

УДК 621.315.592

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЧАСТОТНО-КОНТРАСТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНФРАКРАСНЫХ КРТ-МАТРИЦ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОБЪЁМНОЙ ДЛИНЫ ДИФФУЗИИ ФОТОГЕНЕРИРОВАННЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В МАТЕРИАЛЕ АБСОРБЕРА

© В. В. Васильев, А. В. Вишняков, Г. Ю. Сидоров, В. А. Стучинский

*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,
630090, г. Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13
E-mail: stuchin@isp.nsc.ru*

Предложен способ оценки объёмной длины диффузии (L_{dif}) фотогенерированных носителей заряда в материале абсорбера фотоприёмных КРТ-матриц, основанный на анализе частотно-контрастной характеристики (ЧКХ) фотоприёмных устройств в нормальном режиме их работы и в режиме работы с пониженным затворным напряжением входных пиксельных транзисторов, когда имеет место многократное переиспускание взаимно наведённых токов соседних фотодиодов (ФД) матрицы. Предложенная математическая модель для ЧКХ КРТ-матриц с перезахватом эмитированных электронов ближайшими пикселями хорошо описывает поведение ЧКХ при переходе ко второму режиму работы, что проиллюстрировано на примере матриц с периодом 30 мкм, размером диодов $\sim 10 \times 10$ мкм и толщиной слоя абсорбера 6 мкм. Фигурирующий в модели коэффициент передачи тока инжекции прямосмещённого ФД на соседний пиксель зависит от геометрических параметров матрицы и L_{dif} и может быть использован для определения последней.

Ключевые слова: матричный фотоприёмник, фотодиод, профиль сканирования, длина диффузии, частотно-контрастная характеристика, функция рассеяния линии (ФРЛ), кадмий—ртуть—теллур (КРТ), моделирование методом Монте-Карло.

DOI: 10.15372/AUT20230212

Введение. Длина диффузии (ДД) фотогенерированных носителей заряда (ФНЗ) в материале абсорбера ИК фотоприёмных матриц (ФПМ) на основе материала кадмий—ртуть—теллур (КРТ) является параметром, определяющим такие важные приборные характеристики соответствующих фотоприёмных устройств (ФПУ), как межпиксельная фотоэлектрическая связь, пространственное и температурное разрешение и др. [1].

В литературе описано несколько способов экспериментального определения ДД ФНЗ в плёнках материала КРТ и КРТ-ФПМ, в которых использовались: специально приготовленные структуры с варьируемой шириной зоны затенения вокруг диодов [2, 3]; измерения токов, наведённых пучком электронов или излучением лазера [4, 5]; измерения профилей сканирования линейных пятен засветки диодом матрицы [3, 6, 7] и др. Было получено, например, что в вакансионно-легированном материале КРТ p -типа проводимости, часто используемом в КРТ-ФПМ, характерные значения длин, на которые осуществляется диффузия ФНЗ, лежат в интервале от нескольких единиц до нескольких десятков микрон.

Говоря о ДД ФНЗ в фотоприёмных структурах на основе материала КРТ, следует различать объёмную L_{dif} в материале абсорбера, которая определяется собственной дефектностью этого материала, и эффективную ДД ФНЗ (L_{eff}), которая дополнительно определяется стеканием ФНЗ на диоды матрицы. Если известна L_{dif} , то при известной засветке матрицы, а также известной её геометрии можно вычислить фотосигналы всех диодов и тем самым определить все фотоэлектрические характеристики матрицы, включая фотоэлектрическую связь, эффективную ДД носителей заряда в фоточувствительной

плёнке (ФП) матрицы и др. [8]. Подчеркнём, что фундаментальной характеристикой материала абсорбера матриц является, таким образом, L_{dif} , в то время как L_{eff} зависит от геометрии матрицы и находится решением диффузионной задачи для ФНЗ в диодном окружении.

На различие между L_{dif} и L_{eff} в материале абсорбера особенно отчётливо было указано в работах [3, 6, 7], где оценка объёмной ДД ФНЗ в слое абсорбера ФПМ с варизонной пассивацией границ производилась из профилей сканирования диодом матрицы узкого продолговатого пятна засветки, измеренных при уменьшении уровня фототоков диодов. В экспериментах достижение малых уровней отбора ФНЗ из слоя абсорбера осуществлялось посредством уменьшения затворного напряжения V_g входных пиксельных транзисторов (ВПТ) ячеек матрицы. Таким образом, был реализован переход от ситуации с рекомбинацией ФНЗ в объёме КРТ-плёнки и сбором ФНЗ диодами к ситуации, когда отбор ФНЗ из ФП диодами матрицы практически отсутствовал, что соответствовало увеличению длины латерального распространения ФНЗ из пятна засветки от некоторого значения L_{eff} до значения, близкого к L_{dif} [9].

