

УДК 621.315.592

ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ И ФОТОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В ВАРИЗОННЫХ ПЛЕНОЧНЫХ ФОТОПРИЕМНЫХ СТРУКТУРАХ p -CdHgTe

В. Я. Костюченко

*Сибирская государственная геодезическая академия,
630108, г. Новосибирск, ул. Платотного, 10
E-mail: dpro@ngs.ru*

Исследованы при температуре жидкого азота фотомагнитный эффект и фотопроводимость в магнитном поле для геометрии Фойгта на пленках p -CdHgTe с варизонными приграничными областями, в которых содержание кадмия x увеличено по сравнению с центральной областью структуры, однородной по x . Рассмотрен случай доминирующей рекомбинации Шокли — Рида. Экспериментально показано, что пленочную структуру при изучении этих эффектов можно заменить центральной областью с одинаковым x , введя эффективные скорости поверхностной рекомбинации и эффективный темп поверхностной генерации неравновесных носителей заряда на границах центральной области с варизонными областями.

Ключевые слова: кадмий—ртуть—теллур, варизонные структуры, фотопроводимость, фотомагнитный эффект.

Введение. В настоящее время раствор $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ), где x — мольное содержание Cd, является основным полупроводниковым материалом для изготовления фотоприемных устройств (ФПУ) в широком инфракрасном диапазоне спектра [1].

Для изготовления ФПУ с большим количеством элементов ($> 10^3$ – 10^4) в виде n — p -переходов используются преимущественно пленки КРТ p -типа. Характеристики полученных ФПУ в большой степени определяются рекомбинационно-диффузионными параметрами неравновесных носителей заряда (ННЗ) в пленке.

В Институте физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН разработана оригинальная технология выращивания методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) пленок КРТ со сложным профилем мольного содержания Cd на подложках GaAs ориентации (013) [2]. Для уменьшения скорости поверхностной рекомбинации выращиваются приповерхностные варизонные слои, в которых состав x увеличивается к границам пленочной структуры.

При изучении процессов рекомбинации и диффузии неосновных носителей заряда наиболее информативными являются такие эффекты, как фотопроводимость (ФП) и фотомагнитный эффект (ФМЭ) [3]. Магнитополевые зависимости сигналов ФМЭ и ФП определяются распределением концентрации ННЗ по толщине структуры [4]. В работе [5] в пленках p -КРТ с варизонными приграничными областями теоретически рассматривалось поведение фотогенерированных ННЗ в стационарных скрещенных электрическом \mathbf{E} и магнитном \mathbf{B} полях для геометрии Фойгта ($\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$, $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}$ и $\mathbf{k} \perp \mathbf{E}$, где \mathbf{k} — волновой вектор излучения). Пленочная структура была заменена центральной однородной по x областью введением эффективных скоростей поверхностной рекомбинации и эффективного темпа поверхностной генерации ННЗ на границах центральной области и варизонных слоев.

Цель данной работы — на основе теоретической модели [5] для геометрии Фойгта исследовать экспериментально при доминирующей рекомбинации Шокли — Рида магнитополевые зависимости ФП и ФМЭ в пленках с приграничными варизонными слоями p -КРТ МЛЭ.

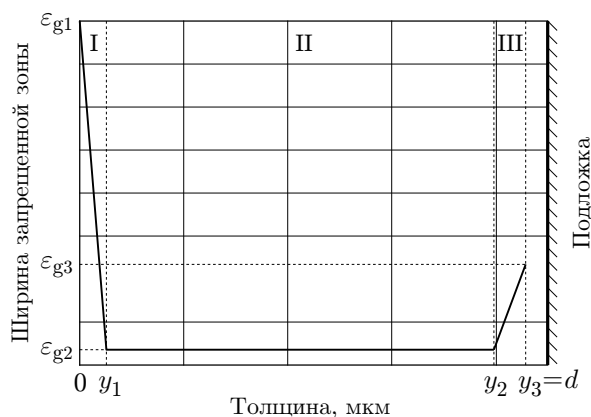


Рис. 1. Профиль края зоны проводимости для структуры: I — передний варизонный слой, II — центральный рабочий слой, III — задний варизонный слой

Исследуемые образцы и условия эксперимента. Исследовались образцы, изготовленные из пленок, выращенных методом МЛЭ на подложках из GaAs ориентации (013) [2]. Толщина пленок 7–10 мкм, молярное содержание кадмия x рабочего (среднего) слоя образцов 0,21–0,23, в варизонных слоях x плавно увеличивалось до 0,4–0,6 на расстоянии 0,5–2,0 мкм (рис. 1).

