ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ
Т. 63, № 3 ФИЗИКА 2020

ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИКОВ

УДК 621.315.592 DOI: 10.17223/00213411/63/3/76

А.В. ВОЙЦЕХОВСКИЙ[1], С.Н. НЕСМЕЛОВ[1], С.М. ДЗЯДУХ[1], С.А. ДВОРЕЦКИЙ[1,2], Н.Н. МИХАЙЛОВ[2], Г.Ю. СИДОРОВ[2], М.В. ЯКУШЕВ[2]

АДМИТТАНС БАРЬЕРНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ ТЕЛЛУРИДА КАДМИЯ – РТУТИ *

Представлены результаты исследований адмиттанса униполярных барьерных структур на основе HgCdTe, выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках из GaAs (013). С использованием пассивации диэлектриком Al_2O_3 изготовлены приборные *nBn*-структуры на основе HgCdTe, причем параметры слоев в созданных структурах обеспечивали возможность детектирования в спектральном диапазоне 3–5 мкм. На основании анализа частотных зависимостей адмиттанса предложена эквивалентная схема *nBn*-структур при малых смещениях. Определены зависимости параметров эквивалентной схемы от площади мезаструктуры и от температуры. Изучены свойства высокотемпературных максимумов на полевых зависимостях емкости и проводимости *nBn*-структур, которые предположительно связаны с перезарядкой поверхностных состояний на гетерогранице между барьерным и поглощающим слоями. Установлено, что в широком диапазоне частот и температур вольт-фарадные характеристики *nBn*-структур на основе HgCdTe при обратных смещениях могут использоваться для определения концентрации донорной примеси в поглощающем слое. Показано, что адмиттанс тестовых МДП-приборов в мезаконфигурации, сформированных на основе *nBn*-структур из МЛЭ HgCdTe, определяется совместным влиянием электронных процессов в контактном, барьерном и поглощающем слоях.

Ключевые слова: *HgCdTe, молекулярно-лучевая эпитаксия, nBn-структура, барьерные детекторы, адмиттанс, вольт-фарадная характеристика, метод эквивалентных схем, концентрация примеси.*

Введение

Фундаментальные свойства полупроводникового твердого раствора теллурида кадмия-ртути (HgCdTe, $Hg_{1-x}Cd_xTe$) хорошо подходят для создания на основе этого материала высокочувствительных инфракрасных детекторов для спектральных областей 3–5 и 8–12 мкм (MWIR и LWIR соответственно) [1, 2]. Дальнейший прогресс инфракрасных детекторов на основе HgCdTe сдерживается качеством материала и необходимостью значительного охлаждения детекторов для подавления термических компонент темнового тока. Пленки HgCdTe приборного качества в настоящее время получают при помощи молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), а также путем химического осаждения из газовой фазы с использованием металлорганических соединений (MOCVD).

Одной из технологических проблем, возникающих при создании матриц фотодиодов на основе МЛЭ HgCdTe, является дефектообразование при формировании *p–n*-переходов посредством ионной имплантации и сопутствующих отжигов [3, 4]. Возможности для исключения процедуры ионной имплантации из технологического цикла создания фоточувствительных элементов на основе МЛЭ HgCdTe предоставляют разработки униполярных барьерных детекторов, в которых все слои имеют электронный тип проводимости. В качестве таких детекторов могут использоваться *nBn*-структуры, в которых относительно узкозонные слои материала электронного типа проводимости (контактный и поглощающий слои) разделены широкозонным барьером электронного типа проводимости. Такие структуры, концепция которых впервые была предложена в 1983 году [5], могут рассматриваться в качестве фоторезисторов с высоким импедансом [1].

Оптимальные характеристики *nBn*-детекторов могут быть реализованы при малом (близком к нулю) значении высоты барьера в валентной зоне, что трудно реализовать при использовании стандартных материалов для инфракрасного детектирования, таких как InSb и HgCdTe. Ситуация кардинально изменилась в середине первого десятилетия XXI века в связи с изучением свойств семейства материалов группы (III–V) с постоянной решетки 6.1 Å и созданием первых барьерных детекторов на основе этих материалов [6, 7]. В настоящее время на основе InAs и InAsSb активно разрабатываются барьерные детекторы в *nBn*-конфигурации [8–11].

Теоретическому анализу характеристик *nBn*-детекторов на основе HgCdTe посвящено значительное количество работ (например, [12–17]), но известно ограниченное число попыток практической реализации таких детекторов [18–22]. Характеристики ранее созданных *nBn*-детекторов на

* Исследования выполнены при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-12-00135).

основе МЛЭ HgCdTe далеки от идеальных [18–20]. Несколько большие успехи достигнуты при создании *nBn*-детекторов на основе MOCVD HgCdTe [21, 22], но проблема дефектообразования при имплантации не актуальна при использовании этого материала. Технология MOCVD позволяет получать качественные слои *p*-типа проводимости и использовать такие слои для создания барьера в *nBn*-структурах. Недавно сообщалось о создании MWIR *nBn*-структур на основе МЛЭ HgCdTe, в которых наблюдался диффузионно-ограниченный темновой ток при температурах от 180 до 300 К [23, 24].

Дальнейшие исследования процессов в *nBn*-структурах на основе МЛЭ HgCdTe открывают возможности реализации потенциальных достоинств технологии МЛЭ при создании барьерных детекторов. Стандартным подходом при изучении свойств изготовленных *nBn*-детекторов является измерение вольт-амперных характеристик при разных температурах, которое часто позволяет установить доминирующие механизмы темнового тока. Для получения более детальной информации о процессах в реальных структурах необходимо использовать различные экспериментальные методы. Метод адмиттанса весьма информативен, что подтверждается его широким использованием при исследованиях полупроводниковых структур [25–28]. Однако известно только несколько работ, посвященных использованию метода адмиттанса при изучении свойств *nBn*-структур на основе материалов группы III–V [10, 29, 30]. Предварительные результаты исследования адмиттанса *nBn*-структур на основе МЛЭ HgCdTe представлены в работах [31, 32]. Также ранее описаны первые исследования адмиттанса «планарных» МДП-приборов на основе *nBn*-структур из МЛЭ HgCdTe, в которых обратный электрод наносился на контактный слой [33]. Проведенные исследования показали, что зависимости адмиттанса очень чувствительны к особенностям реальных *nBn*-структур, поэтому технология формирования таких структур существенно влияет на результаты измерений.

В данной работе обобщаются некоторые результаты исследований адмиттанса униполярных барьерных структур на основе МЛЭ HgCdTe. В широком диапазоне частот и температур изучаются электрофизические характеристики MWIR *nBn*-структур на основе МЛЭ HgCdTe, в которых темновой ток ограничен диффузионными процессами. Приведены первые результаты исследований адмиттанса тестовых МДП-приборов на основе *nBn*-структур из МЛЭ HgCdTe, сформированных при нанесении обратного контакта на поглощающий слой.