В данной работе предлагается новый способ определения объёмной ДД ФНЗ в материале абсорбера КРТ-ФПМ, основанный на использовании ЧКХ фотоприёмников [10]. Напомним, что ЧКХ ФПМ является характеристикой, наиболее полным образом определяющей пространственное разрешение матриц. Именно, значение ЧКХ на заданной пространственной частоте характеризует степень уменьшения контраста в зарегистрированном изображении по сравнению с контрастом засветки. В настоящее время аппарат ЧКХ является хорошо разработанной областью в характеристике пространственного разрешения ФПМ. При этом, как правило, интерес представляют ЧКХ ФПМ в нормальном режиме их работы с обратносмещёнными диодами и высокими значениями регистрируемых фототоков. Для таких ЧКХ разработаны хорошо известные методы измерения и анализа [11–15]. Например, в случае достаточно узкого пятна засветки пространственные профили фотоответа сканирующего диода можно рассматривать как зависимости, хорошо аппроксимирующие функцию рассеяния линии (ФРЛ) ФПУ, поэтому из этой функции посредством преобразования Фурье может быть определена ЧКХ ФПУ. Укажем здесь, однако, что ФРЛ реального ФПУ с оптической системой определяется не только диффузией фотоносителей в слое абсорбера ФПМ, но и рассеянием света, а также аберрациями в объективе. При измерении ЧКХ ФПМ последнее обстоятельство требует вычленения из полной измеренной ЧКХ ФПУ ЧКХ объектива, что приводит к усложнению анализа экспериментальных данных.

По вышеуказанным причинам интерес представляет изменение ЧКХ при переходе от нормального режима работы матрицы с высоким уровнем фототоков диодов к режиму её работы с малым значением V_g и соответственно с малым уровнем регистрируемых фототоков. Известно, что такой переход сопровождается деградацией разрешения ФПМ, физической причиной которой является увеличение L_{eff} . Поскольку ЧКХ является характеристикой изменяющегося при этом разрешения матриц, естественно думать, что анализ изменения ЧКХ при уменьшении уровня фототоков диодов мог бы предоставить также и хорошее средство для оценки L_{dif} .

Насколько известно, в литературе в настоящее время отсутствуют модели для теоретического анализа ЧКХ ФПМ при их работе в условиях малого уровня регистрируемых фототоков. Причиной этому является то обстоятельство, что рассматриваемая проблема (оценка L_{dif}) является, по-видимому, единственным на сегодняшний день актуальным приложением такого анализа. Это обстоятельство потребовало разработки расчётной модели для вычисления ЧКХ КРТ-матриц с варизонно-пассивированными границами слоя абсорбера в режиме их работы с пониженным (из-за фотоЭДС) барьером диодов, а также изучения возможности использования разработанной модели для определения L_{dif} .

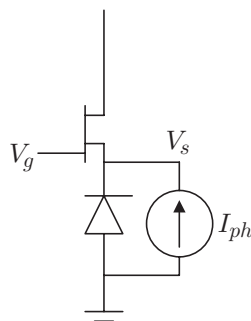


Рис. 1

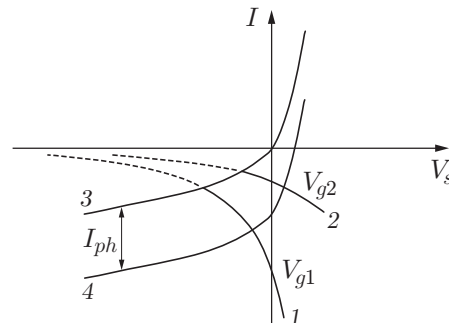


Рис. 2

Рис. 1. Эквивалентная схема пикселя: V_g — напряжение на затворе входного транзистора, V_s — напряжение на истоке ВПТ

Рис. 2. Нагрузочные кривые ВПТ матрицы в подпороговом режиме: в случае открытого (кривая 1) и закрытого (кривая 2) транзисторов с затворными напряжениями V_{g1} и V_{g2} ($V_{g1} > V_{g2}$), вольт-амперные характеристики ФД без освещения (кривая 3) и с освещением (кривая 4)

В силу вышеуказанного цели данной работы включали в себя: 1) формулировку математической модели для описания работы ФПМ при пониженном уровне фототоков её диодов; 2) исследование поведения ЧКХ матриц при их переходе в режим работы с пониженным значением V_g ; 3) экспериментальную проверку модели и изучение возможности её использования для определения объёмной ДД ФНЗ в материале КРТ-абсорбера.

Токи в освещённых фотодиодных КРТ-матрицах при разных величинах затворного напряжения входных пиксельных транзисторов. Рассмотрим более подробно работу ИК ФПУ с прямоинжекционной схемой считывания при разных величинах затворного напряжения ВПТ. Как известно, диоды ФПМ управляются ВПТ, которые задают время накопления заряда и рабочее напряжение на фотодиоде (ФД) в процессе накопления фотосигнала. Как правило, при нормальных рабочих условиях сопротивление ВПТ имеет величину, много меньшую сопротивления ФД, и не лимитирует параметры работающего ФПУ. Входной транзистор определяет нагрузочную кривую, вдоль которой изменяются ток и напряжение ФД при изменении входного фототока в соответствии с эквивалентной схемой (рис. 1). Входные транзисторы открываются/закрываются при изменении напряжения V_g на их затворах. В случае открытых транзисторов нагрузочная кривая имеет большой наклон (кривая 1 на рис. 2) и полное изменение тока ячеек оказывается практически равным входному фототоку диода I_{ph} . В случае частично закрытых транзисторов нагрузочная кривая имеет меньший наклон (кривая 2 на рис. 2), при этом входной ток ячейки частично компенсируется встречно-направленным током прямо смещённого ФД. В ФПМ с неизолированными пикселями этот компенсирующий ток прямо смещённых ФД растекается по слою абсорбера, внося вклад в токи соседних пикселей. При этом с соседних пикселей притекают аналогичные «отражённые» токи и в матрице имеет место многократное переиспускание взаимно наведённых токов диодов. В матрицах с варизонно-пассивированными границами слоя абсорбера в режиме работы с почти полностью закрытыми ВПТ для фотоносителей остаётся единственный канал рекомбинации — рекомбинация в объёме плёнки абсорбера (но не в $p-n$ -переходах и не на границах этой плёнки). В этом случае эффективная длина распространения ФНЗ из пятна засветки оказывается с хорошей точностью равной их объёмной амбиполярной ДД в материале абсорбера.

