

ТЕРАГЕРЦЕВАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ДВОЙНЫХ АКЦЕПТОРОВ В ОБЪЕМНЫХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ HgCdTe И ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ HgTe/CdHgTe С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

Д. В. Козлов^{a,b}, В. В. Румянцев^{a,b}, С. В. Морозов^{a,b}, А. М. Кадыков^{a,f},
М. А. Фадеев^{a,f}, М. С. Жолудев^{a,b}, В. С. Варавин^c, Н. Н. Михайлов^{c,d},
С. А. Дворецкий^{c,e}, В. И. Гавриленко^{a,b}, Ф. Тeppe^{f**}*

^a *Институт физики микроструктур Российской академии наук
603087, Нижний Новгород, Россия*

^b *Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского
603950, Нижний Новгород, Россия*

^c *Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

^d *Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия*

^e *Томский государственный университет
634050, Томск, Россия*

^f *Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Universite de Montpellier II
34090, Montpellier, France*

Поступила в редакцию 27 июня 2018 г.

Исследована фотолюминесценция объемных пленок и гетероструктур с квантовыми ямами на основе HgCdTe в дальнем ИК-диапазоне при межзонном оптическом возбуждении. Обнаружены линии фотолюминесценции, положение которых не зависит от температуры, а интенсивность немонотонно изменяется с ростом температуры. Показано, что данные линии связаны с излучательной рекомбинацией дырок на однократно ионизованные вакансии ртути. Резкое увеличение равновесной концентрации таких центров, участвующих в формировании сигнала фотолюминесценции при изменении температуры от 40 до 70 К, приводит к немонотонной температурной зависимости интенсивности фотолюминесценции.

DOI: 10.1134/S0044451018120167

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы наблюдается интерес к терагерцевому (ТГц) излучению, возникающему за счет переходов с участием мелких примесей в полупроводниках. Однако до настоящего времени в этом направлении в основном исследовались лишь хорошо изученные примесные центры в таких полупроводниках, как Ge, GaAs и Si [1, 2]. В данной работе исследована ТГц-эмиссия из эпитаксиальных

структур на основе твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (КРТ), обусловленная переходами с участием состояний мелких акцепторов. Состояния таких центров в КРТ-структурах исследуются на протяжении многих лет [3–10], однако подробные данные об их энергетическом спектре отсутствуют. В работе [11] была исследована ТГц-фотопроводимость (ТГц ФП) объемных КРТ-слоев p -типа с различной концентрацией кадмия в твердом растворе. Структуры были подвергнуты отжигу в атмосфере инертного газа для увеличения концентрации вакансий ртути. Во всех структурах, выращенных как на подложке GaAs, так и на подложке из кремния, были об-

* E-mail: dvkoz@ipmras.ru

** F. Teppe

наружены длинноволновые (по сравнению с красной границей межзонных переходов) особенности в спектре ФЛ — полосы в диапазоне 5–12 мэВ (полоса 1) и 16–25 мэВ (полоса 2). Аналогичные полосы были обнаружены на фоне полосы межзонных переходов в узкозонных и бесщелевых эпитаксиальных слоях HgCdTe n -типа, когда состояния центров попадали в континуум зоны проводимости, т. е. являлись резонансными [12]. «Универсальность» данных полос позволила связать их с наиболее распространенными акцепторами в КРТ-структурах — вакансиями ртути, которые всегда присутствуют в материалах КРТ и являются двойными акцепторами [13, 14]. В настоящей работе исследована ТГц-фотолюминесценция (ТГц ФЛ), связанная с переходами дырок из валентной зоны на состояния вакансий ртути в объемных эпитаксиальных слоях КРТ и гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ).

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ИССЛЕДУЕМЫЕ СТРУКТУРЫ

Исследования ФЛ проводились с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v в режиме пошагового сканирования. Измерения проводились в оптическом криостате замкнутого цикла, в котором имеется возможность регулировки температуры в диапазоне 20–300 К. В качестве фотоприемника был использован кремниевый болометр, охлаждаемый до температуры 4.2 К. Оптическое возбуждение осуществлялось непрерывным лазером с длиной волны 808 нм и мощностью до 350 мВт, при этом диаметр пятна лазера составлял 3 мм. Подробно методика эксперимента описана в работе [15].