Способы приготовления образцов и контактов к ним, а также экспериментальная установка, используемая для измерения эффекта Холла, ФМЭ и ФП в магнитном поле, описаны в работе [6]. Параметры исследуемых образцов приведены в таблице.

Теоретическое описание ФМЭ и ФП для геометрии Фойгта в структурах с варизонными приграничными областями. Линейная аппроксимация профиля шири-

Параметры образцов	Номер образца	
	№ 1	№ 2
Состав x рабочей области	0,226	0,223
Толщина рабочей области, мкм	7,20	8,93
Напряженность встроенного поля в области I, В/м	$-7,0 \cdot 10^5$	$-6,0 \cdot 10^5$
Напряженность встроенного поля в области III, В/м	$1,0 \cdot 10^5$	$2,0 \cdot 10^5$
Подвижность основных носителей заряда (дырок), $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	0,052	0,029
Концентрация дырок, м^{-3}	$5,20 \cdot 10^{21}$	$1,23 \cdot 10^{22}$
Подвижность неосновных электронов, $\text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	5,3	6,4
Коэффициент пропорциональности K	17,3	13,0
Эффективный темп поверхностной генерации при освещении со стороны свободной поверхности, $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	$0,65\beta G_0$	$0,61\beta G_0$
Эффективный темп поверхностной генерации при освещении со стороны подложки, $\text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$	—	$0,99\beta G_0$

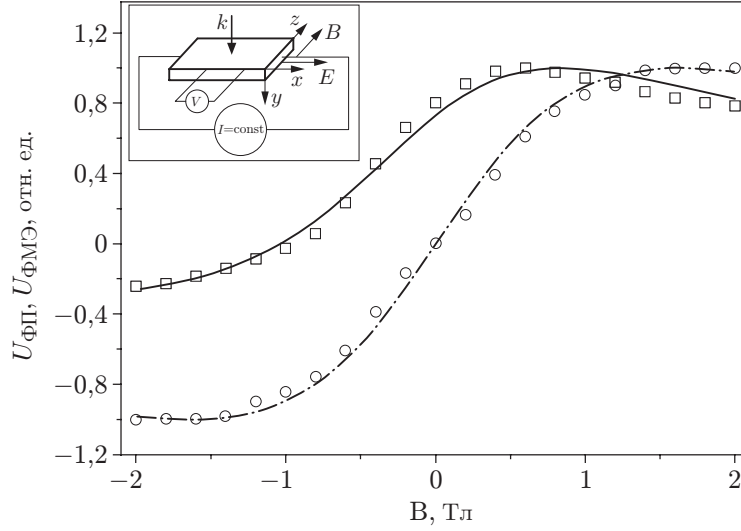


Рис. 2. Магнитополевые зависимости ФМЭ и ФП в геометрии Фойгта для образца № 1. Экспериментальные данные: $U_{\text{ФП}}^{\text{экс}}$ (квадраты), $U_{\text{ФМЭ}}^{\text{экс}}$ (кружки); теоретический расчет: $U_{\text{ФП}}^{\text{теор}}$ (сплошная линия), $U_{\text{ФМЭ}}^{\text{теор}}$ (штрихпунктирная линия). Величина тянущего электрического поля при измерениях ФП составляла 240 В/м. На фрагменте показана геометрия эксперимента

ны запрещенной зоны структуры p -КРТ с варизонными приграничными областями показана на рис. 1. В области I толщиной y_1 ширина запрещенной зоны уменьшается от ε_{g1} до ε_{g2} , в области II (от y_1 до y_2) ширина запрещенной зоны не меняется и равна ε_{g2} (рабочий слой), и в области III она возрастает от ε_{g2} при y_2 до ε_{g3} при y_3 . В этом случае возникает встроенное электрическое поле с разной напряженностью:

$$E_{1y} = \frac{\partial \varepsilon_g(x_{Cd})}{\partial x_{Cd}} \frac{\partial x_{Cd}}{\partial y} \approx \frac{\varepsilon_{g2} - \varepsilon_{g1}}{y_1}, \quad E_{2y} = 0, \quad E_{3y} = \frac{\partial \varepsilon_g(x_{Cd})}{\partial x_{Cd}} \frac{\partial x_{Cd}}{\partial y} \approx \frac{\varepsilon_{g3} - \varepsilon_{g2}}{y_3 - y_2}. \quad (1)$$