Математическая модель. Рассмотрим ряд ФД, перпендикулярный линейному пятну засветки. Пусть $I(m)$ — полный ток, текущий через m -й ФД матрицы в таком ряду, а $I_{in}(m)$ и $I_{out}(m)$ — соответственно фототок этого диода и компенсирующий этот фототок встречный ток прямосмещённого диода: $I(m) = I_{in}(m) - I_{out}(m)$ [9]. Обозначим через r коэффициент «отражения» фототока, зависящий от отношения сопротивлений диода и входного транзистора ячейки матрицы: $I_{out}(m) = rI_{in}(m)$. Для изменения тока dI , возникающего вследствие изменения фототока dI_{ph} , имеем согласно эквивалентной схеме на рис. 1

$$dI = \frac{dV_s}{r_d} + dI_{ph} = -\frac{V_s}{r_T},$$

где dV_s — изменение напряжения на истоке входного транзистора, r_d и r_T — дифференциальные сопротивления диода и транзистора. Отсюда получим

$$r = \frac{dI_{out}}{dI_{ph}} = -\frac{1}{r_d} \frac{dV_s}{dI_{ph}} = \frac{r_T}{r_T + r_d}. \quad (1)$$

В режиме открытых транзисторов коэффициент r близок к нулю и возрастает от нуля до единицы по мере закрытия транзисторов. Выходной (встречный) ток диода I_{out} инжектируется в слой абсорбера равномерно по площади диода; он растекается по абсорберу и для соседних пикселей является дополнительным фототоком, который следует прибавить к исходному фототоку, обусловленному диффузией ФНЗ из пятна засветки. Обозначим через t_{mk} коэффициент переноса инжекционного тока с пикселя с номером m на пиксель с номером k , т. е. если инжекционный ток m -го пикселя равен $I_{out}(m)$, то на пиксель с номером k падает дополнительный фототок $I_{in}(k) = t_{mk}I_{out}(m)$. Очевидно, $\sum_{k \neq m} t_{mk} \leq 1$, так как ФНЗ частично рекомбинируют в объёме плёнки. Запишем уравнение баланса токов:

$$I_{in}(m) = I_{ph}(m) + \sum_{k \neq m} t_{mk} I_{out}(k).$$

Здесь первое слагаемое в правой части — исходный фототок на m -й ФД, возникающий вследствие диффузии ФНЗ из пятна засветки в отсутствие переотражённых токов, а второе слагаемое — добавочный переотражённый ток соседних диодов. Выразая $I_{in}(m)$ и $I_{out}(m)$ через $I(m)$, из соотношений

$$I(m) = I_{in}(m) - I_{out}(m) = (1 - r)I_{in}(m)$$

и

$$I_{out}(m) = rI_{in}(m) = \frac{r}{1 - r} I(m)$$

получаем

$$I(m) = (1 - r)I_{ph}(m) + r \sum_{k \neq m} t_{mk} I(k). \quad (2)$$

Здесь $I_{ph}(m)$ — прямой фототок ФНЗ, диффундирующих из пятна засветки на m -й диод в отсутствие отражённых токов (когда все ФД при освещении смещены в обратном направлении и не инжектируют дополнительных носителей заряда в слой абсорбера).

Применим уравнение (2) для вычисления ФРЛ матрицы. В этом случае фотоны поглощаются в линейном пятне засветки и в силу эквивалентности рядов пикселей, перпендикулярных пятну, при анализе достаточно рассматривать только один ряд пикселей (ввиду

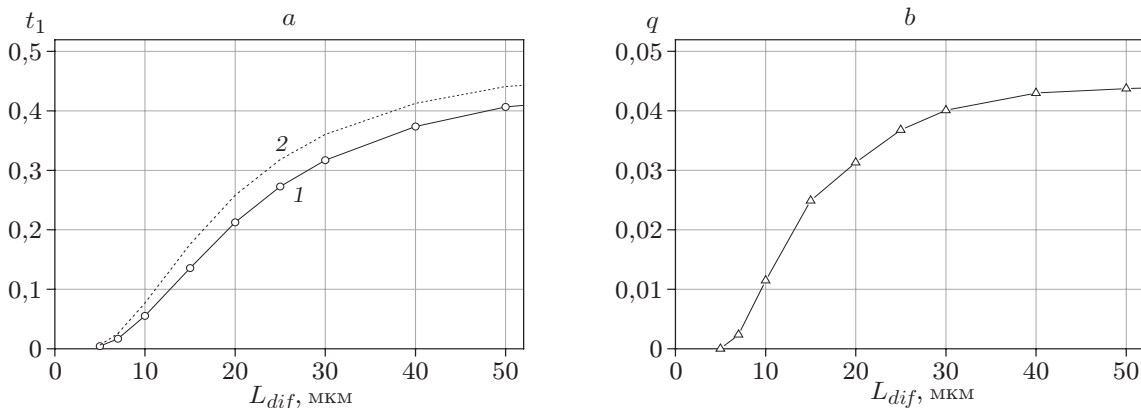


Рис. 3. Рассчитанные методом Монте-Карло параметры переноса тока на соседние пиксели: *a* — коэффициент переноса тока на ближайший пиксель t_1 (кривая 1) и *b* — знаменатель геометрической прогрессии q как функции объёмной ДД ФНЗ в абсорбере. Кривая 2 — простая одномерная аппроксимация (11) для коэффициента t_1 (см. далее)

того, что нормальная компонента тока через границу эквивалентных рядов пикселей равна нулю [8]). Поэтому нас интересуют только левые и правые соседи каждого пикселя в одной строке. Соответственно индекс m у токов I в формуле (2) нумерует пиксели в строке: $m = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$. Обозначим коэффициент переноса тока на соседний левый/правый пиксель через t_1 , на второго соседа — через t_2 и т. д.