Образцы и методики измерений

Пленки *n*-$Hg_{1-x}Cd_xTe$ для создания *nBn*-структур выращивались в Институте физики полупроводников СО РАН методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Скорость выращивания пленок составляла 1.68 мкм/ч. Сверху подложки из GaAs (013) последовательно выращивались следующие слои: буферные из ZnTe и CdTe, варизонный слой $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с изменением состава от 0.78 до 0.35. Затем из *n*-$Hg_{1-x}Cd_xTe$ формировались поглощающий, барьерный и контактный слои. Компонентный состав поглощающего слоя обеспечивал возможность межзонной фотогенерации в MWIR-диапазоне. Схематическое изображение изготовленных *nBn*-структур показано на рис. 1, *а*, на котором также приведены основные параметры слоев. В процессе выращивания рабочая область легировалась примесью индия. Концентрации донорной примеси в поглощающем и барьерном слоях были выбраны равными. На основе выращенной многослойной пленки изготавливались приборные *nBn*-структуры. Для дальнейшего нанесения контактной рамки проводилось травление HgCdTe в 0.5 % растворе Br в HBr до поглощающего слоя. Мезаструктуры, необходимые для физического разделения отдельных элементов (*nBn*-структур), также формировались путем травления с использованием фотолитографии. В качестве пассивирующего покрытия использовались пленки Al_2O_3, нанесенные при температуре 120 °C методом плазменного атомно-слоевого осаждения (PE ALD) [34, 35]. Диэлектрические пленки PE ALD Al_2O_3 травились при использовании смеси плавиковой кислоты и фтористого аммония в области формирования контактной рамки, а также в местах дальнейшего нанесения фронтальных электродов на контактный слой. Индиевые электроды создавались при помощи термического напыления при достаточно низких температурах (<100 °C). Созданные *nBn*-структуры имели различные диаметры мезаструктур (от 20 до 500 мкм) и фронтальных электродов (рис. 1, *б*).

Для изучения процессов в различных слоях *nBn*-структур формировались тестовые МДП-приборы. При создании тестовых МДП-приборов на основе *nBn*-структур не выполнялось травление для обеспечения контакта к *nBn*-структуре, а фронтальные индиевые электроды наносились

поверх слоя PE ALD Al_2O_3. Обратные электроды выполнялись двумя различными способами. При создании МДП-приборов в планарной конфигурации травление не проводилось, а в качестве обратного электрода использовалась контактная рамка (рис. 1, *б*), нанесенная на контактный слой.

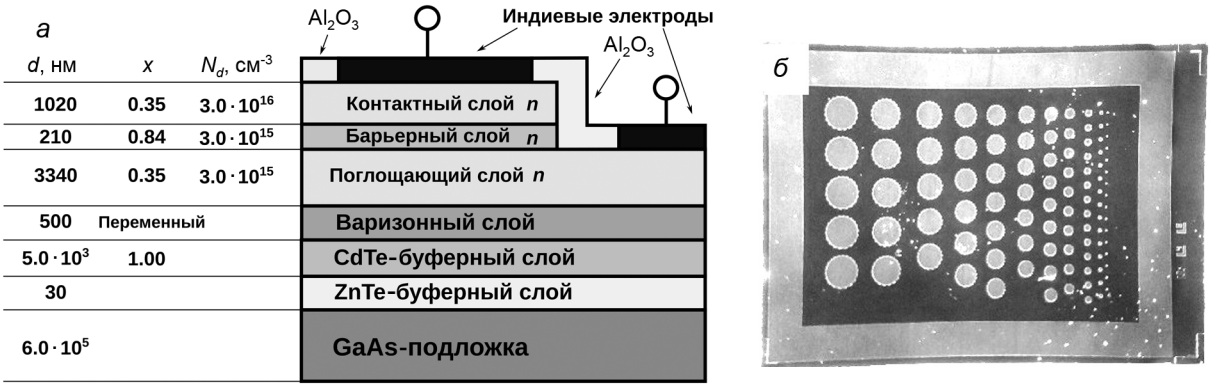

Рис. 1. Схематическое изображение изготовленной *nBn*-структуры на основе МЛЭ HgCdTe (*а*), а также фотография изготовленного образца для исследований (*б*)

При создании МДП-приборов в мезаконфигурации проводилось травление до поглощающего слоя, а контактная рамка наносилась на поглощающий слой в местах травления. Расположение обратных электродов в планарных и меза-МДП-структурах на основе *nBn*-структур из МЛЭ HgCdTe схематически показано на рис. 2.

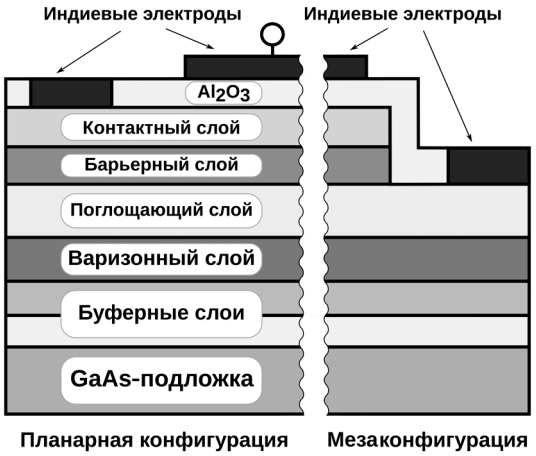

Рис. 2. Схематическое представление МДП-приборов на основе *nBn*-структур из МЛЭ HgCdTe в планарной конфигурации (слева) и мезаконфигурации (справа)

Измерения адмиттанса проводились на автоматизированной установке спектроскопии адмиттанса наногетероструктур на базе неоптического криостата Janis, контроллера температуры Lake Shore и измерителя иммитанса Agilent E4980A. Измерения электрофизических характеристик проводились в диапазоне температур 9–300 К при частотах от 1 кГц до 2 МГц.

Для анализа экспериментальных зависимостей адмиттанса использовался метод эквивалентных схем [25, 26]. При измерениях адмиттанса использовалась параллельная схема замещения, то есть определялись значения параллельно соединенных емкости C_p и сопротивления R_p (или проводимости $G_p = 1/R_p$). Результаты измерений несложно преобразовать к последовательной схеме, состоящей из последовательно соединенных емкости C_s и сопротивления R_s, при использовании следующих соотношений:

$$C_s = \frac{1+\omega^2 C_p^2 R_p^2}{\omega^2 C_p R_p^2}, \qquad R_s = \frac{R_p}{1+\omega^2 C_p^2 R_p^2}, \tag{1}$$

где ω – циклическая частота ($\omega = 2\pi f$, f – частота в Гц). Несложно записать обратные соотношения:

$$C_p = \frac{C_s}{1+\omega^2 C_s^2 R_s^2}, \qquad R_p = \frac{1+\omega^2 C_s^2 R_s^2}{\omega^2 C_s^2 R_s}. \tag{2}$$

Для представления результатов измерений адмиттанса часто используют нормированную на циклическую частоту ω проводимость полупроводниковой структуры $L_p = G_p / \omega$.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Зависимости адмиттанса *nBn*-структур на основе МЛЭ HgCdTe

На рис. 3 показаны вольт-фарадные характеристики (ВФХ) *nBn*-структуры на основе МЛЭ HgCdTe с мезадиаметром 100 мкм, измеренные на частоте 50 кГц при разных температурах. При температурах, не превышающих 300 К, максимальные значения емкости наблюдаются при напряжениях, близких к 0.3 В. В этом случае барьерный слой является полностью обедненным. При увеличении обратных (отрицательных) смещений область пространственного заряда (ОПЗ) распространяется в глубь поглощающего слоя, что приводит к уменьшению значений емкости. При прямых (положительных) смещениях емкость также уменьшается, причем наблюдается частотная и температурная дисперсии полевой зависимости. При высоких температурах (и низких частотах) емкость при прямых смещениях может принимать отрицательные значения. Отрицательная емкость может возникать в случае задержки изменений переменного тока относительно переменного тестового напряжения. Возможные причины инерционности тока в полупроводниковых структурах обсуждаются, например, в работах [36–38]. При достаточно высоких температурах (>260 К) при напряжениях около –0.7 В наблюдается максимум на ВФХ, амплитуда которого возрастает при уменьшении частоты. Дифференциальная проводимость *nBn*-структуры максимальна при положительных напряжениях, когда максимален ток через структуру.

