость интенсивности излучения от тока, что может указывать на возникновение инверсной заселенности на переходах между зоной проводимости и валентной зоной.

одно деление соответствует 25 мкс, а на рис. 4, *b* — 5 мкс. Хорошо видно, что сигнал нарастает и спадает в обоих образцах с различными постоянными времени. Наши оценки показывают, что в яме 6.5 нм имеются две компоненты спада: быстрая с постоянной времени $\tau_1 = 1$ мкс и медленная с $\tau_2 \approx 30$ мкс. Такое поведение кинетики свидетельствует, что в яме с $d = 6.5$ нм имеются два различных механизма, ответственных за излучение, которые мы обсудим далее.

Все полученные результаты, такие как зависимости интенсивности ТГц излучения и тока в КЯ от напряже-

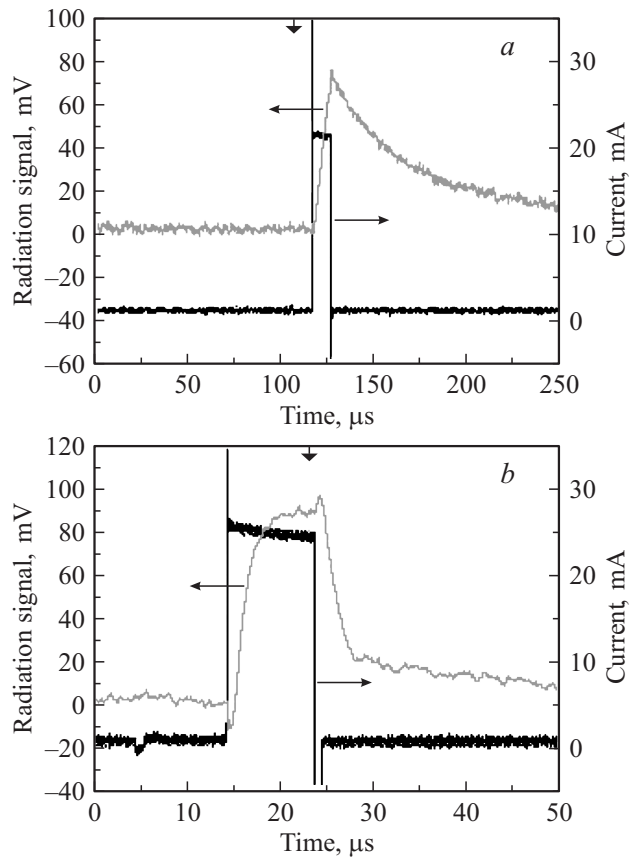


Рис. 4. Кинетика сигналов интенсивности ТГц излучения и тока в структурах с ямами шириной 8 (*a*) и 6.5 нм (*b*).

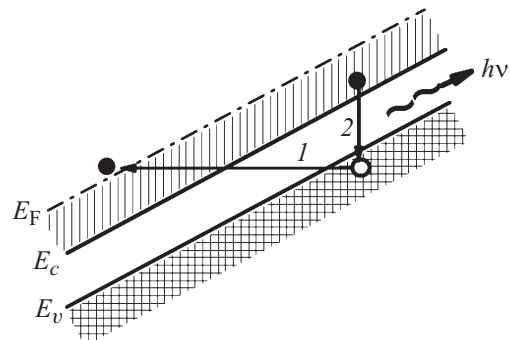


Рис. 5. Схематическая картина зинеровского туннелирования (1) и возникновения излучения на межзонных переходах (2).