Коэффициенты t_m могут быть определены в расчётах Монте-Карло диффузии ФНЗ в матрице, сопровождающейся сбором носителей заряда её диодами [8]. Результаты такого расчёта показывают, что коэффициенты t_m хорошо аппроксимируются геометрической прогрессией:

$$t_2 = t_1 q; \quad t_3 = t_2 q; \quad t_{m+1} = t_m q, \quad (3)$$

где q — знаменатель прогрессии. Рассчитанные величины t_1 и q в матрице с шагом $\Delta = 30$ мкм показаны на рис. 3. Другие использованные в расчёте параметры ФПМ имели следующие значения: толщина слоя вакансионно-легированного абсорбера p -типа проводимости — 6 мкм, размер p - n -перехода диодов — 10×10 мкм, заглубление n -области диодов в абсорбер — 2 мкм, длина оптического поглощения в абсорбере — 1 мкм.

При малой ДД лишь малое количество инжектированных диодом носителей заряда достигает следующего пикселя, поэтому коэффициенты t_1 и q малы, а поскольку при большой ДД сумма всех t_m стремится к единице, имеем $t_1 \approx (1 - q)/2$. Очевидно, при этом должно выполняться условие $\sum t_m < 1$. Разность $1 - \sum t_m$ равна доле ФНЗ, рекомбинирующих в объёме плёнки. Поведение решений уравнения (2) (или профилей сканирования узкого пятна засветки диодом матрицы) с увеличением r исследовано в [9], где показано, что при $r \rightarrow 1$ кривые становятся более пологими и широкими со средним наклоном на спаде профиля, близким к объёмной ДД ФНЗ в материале абсорбера. Применяя уравнение (2) для случая однородной засветки матрицы (когда все токи $I(m)$ равны друг другу), получим

$$I_{ph_uniform_ill}^0 = I_{ph}^0 \frac{1 - r}{1 - r \sum_m t_m}, \quad (4)$$

где I_{ph}^0 — фототок полностью открытых транзисторов, когда отсутствует отражение ФНЗ от диодов ($r = 0$). Если поглощения фотоносителей в плёнке нет ($\sum_m t_m = 1$), то фототок однородной засветки не меняется при закрывании пиксельных транзисторов.

Используя уравнение (2), вычислим ЧКХ ФПМ в режиме частично закрытых транзисторов. Рассмотрим сначала ФПМ с ФД, полностью поглощающими фотоэлектроны без излучения встречно-направленного тока электронов. Обозначим через $g(x)$ зависящую от положения пятна засветки фоточувствительность такого диода с центром в точке $x = 0$ к линейному пятну засветки, падающему на образец в точке с координатой x . Тогда для засветки вида $e^{2\pi i f x}$ с частотой f получаем фототок m -го ФД в ситуации без отражённых токов: $I_{ph}(m) = e^{2\pi i f x_m} g(f)$, где $x_m = m\Delta$ — координата центра m -го пикселя, Δ — шаг матрицы, а $g(f) = \int_{-\infty}^{\infty} g(x) e^{2\pi i f x} dx$. Ищем решение уравнения (2) в виде $I(m) = A(f)g(f) e^{2\pi i f x_m}$. Для $A(f)$ получаем соотношение $A(f) = 1 - r + rt(f)A(f)$, где $t(f) = \sum_{m \neq 0} t_m e^{2\pi i f x_m}$. Подставляя сюда выражение для t_m из (3), получаем

$$t(f) = t_1 [e^{2\pi i f \Delta} + e^{-2\pi i f \Delta}] + t_1 q [e^{4\pi i f \Delta} + e^{-4\pi i f \Delta}] + \dots = \frac{2t_1 [\cos(\pi f / f_N) - q]}{1 + q^2 - 2q \cos(\pi f / f_N)}, \quad (5)$$

где $f_N = 1/(2\Delta)$ — частота Найквиста. Нормируя $A(f)$ на единицу при $f = 0$, окончательно имеем

$$A(f) = \frac{1 - rt(0)}{1 - rt(f)}. \quad (6)$$

Таким образом, при частичном закрывании входных транзисторов ЧКХ ФПМ (а значит, и ЧКХ всего ФПУ) домножается на коэффициент $A(f)$, зависящий только от r и t_m . При этом для вычисления ЧКХ ФПУ ($MTF_{\text{ФПУ}}$) ЧКХ матрицы в режиме работы с полностью открытыми транзисторами ($MTF_{\text{ФПМ}, r=0}$) следует умножить на ЧКХ объектива ($MTF_{\text{объектив}}$) и на множитель $A(f)$:

$$MTF_{\text{ФПУ}}(f) = MTF_{\text{ФПМ}, r=0}(f) MTF_{\text{объектив}}(f) A(f). \quad (7)$$

Тот факт, что при неизменной оптической конфигурации изменение ЧКХ ФПУ описывается простым множителем $A(f)$, позволяет определить величину этого множителя простым делением ЧКХ ФПУ $MTF_{\text{ФПУ}}(f)$, измеренной в режиме работы матрицы с почти полностью закрытыми ВПТ, на ЧКХ $MTF_{\text{ФПУ}, r=0}(f)$, измеренную в режиме её работы с открытыми транзисторами. При этом нет необходимости в отдельном определении ЧКХ объектива, поскольку при делении $MTF_{\text{ФПУ}}$ на $MTF_{\text{ФПУ}, r=0}$ ЧКХ объектива сокращается.