На рис. 4 символами показаны экспериментальные частотные зависимости емкости C_s и сопротивления R_s *nBn*-структуры, измеренные при температуре 300 К и напряжении 0.3 В. Для расчета частотных зависимостей использовалась эквивалентная схема, показанная на вставке рис. 4. В этой схеме элементы R_1 и C_1 характеризуют свойства барьерного слоя, а сопротивление R_2 – свойства объема поглощающего слоя. Используя выражения (1) для значений R_s и C_s, можем записать

$$R_s = \frac{R_1}{1+\omega^2 C_1^2 R_1^2} + R_2, \qquad C_s = \frac{1+\omega^2 C_1^2 R_1^2}{\omega^2 C_1 R_1^2}. \tag{3}$$

Из выражений (3) следует, что значения емкости C_s не зависят от R_2. При выполнении условия $\omega^2 C_1^2 R_1^2 >> 1$ выполняются равенства $C_s = C_1$, $R_s = R_2$. Из рис. 4 видно, что экспериментальные частотные зависимости адмиттанса *nBn*-структуры хорошо согласуются с результатами расчета при $R_1 = 373.5$ кОм, $C_1 = 3.054$ пФ, $R_2 = 3870$ Ом. Без учета сопротивления поглощающего слоя наблюдаются заметные различия экспериментальной и расчетной зависимостей сопротивления R_s на высоких частотах (кривая *5* на рис. 4).

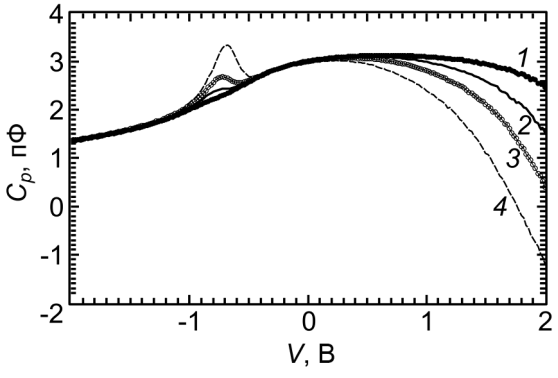

Рис. 3. ВФХ *nBn*-структуры, измеренные на частоте 50 кГц при различных температурах, К: кр. *1* – 255; кр. *2* – 275; кр. *3* – 290; кр. *4* – 310

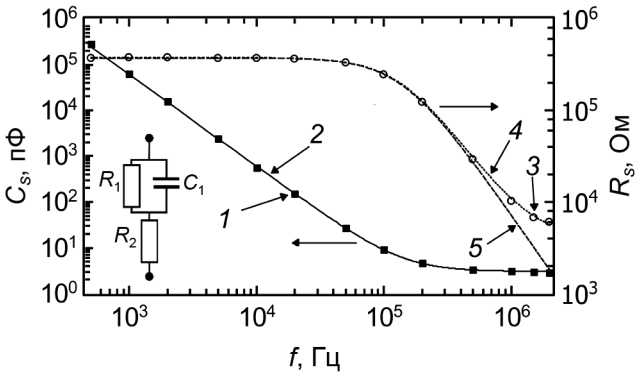

Рис. 4. Экспериментальные (кр. *1*, *2*, символы) и расчетные (кр. *3*, *4*, линии) зависимости емкости C_s (кр. *1*, *3*) и сопротивления R_s (кр. *2*, *4*) *nBn*-структуры от частоты *f* при температуре 300 К и напряжении 0.3 В, а также расчетная зависимость сопротивления (кр. *5*, линия) от частоты при $R_2 = 0$. На вставке – эквивалентная схема *nBn*-структуры при напряжениях, близких к нулю

Зависимости элементов эквивалентной схемы *nBn*-структур от площади мезаструктур и температуры

На рис. 5 показаны зависимости значений элементов схемы от площади мезаструктуры (A) в логарифмических координатах, найденные из частотных зависимостей адмиттанса, измеренных при температуре 300 К и напряжении 0.3 В. Значения емкости барьерного слоя C_1 линейно возрастают при увеличении площади структуры, а значения сопротивления барьерного слоя R_1 обратно пропорциональны площади структуры. Значения сопротивления поглощающего слоя R_2 не демонстрируют явной зависимости от площади структуры. На рис. 6 приведены температурные зависимости значений сопротивлений R_1 и R_2, измеренные для структуры с диаметром 100 мкм при напряжении 0.3 В. Видно, что сопротивление барьера R_1 при охлаждении резко возрастает и значения этого сопротивления проблематично определить при низких температурах (<220 К). Сопротивление поглощающего слоя R_2 слабо и немонотонно зависит от температуры.

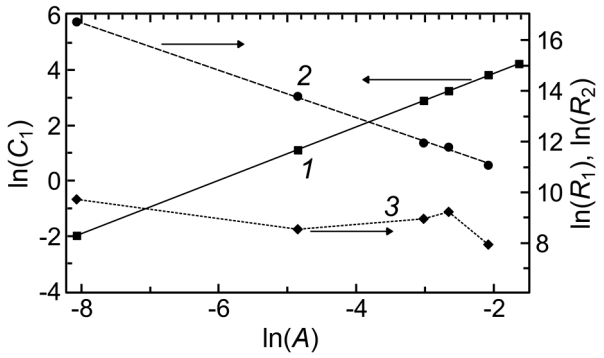

Рис. 5. Экспериментальные зависимости значений элементов C_1 (кр. *1*), R_1 (кр. *2*) и R_2 (кр. *3*) от площади мезаструктуры A в логарифмических координатах при напряжении 0.3 В и температуре 300 К, а также линейные аппроксимации для зависимостей C_1 и R_1

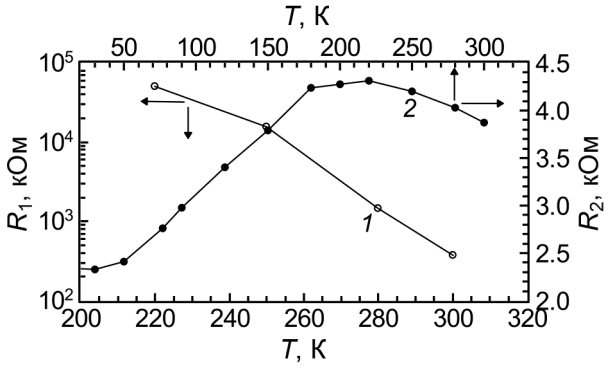

Рис. 6. Зависимости значений элементов R_1 (кр. *1*) и R_2 (кр. *2*) от температуры для *nBn*-структуры с диаметром 100 мкм при напряжении 0.3 В

