

УДК 621.315.592

А. В. Войцеховский, Ю. А. Денисов, А. П. Коханенко, В. С. Варавин,
С. А. Дворецкий, В. Т. Либерман, Н. Н. Михайлов, Ю. Г. Сидоров

(Новосибирск — Томск)

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ШУМОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0,22$)

На основе результатов расчета параметров МДП-фотоприемных элементов на базе изотипной гетероструктуры из $n\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с составами слоев $x = 0,2$ и $x = 0,3$ сформулированы требования к электрическим и рекомбинационным характеристикам материала гетероструктуры. Экспериментально исследованы фотоэлектрические и рекомбинационные свойства эпитаксиальных структур из $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0,22$), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии при возбуждении излучением с длинами волн 10,6 и 0,9 мкм. Измеренные значения времени жизни носителей заряда при $T = 77$ К составляли в лучших образцах 300—400 нс, а доминирующим механизмом рекомбинации в области температур, соответствующих примесной проводимости, определен механизм рекомбинации через локальные центры. Из анализа экспериментальных токовых и температурных зависимостей напряжения шумов сделан вывод об их генерационно-рекомбинационной природе. Подчеркнута возможность эффективного использования исследованных МЛЭ-структур в качестве фоточувствительных элементов МДП-фотоприемников.

Введение. В настоящее время достигнут значительный прогресс в эпитаксиальных методах получения слоев $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, включая метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [1]. О высоком качестве эпитаксиальных слоев свидетельствует их успешное применение при изготовлении приборов оптоэлектроники [2]. При этом МДП-структуры остаются наиболее перспективными элементами матричных ПЗС-приемников изображения. Анализ пороговых характеристик различных типов МДП-фотоприемников показывает, что фоточувствительность и уровень шумов в таких структурах в динамическом режиме определяются процессом туннелирования носителей заряда при высоких значениях изгиба зон на поверхности узкозонного полупроводника [3]. Поэтому важное значение приобретает проблема разделения функций детектирования излучения и его считывания в различных по ширине запрещенной зоны областях полупроводниковой подложки МДП-структуры. Примером такой реализации может служить МДП-структура на основе изотипной гетероструктуры, состоящей из верхней области широкозонного и нижней области узкозонного материала $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ различного состава.

В то же время основным параметром для получения высокочувствительных МДП-фотоприемников является время жизни носителей заряда в области рабочих температур фотоприемного устройства, которое определяет в конечном счете его фотоэлектрические и флуктуационные характеристики. Необходимо отметить, что в настоящее время имеется незначительное число работ, в которых приводятся результаты измерений времени жизни носителей заряда в эпитаксиальных структурах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, выращенных методом МЛЭ [4—6]. Поэтому представляет интерес проведение измерений времени жизни фотоносителей в эпитаксиальном материале и анализ возможных механизмов рекомбинации в области температур, соответствующих примесной проводимости полупроводникового соединения.

Данная работа посвящена расчету основных параметров МДП-структур на изотипной гетероструктуре $n-n^+$ и экспериментальному исследованию рекомбинационных свойств в подобных двухслойных гетероструктурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0,22$), выращенных методом МЛЭ.

Расчет параметров МДП-структуры на основе $n-n^+$ -гетероструктуры. Размеры гетероструктуры должны быть таковы, чтобы тонкий широкозонный слой соответствовал толщине области обеднения, а узкозонный слой был равен по толщине длине поглощения или диффузной длине неосновных носителей. Ввиду размещения большей части области обеднения в широкозонном слое темновой ток, включая туннельную составляющую, значительно снижается. Оптическое поглощение осуществляется в основном в узкозонном слое, и генерированные фотоносители диффундируют к области обеднения. Так как гетероструктура состоит из слоев n -типа проводимости, то в режиме импульсного обеднения МДП-структуры потенциальные барьеры между узкозонным слоем и инверсионной областью в широкозонном слое будут снижены и носители заряда станут накапливаться в широкозонном слое. Величина импульса, необходимого для реализации глубокого обеднения, определяется величиной электрического поля туннельного пробоя в широкозонном слое. Для оптимальной работы МДП-фотоприемника толщина верхнего слоя должна быть таковой, чтобы величины электрического поля туннельного пробоя в обоих слоях гетероструктуры достигались при одном и том же напряжении на полевом электроде [7].