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs в направлении (013) с буферными слоями ZnTe (толщиной 500 Å) и CdTe (толщиной 5 мкм) [16–18]. В случае «объемных» структур далее выращивался слой $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с концентрацией кадмия в растворе $x = 0.19$ (образец № 120210) и толщиной 5 мкм, окруженный слоями более широкозонного состава. В образце № 110621 выращивалась КЯ чистого HgTe толщиной 48 Å, окруженная барьерными слоями $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$ толщиной 300 Å. Ширина запрещенной зоны составляла примерно 50 мэВ для объемной пленки [11] и 60 мэВ для структуры с КЯ [19] при $T = 4.2$ К. Исследуемые структуры не были намеренно легированы. Объемная КРТ-пленка имела остаточную концентрацию электронов (n -тип) $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Структура с КЯ HgTe имела остаточную концентрацию дырок (p -тип) $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

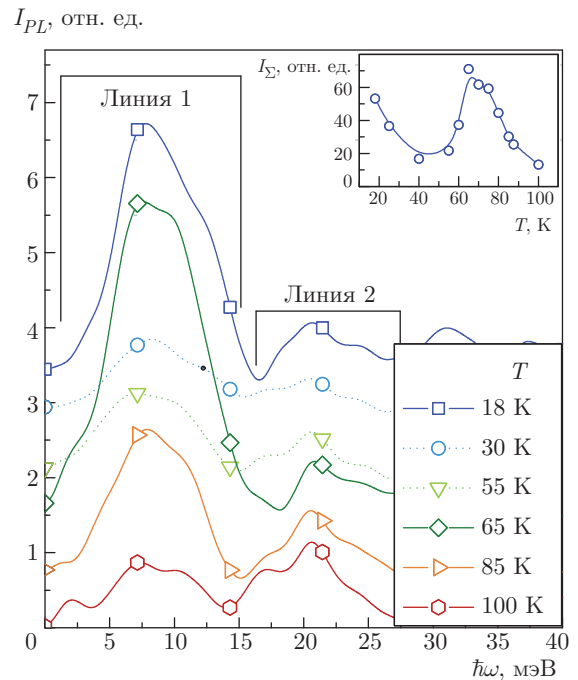


Рис. 1. (В цвете онлайн) Спектры ФЛ объемного слоя $\text{Hg}_{0.81}\text{Cd}_{0.19}\text{Te}$ (образец № 120210), измеренные при различных температурах. На вставке показана зависимость интегральной интенсивности ФЛ линии 1 от температуры

3. СПЕКТРЫ ФЛ ОБЪЕМНОГО ЭПИТАКСИАЛЬНОГО СЛОЯ КРТ

На рис. 1 представлены спектры ФЛ объемной пленки $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с концентрацией кадмия $x = 0.19$ для различных температур в диапазоне от 20 до 100 К. Видно, что во всех спектрах присутствует мощная длинноволновая линия ФЛ, соответствующая энергиям квантов излучения от 5 до 12 мэВ (линия 1), а также линия с энергиями квантов в диапазоне 16–25 мэВ (линия 2). Положение этих линий совпадает с положением особенностей, связанных с ионизацией вакансий ртути в спектрах ФЛ КРТ пленки того же состава с проводимостью p -типа [11]. В настоящей работе исследуется образец n -типа, однако, как уже было сказано, вакансии ртути всегда формируются в процессе роста КРТ-структур. Несмотря на то что при низких температурах в равновесных условиях все вакансии компенсированы остаточными донорами, в неравновесных условиях, характерных для измерений ФЛ, удается наблюдать переходы с их участием, как будет показано ниже.

Вакансия ртути является двухвалентным акцептором. Такой центр может находиться в трех зарядовых состояниях.