Далее, как видно на рис. 3, знаменатель геометрической прогрессии в рассматриваемом расчётном случае составляет не более 3–4 %. Это обстоятельство позволяет оставить в формуле (5) только вклад от ближайших соседей. Тогда $t(f) = 2t_1 \cos(\pi f / f_N)$, и выражения (4) и (6) принимают вид

$$I_{ph_uniform_ill} = \frac{1 - r}{1 - 2t_1 r}, \quad (8)$$

$$A(f) = \frac{1 - 2rt_1}{1 - 2rt_1 \cos(\pi f / f_N)}. \quad (9)$$

В формуле (8) ток однородной засветки $I_{ph_uniform_ill}$ нормирован на максимальный фототок I_{ph}^0 .

На рис. 4 показан вид рассчитанной функции $A(f)$ при различных значениях r для матрицы с шагом 30 мкм (частота Найквиста 16,67 штр/мм). С ростом r вблизи частоты Найквиста наблюдается всё более выраженный провал.

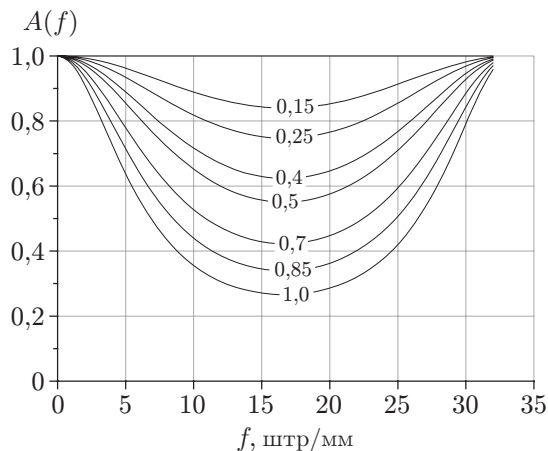


Рис. 4

Рис. 4. Теоретическое значение множителя $A(f)$ при различных значениях коэффициента отражения r (указаны на рисунке) для матрицы с $t_1 = 0,29$, $q = 0$ и $f_N = 16,67$ штр/мм

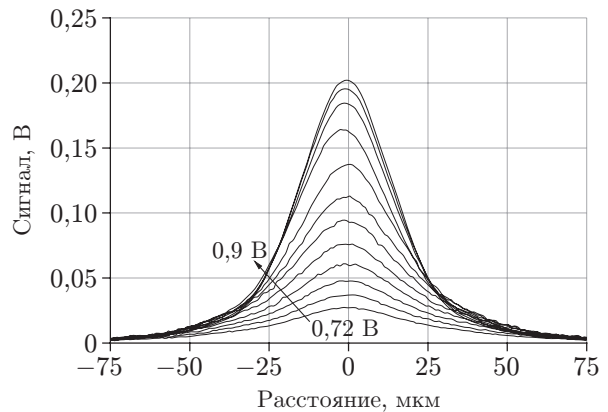


Рис. 5

Рис. 5. Измеренные профили фотоотклика диода ФПМ при различных затворных напряжениях ВПТ матрицы в диапазоне 0,72–0,9 В

Если пиксели матрицы полностью изолированы друг от друга (например, канавками мезатравления), то все коэффициенты переноса тока t_m равны нулю, множитель $A(f)$ равен единице, ЧКХ ФПУ не меняется при закрывании пиксельных транзисторов, а ток однородной засветки становится равным $I_{ph_uniform_ill} = I_{ph}^0(1 - r)$.

Эксперимент. Измерения ЧКХ ФПУ проводились на ИК ФПУ формата 320×256 с шагом матрицы 30 мкм на основе вакансионно-легированного КРТ для средневолнового ИК-диапазона (длина волны отсечки 5,1 мкм при $T = 80$ К) на длине волны излучения 4 мкм (описание дизайна аналогичного ФПУ длинноволнового ИК-диапазона дано в [16]). На рис. 5 показаны кривые сканирования пятна засветки в виде тонкой полоски шириной ≈ 8 мкм, измеренные при различных напряжениях V_g на затворе ВПТ. С уменьшением напряжения V_g ВПТ частично закрываются, фотосигнал уменьшается, и кривые становятся более пологими.

На рис. 6 показана ЧКХ ФПУ, вычисленная путём преобразования Фурье кривых сканирования рис. 5. Кривая для $V_g = 0,9$ В соответствует случаю полностью открытых ВПТ ($r = 0$). Некоторая неточность в определении напряжения V_g полностью открытых транзисторов ($r = 0$) не играет здесь существенной роли, так как сопротивление ФД в этих условиях сильно превышает сопротивление транзистора в достаточно широкой области изменения V_g . Множитель $A(f)$ находится согласно формуле (7) поточечным делением каждой ординаты кривой рис. 6 на ординату кривой этого рисунка для $V_g = 0,9$ В. На рис. 7 символами показаны полученные в эксперименте при разных напряжениях V_g зависимости $A(f)$; сплошными же линиями показаны зависимости, рассчитанные по формуле (9). В целом зависимость $A(f)$ имеет вид, как на рис. 4, с провалом вблизи частоты Найквиста f_N . В области $f \approx 2f_N$ (33 штр/мм) наблюдается разброс экспериментальных точек, связанный с возрастанием ошибки при делении на малую величину в области высоких пространственных частот. Тем не менее поведение коэффициента $A(f)$ в предложенной модели в области более низких пространственных частот хорошо соответствует наблюдаемому в эксперименте с отклонением измеренных зависимостей $A(f)$ от расчётных в диапазоне частот $f < f_N$ не более чем на 5 %.