В работе приведены результаты расчета основных параметров, характеризующих МДП-структуру в неравновесном режиме: емкость потенциальной ямы Q_w и время накопления носителей заряда τ_n . Для определения Q_w решалось уравнение Пуассона относительно потенциала в верхнем слое с граничными условиями на гетерогранице [8]. При этом предполагалось, что на гетерогранице отсутствуют дефекты, а величина сдвига валентной зоны между двумя слоями пренебрежимо мала (25—30 мэВ).

Расчет емкости потенциальной ямы проводился по формуле

$$Q_w = (2\varepsilon_1\varepsilon_0kT)^{1/2} \left[n_{01}(e^{\beta\psi_{01}} - \beta\psi_{01} - 1) + p_{01}(e^{-\beta\psi_{01}} + \beta\psi_{01} - 1) \right], \quad (1)$$

где ψ_{01} — значение потенциала на границе раздела диэлектрик — широкозонный слой; p_{01}, n_{01} — равновесная концентрация соответственно дырок и электронов в верхнем широкозонном слое; $\beta = q/kT$; ε_1 — диэлектрическая проницаемость верхнего слоя; ε_0 — диэлектрическая постоянная; k — постоянная Больцмана; q — заряд электрона; T — абсолютная температура.

Расчетные зависимости емкости потенциальной ямы от концентрации примеси в верхнем слое для разных толщин приведены на рис. 1 для состава $x = 0,30$. При расчете использовались следующие значения параметров: кон-

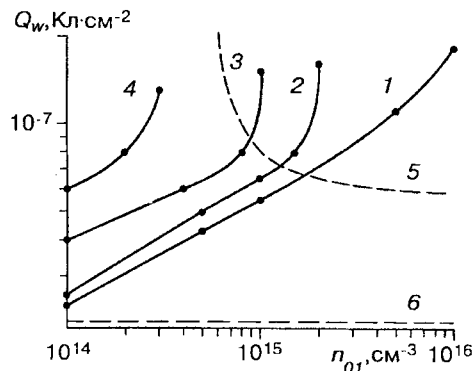


Рис. 1. Зависимость емкости потенциальной ямы от концентрации носителей заряда в широкозонном слое ($x = 0,30$) для различных толщин данного слоя (мкм): 1 — 0,5, 2 — 1,0, 3 — 1,5, 4 — 3,0. Кривая 5 соответствует напряженности поля туннельного пробоя, зависимость 6 — емкости потенциальной ямы с узко-

зонной ($x = 0,20$) подложкой при концентрации $n = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$

центрация примеси в нижнем слое $n_{02} = 1,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, состав для нижнего слоя $x = 0,22$. Анализируя зависимости $Q_w(n_{01})$, можно отметить значительное увеличение емкости ямы для МДП-структуры на основе гетероперехода по сравнению с однослойной МДП-структурой на узкозонном полупроводнике. При этом следует отметить наличие оптимального интервала концентрации примеси в верхнем слое для определенных толщин верхнего слоя с учетом напряженности электрического поля, соответствующей туннельному пробоему верхнего слоя полупроводниковой подложки. Значение концентрации примеси нижнего узкозонного слоя слабо сказывается на величине емкости потенциальной ямы МДП-структуры с гетеропереходом.

Расчет времени накопления МДП-структуры проводился по формуле

$$\tau_n = \frac{C_i U_g}{I}, \quad (2)$$

$$I = I_{\text{диф}} + I_{\Gamma\text{-P}} + I_s + I_{\text{ф}} + I_{\text{тун}}, \quad (3)$$

где C_i — емкость диэлектрика; U_g — напряжение на полевом электроде; I — полный темновой ток; $I_{\text{диф}}$ — диффузионная составляющая полного тока; $I_{\Gamma\text{-P}}$ — ток генерации-рекомбинации; I_s — поверхностная составляющая; $I_{\text{ф}}$ — ток генерации фоновым излучением; $I_{\text{тун}}$ — туннельная составляющая, обусловленная туннелированием носителей заряда через запрещенную зону.