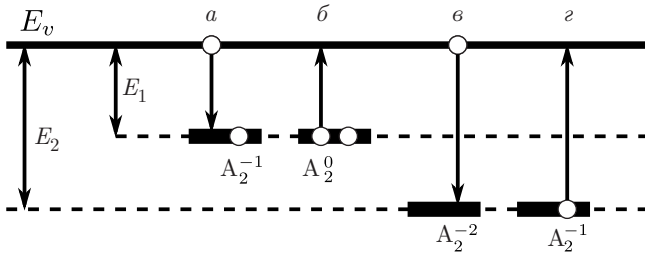


Рис. 2. Схема оптических переходов дырок с участием состояний двухзарядных акцепторных центров. Показаны энергии ионизации A_2^0 -центра (E_1) и A_2^{-1} -центра (E_2). Переходы с участием уровней двухзарядного акцептора: *a* — захват дырки на A_2^{-1} -центр из валентной зоны; *б* — уход дырки с A_2^0 -центра в валентную зону; *в* — захват дырки на A_2^{-2} -центр из валентной зоны; *г* — уход дырки с A_2^{-1} -центра в валентную зону

1) С акцептором могут быть связаны две дырки. Такой акцепторный центр будем называть A_2^0 -центром (*A* — акцептор, нижний индекс показывает валентность, верхний — заряд центра).

2) С акцептором может быть связана одна дырка. Такой акцепторный центр будем называть A_2^{-1} -центром.

3) Акцепторный центр может не иметь связанных дырок. Это — полностью ионизованный A_2^{-2} -центр.

Наблюдаемыми величинами (например, в спектрах ФП) являются энергии ионизации A_2^0 - и A_2^{-1} -центров, которые обозначим соответственно E_1 и E_2 . Описывать состояния центра можно двумя способами — как состояния дырок, связанных с акцептором, или как состояния электронов, связанных с центром. Мы будем придерживаться «дырочного» формализма, при котором все энергетические состояния будут описываться как состояния дырок, а оптические переходы в структуре будут описываться как переходы дырок (рис. 2).

В случае исследования ФЛ сигнал обусловлен излучательными переходами дырок на акцепторные состояния из валентной зоны (иначе говоря, захватом дырок на акцепторные центры). Захват дырок из валентной зоны на A_2^{-2} -центр с излучением фотона и образованием A_2^{-1} -центра (рис. 2*в*) — процесс, обратный процессу ионизации A_2^{-1} -центра при поглощении кванта излучения (рис. 2*г*), а захват дырки из валентной зоны на A_2^{-1} -центр (рис. 2*а*) — процесс, обратный процессу ионизации нейтрального A_2^0 -центра (рис. 2*б*). Таким образом, если в спектре ФП присутствует полоса из-за ионизации A_2^0 -центра, то соответствующая ей линия возникает в спектре ФЛ благодаря захвату дырок на A_2^{-1} -центр. Если

в спектре ФП возникает полоса из-за ионизации A_2^{-1} -центра, то соответствующая ей линия возникает в спектре ФЛ благодаря захвату дырок на A_2^{-2} -центр. Нейтральные акцепторы в ФЛ не участвуют. Следовательно, наблюдаемые в спектре ФЛ образца № 120210 линии 1 и 2 (см. рис. 1) связаны с захватом дырок из валентной зоны соответственно на A_2^{-1} - и A_2^{-2} -центры (рис. 2*а, в*). Эти линии ФЛ при увеличении температуры сохраняют свое положение и ширину, однако интенсивность длинноволновой линии 1 существенно меняется с температурой (см. вставку к рис. 1): при росте температуры до 40 К наблюдается уменьшение интенсивности, а при дальнейшем увеличении температуры до 65 К сигнал ФЛ возрастает более чем в три раза. Такая зависимость интенсивности ФЛ от температуры не является характерной для «примесной» ФЛ [20, 21]. Можно было ожидать, что интенсивность ФЛ будет монотонно убывать с температурой вследствие возрастания вероятности захвата с испусканием фононов.