Рассмотрим образец, помещенный в стационарные скрещенные электрическое и магнитное поля (рис. 2, фрагмент). В этом случае компоненты векторов электрического и магнитного полей имеют вид $\mathbf{E} = (E_x, 0, 0)$ и $\mathbf{B} = (0, 0, B_z)$. Неравновесные носители заряда генерируются излучением, которое направлено по оси y . Его волновой вектор $\mathbf{k} = (0, k_y, 0)$.

Как было показано в работе [5], фотогенерированные ННЗ сосредоточены главным образом в рабочей области структуры. Влияние варизонных приграничных областей было учтено введением эффективных скоростей поверхностной рекомбинации ННЗ $S_{1\text{эфф}}$ и $S_{2\text{эфф}}$ на границах варизонных слоев и рабочей области, а также эффективного темпа поверхностной генерации ННЗ g_s на границе освещенного варизонного слоя и рабочей области.

Величины $S_{1\text{эфф}}$ и $S_{2\text{эфф}}$ обусловлены обратной диффузией ННЗ в варизонные области и определяются градиентом ширины запрещенной зоны и эффективным временем жизни в варизонных слоях. При величине напряженности встроенного электрического поля E_y такой, что сила Кулона, действующая со стороны поля E_y на носитель заряда, больше силы Лоренца в скрещенных магнитном B_z и тянущем электрическом E_x полях, $S_{1\text{эфф}}$ и $S_{2\text{эфф}}$ описываются выражениями [5]

$$S_{1\text{эфф}} \approx -k_B T (e E_{1y} \tau_{1n})^{-1}, \quad (2)$$

$$S_{2\text{эфф}} \approx k_B T (e E_{3y} \tau_{3n})^{-1}, \quad (3)$$

где e — элементарный заряд; k_B — постоянная Больцмана; T — температура; τ_{1n} и τ_{3n} — средние времена жизни электронов в I и III варизонных слоях соответственно.

Для указанного условия на E_y выражение для эффективного темпа поверхностной генерации ННЗ имеет вид

$$g_s = \beta G_0 (1 - e^{-\alpha_1 y_1}), \quad (4)$$

где β — квантовый выход; G_0 — темп оптической генерации носителей заряда; α_1 — средний коэффициент поглощения в I варизонном слое; y_1 — толщина варизонного слоя.

Распределение неравновесных электронов по толщине рабочего слоя структуры при этом описывается следующим выражением:

$$\begin{aligned} \Delta n_2(y) = \frac{1}{z(y)} [(A_2(D_{2n}^* \alpha_2 - V_{2d} + S_{1\text{эфф}}) - g_s) (D_{2n}^* \lambda_{22} + V_{2d} + S_{2\text{эфф}}) e^{\lambda_{22} y_2 + \lambda_{21} y} - \\ - (A_2(D_{2n}^* \alpha_2 - V_{2d} + S_{1\text{эфф}}) - g_s) (D_{2n}^* \lambda_{21} + V_{2d} + S_{2\text{эфф}}) e^{\lambda_{21} y_2 + \lambda_{22} y}] + A_2 e^{-\alpha_2 (y - y_1)}, \quad (5) \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} z(y) = (D_{2n}^* \lambda_{21} + V_{2d} - S_{1\text{эфф}}) (D_{2n}^* \lambda_{22} + V_{2d} + S_{2\text{эфф}}) e^{\lambda_{21} y_1 + \lambda_{22} y_2} - \\ - (D_{2n}^* \lambda_{22} + V_{2d} - S_{1\text{эфф}}) (D_{2n}^* \lambda_{21} + V_{2d} + S_{2\text{эфф}}) e^{\lambda_{21} y_2 + \lambda_{22} y_1}; \quad (6) \end{aligned}$$

$$D_{2n}^* = D_{2n} / (1 + \mu_n^2 B^2) = k_B T \mu_n / q (1 + \Theta_n^2)$$

— коэффициент диффузии неосновных электронов в магнитном поле;

$$V_{2d} = \mu_n (\Theta_n + \Theta_p) E_x / (1 + \Theta_n^2)$$

— скорость поперечного дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях для области II (Θ_n, Θ_p — углы Холла для электронов и дырок);

$$A_2 = -\beta \alpha_2 G_0 e^{-(\alpha_1 - \alpha_2) y_1} (\alpha_2^2 D_{2n}^* - V_{2d} \alpha_2 - 1/\tau_{2n})^{-1}$$