При увеличении температуры от 10 до 200 К сопротивление R_2 немного увеличивается из-за уменьшения подвижности электронов, а при увеличении температуры от 220 до 300 К немного снижается из-за увеличения вклада проводимости неосновных носителей (дырок) в полную проводимость. Температурная зависимость сопротивления R_2, найденная при исследованиях адмиттанса *nBn*-структуры, хорошо согласуется с аналогичной зависимостью сопротивления поглощающего слоя, измеренной при создании двух контактов на поглощающем слое. Зависимость $R_2(T)$ качественно сходна с температурной зависимостью последовательного сопротивления объема эпитаксиальной пленки *n*-HgCdTe, найденной ранее из МДП-измерений [39–41].

Концентрация донорной примеси в поглощающем слое

Концентрацию легирующей примеси в приповерхностной области поглощающего слоя, а также зависимость концентрации примеси от координаты вблизи гетерограницы между барьером и поглощающим слоем можно определить по полевой зависимости емкости при обратных (отрицательных) смещениях [42]. Для концентрации донорной примеси [29] можно записать следующее выражение:

$$N_d = \frac{2}{\varepsilon_s \varepsilon_0 q \dfrac{d(C_A^{-2})}{dV}},$$

где ε_s – относительная диэлектрическая проницаемость поглощающего слоя; ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума; q – заряд электрона; V – напряжение смещения; $C_A = \dfrac{C_p}{A}$ – емкость *nBn*-структуры на единицу площади, Ф/м^2.

На рис. 7 показаны ВФХ при обратных смещениях и зависимости C_A^{-2}, измеренные при температуре 220 К для *nBn*-структур с различными диаметрами. Видно, что экспериментальные зависимости C_A^{-2} хорошо аппроксимируются прямой, что свидетельствует об однородном распределении концентрации индия по толщине поглощающего слоя. Найденные интегральные концентрации легирующей примеси составили $4.97 \cdot 10^{21}$, $4.73 \cdot 10^{21}$ и $4.52 \cdot 10^{21}$ м$^{-3}$ для диаметров мезаструктур 100, 250 и 300 мкм соответственно. На рис. 8 приведены зависимости интегральной концентрации легирующей примеси от температуры. Видно, что определяемая концентрация N_d практически не зависит от температуры в диапазоне от 10 до 220 К. При дальнейшем нагреве определяемая концентрация уменьшается, что связано с высокотемпературными искажениями ВФХ. Вероятно, эти искажения обусловлены перезарядкой уровней, расположенных вблизи гетерограницы (что будет обсуждаться далее). Изучены также возможности определения концентрации донорной примеси при измерениях адмиттанса на разных частотах. При увеличении частоты от 2 до 500 кГц определяемая концентрация уменьшилась менее чем на 6 %. Это связано с высокочастотным влиянием сопротивления объема поглощающего слоя на измеряемые ВФХ. Также на рис. 8 для *nBn*-структур с различными мезадиаметрами показаны зависимости концентрации легирующей примеси от координаты в поглощающем слое (координата отсчитывается от гетерограницы между поглощающим и барьерным слоями). При удалении от гетерограницы в глубь поглощающего слоя концентрация примеси немного уменьшается.

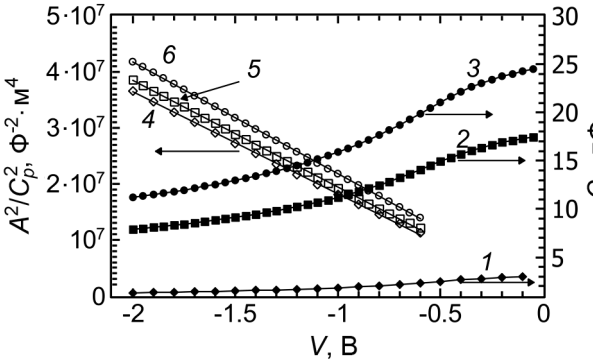

Рис. 7. ВФХ (кр. *1–3*) и зависимости величины A^2/C_p^2 от напряжения (кр. *1–3*) при температуре 220 К для *nBn*-структур с различными диаметрами, мкм: кр. *1*, *4* – 100; кр. *2*, *5* – 250; кр. *3*, *6* – 300

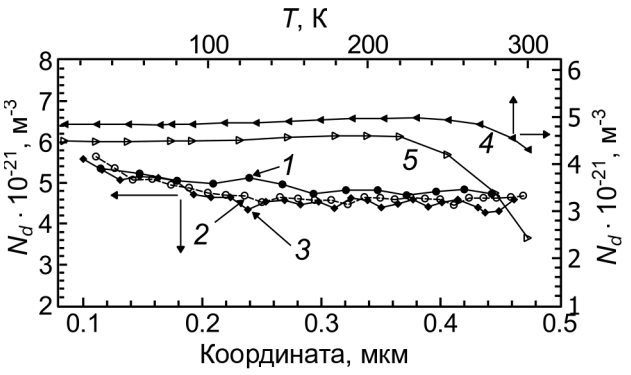

Рис. 8. Зависимости концентрации донорной примеси N_d от координаты при температуре 220 К, а также температурные зависимости интегральной концентрации N_d, найденные из измерений адмиттанса на частоте 100 кГц для *nBn*-структур с диаметрами, мкм: кр. *1*, *4* – 100; кр. *2* – 250; кр. *3*, *5* – 300

Подобную методику нельзя использовать для определения концентрации примеси в контактном слое, поскольку при прямых смещениях наблюдаются искажения ВФХ из-за протекания через *nBn*-структуру большого тока, что проявляется в частотной дисперсии и даже отрицательных значениях емкости. Концентрация примеси в контактном слое может быть найдена из измерений адмиттанса тестовых МДП-структур [33].

Высокотемпературные максимумы на полевых зависимостях емкости и проводимости *nBn*-структур

Можно отметить, что метод адмиттанса очень чувствителен к технологии формирования *nBn*-структур, поскольку дефекты на гетерограницах и в прилегающих областях полупроводника влияют на результаты измерений. Ранее отмечалось, что на ВФХ *nBn*-структуры при высоких температурах и низких частотах наблюдается максимум при обратных смещениях, который не позволяет корректно определять концентрацию легирующей примеси при высоких температурах. На частотных зависимостях проводимости *nBn*-структуры наблюдается максимум при таком же напряжении (–0.7 В). На рис. 9 показаны зависимости емкости и проводимости *nBn*-структуры, измеренные при температуре 295 К в темноте и при освещении излучением с длиной волны 0.94 мкм.

