Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 9, с. 616 – 621

Особенности “вакансионной” фотопроводимости в бесщелевых и узкозонных структурах кадмий–ртуть–теллур

А. В. Иконников[a], В. В. Румянцев[b,c], С. Н. Чмырь[a], М. С. Жолудев[d], В. Я. Алешкин[b,c], Н. Н. Михайлов[e,f], С. А. Дворецкий[e,g], В. И. Гавриленко[b,c1)]

[a] *Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[b] *Институт физики микроструктур РАН, 603087 Н. Новгород, Россия*

[c] *Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия*

[d] *ООО “Яндекс.Технологии”, 119021 Москва, Россия*

[e] *Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[f] *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

[g] *Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия*

Поступила в редакцию 15 декабря 2025 г.
После переработки 23 марта 2026 г.
Принята к публикации 24 марта 2026 г.

Исследованы спектры длинноволновой инфракрасной фотопроводимости в эпитаксиальных пленках твердых растворов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с малой (от нуля до ~ 10 мэВ) шириной запрещенной зоны при температуре жидкого гелия. Благодаря тому, что в таких условиях все двухзарядные вакансии ртути являются нейтральными, среди оптических переходов в резонансные состояния акцепторов в зоне проводимости удалось идентифицировать линии, не связанные с однократно ионизованными вакансиями ртути. Приложение магнитного поля приводит к появлению/увеличению ширины запрещенной зоны и трансформации резонансных состояний акцепторов в локализованные, что влечет многократное уменьшение амплитуды линий в спектрах фотопроводимости из-за большой разницы подвижности носителей заряда в зоне проводимости и в валентной зоне.

DOI: 10.7868/S3034576626050043

Самым распространенным дефектом в твердых растворах HgCdTe (кадмий–ртуть–теллур, КРТ) являются вакансии ртути, возникновение которых обусловлено слабостью химической связи Hg–Te [1]. Вакансии ртути являются центрами безызлучательной рекомбинации Шокли–Рида–Холла, которые во многих случаях определяют время жизни неравновесных носителей в фотоприемниках среднего инфракрасного (ИК) диапазона на основе КРТ [2] и в лазерах длинноволновой части среднего ИК диапазона на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe [3]. Вакансия ртути является двухзарядным акцептором, поскольку атом ртути при встраивании в кристаллическую решетку КРТ отдает в валентную зону два электрона. В литературе приводятся достаточно противоречивые данные об энергиях связи дырки на вакансиях (см., например, [4–13]), однако в большинстве работ приводятся значения 10–12 мэВ (по-видимому, подразумевается энергия отрыва первой дырки). Представляется, что для определения энергии связи наиболее прямым методом здесь, как и в случае элементарных и бинарных полупроводников (см., например, [14]), мог бы являться метод абсорбционной или фотоэлектрической спектроскопии в дальнем ИК диапазоне. Известна единственная работа [15], в которой в спектрах пропускания образцов $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с долей кадмия $x = 0.2{-}0.4$ при низкой температуре наблюдалась линия поглощения при энергиях кванта $\hbar\omega \approx 10$ мэВ, связываемая с фотовозбуждением вакансии ртути. Позднее в работе авторов настоящей статьи методами фотоэлектрической спектроскопии в дальнем ИК диапазоне в аналогичных эпитаксиальных структурах, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и подвергнутых отжигу в атмосфере инертного газа с целью