Оценка составляющих полного тока показала, что наиболее существенный вклад дают диффузионная и туннельная составляющие, выражения для которых приведены ниже:

$$I_{\text{диф}} = \frac{qn_i L_p}{n_0 \tau_p}, \quad (4)$$

$$I_{\text{тун}} = \left(\frac{2m^*}{E_g} \right)^{1/2} \frac{q^3 E \psi_s}{4\pi^2 h^2} \exp \left(- \frac{4(2m^*)^{1/2} E_g^{3/2}}{3qhE} \right), \quad (5)$$

где n_i — собственная концентрация носителей заряда; n_0 — равновесная концентрация электронов; τ_p — время жизни неосновных носителей заряда; $L_p = (D_p \tau_p)^{1/2}$; D_p — диффузионная длина и коэффициент диффузии неосновных носителей заряда соответственно; E — электрическое поле; ψ_s — поверхностный потенциал; E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника; h — постоянная Планка; m^* — эффективная масса электронов. Расчет составляющих полного тока проведен с учетом параметров $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ для используемых величин x и T . На рис. 2 приведена зависимость времени накопления от ширины запрещенной зоны для однослойной МДП-структуры на узкозонном полупроводнике. С уменьшением E_g величина τ_n падает, так как возрастает вклад туннельной составляющей полного тока. Приведенное на графике значение времени накопления для МДП-структуры на широкозонном полупроводнике ($x = 0,30$) составляет 5 с, что значительно превосходит значение для узкозонного полупроводника (10^{-3} с). Для МДП-структуры на основе гетероструктуры время накопления должно иметь промежуточное значение, так как возрастает вклад диффузионной составляющей тока от узкозонного слоя, протекающего через гетерограницу в широкозонный слой. Необходимо отметить, что в расчете не учтено наличие дефектов в слоях МДП-структуры, которые в значительной мере увеличивают вклад генерационно-рекомбинационного тока и снижают время накопления по сравнению с МДП-структурой на широкозонном слое. Действительно, экспериментальные значения времени накопления для гетероструктур рассматриваемого типа имеют значение, превышающее значение для однослойной структуры в 2—5 раз при $T = 80 \text{ К}$ [9].

Время жизни фотоносителей в эпитаксиальных структурах. Экспериментальные образцы представляли собой эпитаксиальные структуры типа

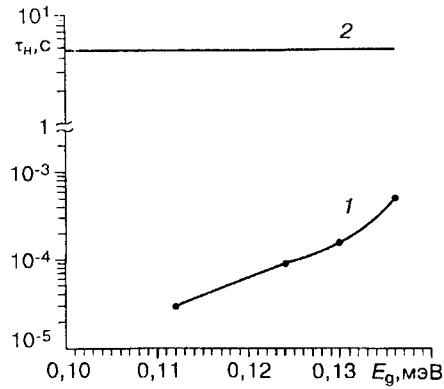


Рис. 2. Зависимость времени накопления от ширины запрещенной зоны верхнего (широкозонного) слоя (кривая 1).

Линия 2 соответствует времени накопления для МДП-структуры с подложкой из широкозонного материала ($x = 0,30$)

$n-n^+$, выращенные методом МЛЭ, содержащие верхний тонкий (~ 1 мкм) широкозонный слой ($x = 0,3$) и нижний узкозонный слой ($x = 0,22$) толщиной $d = 8-10$ мкм [10]. Измерение концентрации и подвижности носителей заряда в пленках $Hg_{1-x}Cd_xTe$ при $T = 80$ К проводилось методом Ван-дер-Пау. Концентрация носителей заряда в исследуемых пленках составляла $4,2 \cdot 10^{14} - 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при $T = 80$ К. Измерение времени жизни фотоносителей осуществлялось по кинетике сигнала фотопроводимости при генерации неравновесных носителей заряда импульсами оптического излучения [11]. В качестве источников возбуждения в объеме пленки использовалось излучение с $\lambda = 10,6$ мкм, а для возбуждения в приповерхностном слое — излучение с $\lambda = 0,9$ и $1,5$ мкм. Для идентификации механизмов рекомбинации измерялись зависимость времени жизни фотоносителей от температуры. Возбуждение фотосигнала на длинах волн $0,9$ и $1,5$ мкм соответствовало спектральной области фоточувствительности широкозонного слоя эпитаксиальных структур $Hg_{1-x}Cd_xTe$. Одновременно измерялись температурные зависимости сигнала фотопроводимости на различных длинах волн для интерпретации результатов измерения времени жизни носителей заряда.