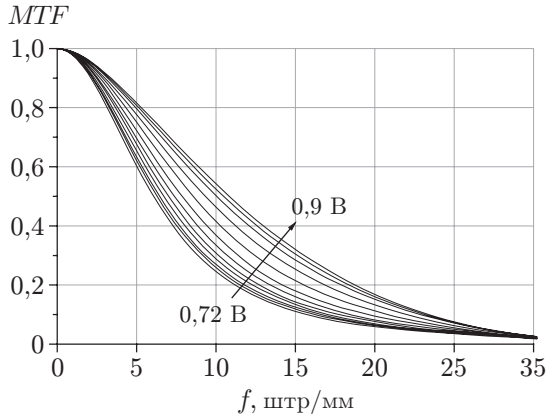


Рис. 6

Рис. 6. Полная ЧКХ ФПУ, полученная из измеренной ФРЛ при различных напряжениях на затворе входных транзисторов ячеек (показаны стрелкой)

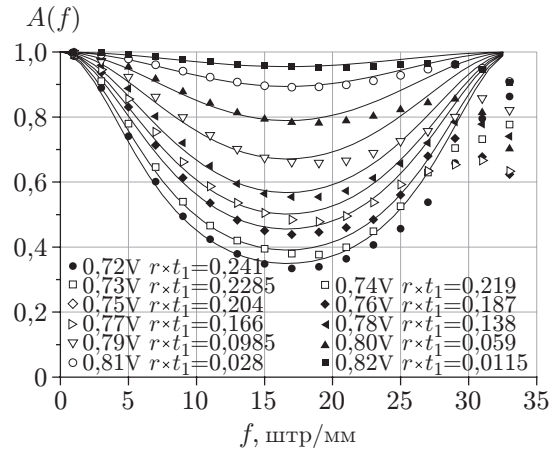


Рис. 7

Рис. 7. Зависимость $A(f)$ при различных напряжениях на затворе пиксельных транзисторов матрицы. Кривые рассчитаны согласно предложенной модели для указанных значений $r \times t_1$

Из формулы (9) видно, что коэффициент $A(f)$ зависит от произведения $r \times t_1$. Для определения r и t_1 по отдельности можно привлечь, помимо выражения (8), данные, полученные при измерении сигнала однородной засветки. При этом необходимо учитывать следующее обстоятельство. При засветке всей ФПМ вследствие debiasing-эффекта из-за протекания токов по ФП возникает омическое падение потенциала на плёнке [17]. Поэтому в области пониженных значений полного фототока диода (при $r \neq 0$) напряжения на диодах матрицы при сканировании диодом узкого пятна засветки и при засветке всей ФПМ могут несколько отличаться; это обстоятельство может заметно исказить результат определения величины фототока $I_{ph_uniform_ill}$ при заданном значении V_g . Корректно измерять величину фототока $I_{ph_uniform_ill}$ можно, либо засвечивая небольшую часть ФПМ шириной порядка ширины диапазона сканирования пятна засветки, либо используя в качестве $I_{ph_uniform_ill}$ в формуле (8) интеграл под кривыми рис. 5. Как показано на рис. 8, оба эти способа дают совпадающие результаты.

Используя уравнения (8) и (9), по значениям коэффициента $A(f)$ и фототока однородной засветки для каждого напряжения V_g кривых рис. 7 можно определить коэффициенты r и t_1 . На рис. 9 пары полученных значений t_1 и r представлены в виде графика зависимости $t_1(r)$. Отсутствие существенной зависимости величины коэффициента t_1 от r подтверждает корректность разработанной модели. Из рис. 3, а видно, что найденные значения $t_1 = 0,27 \dots 0,28$ соответствуют ДД, примерно равной 25 мкм. Эта величина хорошо согласуется с оценкой L_{dif} из времени жизни фотоносителей в материале КРТ близкого состава (~ 20 мкм) [18], а также с оценкой L_{dif} , полученной в [3, 6, 7] при анализе профилей сканирования пятен засветки в условиях малого отбора ФНЗ диодами матрицы из слоя абсорбера ФПУ средневолнового ИК-диапазона (19,5 мкм).

Обсуждение. Согласно выражению (7) направленная на определение L_{dif} фотоносителей обработка измеренных ЧКХ должна состоять в нахождении коэффициента $A(f)$ путём деления полной ЧКХ матричного ФПУ с объективом, измеренной в режиме его работы с частично закрытыми ВПТ, на ЧКХ с полностью открытыми транзисторами. При этом ЧКХ объектива сокращается и его влияние, в частности оптических aberrаций в

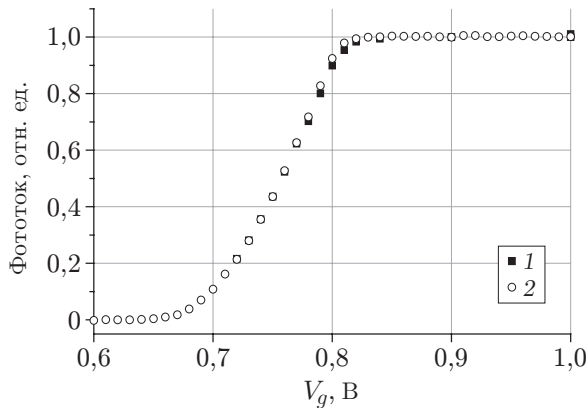


Рис. 8

Рис. 8. Нормированный фототок при однородной засветке матрицы как функция затворного напряжения V_g . Величина фототока при данном напряжении V_g была найдена из интеграла под кривыми сканирования рис. 5 (кривая 1) и из измерений, проведённых при освещении матрицы пятном засветки шириной 500 мкм (кривая 2)