1) e-mail: gavr@ipmras.ru

увеличения концентрации вакансий ртути, были обнаружены линии/полосы фотопроводимости (ФП) в области энергий квантов около 10 мэВ (линия 1) и 20 мэВ (линия 2) [16]. Эти линии связывались с фотовозбуждением соответственно нейтральных и однократно ионизованных вакансий ртути, на что указывало то обстоятельство, что линия 2 (в отличие от линии 1) присутствовала в спектрах ФП всех исследованных образцов. При компенсации акцепторов остаточными донорами (концентрация которых составляет не менее нескольких единиц 10^{14} см$^{-3}$ во всех выращенных структурах и не изменяется при отжигах) в первую очередь должна уменьшаться концентрация более мелких акцепторов, в данном случае нейтральных вакансий, которые при захвате одного электрона превращаются в однократно ионизированные вакансии. Выполненные в работе [16] расчеты энергий связи таких центров в рамках модели Латтинжера показали, что линиям 1 и 2 могут соответствовать энергии ионизации соответственно гелиоподобного (нейтральная вакансия) и водородоподобного (однократно ионизованная вакансия) кулоновских центров с отрицательным зарядом ядра $-2e$ (e – элементарный заряд) и положительным (отталкивающим) потенциалом центральной ячейки, одинаковым для нейтральной и однократно ионизованной вакансии. Потенциал центральной ячейки возникает вследствие деформации кристаллической решетки, приводящей к возникновению дополнительной плотности заряда вблизи акцептора. В работе [17] сообщалось о наблюдении в спектрах длинноволновой ИК фотолюминесценции неотожженных твердых растворов КРТ n-типа линий, близких по положению к линиям 1 и 2 в спектрах ФП и связываемых с излучательной рекомбинацией захваченных на возбужденные состояния акцепторов дырок, возникающих при межзонном оптическом возбуждении образца. Наконец, в работе [18] были выполнены расчеты волновых функций состояний вакансий и матричных элементов оптических переходов с основного на возбужденные состояния. Было показано, что среди мелких возбужденных уровней как нейтральной, так и однократно ионизованной вакансии имеются состояния, сформированные на 50 % состояниями легких дырок с большими матричными элементами для оптических переходов с основного состояния (почти на порядок больше, чем для соседних мелких уровней, сформированных преимущественно состояниями тяжелых дырок) с энергиями 0.42 и 1.1 мэВ соответственно. Таким образом, наблюдаемые линии 1 и 2 в спектрах ФП связывались с переходами дырок с основного на мелкие возбужденные состояния вакансий (откуда они термически возбуждаются в валентную зону), а не с переходами в континуум валентной зоны, которые должны приводить к гораздо более широкой полосе в спектре ФП. Отметим, что в вышеупомянутых работах исследования выполнялись на образцах твердых растворов КРТ с составами, в которых ширина запрещенной зоны кратно превышала энергии ионизации акцепторов. Настоящая работа посвящена исследованиям ФП в образцах с малой (вплоть до нулевой) шириной запрещенной зоны, когда основные состояния акцепторов попадают в континуум зоны проводимости, т.е. становятся резонансными.

При низких (гелиевых) температурах доля кадмия в твердых растворах КРТ, соответствующая переходу в бесщелевое состояние, близка к 16 %. В работе исследовались две эпитаксиальные структуры $Hg_{1-x}Cd_xTe$, выращенные методом МЛЭ на полуизолирующих подложках GaAs(013) с тонким буферным слоем ZnTe и толстым релаксированным слоем CdTe [19]. Активный слой структуры толщиной 3.5–4 мкм был окружен варизонными слоями КРТ. Намеренного легирования не проводилось, после роста структуры имели электронный тип проводимости. “Паспортные” значения доли кадмия в структурах составляли 0.126 (структура # 1) и 0.175 (структура # 2), что соответствует нулевой ширине запрещенной зоны $E_g = 0$ в первом случае и $E_g \sim 10$ мэВ при температурах вблизи температуры жидкого гелия. Характеризация структур включала определение температурных зависимостей концентрации электронов из измерений эффекта Холла. Спектры ФП измерялись при температуре 4.2 К с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 70v. Спектральное разрешение составляло 4 см$^{-1}$. В качестве источника излучения использовался глобар, в качестве светоделителя – Mylar Multilayer [20]. Образцы размером 5×5 мм^2 с полосковыми индиевыми контактами по краям размещались в заливном гелиевом криостате со сверхпроводящим соленоидом с магнитным полем до 6 Тл и оптическим окном из черного полиэтилена. Измерения проводились в конфигурации Фарадея.