Типичная температурная зависимость времени жизни фотоносителей в области температур, соответствующих примесной проводимости для образца n -типа, приведена на рис. 3. Для $T = 80$ К $\tau = 340$ нс при измерении на $\lambda = 10,6$ мкм, далее с ростом температуры имеет место подъем зависимости $\tau(T)$ вплоть до 410 нс ($T = 125$ К). Необходимо отметить, что температурные зависимости времени жизни и сигнала фотоответа близки друг другу для случаев возбуждения излучением с $\lambda = 10,6$ и $0,9$ мкм. Некоторая особенность наблюдается в области температур $80-90$ К, где кривая зависимости $\tau(T)$ для $\lambda = 0,9$ мкм лежит ниже по сравнению со случаем возбуждения с $\lambda = 10,6$ мкм, что, по-видимому, связано с влиянием поверхностной рекомбинации при коротковолновом возбуждении. В то же время зависимость сигнала фотоответа $U_{фс}(T)$ с ростом температуры характеризуется спадом, причем имеется некоторый сдвиг в сторону высоких температур зависимости $U_{фс}(T)$ на $\lambda = 0,9$ мкм по сравнению с $U_{фс}(T)$ на $\lambda = 10,9$ мкм.

На рис. 4 приведены температурные зависимости времени жизни носителей заряда и величины фотосигнала для образца n -типа проводимости, отличающиеся по сравнению с рассмотренным выше случаем. Видно, что для случая возбуждения с $\lambda = 0,9$ мкм характерно наличие быстрой и медленной составляющих температурной зависимости времени жизни $\tau(T)$. Быстрая составляющая изменяется от 90 до 120 нс в диапазоне температур $80-170$ К, а медленная — соответственно от 1 до 4 мкс. Для зависимости $\tau(T)$ на $\lambda = 10,6$ мкм для интервалов температур $80-90$ и $120-140$ К характерны «плато» с

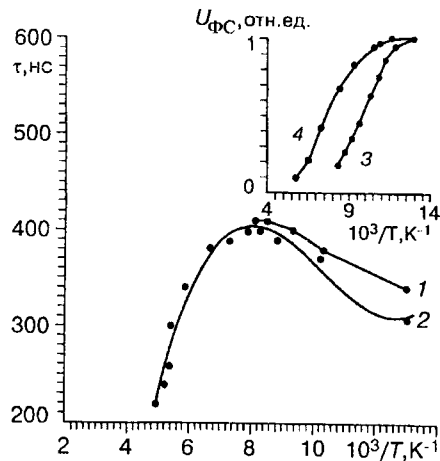


Рис. 3. Температурные зависимости времени жизни носителей заряда (1, 2) и фотоответа (3, 4 на вставке) для эпитаксиальной пленки *n*-типа проводимости ($n = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $x = 0,23$), измеренные при возбуждении излучением с $\lambda = 10,6$ (1, 3) и $0,9$ мкм (2, 4)

$\tau = 30$ и 70 нс соответственно. Обращает на себя внимание существенное различие вида зависимостей $U_{\text{ФС}}(T)$ для рассматриваемых случаев возбуждения. Для зависимости $U_{\text{ФС}}(T)$ на $\lambda = 0,9$ мкм имеет место максимум в области $90\text{—}100$ К.

Следует отметить, что на ход зависимостей $U_{\text{ФС}}(T)$ влияет зависимость $E_g(T)$, так как с ростом температуры и увеличением ширины запрещенной зоны E_g снижается граничная длина волны $\lambda_{\text{гр}}$ полупроводникового материала и соответственно падает величина коэффициента поглощения на $\lambda = 10,6$ мкм. Поглощение излучения на $\lambda = 0,9$ и $1,5$ мкм осуществляется в приповерхностном слое пленки, так как характеризуется высоким коэффициентом поглощения. Данными обстоятельствами можно объяснить различие поведения зависимостей $U_{\text{ФС}}(T)$ для случаев возбуждения на $\lambda = 10,6$ и $0,9$ мкм при схожем виде зависимостей $\tau(T)$ для этих случаев.

