

07

## Об определении длины диффузии носителей заряда в материале абсорбера матричных HgCdTe-фотоприемников из профилей сканирования пятна засветки

© В.А. Стучинский, А.В. Вишняков, В.В. Васильев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия  
e-mail: stuchin@isp.nsc.ru

Поступило в Редакцию 12 апреля 2023 г.  
В окончательной редакции 7 ноября 2023 г.  
Принято к публикации 10 ноября 2023 г.

Методом Монте-Карло изучено влияние латерального транспорта фотогенерированных носителей заряда от пятна засветки вдоль диодов на результат определения объемной длины диффузии носителей в материале абсорбера фотоприемных матриц способом сканирования светового пятна. Дана оценка соответствующей погрешности определения длины диффузии. Численное моделирование было проведено на примере фотоприемной матрицы с шагом  $30 \mu\text{m}$ , размером диодов  $14 \times 14 \mu\text{m}$  и толщиной поглощающего слоя  $6 \mu\text{m}$ . Диапазон рассмотренных значений объемной длины диффузии носителей в материале абсорбера составлял от 5 до  $30 \mu\text{m}$ . Показано, что проведенный анализ позволяет описать детали профилей сканирования пятен засветки как при больших, так и малых диодных токах. Найдено, что используемый метод дает значения объемной длины диффузии, увеличенные по сравнению с истинными примерно на 20–25%.

**Ключевые слова:** матричный ИК фотоприемник, фотодиод, фотоответ диода, профиль сканирования, пятно засветки, длина диффузии носителей заряда, материал кадмий-ртуть-теллур, моделирование методом Монте-Карло.

DOI: 10.61011/JTF.2024.01.56911.87-23

### Введение

Длина диффузии фотогенерированных носителей заряда (ФНЗ) в слое абсорбера матричных фотоприемников (МФП) на основе материала кадмий-ртуть-теллур (КРТ) является параметром, определяющим многие важные характеристики соответствующих фотоприемных устройств (ФПУ), такие, как межпиксельная фотоэлектрическая связь, пространственное и температурное разрешение и др. [1]. При разработке и изготовлении фотоприемных матриц (ФПМ) очень важно уметь прогнозировать и характеризовать их качество для того, чтобы можно было обеспечить высокое пространственное разрешение ИК камеры в целом [2–5]. Поскольку в процессе изготовления МФП используются различные технологические процессы (химическое травление, ионная имплантация, термическая обработка и др.), электрофизические параметры эпитаксиальных слоев КРТ могут изменяться [6–8]. Поэтому необходимо развитие средств и методов характеристики слоев КРТ для определения диффузионной длины ФНЗ в уже изготовленных МФП.

Известны несколько способов экспериментального определения длины диффузии ФНЗ в пленках КРТ и в фотоприемных матрицах на основе этого материала, в которых использовались: специально приготовленные структуры с варьируемой шириной зоны затенения вокруг диодов [9,10]; измерения токов, наведенных пучком электронов или излучения лазера [11–14] и т. п.

Некоторое время назад нами был предложен новый метод определения объемной длины диффузии  $l_d$  ФНЗ в материале абсорбера ИК МФП на основе слоев КРТ с варизонной пассивацией границ [15]. Метод основан на измерении пространственных распределений фотоответа  $S(x)$  диода матрицы при сканировании им линейного пятна засветки в условиях малых результирующих токов  $j_{ph}$  фотодиодов. Под результирующим током фотодиода мы понимаем здесь разность между фототоком диода, образованного собираемыми из абсорбера фотоносителями, и встречным током инжекции прямого смещенного диода, также именуемыми ниже как „падающий на диод фототок“ и „отраженный диодом ток“. Малый уровень токов  $j_{ph}$  достигается при этом посредством уменьшения затворного напряжения входных полевых транзисторов фотоэлектрических ячеек рассматриваемых МФП, в результате чего диоды матрицы смещаются в прямом направлении с уменьшением барьера диодного перехода. Из каждого профиля  $S(x)$ , измеренного при последовательном увеличении сопротивления канала входного транзистора и, соответственно, при уменьшении тока  $j_{ph}$ , по максимальному градиенту на полулогарифмическом графике фотоответа диода можно определить эффективную (зависящую от уровня  $j_{ph}$ ) длину диффузии ФНЗ  $l_d^{\text{eff}}(j_{ph})$ . Предполагалось, что последовательность полученных значений  $l_d^{\text{eff}}$  дает при  $j_{ph} \rightarrow 0$  искомое значение объемной длины диффузии ФНЗ в материале абсорбера  $l_d$ .