На рисунке 1 представлены температурные зависимости концентрации электронов. В образце # 2 с малой шириной запрещенной зоны в области низких температур просматривается участок “примесной” проводимости, когда концентрация $n \approx 2 \cdot 10^{14}$ см$^{-3}$ определяется остаточными мелкими донорами, а выше 10 К в образце доминирует собственная проводимость. В образце на основе полупроводника с нулевой запрещенной зоной концентрация электронов выше

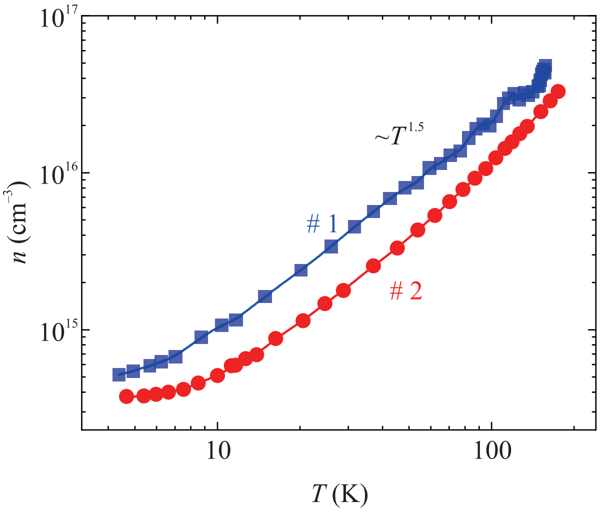

Рис. 1. (Цветной онлайн) Температурные зависимости концентрации электронов в исследуемых образцах # 1 (с нулевой шириной запрещенной зоны) и # 2

и почти сразу возрастает с температурой по закону, близкому к $\sim T^{3/2}$.

На рисунке 2 представлены спектры длинноволновой ИК ФП в обоих образцах, измеренные в магнитных полях до 6 Тл. В спектрах ФП в нулевом магнитном поле присутствуют линии/полосы 1–4, наблюдавшиеся в работе [16] в образцах p-типа $\mathrm{Hg}_{1-x}\mathrm{Cd}_x\mathrm{Te}$ с долей кадмия $x \geq 0.2$ (выделены серыми полосами). Минимумы вблизи 120 и 150 см$^{-1}$ (вертикальные штриховые линии) обусловлены поглощением излучения на HgTe-подобных и CdTe-подобных оптических фононах соответственно. В работе [16] в структурах с шириной запрещенной зоны более 38 мэВ (>300 см$^{-1}$) спектральные особенности 1 и 2 связывались с фотовозбуждением соответственно нейтральных и однократно ионизованных вакансий ртути, линия 3 – с фотовозбуждением более глубокого акцептора, предположительно, вакансии ртути, "заполненной" атомом с большой электроотрицательностью (например, кислородом). Особенность 4 наблюдалась только в структурах, выращенных на подложках GaAs, и отсутствовала в структурах на подложках из неполярного материала (Si). Она, очевидно, связана с резонансным усилением фоновой ФП за счет эффективного отражения излучения от подложки в области остаточных лучей GaAs. Что касается донорных примесей, следует ожидать, что их состояния будут крайне мелкими (менее 1 мэВ) из-за малой эффективной массы в зоне проводимости. В магнитооптических экспериментах доноры в HgCdTe проявляют себя лишь как слабая особенность на линии циклотронного резонанса электронов [21].

Приложение магнитного поля приводит к появлению выраженной "красной" границы ФП в образце # 1 (вертикальные стрелки на рис. 2a) вследствие раскрытия щели в энергетическом спектре структуры, которая практически линейно растет с магнитным полем вплоть до 17 мэВ в поле 6 Тл. Также на рис. 2a в магнитных полях 2.5–6 Тл видна отмеченная треугольниками спектральная особенность ФП, смещающаяся с ростом поля в область больших энергий, которая связывается с переходом между уровнями Ландау $-2 \rightarrow -1$. В образце # 2 (рис. 2b) приложение магнитного поля приводит к смещению "красной" границы ФП с ~ 10 до ~ 50 мэВ в поле 6 Тл.