ния, спектральные и временные зависимости излучения, отсутствие поляризации излучения, свидетельствуют о том, что излучение в образцах с КЯ шириной 6.5 и 7 нм связано с межзонными переходами. На рис. 5 представлена схематическая картина, объясняющая появление межзонного излучения. При приложении электрического напряжения к образцу энергетические зоны наклоняются в координатном пространстве пропорционально напряжению. При небольших смещениях могут происходить переходы электронов внутри зоны проводимости: из состояний ниже уровня Ферми в состояния выше уровня Ферми. Эти переходы не приводят к возникновению межзонного излучения, но дают вклад в протекание тока и способствуют разогреву электронов, что может вызвать ТГц излучение, связанное с непрямыми внутризонными переходами электронов с испусканием фотонов и рассеянием на фононах и примесях.² При достижении некоторого критического смещения V_{th} возникает зинеровское туннелирование (стрелка 1), при котором носители из валентной зоны E_v получают возможность переходить на свободные состояния в зоне проводимости E_c . Очевидно, что величина V_{th} определяется суммой энергии Ферми E_F и ширины запрещенной зоны E_g . Можно написать выражение для электрического поля F_{ext} , при котором станет возможно туннелирование прямо из валентной зоны в зону проводимости: $qL_x F_{ext} \geq (E_F + E_g)$. Это выражение удобно представить в виде, куда входит пороговое напряжение $qL_x (V_{th}/L_{sample}) \geq (E_F + E_g)$. Здесь L_x — некоторая характерная длина, которую можно определить, используя экспериментально измеренное значение V_{th} ; как показывают наши измерения, эта величина совпадает с длиной свободного пробега, определенной из подвижности электронов. Таким образом, для возникновения зинеровского туннелирования электроны на длине свободного пробега должны набрать в электрическом поле энергию, превышающую $(E_F + E_g)$. С началом зинеровского туннелирования появляются дырки в валентной зоне, что приводит к возникновению межзонного излучения. Как видно из рис. 5, в переходах в валентную зону могут принимать участие электроны с энергиями в полосе до E_F из состояний в зоне проводимости. При этом в спектре излучения должна наблюдаться линия излучения шириной порядка энергии Ферми электронов. Также на ширину линии излучения может влиять флуктуация ширины запрещенной зоны из-за неизбежной флуктуации ширины квантовой ямы. Этими двумя факторами, скорее всего, и обуславливается наблюдаемая форма спектров ТГц электролюминесценции (см. рис. 3). При дальнейшем увеличении напряжения в такой схеме число электронов и дырок быстро возрастает, поэтому ток и излучение должны расти суперлинейно с напряжением, что находится в согласии с экспериментальными данными, представленными на рис. 2.

² Этот механизм можно представить как излучение при туннелировании, когда начальное состояние превышает энергию конечного состояния и излишек энергии передается фотону.

Предложенная схема возникновения зинеровского туннелирования (рис. 5) хорошо согласуется с измеренными вольт-амперными характеристиками. Теоретический расчет ВАХ для квантовых ям HgTe [16] дает степенную зависимость тока от напряжения, подобную той, что получена в наших экспериментах. Отметим, что монотонный характер ВАХ позволяет исключить процессы ударной ионизации за счет межзонного пробоя в наших экспериментах. В то же время важно отметить, что степенные зависимости ВАХ (с различными показателями степени) могут возникнуть и в случае токов, ограниченных объемным зарядом, когда нет туннелирования, а имеется высокоомный кристалл с инжектируемыми контактами. При этом инжекция носителей может приводить к возникновению ТГц излучения в полупроводниковых структурах [17]. Указанием на то, что инжекция электронов из контактов не является причиной появления ТГц излучения в данных образцах, может служить факт отсутствия быстрой компоненты в кинетике излучения (а значит, и быстрой межзонной излучательной рекомбинации) в квантовых ямах шириной 8 нм с широкой запрещенной зоной. Широкая запрещенная зона не влияет на инжекционные токи, но затрудняет появление зинеровского туннелирования, для которого в этом случае требуются значительно более сильные электрические поля, чем применялись в нашем эксперименте.