— постоянная интегрирования; y_1 и y_2 — координаты границ рабочего слоя (см. рис. 1);

$$\lambda_{21,22} = -V_{2d}/2D_{2n}^* \pm \sqrt{(V_{2d}/2D_{2n}^*)^2 + 1/D_{2n}^* \tau_{2n}}$$

— корни соответствующих характеристических уравнений.

Для вывода выражений, описывающих магнитополевые зависимости ФП и ФМЭ, воспользуемся распределением по толщине концентрации неравновесных электронов (5), транспортными уравнениями для плотности токов в магнитном поле и уравнением непрерывности, записанным для случая высокой концентрации рекомбинационных центров:

$$\begin{cases} \mathbf{j}_n = en\mu_n \mathbf{E} + eD_n \text{grad} \Delta n - \mu_n [\mathbf{j}_n \times \mathbf{B}], \\ \mathbf{j}_p = en\mu_p \mathbf{E} - eD_p \text{grad} \Delta p + \mu_p [\mathbf{j}_p \times \mathbf{B}], \end{cases} \quad (7)$$

$$\Delta n[1 + K] = \Delta p, \quad (8)$$

где μ_n и μ_p , n и p — подвижности и концентрации электронов и дырок; \mathbf{B} — индукция магнитного поля; K — коэффициент пропорциональности между концентрациями неравновесных электронов на ловушках и в зоне проводимости.

При измерении сигнала ФП ток через образец поддерживается постоянным ($i_0 = \text{const}$) с помощью генератора тока. Поэтому справедливо следующее выражение:

$$w \int_{y_1}^{y_2} (j_{nx} + j_{px}) dy = i_0, \quad (9)$$

где w — ширина образца, а плотности токов j_{nx} и j_{px} в направлении x определяются системой уравнений (7).

При измерении ФМЭ цепь разомкнута и полный ток в направлении x равен нулю. В этом случае в выражении (9) необходимо положить $i_0 = 0$.

При условии (9) можно получить выражения для сигналов ФП и ФМЭ:

$$U_{\text{ФП}}(B, E_x) = U_{\text{ФП}_0}(B, E_x) + U_{\text{МД}}(B, E_x), \quad (10)$$

$$U_{\text{ФМЭ}}(B) = U_{\text{МД}}(B, 0). \quad (11)$$

Суммарный сигнал ФП в магнитном поле складывается из двух компонент: собственно фотопроводимости $U_{\text{ФП}_0}$, которая пропорциональна общему числу ННЗ $\int \Delta n dy$, и магнито-диффузионного (МД) члена [4] $U_{\text{МД}}$, вызванного диффузией неоднородно распределенных по образцу неравновесных электронов. При отсутствии тянущего поля ($E_x = 0$) напряжение $U_{\text{МД}}$ совпадает с напряжением ФМЭ: $U_{\text{МД}}(E_x = 0) = U_{\text{ФМЭ}}$. Выражения для $U_{\text{ФП}}$ и $U_{\text{МД}}$ имеют следующий вид:

$$U_{\text{ФП}_0}(B, E_x) = -R_0 e w E_x \left(\frac{(\mu_{2n} + \mu_p)(1 - \mu_{2n} \mu_p B^2)}{1 + \mu_{2n}^2 B^2} + K \mu_p \right) \int_{y_1}^{y_2} \Delta n_2(y) dy, \quad (13)$$

$$U_{\text{МД}}(B, E_x) = -R_0 e w D_{2n} \frac{(\mu_{2n} + \mu_p) B}{1 + \mu_{2n}^2 B^2} [\Delta n_2(y_1) - \Delta n_2(y_2)], \quad (14)$$

где R_0 — темновое сопротивление. Малой зависимостью темнового сопротивления от магнитного поля при выводе пренебрегаем: $R_0 = \text{const}$.