Видно, что освещение приводит к увеличению амплитуды максимума. При охлаждении структур максимум исчезает, но в условиях воздействия освещения эту особенность можно наблюдать на электрофизических характеристиках даже при 180 К. На рис. 10 приведены фрагменты ВФХ вблизи максимума, измеренные на разных частотах. При увеличении частоты амплитуда максимума на ВФХ уменьшается, максимум на полевой зависимости проводимости более выражен на высоких частотах.

Наиболее вероятно, что высокотемпературный максимум на полевых зависимостях емкости и проводимости обусловлен перезарядкой уровней дефектов на границе между барьерным и поглощающим слоями. С увеличением частоты или при охлаждении время перезарядки уровня увеличивается и зарядовое состояние этого уровня не успевает меняться при изменении переменного тестового сигнала. При освещении время перезарядки уменьшается и максимум сильнее проявляется в измеренных зависимостях адмиттанса.

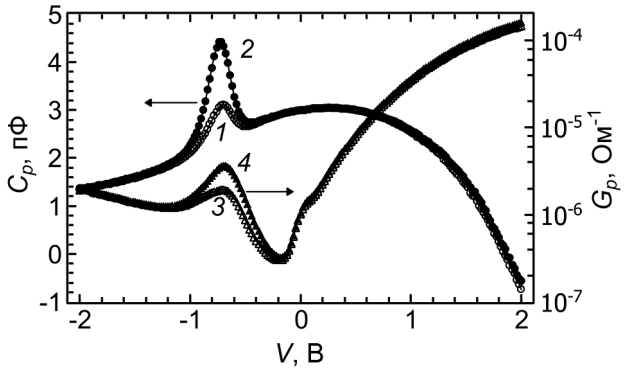

Рис. 9. Полевые зависимости емкости (кр. *1*, *2*) и проводимости (кр. *3*, *4*) *nBn*-структуры, измеренные при температуре 295 К на частоте 50 кГц в темноте (кр. *1*, *3*) и при освещении (кр. *2*, *4*)

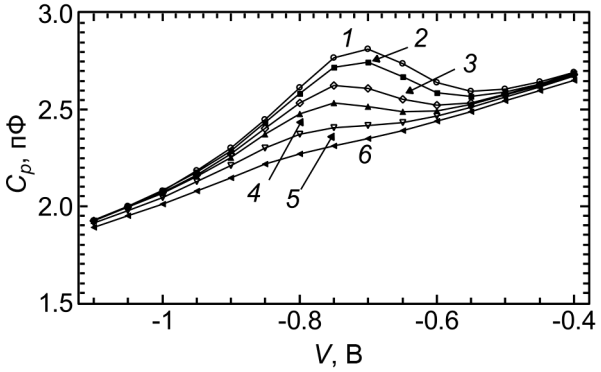

Рис. 10. Фрагменты ВФХ *nBn*-структуры, измеренные в темновом режиме при температуре 295 К на различных частотах, кГц: кр. *1* – 50; кр. *2* – 100; кр. *3* – 200; кр. *4* – 300; кр. *5* – 500; кр. *6* – 800

При напряжениях, близких к нулю, барьерный слой является полностью обедненным и область пространственного заряда в поглощающем или контактном слоях имеет минимальную толщину или отсутствует [29]. При увеличении обратного смещения ОПЗ распространяется в поглощающий слой, что приводит к уменьшению измеряемой емкости *nBn*-структуры. В этом случае может быть использована эквивалентная схема, показанная на вставке рис. 11 справа. На этой схеме емкость C_1 характеризует свойства барьерного слоя, а влиянием сопротивления барьера R_1 можно пренебречь в широком диапазоне условий. Свойства ОПЗ в поглощающем слое можно описать емкостью C_{abs} и цепочкой R_{SS}–C_{SS}, которая отражает наличие поверхностных состояний (аналогично [25]). Сопротивление R_2 характеризует свойства квазинейтрального объема поглощающего слоя. Если заменить элементы C_{abs}, R_{SS} и C_{SS} параллельной цепочкой C_3 и R_3 (вставка рис. 11 слева), то можно записать следующие выражения:

$$C_3 = \frac{C_{SS}}{1+\omega^2 C_{SS}^2 R_{SS}^2} + C_{abs} = \frac{C_{SS}}{1+\omega^2\tau_{SS}^2} + C_{abs}\,, \quad \frac{G_3}{\omega} = \frac{1}{\omega R_3} = \frac{\omega C_{SS}^2 R_{SS}}{1+\omega^2 C_{SS}^2 R_{SS}^2} = \frac{\omega C_{SS}\tau_{SS}}{1+\omega^2\tau_{SS}^2}\,, \qquad (4)$$

где $\tau_{SS} = C_{SS}R_{SS}$. Из выражения (4) следует, что частотная зависимость $\frac{G_3(\omega)}{\omega}$ имеет максимум при выполнении условия $\omega\tau_{SS} = 1$, который наблюдается в эксперименте. На рис. 11 показаны температурные зависимости нормированной проводимости ОПЗ поглощающего слоя, построенные при различных частотах. Для определения значений $\frac{G_3}{\omega}$ из измеренного импеданса *nBn*-структуры необходимо исключить импеданс барьерного слоя и квазинейтральной области поглощающего слоя. Значения элементов R_1 и R_2 были найдены из измерений частотных зависимостей адмиттанса при напряжении 0.3 В. Из рис. 11 видно, что температурные зависимости проводимости имеют максимум, который при увеличении частоты смещается в более высокотемпературную

область. Такой вид частотных зависимостей может быть связан с перезарядкой поверхностных состояний или глубоких уровней, но перезарядка глубокого уровня не приводит к появлению максимумов на зависимостях емкости и проводимости от напряжения [25]. На рис. 12 показан график Аррениуса, построенный при напряжении –0.7 В. Энергия активации составила (359±9) мэВ, что возможно, если поверхностные состояния расположены на гетерогранице между барьером и поглощающим слоем.

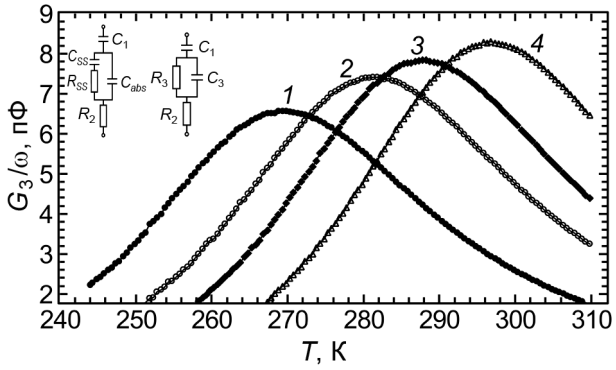

Рис. 11. Температурные зависимости нормированной проводимости обедненной области поглощающего слоя G_3, измеренные при напряжении –0.7 В на разных частотах, кГц: кр. *1* – 74; кр. *2* – 50; кр. *3* – 220; кр. *4* – 380. На вставке – эквивалентные схемы *nBn*-структуры при обратных смещениях