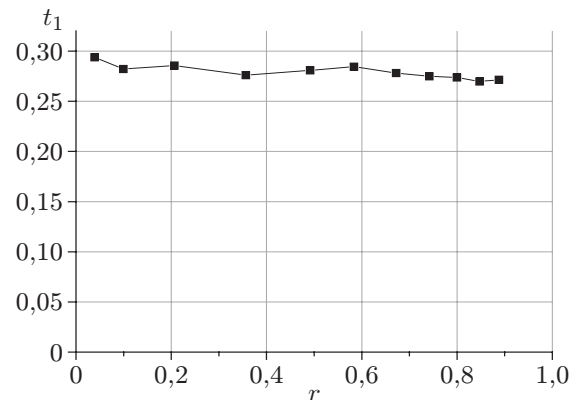


Рис. 9

Рис. 9. Полученный из измерений коэффициент переноса тока t_1 на соседний пиксель как функция r

нём, таким образом исчезает. Это обстоятельство является достоинством метода.

Уменьшение ЧКХ при закрывании пиксельных транзисторов связано с тем, что обратная инжекция ФНЗ из ФД в плёнку абсорбера увеличивает их время жизни в плёнке и длину распространения из пятна засветки; при этом разрешение ФПУ, разумеется, ухудшается. Уравнение (2) без фототоков имеет решение вида

$$I(m) \propto e^{\pm m\Delta/L_{eff}}, \quad L_{eff} = \frac{\Delta}{\ln[(1 + \sqrt{1 - 4(rt_1)^2})/(2rt_1)]}, \quad (10)$$

где L_{eff} — эффективная длина распространения фотоносителей из пятна засветки, а $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ — номер диода. Из рис. 3, а видно, что расчётная величина коэффициента переноса тока t_1 зависит от ДД ФНЗ. Величина коэффициента t_1 зависит также и от геометрических размеров пикселей: шага матрицы, размера p - n -переходов диодов и толщины абсорбера. Величину t_1 можно аналитически оценить в простом одномерном приближении следующим образом. Будем считать фотопроводящий слой бесконечно тонким и пренебрежём диффузией ФНЗ на расстояния далее ближайшего соседа. Тогда концентрация инжектируемых носителей n зануляется на границе p - n -перехода соседнего пикселя $n(x) \approx \text{sh}(x/L_{dif})$, где координата x отсчитывается от этой границы. Тогда для коэффициента t_1 получаем оценку

$$t_1 = \frac{n'(0)}{2n'(\delta)} = \frac{1}{2 \text{ch}(\delta/L_{dif})}, \quad (11)$$

где δ — расстояние между краями p - n -переходов соседних пикселей, а штрих над n означает дифференцирование по координате. С учётом распространения фотоносителей под p - n -переход в ФПМ с ненулевой толщиной ФП величина δ должна быть увеличена по сравнению с вычисленной исходя из (11) примерно на толщину плёнки. На рис. 3, а пунктиром показана аппроксимация зависимости $t_1(L_{dif})$, полученная с оценочным значением коэффициента t_1 , вычисленным согласно формуле (11).

Подстановка выражения (11) в формулу (10) с $r = 1$ даёт $L_{eff} = (\Delta/\delta)L_{dif}$. Видно, что в согласии с результатами работы [9] длина распространения ФНЗ от пятна засветки L_{eff} для случая полностью закрытых ВПТ несколько превышает L_{dif} . Это превышение связано с тем, что падающий на $p-n$ -переход фототок распределён по площади ФД в соответствии с решением диффузионной задачи для ФНЗ в слое абсорбера, в то время как встречный ток прямосмещённого диода инжектируется обратно в плёнку однородно по площади диода. Последнее обстоятельство приводит к дополнительному транспорту носителей заряда от пятна засветки, протекающему с участием диодов матрицы. Несмотря на простоту вышеприведённая оценка L_{eff} представляется полезной, поскольку показывает, каким образом в ФПМ с переотражением токов возникают L_{eff} , увеличенные по сравнению с L_{dif} .

Заключение. Предложена модель для описания ЧКХ диодных КРТ-ФПМ в режиме их работы с пониженным затворным напряжением ВПТ. Показано, что разработанная модель, учитывающая поглощение переотражённых токов диодов их ближайшими соседями, хорошо описывает экспериментальные особенности поведения ЧКХ изученных ФПМ с периодом 30 мкм. Согласно модели уменьшение ЧКХ матрицы, возникающее при увеличении сопротивления канала ВПТ, может быть описано мультипликативным фактором $A(f)$, зависящим от геометрии матрицы и от величины ДД ФНЗ в материале абсорбера (через фигурирующие в модели коэффициенты t_1 и r). При каждом значении затворного напряжения V_g ВПТ, задающем уровень фототока диодов матрицы, реализуется некоторое значение коэффициента r , определяющее величину длины распространения L_{eff} ФНЗ из пятна засветки. При фиксированном значении V_g знание величины фактора $A(f)$ и величины фототока диодов однородно засвеченной матрицы позволяет определить коэффициенты t_1 и r по отдельности. Затем, моделируя для матрицы с известной геометрией диффузию ФНЗ в абсорбере методом Монте-Карло, можно вычислить зависимость величины коэффициента t_1 от L_{dif} в материале абсорбера. Наконец, из определённой из экспериментальных данных величины коэффициента t_1 с использованием вычисленной зависимости $t_1(L_{dif})$ может быть определено искомое значение L_{dif} .