Как было сказано выше, линия 1 связана с захватом дырок на состояния A_2^{-1} -центров, а значит, интенсивность ФЛ должна быть пропорциональна числу таких центров. При низкой температуре в отсутствие подсветки в образце № 120210 таких центров нет, поскольку он имеет проводимость *n*-типа, а значит, уровень Ферми в нем находится вблизи края зоны проводимости, и при низкой температуре все акцепторные состояния полностью заполнены электронами, т. е. вакансии ртути находятся в зарядовом состоянии A_2^{-2} . При межзонной подсветке центры A_2^{-1} , необходимые для формирования линии 1 в спектре ФЛ, будут возникать, главным образом, путем захвата неравновесных дырок из валентной зоны.

При повышении температуры A_2^{-1} -центры возникают также в результате равновесного процесса. На рис. 3 представлена зависимость числа A_2^{-1} -центров в твердом растворе $Hg_{0.81}Cd_{0.19}Te$ от температуры в отсутствие подсветки, полученная из решения уравнения электронейтральности. Видно, что при определенной температуре, зависящей от степени компенсации $L = 2N_A/N_D$ (с учетом двухвалентности акцепторов), количество A_2^{-1} -центров резко увеличивается, а затем их концентрация устанавливается на уровне 2% от общего числа вакансий ртути. В исследуемом образце рост сигнала ФЛ начинается при 40 К и продолжается до 65 К, после чего интенсивность длинноволновой линии ФЛ вновь убывает; при этом участок быстрого уменьшения интенсивности ФЛ практически повторяет убывающую кривую сигнала ФЛ в интервале темпера-

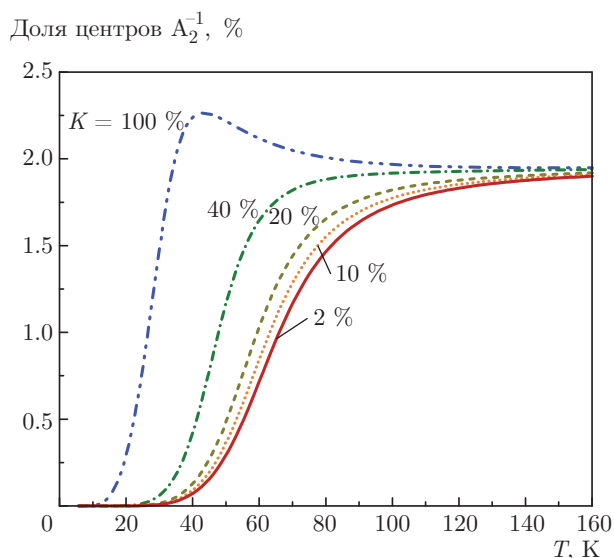


Рис. 3. Зависимость от температуры доли A_2^{-1} -центров от общего числа вакансий ртути в объемном КРТ-слое $Hg_{0.81}Cd_{0.19}Te$ n -типа при различной степени компенсации $K = 2N_A/N_D$. Эффективные массы электронов и тяжелых дырок для расчета доли A_2^{-1} -центров с помощью решения уравнения электронейтральности взяты из работы [25]

тур 20–40 К (см. вставку к рис. 1). Максимум на зависимости интенсивности ФЛ от температуры естественно соотнести с выходом зависимости доли равновесных A_2^{-1} -центров на насыщение, что позволяет оценить степень компенсации $K \leq 40\%$.

Линия 2 в спектре ФЛ возникает благодаря захвату дырок на A_2^{-2} -центры. Таких центров при низкой температуре значительно больше, чем A_2^{-1} -центров, поэтому можно было ожидать, что линия 2 будет интенсивнее линии 1. В эксперименте наблюдается обратное соотношение. Это, по-видимому, связано с тем, что захват дырок на A_2^{-2} -центры может идти безызлучательно с испусканием оптического фонона, энергия которого составляет около 20 мэВ (160 см^{-1}) [22]. Вероятность такого безызлучательного процесса, как правило, значительно выше, чем излучательного, что радикально уменьшает интенсивность линии 2 (и приводит к возникновению A_2^{-1} -центров).