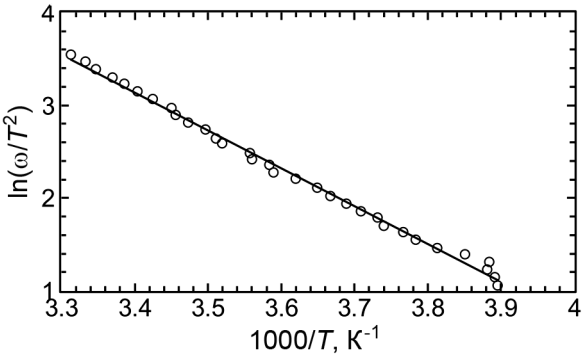

Рис. 12. График Аррениуса, построенный при напряжении –0.7 В по температурным зависимостям нормированной проводимости поглощающего слоя *nBn*-структуры (рис. 11)

Адмиттанс МДП-приборов на основе *nBn*-структур из МЛЭ HgCdTe

Некоторые электрофизические свойства планарных МДП-приборов на основе *nBn*-структур из МЛЭ HgCdTe исследованы в работе [33]. При нанесении обратного электрода на контактный слой *nBn*-структуры адмиттанс МДП-прибора определяется свойствами контактного слоя. Измерения ВФХ планарных МДП-приборов обеспечивают информацию о свойствах границы раздела HgCdTe – PE ALD Al_2O_3 (плотность медленных и быстрых состояний, фиксированный заряд) и приповерхностного слоя МЛЭ HgCdTe (концентрации примеси, скорости генерации неосновных носителей заряда). В данной работе основное внимание уделено исследованиям адмиттанса меза-МДП-приборов, в которых обратный электрод наносится на поглощающий слой *nBn*-структуры.

На рис. 13 показаны ВФХ меза-МДП-прибора на основе *nBn*-структуры, измеренные на частоте 10 кГц при разных температурах. Из рис. 13 видно, что при температуре 295 К реализуется низкочастотная ВФХ, а при температуре 10 К вид емкостных зависимостей близок к высокочастотному. При охлаждении от 295 до 10 К наблюдалось значительное уменьшение емкости МДП-прибора в различных режимах. Например, в режиме обогащения емкость МДП-прибора уменьшилась от 33 до 15 пФ, причем такая особенность не характерна для планарных МДП-приборов [33], в которых обратный электрод наносился на контактный слой. На рис. 14 показаны температурные зависимости емкостей МДП-приборов в планарной и мезаконфигурациях, измеренные в режимах обогащения и сильной инверсии.

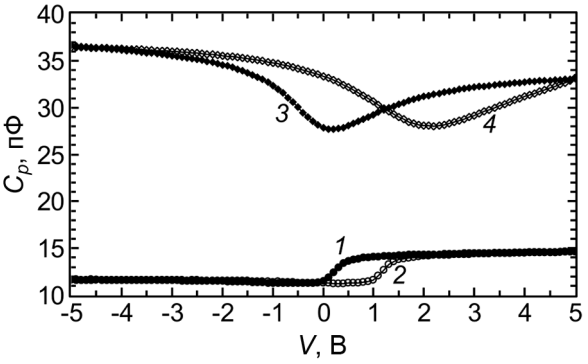

Рис. 13. ВФХ меза-МДП-прибора на основе *nBn*-структуры, измеренные на частоте 10 кГц при прямой (кр. *1*, *3*) и обратной (кр. *2*, *4*) развертке напряжения при различных температурах, К: кр. *1*, *2* – 10; кр. *3*, *4* – 295

Из рис. 14 видно, что для планарного МДП-прибора емкость в обогащении слабо зависит от температуры, а для МДП-прибора в мезаконфигурации емкость значительно снижается при охла-

ждении от 250 до 150 К. Температурная зависимость емкости в сильной инверсии для планарного МДП-прибора определяется переходом ВФХ при охлаждении от низкочастотного к высокочастотному виду.

На рис. 15 символами показаны экспериментальные частотные зависимости емкости и приведенной проводимости МДП-прибора, измеренные в режиме обогащения при температуре 250 К. Для расчета частотных зависимостей использовалась эквивалентная схема, показанная на вставке рис. 15. В этой схеме C_d – емкость диэлектрического слоя PE ALD Al_2O_3, а остальные обозначения аналогичны обозначениям на вставке рис. 4: R_2 – последовательное сопротивление объема поглощающего слоя МЛЭ HgCdTe, R_1 и C_1 – сопротивление и емкость барьерного слоя соответственно. Для описания свойств меза-МДП-прибора в режимах обеднения или инверсии необходима более сложная эквивалентная схема, учитывающая процессы в приповерхностной области контактного слоя.

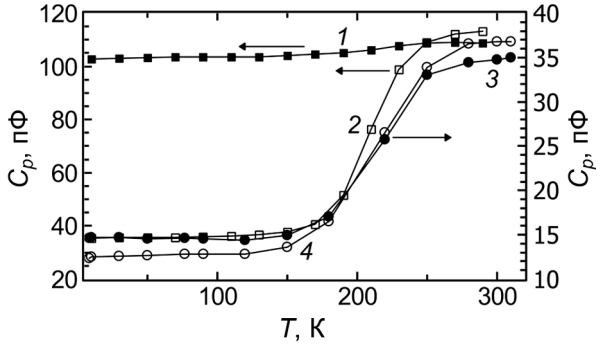

Рис. 14. Температурные зависимости емкости МДП-приборов в планарной конфигурации (кр. *1*, *2*) и мезаконфигурации (кр. *3*, *4*), измеренные на частоте 10 кГц в режимах обогащения (кр. *1*, *3*) и сильной инверсии (кр. *2*, *4*)

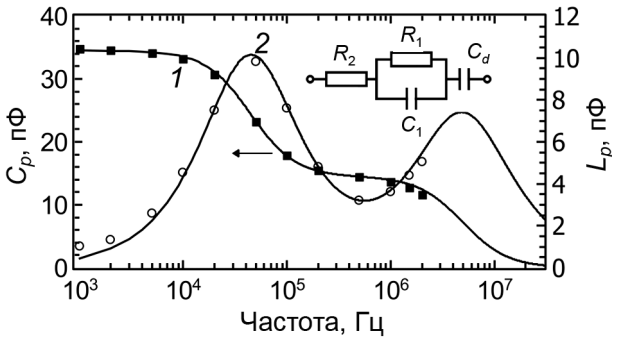

Рис. 15. Экспериментальные и расчетные частотные зависимости емкости (кр. *1*) и приведенной проводимости (кр. *2*) МДП-прибора на основе *nBn*-структуры, измеренные в режиме обогащения при температуре 250 К

Параллельную цепочку из R_1 и C_1, характеризующую свойства барьерного слоя, можно преобразовать в последовательную цепочку R_{1s} и C_{1s} при использовании следующих соотношений:

$$R_{1s} = \frac{R_1}{1+\omega^2 C_1^2 R_1^2}, \qquad C_{1s} = \frac{1+\omega^2 C_1^2 R_1^2}{\omega^2 C_1 R_1^2}. \tag{5}$$

Если представить МДП-прибор в виде последовательно соединенных емкости C_s и сопротивления R_s, то можно записать

$$C_s = \left(\frac{1}{C_d} + \frac{1}{C_{1s}}\right)^{-1}, \qquad R_s = R_2 + R_{1s}. \tag{6}$$