Сопоставление результатов расчетов уровней Ландау [22] и данных измерений показывает удовлетворительное согласие ожидаемых из теории энергий переходов для составов, указанных в паспортах структур, с наблюдаемыми особенностями на спектрах. На рисунке 3 квадратными символами представлены зависимости спектрального положения красной границы ФП от магнитного поля, а сплошными линиями на рис. 3 показаны рассчитанные (см. [22]) зависимости энергетического расстояния между уровнями Ландау с номерами -1 тяжелых дырок в валентной зоне и 0 в зоне проводимости, соответствующие разрешенному межзонному магнитооптическому переходу с наименьшей энергией. Расчеты выполнены для долей Cd в твердом растворе $x = 0.112$ и $x = 0.120$ для образца # 1 и $x = 0.171$ и $x = 0.175$ для образца # 2. Для образца # 1 расчет величины эффективной массы на дне зоны проводимости в соответствии с [22] дает значение $m^* = 0.008 m_0$ (m_0 – масса свободного электрона), что позволяет оценить энергию Ферми в образце # 1 (для концентрации $n = 5.2 \cdot 10^{14}$, см. рис. 1) $E_\mathrm{F} = \hbar^2(3\pi^2 n)^{2/3}/2m^* = 3$ мэВ.

В материале с нулевой щелью уровни водородоподобных акцепторов попадают в зону проводимости и становятся резонансными состояниями. В слабо легированном материале n-типа уровень Ферми находится вблизи края зоны проводимости, что делает возможным наблюдение переходов в основное резонансное состояние таких нейтральных акцепторов в спектрах ФП. Однако в случае двойного, гелиоподобного акцептора последний не может в материале n-типа с нулевой щелью находиться в однократно ионизованном состоянии, так как энергия связи (около 20 мэВ в HgCdTe) многократно превышает энергию Ферми. В этом случае все двойные акцепторы будут находиться в нейтральном зарядовом состоянии. Таким образом, наблюдение интенсивной линии 2 в спектрах ФП твердого раствора HgCdTe с нуле-

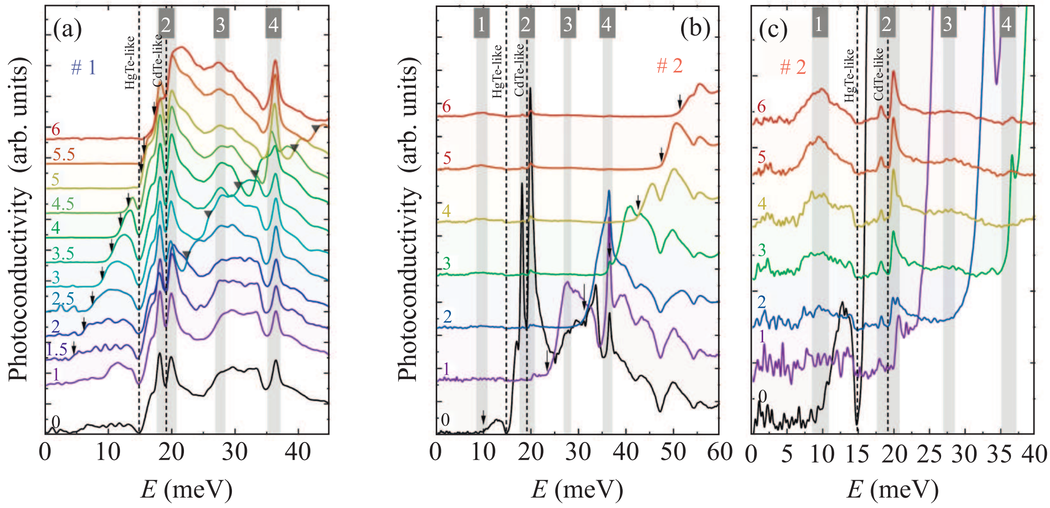

Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры ФП образцов $\#\,1$ (a) и $\#\,2$ (b), (c) в магнитных полях до 6 Тл. Цифрами около кривых указана индукция магнитного поля в Тл. Символами показаны положения края фундаментального поглощения (вертикальные стрелки на панелях (a) и (b), переход $-1 \to 0$) и перехода $-2 \to -1$ (треугольники на панели (a)) между уровнями Ландау тяжелых дырок валентной зоны и электронов зоны проводимости, см. [22]