Измерения ТГц излучения в яме шириной 7 нм показали хорошее соответствие измеренной величины максимума в спектре излучения и энергии запрещенной зоны (~ 6 мэВ). Интересно, что и в номинально бесщелевой структуре с ямой 6.5 нм наблюдается линия в спектре излучения с энергией 6 мэВ. Можно предложить несколько объяснений этому. Во-первых, как уже упоминалось, даже если щель равна 0, в зоне проводимости есть широкое распределение электронов по энергии. Все они могут перейти в нижние состояния с испусканием фотона. Максимум энергии ТГц излучения будет приходиться на энергию порядка энергии Ферми, а ширина линии будет порядка энергии Ферми. Во-вторых, можно было бы предположить, что, поскольку разница в толщинах 6.5 и 7 нм меньше постоянной решетки 0.6 нм, в реальности две структуры, имеющие разброс по толщине в 1–2 монослоя, имеют схожие параметры и соответственно близкое строение энергетических зон. Это предположение, по-видимому, неправильное, поскольку, согласно измерениям циклотронного резонанса в яме шириной 6.5 нм, выполняется линейный закон дисперсии носителей заряда [3], а яма 7 нм имеет параболический закон дисперсии вблизи дна зоны [2]. Наконец, отметим, что хотя номинально КЯ с шириной 6.5 нм является бесщелевой, однако из-за антипересечения уровней открывается щель в энергетическом спектре величиной несколько мэВ [18]. Возможно, что появление такой щели и наблюдается в спектре излучения.

Наличие длинновременной компоненты в кинетике сигнала свидетельствует, что наряду с межзонными переходами также имеется вклад теплового излучения,

связанного с нагревом решетки при протекании тока через образец. Интенсивность такого излучения слабее излучения, связанного с межзонными переходами, что соответствует данным, приведенным на рис. 4, *b*. Для образца с ямой 8 нм спектр излучения получить не удалось. Анализируя данные кинетики сигнала излучения, можно сделать вывод, что наблюдаемое в этих КЯ излучение имеет только тепловую природу и не связано с межзонными переходами. Это объяснение согласуется с тем, что ширина запрещенной зоны в таких ямах превышает 20 мэВ и зинеровское туннелирование в этом случае отсутствует, поскольку использовавшиеся значения электрического напряжения, по-видимому, были ниже порогового напряжения.

В заключение отметим, что в работе впервые наблюдалось терагерцовое излучение при электрической накачке квантовых ям $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}/\text{HgTe}$ с инвертированной зонной структурой. Установлено, что в сильном продольном электрическом поле в ямах с толщинами вблизи критической ТГц излучение обусловлено электронно-дырочной рекомбинацией и вызывается межзонными переходами, возникающими в результате зинеровского туннелирования при превышении порогового напряжения. Вероятно, имеет место также и вклад теплового излучения. Проведенные исследования могут послужить базой для разработки нового типа терагерцового лазера на межзонных переходах в материалах на основе HgTe .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 13-02-00326, 13-02-12203 и 14-02-00121) и Министерства образования и науки Российской Федерации (государственное задание).