Для интерпретации механизмов рекомбинации обратимся к рис. 5, на котором приведены экспериментальные температурные зависимости времени

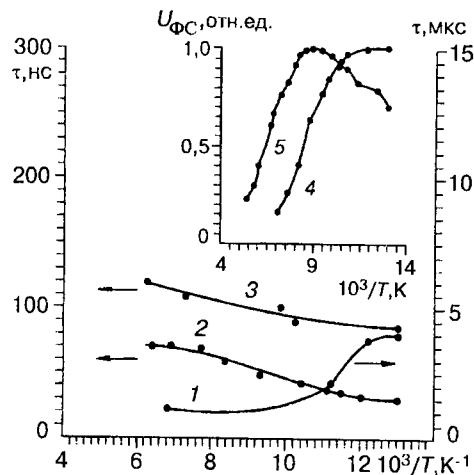


Рис. 4. Температурные зависимости времени жизни носителей заряда (1—3) и сигнала фотоответа (4, 5 на вставке) для эпитаксиальной пленки *n*-типа проводимости ($n = 1,2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $x = 0,22$) при возбуждении излучением с $\lambda = 10,6$ (2, 4) и $0,9$ мкм (1, 3, 5).

Кривые 1, 3 соответствуют медленной и быстрой составляющим

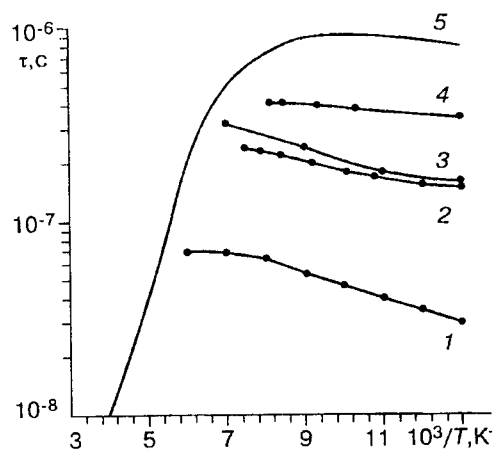


Рис. 5. Температурные зависимости времени жизни носителей заряда для эпитаксиальных пленок n -типа с концентрациями (см^{-3}): 1 — $1,2 \cdot 10^{15}$ ($x = 0,22$); 2 — $1,7 \cdot 10^{15}$ ($x = 0,22$); 3 — $4,2 \cdot 10^{15}$ ($x = 0,22$); 4 — $3,0 \cdot 10^{15}$ ($x = 0,23$).

Кривая 5 — расчетная зависимость времени жизни для оже-рекомбинации в материале n -типа проводимости с концентрацией $1,0 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($x = 0,20$)

жизни носителей заряда исследуемых образцов при возбуждении с $\lambda = 10,6$ мкм, что соответствует объемному случаю возбуждения. На этом же рисунке показана рассчитанная зависимость $\tau(T)$ для оже-механизма рекомбинации для материала $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ состава $x = 0,2$ n -типа проводимости с концентрацией носителей заряда $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Как показывает расчет [12, 13], межзонные механизмы рекомбинации типа Оже или излучательного для исследуемых образцов вносят незначительный вклад. Наиболее вероятным является механизм рекомбинации через локальные центры. Наличие двух составляющих времени жизни для образцов n -типа может быть объяснено присутствием рекомбинационных центров с резкой асимметрией величин поперечных сечений захвата для электронов и дырок.