4. СПЕКТРЫ ФЛ СТРУКТУРЫ $Hg_{1-x}Cd_xTe/HgTe$ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ

На рис. 4 представлены спектры ТГц ФЛ образца № 110621 — структуры $Hg_{1-x}Cd_xTe/HgTe$ с КЯ шириной 48 Å, полученные при нескольких значени-

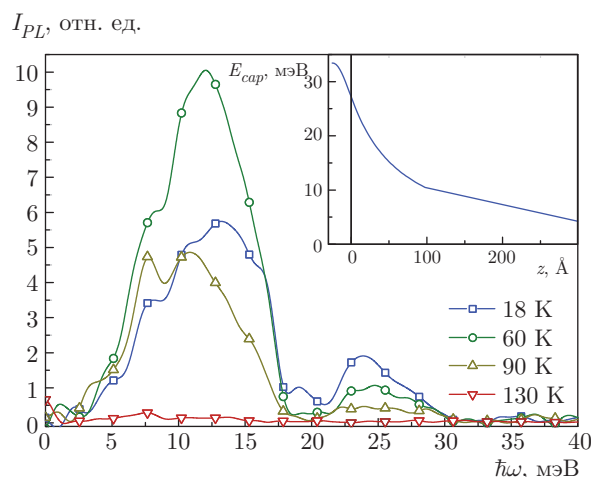


Рис. 4. (В цвете онлайн) Спектры ФЛ гетероструктуры с КЯ $Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te/HgTe$ № 110621 ($d_{HgTe} = 48\text{ Å}$, $d_{HgCdTe} = 300\text{ Å}$), полученные при разных значениях температуры. На вставке показана зависимость «энергии захвата дырок» E_{cap} на состояния A_2^{-1} -центров от расположения дефекта в структуре $Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te/HgTe$ с одиночной КЯ шириной 48 Å. За начало отсчета принята гетерограница слоя $HgTe$ и твердого раствора

ях температуры. При интерпретации спектров ФЛ в структурах с КЯ необходимо учитывать дисперсию энергии связи дырок в КЯ, локализованных на вакансиях ртути, находящихся в барьере. Для этого были рассчитаны энергии состояний одной (одночастичные состояния) и двух (двухчастичное состояние) дырок, связанных на вакансии ртути при различных расположениях дефекта в гетероструктуре, т. е. найдены энергии отрыва первой и второй дырок от такой вакансии (энергии ионизации A_2^0 - и A_2^{-1} -центров). Расчет проводился k - p -методом. Гамильтониан уравнения для огибающих волновых функций дырок записывался в виде суммы четырех слагаемых: кинетической энергии (гамильтониан Латтинджера [23]), энергии кулоновского взаимодействия с заряженным акцептором, ограничивающего потенциал КЯ, а также дополнительного отталкивающего потенциала, существенного вблизи акцепторного центра и описывающего потенциал центральной ячейки. Данный потенциал выбирали, аналогично работе [24], в виде экранированного кулоновского потенциала точечного заряда:

$$\frac{1}{r} Z e^2 \exp\left(-\frac{r}{\lambda}\right).$$

Для величины заряда Z и длины экранировки λ использовались значения из работы [11], которые дают наилучшее согласие энергий ионизации вакансий ртути с положением полос ФП в объемных

КРТ-структурах. При расчетах использовалось аксиальное приближение, т. е. не учитывалась анизотропия закона дисперсии дырок в плоскости, перпендикулярной направлению роста структуры. Для этого в элементах гамильтониана Латтинджера опущены слагаемые, ответственные за такую анизотропию [25]. Значения параметров Латтинджера и диэлектрической проницаемости в твердом растворе находились путем линейной интерполяции между соответствующими значениями параметров в HgTe и CdTe [26]. Более подробно расчет энергий состояний вакансий ртути (применительно к объемному материалу) описан в работе [25].