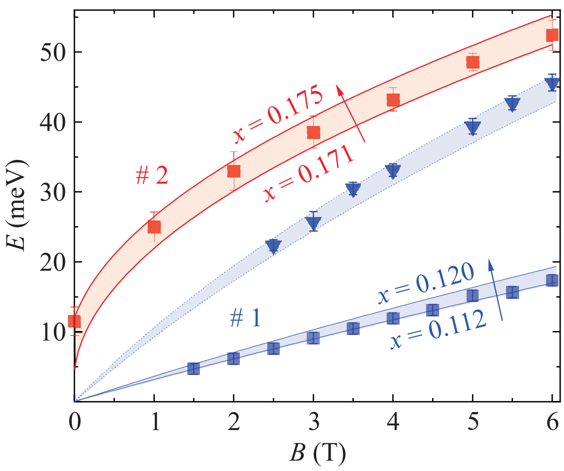

Рис. 3. (Цветной онлайн) Символы: зависимости от магнитного поля положения середины длинноволнового фронта ФП (квадраты) и перехода, отмеченного треугольниками на спектре ФП на рис. 2a (треугольники). Сплошные линии – рассчитанные значения энергии перехода между уровнями Ландау -1 тяжелых дырок и 0 в зоне проводимости, точечные – перехода $-2 \to -1$ для различных составов твердого раствора.

вой запрещенной зоной (рис. 2a) однозначно указывает на то, что эта линия связана с фотовозбуждением однозарядного акцептора, возможно, комплекса, связанного с вакансией ртути.

В образце $\#\,2$ “акцепторные” линии 2 и 3 в спектре ФП (рис. 2b, c) также соответствуют переходам в резонансные состояния. В этом образце увеличения магнитного поля до 6 Тл оказывается достаточно для смещения “красной” границы ФП за область энергий квантов, соответствующих линиям 1–4. Как видно из рис. 2b, приложение магнитного поля приводит к последовательному “отрезанию” спектральных особенностей, связываемых с переходами из валентной зоны в резонансные состояния акцепторов, попадающих в континуум зоны проводимости. В то же время в сильных магнитных полях на рис. 2b просматривается возникновение слабых спектральных особенностей в области энергий квантов, меньших ширины запрещенной зоны. В увеличенном масштабе эти спектры представлены на рис. 2c. Видно, что с ростом магнитного поля/ширины запрещенной зоны последовательно возникают резонансные спектральные особенности 1, 2, 3 и 4, интенсивность которых насыщается с ростом магнитного поля. Поскольку линии 1–3 так или иначе связаны с фотовозбуждением акцепторов, это означает, что их суммарная концентрация в образце $\#\,2$ превышает концентрацию остаточных доноров, и с ростом ширины запрещенной зоны в структуре происходит конверсия типа проводимости из n- в p-тип. В нулевом магнитном поле ФП обусловлена оптическими переходами электронов в резонансные состояния акцепторов, откуда они быстро рассеиваются в зону проводимости. В сильном же магнитном поле фотоотклик связан с переходами дырок между локализованными основным и мелким возбужденным состояниями акцепторов и последующим термическим возбуждением в валентную зону, где электрический транспорт обусловлен преимущественно тяжелыми дырками с большой эффективной массой $\sim 0.4m_0$. Таким образом, зарядовое состояние акцепторов, связанных с наблюдаемыми линиями не меняется, но механизм возникновения линий ФП оказывается разным (см. также схему в работе [20]). Соотношение интенсивностей линий без поля и в сильном магнитном поле (~ 50 для линии 2) дает оценку сверху на отношение подвижности носителей заряда в зоне проводимости и в валентной зоне образца.

Таким образом, в работе исследованы спектры низкотемпературной длинноволновой ИК ФП в твердых растворах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с шириной запрещенной зоны от 0 до 10 мэВ. Показано, что наблюдавшиеся ранее в более широкозонных образцах ($x \geq 0.2$) линии, обусловленные оптическими переходами между локализованными основным и возбужденным состояниями акцепторов, присутствуют также в спектрах ФП исследуемых образцов. Последнее указывает на то, что среди наблюдаемых акцепторов нет однократно ионизованной вакансии ртути, как предполагалось ранее. При приложении магнитного поля продемонстрирована трансформация резонансных состояний акцепторов в локализованные, сопровождающаяся многократным уменьшением амплитуды линий ФП, что обусловлено большой разницей подвижности носителей заряда в зоне проводимости и в валентной зоне.