Для эпитаксиальных пленок p -типа, выращенных методами жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) и МЛЭ, проведены исследования шумовых характеристик. Анализ шумовых свойств материала, в частности генерационно-рекомбинационных шумов, имеет важное значение, поскольку напряжение шумов зависит от основных параметров материала — времени жизни и концентрации

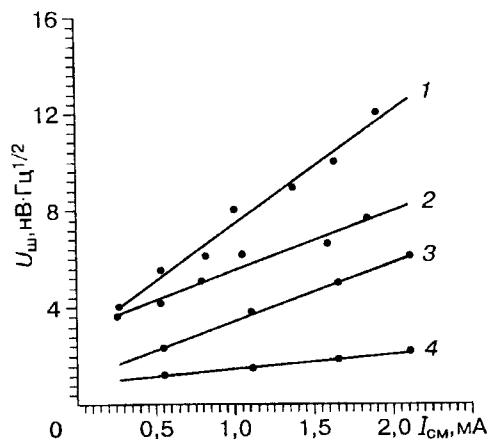


Рис. 6. Зависимости напряжения шумов от тока смещения для эпитаксиальных пленок p -типа проводимости, выращенных МЛЭ (1) и ЖФЭ (2—4)

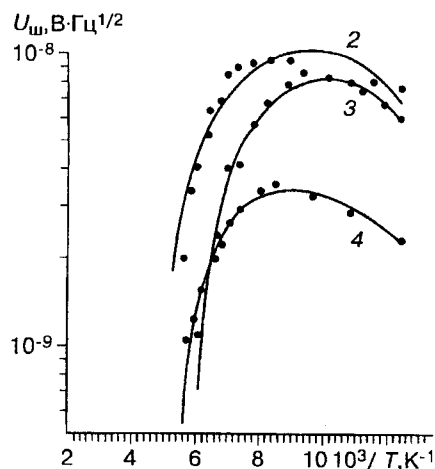


Рис. 7. Температурные зависимости напряжения шумов для эпитаксиальных пленок p -типа проводимости, выращенных ЖФЭ (2—4).

Номера кривых соответствуют номерам образцов на рис. 6

носителей заряда. Измерения проводились на образцах, изготовленных для фотоэлектрических измерений с использованием мал шумящего усилителя и селективного вольтметра. Частота, на которой проводились измерения, выбиралась равной 10 кГц, чтобы исключить влияние шумов со спектром $1/f$. На рис. 6 показана зависимость напряжения шумов от тока смещения для эпитаксиальных пленок, выращенных методами МЛЭ (1) и ЖФЭ (2—4). Как и предполагалось, зависимость $U_{ш}(I_{см})$ носит линейный характер, что свидетельствует об их генерационно-рекомбинационной природе. Разные углы наклона прямых связаны с различными значениями отношений времени жизни к концентрации носителей заряда для исследуемых пленок. Большие значения генерационно-рекомбинационных шумов для пленок p -типа проводимости, выращенных МЛЭ, по сравнению с пленками, выращенными ЖФЭ, объясняются большими значениями времени жизни в МЛЭ-пленках и сравнимыми значениями концентрации носителей заряда. На рис. 7 представлены температурные зависимости напряжения генерационно-рекомбинационных шумов для эпитаксиальных пленок p -типа, выращенных ЖФЭ. С ростом температуры наблюдается увеличение напряжения шумов при практически неизменном сопротивлении образцов. При дальнейшем увеличении температуры происходит падение величины шумов, вызванное ростом собственной концентрации. Такая зависимость напряжения шумов от температуры характерна для генерационно-рекомбинационных шумов [14]. Однако расчет напряжения генерационно-рекомбинационных шумов, проводившийся по формулам из [14], показывает значительное превышение экспериментальных значений над расчетными. Авторы [15, 16] объясняют подобное поведение шумов в материале p -типа изменением механизма генерации-рекомбинации, учитывающего электронные переходы между разрешенными зонами и рекомбинационным уровнем, вместо межзонных переходов в материале n -типа проводимости с низкой степенью компенсации.

ВЫВОДЫ

В результате проведенного анализа основных параметров МДП-структур на изотипной гетероструктуре на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ показано, что такие структуры обладают более высокой емкостью потенциальной ямы и временем накопления по сравнению с однослойной МДП-структурой на узкозонном полупроводнике. Другим потенциальным преимуществом данной структуры является повышение пробивного значения электрического поля и расширение спектральной области фоточувствительности в области коротких длин волн.