Отметим, что, в отличие от объемной пленки, уровень Ферми при низкой температуре в исследуемой структуре с КЯ располагается в первой дырочной подзоне размерного квантования (концентрация дырок в КЯ при $T = 4.2$ К составляет $p = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$). Таким образом, в равновесных условиях все вакансии ртути являются A_2^0 -центрами и не могут давать вклада в примесную ФЛ. При подсветке возбуждающим излучением равновесие нарушается и в КЯ возникают A_2^{-1} -центры, например, вследствие преимущественной инжекции электронов (характеризующихся существенно большей подвижностью, чем дырки) из барьеров (энергия кванта возбуждающего излучения 1545 мэВ превышает ширину запрещенной зоны в барьерах структуры $\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$, которые после попадания в КЯ захватываются на акцепторы.

В итоге дырки из валентной зоны могут захватываться на A_2^{-1} -центры (см. рис. 2а) с испусканием фотонов. Обозначим энергию, которую при этом отдают дырки, как E_{cap} . На вставке к рис. 4 представлены зависимости $E_{cap}(z)$, т. е. этой энергии от положения акцепторного центра в структуре. Видно, что энергия E_{cap} при смещении акцептора от центра КЯ к гетерогранице убывает и остается конечной при перемещении дефекта далее в барьер. Таким образом, вакансия в барьере создает притягивающий потенциал в КЯ, что приводит к появлению локализованных состояний двумерных дырок в таком потенциале, подобно тому, как описано в работе [23]. Большая часть вакансий расположена в «толстых» барьерах, и для них величина E_{cap} лежит в диапазоне 5–25 мэВ, где и наблюдается максимум сигнала ФЛ (следует учесть, что в диапазоне 15–20 мэВ имеется полоса фонного поглощения [12, 22]). Отметим, что в КЯ с двумерным дырочным газом число A_2^{-1} -центров, создаваемых подсветкой, мало по сравнению с числом A_2^0 -центров. Поэтому можно ожидать, что число полностью ионизован-

ных A_2^{-2} -центров будет величиной второго порядка малости. Таким образом, наблюдаемая линия от 3 до 30 мэВ в спектре ФЛ полностью объясняется наличием дисперсии «энергии захвата дырок» E_{cap} на A_2^{-1} -центры, с учетом «фонного провала» в диапазоне 17–20 мэВ. Немонотонная зависимость интенсивности ФЛ от температуры с локальным максимумом при 60 К (рис. 4) авторы связывают, как и в спектрах ФЛ объемной пленки КРТ, с увеличением числа «равновесных» A_2^{-1} -центров из-за термической ионизации нейтральных акцепторов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследованы спектры ТГц ФЛ при межзонном оптическом возбуждении объемных КРТ-структур и гетероструктур с КЯ HgTe/CdHgTe в интервале температур 20–150 К. Показано, что линии в спектрах ФЛ, положение которых не меняется с температурой, связаны с захватом свободных дырок на состояния вакансий ртути, при этом сигнал ФЛ из структуры с КЯ формируется оптическими переходами в спектре вакансий ртути, помещенной в барьер. Наблюдаемые немонотонные зависимости интенсивности ФЛ от температуры связаны с резким ростом числа однократно ионизованных A_2^{-1} -центров.

Исследования ФЛ объемных слоев КРТ выполнены при поддержке РФФИ (грант № 17-02-00898). Исследования ФЛ структур с КЯ выполнены при поддержке РНФ (проект № 17-12-01360). В работе использовано оборудование УСУ «Фемтоспектр» ЦКП ИФМ РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Андрианов, А. О. Захарин, Ю. Л. Иванов, М. С. Кипа, Письма в ЖЭТФ **91**, 102 (2010).
2. S. G. Pavlov, H.-W. Hübers, E. E. Orlova, R. Kh. Zhukavin, H. Riemann, H. Nakata, and V. N. Shastin, Phys. Stat. Sol. (b) **235**, 126 (2003).
3. К. Д. Мынбаев, С. В. Заблоцкий, А. В. Шилиев, Н. Л. Баженов, М. В. Якушев, Д. В. Марин, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, ФТП **50**, 208 (2016).
4. К. Д. Мынбаев, А. В. Шилиев, Н. Л. Баженов, А. И. Ижнин, И. И. Ижнин, Н. Н. Михайлов, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, ФТП **49**, 379 (2015).