Тогда измеряемые емкость и проводимость МДП-прибора при использовании параллельной схемы замещения будут равны

$$C_p = \frac{C_s}{1+\omega^2 C_s^2 R_s^2}, \qquad G_p = \frac{\omega^2 C_s^2 R_s}{1+\omega^2 C_s^2 R_s^2}. \tag{7}$$

Измеряемые значения емкости и проводимости МДП-прибора в мезаконфигурации можно записать с учетом значений элементов эквивалентной схемы в следующем виде:

$$C_p = \frac{\left(\dfrac{C_d\left(1+\omega^2\tau_1^2\right)}{1+\omega^2\left(C_d+C_1\right)C_1R_1^2}\right)}{1+\omega^2\left(R_2+\dfrac{R_1}{1+\omega^2\tau_1^2}\right)^2\left(\dfrac{C_d\left(1+\omega^2\tau_1^2\right)}{1+\omega^2\left(C_d+C_1\right)C_1R_1^2}\right)^2}; \tag{8}$$

$$G_p = \frac{\omega^2\left(R_2 + \dfrac{R_1}{1+\omega^2\tau_1^2}\right)\left(\dfrac{C_d\left(1+\omega^2\tau_1^2\right)}{1+\omega^2\left(C_d+C_1\right)C_1R_1^2}\right)^2}{1+\omega^2\left(R_2 + \dfrac{R_1}{1+\omega^2\tau_1^2}\right)^2\left(\dfrac{C_d\left(1+\omega^2\tau_1^2\right)}{1+\omega^2\left(C_d+C_1\right)C_1R_1^2}\right)^2}, \quad (9)$$

где $\tau_1 = R_1C_1$.

По результатам измерения частотной зависимости емкости и проводимости МДП-прибора в режиме обогащения несложно определить значения всех элементов эквивалентной схемы. Низкочастотная емкость МДП-структуры близка к емкости диэлектрика, значение емкости барьерного слоя C_1 сильно влияет на измеряемую емкость при частотах, соответствующих пологому участку на ВФХ (в диапазоне частот от 200 до 1000 кГц). Значение сопротивления R_1 можно найти по частоте, соответствующей максимуму нормированной проводимости, а значение сопротивления R_2 – по высокочастотному спаду частотной зависимости емкости или по высокочастотному максимуму нормированной проводимости. Расчетные частотные зависимости емкости и проводимости МДП-прибора показаны линиями на рис. 15. При расчете использованы следующие значения элементов эквивалентной схемы: C_d = 34.5 пФ, R_1 = 58.6 кОм, C_1 = 26.1 пФ, R_2 = 2.2 кОм. Эти значения элементов эквивалентной схемы (R_1, C_1, R_2) несколько отличаются от значений, полученных из частотных зависимостей адмиттанса *nBn*-структуры, что связано с разными площадями фронтальных электродов для *nBn*-структуры (рис. 4) и МДП-прибора (рис. 15).

С учетом выражений (5) – (9) несложно получить соотношения, позволяющие исключить влияние параметров барьерного и поглощающего слоев на измеряемый адмиттанс меза-МДП-прибора. Такая процедура может быть востребована для диагностики свойств границы раздела и приповерхностной области контактного слоя. Сопоставление экспериментальных частотных зависимостей с результатами численного моделирования (при использовании соотношений (5) – (9)) позволяет находить значения элементов, характеризующих барьерный слой, в различных условиях. Например, на рис. 16 показаны температурные зависимости сопротивления барьерного слоя R_1, найденные в темноте и при освещении излучением с длиной волны 0.94 мкм. Из рис. 16 видно, что освещение инфракрасным излучением приводит к уменьшению значений сопротивления R_1 при низких температурах (<100 К). Найденные по зависимостям рис. 16 значения энергии активации составили 346 и 16 мэВ в области высокотемпературного спада сопротивления и при более низких температурах соответственно. Полученные значения энергии активации можно объяснить тем, что при высоких температурах значение сопротивления R_1 ограничено генерационными процессами Шокли – Рида – Холла, а при низких температурах – процессами туннельной генерации через уровень в запрещенной зоне.

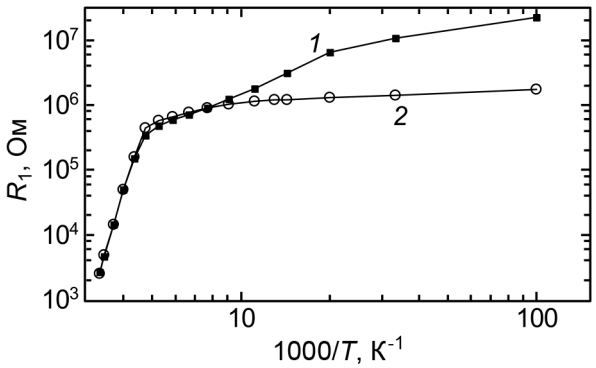

Рис. 16. Зависимости сопротивления барьерного слоя МДП-прибора на основе *nBn*-структуры, полученные из измерений адмиттанса в темновом режиме (кр. *1*) и при освещении (кр. *2*)

Выводы

Таким образом, в широком диапазоне частот и температур изучены зависимости адмиттанса для *nBn*-структур на основе МЛЭ HgCdTe. Для исследованных структур при температурах от 180 до 300 К темновой ток был ограничен диффузионными процессами. Предложена эквивалентная схема, позволяющая рассчитать частотные зависимости адмиттанса *nBn*-структур на основе МЛЭ HgCdTe при напряжениях, близких к нулю. Предложенная схема содержит параллельно соединенные емкость и сопротивление барьера, а также последовательное сопротивление объема поглощающего слоя. Установлено, что при температурах, меньших чем 220 К, влиянием сопротив-