На основании проведенных экспериментальных исследований фотоэлектрических свойств $n-p^+$ -эпитаксиальных структур было показано, что в области температур, соответствующих примесной проводимости, рекомбинация носителей заряда осуществляется через локальные рекомбинационные центры, при этом время жизни в лучших образцах составляет 200—400 нс. Установлено, что шумовые характеристики эпитаксиальных структур имеют генерационно-рекомбинационную природу и определяются величинами времени жизни и концентрациями носителей заряда в пленках. Таким образом, результаты исследований позволяют предположить эффективное использование данных МЛЭ-структур в МДП-фотоприемниках.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кемарский В. А., Кульчицкий Н. А., Осадчев Л. А. Современные аспекты молекулярно-лучевой эпитаксии // Обзор. информ. 1990. Ч. 2, № 5207. С. 3.
2. Войцеховский А. В., Ижнин И. И., Кульчицкий Н. А., Кемарский В. А. Приборы ИК-оптоэлектроники на основе структур $Hg_{1-x}Cd_xTe$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии // Зарубеж. электрон. техника. 1992. № 12. С. 3.
3. Войцеховский А. В., Давыдов В. Н. Фотоэлектрические МДП-структуры из узкозонных полупроводников. Томск: Радио и связь, 1990.
4. Lopes V. C., Syllaios A. J., Chen M. C. Minority carrier lifetime in mercury cadmium telluride // Semicond. Sci. Technol. 1993. 8. P. 824.
5. De Souza M. E., Boukerche M., Faurie J. P. Minority-carrier lifetime in p-type (111)В HgCdTe grown by molecular-beam epitaxy // J. Appl. Phys. 1990. 68, N 10. P. 5195.
6. Shin S. N., Arias J. M., Zandian M. et al. Lifetime in $Hg_{1-x}Cd_xTe$ grown by molecular beam epitaxy // Appl. Phys. Lett. 1991. 59, N 21. P. 2718.
7. Goodwin M. W., Kinch M. A., Koestner R. J. Metal-insulator semiconductor properties of molecular-beam epitaxy grown HgCdTe heterostructures // J. Vac. Sci. Technol. 1990. A8. P. 1226.
8. Сыноров В. Ф., Лихолет А. Н., Сысоев Б. И. Распределение потенциала и емкость структуры с полупроводниковым слоем критической толщины // Микроэлектроника. 1977. 6, вып. 1. С. 56.
9. Goodwin M. W., Kinch M. A., Koestner R. J. Effect of defects on metal-insulator semiconductor properties of molecular-beam epitaxy grown HgCdTe // J. Vac. Sci. Technol. 1989. A7. P. 523.
10. Овсяк В. Н., Васильев В. В., Захарьяш Т. И. и др. Планарные фотодиоды на основе эпитаксиальных слоев $Cd_xHg_{1-x}Te$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии // ФТП. 1996. № 4.
11. Voitshkovskii A. V., Lilenko Yu. V. Recombination effects in narrow-gap semiconductors p- $Hg_{1-x}Cd_xTe$ // Phys. Stat. Sol. (A). 1981. 67. P. 381.
12. Войцеховский А. В. Время жизни носителей заряда в кристаллах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x = 0,20$) // Изв. вузов. Физика. 1994. 37, № 2. С. 99.
13. Войцеховский А. В., Лиленко Ю. В. Эффективное время жизни носителей заряда в полупроводниковых кристаллах $Hg_{1-x}Cd_xTe$ // Изв. вузов. Физика. 1981. Деп. в ВИНТИ, № 5200-81.
14. Kinch M. A., Borrello S. R., Simmons A. 0.1 eV photoconductive detector performance // Infrared Phys. 1977. 17. P. 127.
15. Элементная база оптико-электронных приборов /Под ред. В. Е. Зуева. Томск: МП «Раско», 1992.
16. Andrukhiv M. G., Ivanov-Omskii V. I., Ogorodnicov V. C. Generation-recombination noise in $Hg_{0.79}Cd_{0.21}Te$ // Infrared Phys. 1980. 20. P. 373.

Поступила в редакцию 29 апреля 1996 г.