Полученное выражение (14) для ФМЭ совпадает с выражением, приведенным в работе [4]. Однако в отличие от результатов работы [4] в формуле (13) имеется слагаемое, пропорциональное коэффициенту K , при помощи которого учитывается вклад неравновесных тяжелых дырок в ФП.

Экспериментальные результаты и обсуждение. Для подтверждения адекватности предложенной теоретической модели поведения фотогенерированного электронно-дырочного газа в пленках с приграничными варизонными слоями p -КРТ, помещенных в стационарные скрещенные электрическое и магнитное поля, были измерены магнитопольные зависимости ФМЭ и ФП при температуре 77 К для исследуемого образца № 1 (см. рис. 2).

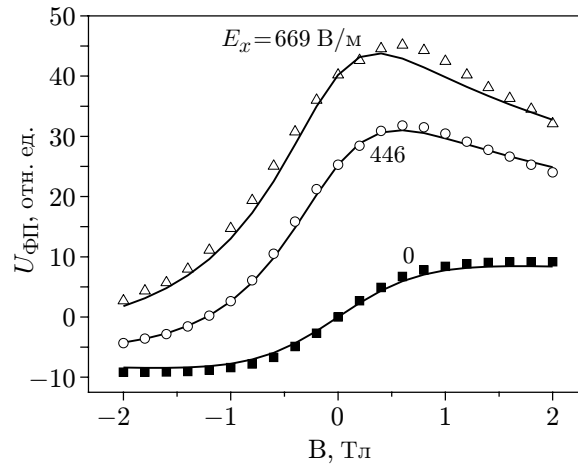


Рис. 3. Магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фойгта для разных значений тянущего электрического поля и ФМЭ при освещении образца № 2 с лицевой стороны. Сплошные линии — теоретический расчет, символы — эксперимент ($E = 0$ (квадраты), 446 В/м (кружки), 669 В/м (треугольники))

Как видно из рис. 2, предложенные выражения (13), (14) для ФП и ФМЭ с хорошей точностью описывают экспериментальные зависимости. Из соответствия теоретических выражений (13), (14) и экспериментальных данных рекомбинационно-диффузионные параметры структуры были определены методом наименьших квадратов с использованием метода нелинейной оптимизации Хука — Дживса [7]. Для уменьшения числа одновременно подгоняемых параметров подвижность неосновных электронов μ_n и коэффициент K определялись из независимых измерений ФП в геометрии Фарадея [6]. Средние значения рекомбинационно-диффузионных параметров и их доверительные интервалы равны: $\tau_n = 13 \pm 2$ нс, $S_{1\text{эфф}} = 98 \pm 2$ м/с, $S_{2\text{эфф}} = 30 \pm 10$ м/с. При определении времени жизни из измерений ФП без учета вклада тяжелых дырок (т. е. при $K = 0$) его значение получается завышенным, так как величина ФП при отсутствии магнитного поля пропорциональна времени жизни.

Из рис. 2 видно также, что ФП несимметрична по магнитному полю. Несимметричность обусловлена главным образом магнитодиффузионной компонентой ФП. На эту компоненту сильное воздействие оказывает сила Лоренца, направленная поперек образца по оси y . Ее влияние приводит к перераспределению концентрации неравновесных электронов по толщине образца, в результате чего может происходить даже смена знака $U_{\text{МД}}$. В этом случае концентрация ННЗ на неосвещенной стороне образца превосходит концентрацию ННЗ на освещенной.

На рис. 3 и 4 показаны магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фойгта и ФМЭ при освещении образца № 2 с разных сторон при $T = 77$ К. Условимся, что эффективная скорость поверхностной рекомбинации $S_{1\text{эфф}}$ введена для границы между варизонным слоем на свободной поверхности и рабочим слоем структуры (между областями I и II на рис. 1), а $S_{2\text{эфф}}$ — для границы между варизонным слоем вблизи подложки и рабочим слоем (области II и III). Поэтому для правильного анализа результатов при освещении образца с обратной стороны $S_{1\text{эфф}}$ и $S_{2\text{эфф}}$ в формулах (5), (6) необходимо поменять местами.