Авторы выражают благодарность Т. А. Уаман Светиковой за помощь в измерении спектров ФП.

Финансирование работы. Экспериментальные исследования фотопроводимости и концентрации носителей выполнены при поддержке Российского научного фонда (грант # 22-12-00298-П). Разработка программного обеспечения для расчетов уровней Ландау выполнена в рамках государственного задания Института прикладной физики РАН (проект # FFUF-2024-0019).

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

1. D. T. Cheung, "An overview on defect studies in MCT", J. Vac. Sci. Technol. A **3**, 128 (1985).
2. A. Rogalski, "HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook", Rep. Prog. Phys. **68**, 2267 (2005).
3. V. V. Rumyantsev, K. A. Mazhukina, V. V. Utochkin, K. E. Kudryavtsev, A. A. Dubinov, V. Ya. Aleshkin, A. A. Razova, D. I. Kuritsin, M. A. Fadeev, A. V. Antonov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretsky, V. I. Gavrilenko, F. Teppe, S. V. Morozov, "Optically pumped stimulated emission in HgCdTe-based quantum wells: Toward continuous wave lasing in very long-wavelength infrared range", Appl. Phys. Lett. **124**, 161111 (2024).
4. W. Scott, E. L. Stelzer, and R. J. Hager, "Electrical and far-infrared optical properties of p-type $Hg_{1-x}Cd_xTe$", J. Appl. Phys. **47**, 1408 (1976).
5. C. W. Myles, P. F. Williams, R. A. Chapman, and E. G. Bylander, "Identification of defect centers in $Hg_{1-x}Cd_xTe$ using their energy level composition dependence", J. Appl. Phys. **57**, 5279 (1985).
6. Z. Kučera, P. Hlidek, P. Höschl, V. Koubele, V. Prosser, and M. Zvára, "Magneto-Optical Spectroscopy of p-Type $Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te$", Phys. Status Solidi B **158**, K173 (1990).
7. C. L. Littler, "Magnetooptical investigation of impurity and defect levels in HgCdTe alloys", J. Vacuum Sci. Technol. A **8**, 1133 (1990).
8. B. Li, Y. Gui, Z. Chen, H. Ye, J. Chu, S. Wang, R. Ji, and L. He, "Study of impurity states in p-type $Hg_{1-x}Cd_xTe$ using far-infrared spectroscopy", Appl. Phys. Lett. **73**, 1538 (1998).
9. F. Yue, J. Wu, and J. Chu, "Deep/shallow levels in arsenic-doped HgCdTe determined by modulated photoluminescence spectra", Appl. Phys. Lett. **93**, 131909 (2008).
10. J. Shao, L. Chen, W. Lu, X. Lu, L. Zhu, S. Guo, L. He, and J. Chu, "Backside-illuminated infrared photoluminescence and photoreflectance: Probe of vertical nonuniformity of HgCdTe on GaAs", Appl. Phys. Lett. **96**, 121915 (2010).
11. F. Gemain, I. C. Robin, M. De Vita, S. Brochen, and A. Lusson, "Identification of the double acceptor levels of the mercury vacancies in HgCdTe", Appl. Phys. Lett. **98**, 131901 (2011).
12. F. Gemain, I. C. Robin, S. Brochen, P. Ballet, O. Gravrand, and G. Feuillet, "Arsenic complexes optical signatures in As-doped HgCdTe", Appl. Phys. Lett. **102**, 142104 (2013).
13. F. Gemain, I. C. Robin, and G. Feuillet, "Composition dependence of the mercury vacancies energy levels in HgCdTe: Evolution of the "negative-U" property", J. Appl. Phys. **114**, 213706 (2013).
14. A. K. Ramdas and S.Rodrigues, "Spectroscopy of the solid-state analogues of the hydrogen atom: donors and acceptors in semiconductors", Rep. Prog. Phys. **44**, 1297 (1981).
15. B. Li, Y. Gui, Z. Chen, H. Ye, J. Chu, S. Wang, R. Ji, and L. He, "Study of impurity states in p-type $Hg_{1-x}Cd_xTe$ using far-infrared spectroscopy", Appl. Phys. Lett. **73**, 1538 (1998).
16. V. V. Rumyantsev, D. V. Kozlov, S. V. Morozov, M. A. Fadeev, A. M. Kadykov, F. Teppe, V. S. Varavin, M. V. Yakushev, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, and V. I. Gavrilenko, "Terahertz photoconductivity of double acceptors in narrow gap HgCdTe epitaxial films grown by molecular beam epitaxy on GaAs(013) and Si(013) substrates", Semicond. Sci. Technol. **32**, 095007 (2017).

17. Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, С. В. Морозов, А. М. Кадыков, М. А. Фадеев, М. С. Жолудев, В. С. Варавин, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко, Ф. Тепп, “Терагерцевая фотолюминесценция двойных акцепторов в объемных эпитаксиальных слоях HgCdTe и гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами”, ЖЭТФ **154**, 1226 (2018) [D. V. Kozlov, V. V. Rumyantsev, S. V. Morozov, A. M. Kadykov, M. A. Fadeev, M. S. Zholudev, V. S. Varavin, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, V. I. Gavrilenko, and F. Teppe, “Terahertz Photoluminescence of Double Acceptors in Bulky Epitaxial HgCdTe Layers and HgTe/CdHgTe Structures with Quantum Wells”, JETP **127**, 1125 (2018)].
18. Д. В.Козлов, Т. А.Уаман Светикова, А. В. Иконников, В. В. Румянцев, А. А. Разова, М. С. Жолудев, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко, С. В. Морозов, “Фототермическая ионизационная спектроскопия вакансий ртути в эпитаксиальных пленках HgCdTe”, Письма в ЖЭТФ **113**, 399 (2021) [D. V. Kozlov, T. A. Uaman Svetikova, A. V. Ikonnikov, V. V. Rumyantsev, A. A. Razova, M. S. Zholudev, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretskii, V. I. Gavrilenko, and S. V. Morozov, “Photothermal Ionization Spectroscopy of Mercury Vacancies in HgCdTe Epitaxial Films”, JETP Lett. **113**, 402 (2021)].
19. V. S. Varavin, V. V. Vasiliev, S. A. Dvoretsky, N. N. Mikhailov, V. N. Ovsyuk, Yu. G. Sidorov, A. O. Suslyakov, M. V. Yakushev, and A. L. Aseev, “HgTe epilayers on GaAs: growth and devices”, Opto-Electronics Review **11**, 99 (2003).
20. Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, С. В. Морозов, А. М. Кадыков, В. С. Варавин, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко, F. Teppe, “Примесная фотопроводимость узкозонных структур кадмий–ртуть–теллур”, ФТП **49**, 1654 (2015) [D. V. Kozlov, V. V. Rumyantsev, S. V. Morozov, A. M. Kadykov, V. S. Varavin, N. N. Mikhailov, S. A. Dvorestky, V. I. Gavrilenko, and F. Teppe, “Impurity-induced photoconductivity of narrow-gap Cadmium–Mercury–Telluride structures”, Semiconductors **49**, 1605 (2015)].
21. V. Goldman, H. Drew, M. Shayegan, and D. Nelson, “Observation of Impurity Cyclotron Resonance in $Hg_{1-x}Cd_xTe$”, Phys. Rev. Lett. **56**, 968 (1986).
22. А. В. Иконников, М. С. Жолудев, В. И. Гавриленко, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, “Магнитопоглощение в узкозонных эпитаксиальных слоях HgCdTe в терагерцовом диапазоне”, ФТП **47**, 1569 (2013) [A. V. Ikonnikov, M. S. Zholudev, V. I. Gavrilenko, N. N. Mikhailov, and S. A. Dvoretskii, “Magnetoabsorption in Narrow–Gap HgCdTe Epitaxial Layers in the Terahertz Range”, Semiconductors **47**, 1545 (2013)].