Список литературы

- [1] B. Büttner, C.X. Liu, G. Tkachov, E.G. Novik, C. Brüne, H. Buhmann, E.M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S.C. Zhang, L.W. Molenkamp. *Nature Phys.*, **7**, 418 (2011).
- [2] M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita, C. Consejo, J. Torres, N. Dyakonova, M. Czapkiewicz, J. Wróbel, G. Grabecki, N. Mikhailov, S. Dvoretzki, A. Ikonnikov, K. Spirin, V. Aleshkin, V. Gavrilenko, W. Knap. *Phys. Rev. B*, **86**, 205 420 (2012).
- [3] J. Ludwig, Yu.B. Vasilyev, N.N. Mikhailov, J.M. Poumirol, Z. Jiang, O. Vafek, D. Smirnov. *Phys. Rev. B*, **89**, 241 406(R) (2014).
- [4] M. Pakmehr, C. Bruene, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, A.V. Stier, B.D. McCombe. *Phys. Rev. B*, **90**, 235 414 (2014).
- [5] C. Stellmach, G. Vasile, A. Hirsch, R. Bonk, Yu.B. Vasilyev, G. Hein, C.R. Becker, G. Nachtwei. *Phys. Rev. B*, **76**, 035 341 (2007).
- [6] Yu.B. Vasilyev, F. Gouider, M. Bugar, G. Nachtwei, J. Koene-mann, C. Bruene, H. Buhmann. *Phys. Status Solidi B*, **247**, (6), 1495 (2010).
- [7] А.В. Иконников, А.А. Ластовкин, К.Е. Спирин, М.С. Жолудев, В.В. Румянцев, К.В. Маремьянин, А.В. Антонов, В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, Ю.Г. Садофьев, N. Samal. *Письма ЖЭТФ*, **92**, 837 (2010).
- [8] F. Gouider, G. Nachtwei, C. Brüne, H. Buhmann, Yu.B. Vasilyev, M. Salman, J. Könnemann, P.D. Buckle. *J. Appl. Phys.*, **109**, 013 106, (2011).
- [9] Ю.Б. Васильев, Н.Н. Михайлов, F. Gouider, Г.Ю. Васильева, G. Nachtwei. *ФТП*, **46**, 673 (2012).
- [10] C. Zoth, P. Olbrich, P. Vierling, K.-M. Dantscher, V.V. Bel'kov, M.A. Semina, M.M. Glazov, L.E. Golub, D.A. Kozlov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzki, S.D. Ganichev. *Phys. Rev. B*, **90**, 205 415 (2014).
- [11] K.-M. Dantscher, D.A. Kozlov, P. Olbrich, C. Zoth, P. Faltermeier, M. Lindner, G.V. Budkin, S.A. Tarasenko, V.V. Bel'kov, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzki, D. Weiss, B. Jenichen, S.D. Ganichev. *Phys. Rev. B*, **92**, 165 314 (2015).
- [12] C. Zener. *Proc. Royal Soc. (London)*, **145**, 523 (1934).
- [13] Yu.G. Sidorov, S.A. Dvoretzki, M.V. Yakushev, N.N. Mikhailov, V.S. Varavin, V.I. Liberman. *Thin Sol. Films*, **306**, 253 (1997).
- [14] S. Dvoretzki, N. Mikhailov, Yu. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, S. Ganichev. *J. Electron. Mater.*, **39**, 918 (2010).
- [15] Н.Н. Зиновьев, А.В. Андрианов, В.Ю. Некрасов, Л.В. Беляков, О.М. Сресели, Г. Хилл, Дж.М. Чемберлен. *ФТП*, **36**, 234 (2002).
- [16] M. Lasia, E. Prada, L. Brey. *Phys. Rev. B*, **85**, 245 320 (2012).
- [17] A.V. Andrianov, J.P. Gupta, J. Kolodzey, V.I. Sankin, A.O. Zakhar'in, Yu.B. Vasilyev. *Appl. Phys. Lett.*, **103**, 221 101 (2013).
- [18] S.A. Tarasenko, M.V. Durnev, M.O. Nestoklon, E.L. Ivchenko, Jun-Wei Luo, Alex Zunger. *Phys. Rev. B*, **91**, 081 302 (2015).

Редактор Л.В. Шаронова

Terahertz radiation from $\text{CdHgTe}/\text{HgTe}$ quantum wells with inverted band structure

Yu.B. Vasilyev⁺, N.N. Mikhailov^{*o}, G.Yu. Vasilyeva^{+‡}, Yu.L. Ivanov⁺, A.O. Zakhar'in⁺, A.V. Andrianov⁺, L.E. Vorobiev[‡], D.A. Firsov[‡], M.N. Grigoriev[#], A.V. Antonov[•], A.V. Ikonnikov[•], V.I. Gavrilenko[•]

⁺ Ioffe Institute,

194021 St. Petersburg, Russia

^{*} A.V. Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

[‡] Peter the Great Polytechnic University,

195251 St. Petersburg, Russia

[#] D.F. Ustinof Baltic State Technical University

„Voenmeh“,

190005 St. Petersburg, Russia

[•] Institute for Physics of Microstructures,

Russian Academy of Sciences,

603950 Nizhny Novgorod, Russia

^o Novosibirsk State University,

630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Terahertz emission from $\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}/\text{HgTe}$ quantum wells with an inverted band structure in lateral electric fields is experimentally observed and investigated. In 6.5–7 nm wells the emission spectra have maxima around energy of 6 meV that corresponds to interband optical transitions. The excitation mechanism is attributed to Zener tunneling that is evident from characteristic power-law current–voltage dependences.