Подгонкой теоретических выражений (11)–(14) под экспериментальные данные были определены рекомбинационно-диффузионные параметры структуры: $S_{1\text{эфф}} = 37 \pm 7$ м/с, $S_{2\text{эфф}} = 38 \pm 7$ м/с, $\tau_V = 10,6 \pm 0,5$ нс. Как видно из графиков (см. рис. 3 и 4), одним набором значений рекомбинационно-диффузионных параметров теоретические кривые хорошо

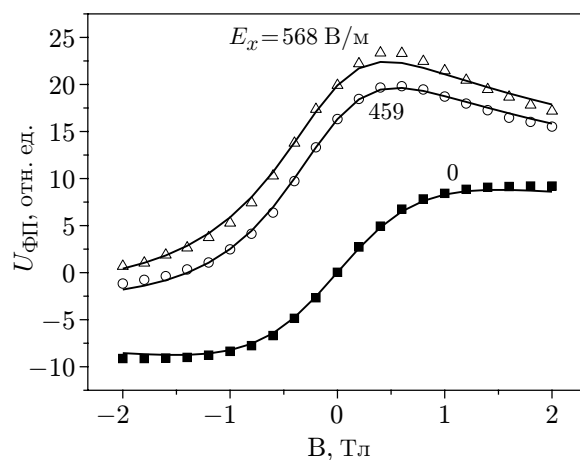


Рис. 4. Магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фойгта для разных значений тянущего электрического поля и ФМЭ при освещении образца № 2 со стороны подложки. Сплошные линии — теоретический расчет, символы — эксперимент ($E = 0$ (квадраты), 459 В/м (кружки), 568 В/м (треугольники))

описывают экспериментальные результаты при разных значениях тянущего электрического поля. На пленках, выращенных с помощью жидкофазной эпитаксии, одним набором параметров описать результаты измерений ФП и ФМЭ при освещении образца с обеих сторон не удавалось [4].

Заключение. В предлагаемой работе экспериментально показано, что для описания ФП в магнитном поле и ФМЭ пленку с приграничными варизонными слоями можно заменить центральной областью с одинаковым x , введя эффективный темп поверхностной генерации и эффективные скорости поверхностной рекомбинации ННЗ.

Магнитополевые зависимости ФП и ФМЭ при освещении образца с разных сторон описываются одними и теми же рекомбинационно-диффузионными параметрами, что свидетельствует о совершенстве пленок МЛЭ КРТ.

Определено, что в пленках МЛЭ p -КРТ с варизонными приграничными областями при температуре 77 К значения $S_{1\text{эфф}}$ и $S_{2\text{эфф}}$ лежат в диапазоне 30–150 м/с, что по порядку величины совпадает с лучшими опубликованными значениями для образцов p -КРТ, пассивированных ZnS или CdTe [8].

Автор выражает благодарность С. А. Дворецкому, В. С. Варавину и Н. Н. Михайлову за предоставление образцов и полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Рогальский А.** Инфракрасные детекторы: Пер. с англ. Новосибирск: Наука, 2003. 636 с.
2. **Varavin V. S., Vasiliev V. V., Dvoretzky S. A. et al.** HgCdTe epilayers on GaAs: growth and devices // Proc. SPIE. 2003. **5136**. P. 381–395.
3. **Nowak M.** Photoelectromagnetic effect in semiconductors and its application // Prog. Quantum Electron. 1987. **11**. P. 205–346.
4. **Студеникин С. А., Панаев И. А., Костюченко В. Я., Торчинов Х.-М. З.** Фотомагнитный эффект и фотопроводимость тонких эпитаксиальных слоев $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$ // ФТП. 1993. **27**, № 5. С. 744–756.

5. **Протасов Д. Ю., Костюченко В. Я.** Эффективный темп оптической генерации и скорости поверхностной рекомбинации носителей заряда в варизонных пленочных фотоприемных структурах *p*-КРТ МЛЭ // Автометрия. 2008. **44**, № 6. С. 103–108.
6. **Варавин В. С., Дворецкий С. А., Костюченко В. Я. и др.** Подвижность неосновных носителей заряда в пленках *p*-HgCdTe // ФТП. 2004. **38**, № 5. С. 532–537.
7. **Шуп Т. Е.** Решение инженерных задач на ЭВМ: Практическое руководство. М.: Мир, 1982. 235 с.
8. **Lopes V. C., Syllaios A. S., Chen M. C.** Minority carrier lifetime in mercury cadmium telluride // Semicond. Sci. Technol. 1993. **8**. P. 824–841.

Поступила в редакцию 14 мая 2009 г.