ления барьерного слоя можно пренебречь в широком диапазоне частот (1–2000 кГц). Показано, что измерения ВФХ *nBn*-структур на основе МЛЭ HgCdTe могут использоваться в широком диапазоне частот и температур для определения концентрации легирующей примеси в поглощающем слое. При температурах, близких к комнатной, для корректного описания зависимостей адмиттанса необходимо использовать более сложную эквивалентную схему из-за влияния на результаты измерений особенностей реальных *nBn*-структур на основе МЛЭ HgCdTe. К этим особенностям относятся наличие поверхностных состояний на гетерогранице, частотная дисперсия ВФХ и отрицательные значения емкости при прямых смещениях. Энергия активации дискретного уровня поверхностных состояний, определенная из графика Аррениуса, составила около 359 мэВ, что подтверждает его предположение о расположении поверхностных состояний на границе между барьером и поглощающим слоем. Исследован адмиттанс МДП-приборов на основе *nBn*-структур при нанесении обратного электрода на поглощающий слой (мезаконфигурация). Показано, что электрофизические характеристики МДП-прибора в мезаконфигурации определяются совместным влиянием процессов в контактном, барьерном и поглощающем слоях *nBn*-структуры. Измерения адмиттанса МДП-приборов в мезаконфигурации можно использовать для диагностики свойств приповерхностной области контактного слоя и границы раздела Al_2O_3 – HgCdTe, а также для изучения процессов в барьерном слое.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Rogalski A. Infrared and Terahertz detectors. – 3rd. ed. – Boca Raton: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2019. – 1044 p.
2. Kinch M.A. State-of-the-Art Infrared Detector Technology. – Bellingham, Washngton: SPIE Press, 2014. – 262 p.
3. Lobre C., Jouneau P. H., Mollard L., et al. // J. Electron. Mater. – 2014. – V. 43. – P. 2908–2914.
4. Izhnin I.I., Mynbaev K.D., Voitsekhovsky A.V., et al. // Infrared Phys. Technol. – 2019. – V. 98. – P. 230–235.
5. White A.M. Infra red detectors // Патент 4679063 США, 1983.
6. Klipstein P. Depletion-less photodiode with suppressed dark current and method for producing the same // Патент 7795640 США, 2003.
7. Maimon S. and Wicks G.W. // Appl. Phys. Lett. – 2006. – V. 89. – No. 15. – P. 151109.
8. Ting D.Z., Soibel A., Khoshakhlagh A., et al. // Appl. Phys. Lett. – 2018. – V. 113. – P. 021101.
9. Soibel A., Ting D.Z., Hill C.J., et al. // Appl. Phys. Lett. – 2016. – V. 109. – P. 103505.
10. Evirgen A., Abautret J., Perez J.P., et al. // Electron. Lett. – 2014. – V. 50. – P. 1472–73.
11. Soibel A., Ting D.Z., Rafol S.B., et al. // Appl. Phys. Lett. – 2019. – V. 114. – P. 161103.
12. Akhavan N.D., Umana-Membreno G.A., Gu R., et al. // IEEE Trans. Electron Dev. – 2016. – V. 63. – No. 12. – P. 4811–4818.
13. Kopytko M., Wróbel J., Jóźwikowski K., et al. // J. Electron. Mater. – 2015. – V. 44. – No. 1. – P. 158–166.
14. Uzgur F. and Kocaman S. // Infrared Phys. Technol. – 2019. – V. 97. – P. 123–128.
15. Ye Z.H., Chen Y.Y., Zhang P., et al. // Proc. SPIE. – 2014. – V. 9070. – P. 90701L.
16. Itsuno A.M., Phillips J.D., and Velicu S. // J. Electron. Mater. – 2011. – V. 40. – No. 8. – P. 1624–1629.
17. Martyniuk P., Kopytko M., and Rogalski A. // Opto-Electron. Rev. – 2014. – V. 22. – No. 2. – P. 127–146.
18. Itsuno A.M., Phillips J.D., and Velicu S. // Appl. Phys. Lett. – 2012. – V. 100. – No. 16. – P. 161102.
19. Velicu S., Zhao J., Morley M., et al. // Proc. SPIE. – 2012. – V. 8268. – P. 826282X.
20. Gravrand O., Boulard F., Ferron A., et al. // J. Electron. Mater. – 2015. – V. 44. – No. 9. – P. 3069–3075.
21. Kopytko M., Kębłowski A., Gawron W., et al. // IEEE Trans. Electron Dev. – 2014. – V. 61. – No. 11. – P. 3803–3807.
22. Kopytko M. and Rogalski A. // Prog. Quant. Electron. – 2016. – V. 47. – P. 1–18.
23. Voitsekhovskii A.V., Nesmelov S.N., Dzyadukh S.M., et al. // Infrared Phys. Technol. – 2019. – V. 102. – P. 103035.
24. Voitsekhovskii A.V., Nesmelov S.N., Dzyadukh S.M., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2020. – V. 53. – No. 5. – P. 055107.
25. Nicollian E.H. and Brews J.R. MOS (metal oxide semiconductor) physics and technology. – N.Y. et al.: Wiley, 1982. – 906 p.
26. Sze S.M. and Ng Kwok K. Physics of Semiconductor Devices. – 3rd ed. – N.Y.: Wiley, 2007. – 832 p.
27. Voitsekhovskii A.V., Nesmelov S.N., and Dzyadukh S.M. // J. Phys. Chem. Sol. – 2017. – V. 102. – P. 42–48.
28. Hirwa H., Pittner S., and Wagner V. // Org. Electron. – 2015. – V. 24. – P. 303–314.
29. Rhiger D.R., Smith E.P., Kolasa B.P., et al. // J. Electron. Mater. – 2016. – V. 45. – No. 9. – P. 4646–4653.

30. Glasmann A., Prigozhin I., and Bellotti E. // IEEE J. Electron Dev. Soc. – 2019. – V. 7. – P. 534–543.
31. Voitsekhovskii A.V., Nesmelov S.N., Dzyadukh S.M., et al. // Mater. Res. Expr. – 2019. – V. 6. – No. 11. – P. 116411.
32. Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2019. – Т. 62. – № 5. – С. 77–85.
33. Voitsekhovskii A.V., Nesmelov S.N., Dzyadukh S.M., et al. // J. Comm. Technol. Electron. – 2019. – V. 64. – No. 3. – P. 289–293.
34. Fu R. and Pattison J. // Opt. Eng. – 2012. – V. 51. – No. 10. – P. 104003.
35. Zakirov E.R., Kesler V.G., Sidorov G.Y., et al. // Semicond. Sci. Technol. – 2019. – V. 34. – No. 6. – P. 065007.
36. Ershov M., Liu H.C., Li L., et al. // IEEE Trans. Electron. Dev. – 1998. – V. 45. – No. 10. – P. 2196–2206.
37. Jones B.K., Santana J., McPherson M., et al. // Sol. State Commun. – 1998. – V. 107. – No. 2. – P. 47–50.
38. Penin N.A. // Semiconductors. – 1996. – V. 30. – No. 4. – P. 340–343.
39. Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 4. – С. 102–109.
40. Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2014. – Т. 57. – № 5. – С. 62–69.
41. Voitsekhovskii A.V., Nesmelov S.N., Dzyadukh S.M., et al. // Infrared Phys. Technol. – 2015. – V. 71. – P. 236–241.
42. Van Gelder W. and Nicollian E.H. // J. Electrochem. Soc. – 1971. – V. 118. – P. 138–141.

Поступила в редакцию 10.01.20.

[1] Национальный исследовательский Томский государственный университет,
г. Томск, Россия
[2] Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,
г. Новосибирск, Россия

Войцеховский Александр Васильевич, д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой НИ ТГУ, зав. лабораторией СФТИ ТГУ, e-mail: vav43@mail.tsu.ru;
Несмелов Сергей Николаевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. НИ ТГУ, e-mail: nesm69@mail.ru;
Дзядух Станислав Михайлович, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. НИ ТГУ, e-mail: bonespirit@mail2000.ru;
Дворецкий Сергей Алексеевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. НИ ТГУ, зав. лабораторией ИФП СО РАН, e-mail: dvor@isp.nsc.ru;
Михайлов Николай Николаевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр. ИФП СО РАН, e-mail: mikhailov@isp.nsc.ru;
Сидоров Георгий Юрьевич, к.ф.-м.н., зав. лабораторией ИФП СО РАН, e-mail: george@isp.nsc.ru;
Якушев Максим Витальевич, д.ф.-м.н., зам. директора ИФП СО РАН, e-mail: yakushev@isp.nsc.ru.