5. F. Gemain, I. C. Robin, and G. Feuillet, *J. Appl. Phys.* **114**, 213706 (2013).
6. B. Li, Y. Gui, Z. Chen, H. Ye, J. Chu, S. Wang, R. Ji, and L. He, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1538 (1998).
7. C. L. Littler, *J. Vac. Sci. Technol. A* **8**, 1133 (1990).
8. W. Scott, E. L. Stelzer, and R. J. Hager, *J. Appl. Phys.* **47**, 1408 (1976).
9. A. Rogalski, *Rep. Progr. Phys.* **68**, 2267 (2005).
10. K. Lischka, *Phys. Stat. Sol. (b)* **133**, 17 (1986).
11. 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. Dvoretiskii, and V. I. Gavrilenko, *Semicond. Sci. Technol.* **32**, 095007 (2017).
12. V. V. Rumyantsev, S. V. Morozov, A. V. Antonov, M. S. Zholudev, K. E. Kudryavtsev, V. I. Gavrilenko, S. A. Dvoretiskii, and N. N. Mikhailov, *Semicond. Sci. Technol.* **28**, 125007 (2013).
13. F. Gemain, I. C. Robin, S. Brochen, M. De Vita, O. Gravrand, and A. Lussion, *J. Electron. Mater.* **41**, 2867 (2012).
14. J. Chu and A. Sher, *Device Physics of Narrow Gap Semiconductors*, Springer Science+Business Media, LLC (2010).
15. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, A. V. Antonov, K. V. Maremyanin, K. E. Kudryavtsev, L. V. Krasilnikova, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretiskii, and V. I. Gavrilenko, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 072102 (2014).
16. S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Y. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, and S. Ganichev, *J. Electron. Mater.* **39**, 918 (2010).
17. N. N. Mikhailov, R. N. Smirnov, S. A. Dvoretzky, Y. G. Sidorov, V. A. Shvets, E. V. Spesivtsev, and S. V. Rykhlitski, *Internat. J. Nanotechnol.* **3**, 120 (2006).
18. V. S. Varavin, V. V. Vasiliev, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, V. N. Ovsyuk, Y. G. Sidorov, A. O. Suslyakov, M. V. Yakushev, and A. L. Aseev, *Proc. SPIE* **5136**, 381 (2003).
19. S. V. Morozov, V. V. Rumyantsev, A. V. Antonov, A. M. Kadykov, K. V. Maremyanin, K. E. Kudryavtsev, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretiskii, and V. I. Gavrilenko, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 022102 (2014).
20. A. O. Захарьин, А. В. Бобылев, А. В. Андрианов, *ФТП* **46**, 1158 (2012).
21. Д. А. Фирсов, Л. Е. Воробьев, В. Ю. Паневин, А. Н. Софронов, Р. М. Балагула, И. С. Махов, Д. В. Козлов, А. П. Васильев, *ФТП* **49**, 30 (2015).
22. D. N. Talwar and M. Vandevyver, *J. Appl. Phys.* **56**, 1601 (1984).
23. В. Я. Алешкин, Б. А. Андреев, В. И. Гавриленко, И. В. Ерофеева, Д. В. Козлов, О. А. Кузнецов, *ФТП* **34**, 582 (2000).
24. A. Baldereschi and N. O. Lipari, *Phys. Rev. B* **8**, 2697 (1973).
25. Д. В. Козлов, В. В. Румянцев, С. В. Морозов, А. М. Кадыков, М. А. Фадеев, В. С. Варавин, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, В. И. Гавриленко, Ф. Тeppe, *ФТП* **50**, 1690 (2016).
26. E. G. Novik, A. Pfeuffer-Jeschke, T. Jungwirth, V. Latussek, C. R. Becker, G. Landwehr, H. Buhmann, and L. W. Molenkamp, *Phys. Rev. B* **72**, 035321 (2005).