В результате проведённого эксперимента было показано, что полученная с применением предложенного метода оценка ДД ФНЗ в слое абсорбера исследованной средневолновой матрицы ($L_{dif} = 25$ мкм) хорошо соответствует ранее опубликованным данным по длинам диффузии носителей заряда в материале КРТ аналогичного состава. Таким образом, предложенная схема анализа может быть рекомендована в качестве способа определения ДД ФНЗ в материале абсорбера ФПМ, не требующего рассмотрения ЧКХ объектива.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Rogalski A.** Infrared Detectors. Second edition. Boca Raton: CRC Press, 2010. 898 p.
2. **Jung H., Lee H. C., Kim C.-K.** Measurement of the steady-state minority carrier diffusion length in a HgCdTe photodiode // Jap. Journ. Appl. Phys. 1996. **35**, N 10B. P. L1321.
3. **Dvoretzky S. A., Vasil'ev V. V., Predein A. V. et al.** Determination of the bulk and local diffusion-length values of charge carriers in MCT films and in the absorber layers of MCT-based photovoltaic IR FPA detectors / Optoelectronics - Materials and Devices. S. L. Pyshkin and J. Ballato (Eds). IntechOpen, 2015. DOI: 10.5772/60717.
4. **Artz B. E.** Electron-beam-induced current determination of minority-carrier diffusion length and surface recombination velocity in mercury-cadmium-telluride // Journ. Appl. Phys. 1985. **57**, N 8. P. 2886–2891.
5. **Redfern D. A., Thomas J. A., Musca C. A. et al.** Diffusion length measurements in p -HgCdTe using laser beam induced current // Journ. Electron. Mater. 2001. **30**, N 6. P. 696–703.

6. **Vishnyakov A. V., Stuchinsky V. A., Brunev D. V. et al.** Determination of charge-carrier diffusion length in the photosensing layer of HgCdTe n-on-p photovoltaic infrared focal plane array detectors // *Appl. Phys. Lett.* 2014. **104**. P. 092112. DOI: 10.1063/1.4867349.
7. **Vishnyakov A. V., Stuchinsky V. A., Brunev D. V. et al.** Analysis of charge-carrier diffusion in the photosensing films of HgCdTe infrared focal plane array photodetectors // *Journ. Appl. Phys.* 2015. **118**. P. 124508. DOI: 10.1063/1.4931614.
8. **Стучинский В. А., Вишняков А. В.** Простой подход к моделированию методом Монте-Карло диффузии фотогенерированных носителей заряда в многоэлементных фотоприёмниках диодного типа и некоторые применения этого подхода // *Тр. XXV Междунар. науч.-техн. конф. по фотоэлектронике и приборам ночного видения в двух томах. Т. 2. М.: АО “НПО “Орион”, 2018. 611 с.*
9. **Стучинский В. А., Вишняков А. В.** Тонкая структура пространственных профилей фотоответа диода фотоприёмной матрицы при сканировании им узкого линейного пятна засветки // *Прикладная физика.* 2021. № 3. С. 47–53.
10. **Boreman G. D.** *Modulation Transfer Function in Optical and Electro-Optical Systems.* Second edition. 2021. Vol. TT121. 156 p. DOI: 10.1117/3.419857.
11. **Buhr E., Guenther-Kohfahl S., Neitzel U.** Simple method for modulation transfer function determination of digital imaging detectors from edge images // *Proc. SPIE.* 2003. **5030**. P. 877–884. DOI: 10.1117/12.479990.
12. **Kohm K.** Modulation transfer function measurement method and results for the Orbview-3 high resolution imaging satellite // *Proceedings of ISPRS.* 2004. P. 12–23.
13. **Olson J. T., Espinola R. L., Jacobs E. L.** Comparison of tilted slit and tilted edge superresolution modulation transfer function techniques // *Opt. Eng.* 2007. **46**, N 1. P. 016403. DOI: 10.1117/1.2430503.
14. **Gunapala S. D., Ting D. Z., Soibel A. et al.** Modulation transfer function of infrared focal plane arrays // *Proc. of the IEEE Photonics Conference. Bellevue, USA, 08-12 Sept., 2013.* DOI: 10.1109/IPCon.2013.6656437.
15. **Li H., Yau C., Shao J.** Measurement of the modulation transfer function of infrared imaging system by modified slant edge method // *Journ. the Optical Society of Korea.* 2016. **20**, N 3. P. 381–388.
16. **Васильев В. В., Вишняков А. В., Сидоров Г. Ю., Стучинский В. А.** Способ измерения частотно-контрастной характеристики ИК-объектива // *Автометрия.* 2022. **58**, № 3. С. 41–48. DOI: 10.15372/AUT20220305.
17. **Vasilyev V. V., Predein A. V.** Influence of graded p - P heterojunction’s potential barrier on characteristics of three-dimensional HgCdTe photodiode // *Proc. SPIE.* 2005. **5834**. P. 83–91.
18. **Kinch M. A., Aqariden F., Chandra D. et al.** Minority carrier lifetime in p -HgCdTe // *Journ. Electron. Mater.* 2005. **34**, N 6. P. 880–884.

Поступила в редакцию 15.11.2022

После доработки 10.01.2023

Принята к публикации 19.01.2023