Отметим, что ранее анализ зависимости  $I_d^{\text{eff}}(j_{ph} \rightarrow 0)$  был проведен с использованием квазидвумерной диффузионной модели [15], что не позволило проанализировать влияние всех действующих факторов на результат применения метода. В настоящей работе в качестве дополнительного фактора, оказывающего влияние на результат применения метода [15] для оценки длины  $l_d$ , анализируется эффективный (дополнительный к диффузионному) перенос ФНЗ вдоль диодов от пятна, происходящий при „переотражении“ фототока от диодов матрицы (см. ниже).

## 1. Постановка задачи

При анализе распределений  $S(x)$ , формирующихся при низком уровне токов диодов, необходимо принять во внимание, что в ФПМ на основе КРТ с архитектурой  $n$ -на- $p$  малый результирующий ток фотодиода возникает как разность значительного тока фотоэлектронов, стекающих из слоя абсорбера на  $n$ -области диодов, и сопоставимого по величине встречного тока прямосмещенного фотодиода, образованного электронами, которые, преодолевая встроенный барьер  $p$ - $n$ -перехода, проникают из упомянутой  $n$ -области диода в  $p$ -абсорбер. При малом результирующем токе через диод последний ток составляет значительную долю первого тока; мы будем называть этот ток „отраженным“ фототоком. В контексте анализа профилей  $S(x)$  существенно то, что стекающий в  $n$ -область диода фототок электронов и возникающий из-за тенденции диодов смещаться при освещении в прямом направлении „отраженный“ электронный ток имеют разные координатные зависимости. Действительно, в то время как фотоэлектроны, переносящие первый ток, распределены согласно решению диффузионной задачи для ФНЗ в фоточувствительной пленке ФПМ, „отраженный“ ток эмитируется в пленку весьма однородно по площади  $p$ - $n$ -перехода. Последнее происходит из-за быстрого выравнивания концентрации электронов внутри  $n$ -области диода по сравнению с характерной частотой их проникновения через встроенный барьер  $p$ - $n$ -перехода в  $p$ -абсорбер. В результате при низком результирующем токе фотодиодов в матрице имеет место дополнительный (к диффузионному) перенос ФНЗ вдоль пленки от пятна засветки, который осуществляется с участием диодов матрицы. Действительно, стекающие в  $n$ -область диода ФНЗ сосредоточены преимущественно у ближнего к пятну засветки края диода, в то время как „центр тяжести“ „отраженных“ ФНЗ расположен в центре диода. Поэтому указанный перенос должен способствовать более далекому латеральному распространению фотоносителей от пятна засветки и тем самым приводить к несколько завышенным значениям длины диффузии  $l_d$ , извлекаемым из данных экспериментов при низких результирующих токах диодов.

С целью оценки возникающей при переотражении токов диодов дополнительным транспортом ФНЗ от

пятна засветки погрешности, вносимой в эксперименты по определению длины  $l_d$ , в настоящей работе проводилось численное моделирование профилей сканирования диодом матрицы узкого пятна засветки ФПМ на основе КРТ при разных уровнях токов диодов (нормальном и предельно низком). Последующее дифференцирование таких профилей позволяло находить профиль локальной эффективной длины диффузии  $l_d^{\text{eff}}(x)$  ФНЗ в матрице. Таким образом, в численном моделировании была реализована имитация применения метода [15] для определения длины  $l_d$ . Для целей верификации численной модели и сравнения результатов для разных условий задачи дополнительно проводился анализ формы профилей  $I_d^{\text{eff}}(x)$ , формирующихся при разных уровнях токов диодов. Сравнение среднего значения локальной длины диффузии ФНЗ на вычисленных профилях  $I_d^{\text{eff}}(x)$  для предельно низкого уровня отбора ФНЗ из абсорбера с задаваемыми в расчете „истинными“ значениями объемной длины диффузии  $l_d$  позволяло судить о величине анализируемой погрешности в определении этой длины.

## 2. Моделирование диффузии ФНЗ методом Монте-Карло и измерение профилей сканирования

Для оценки обсуждаемой погрешности метода [15] в настоящей работе методом Монте-Карло моделировались профили пространственного фототока диода при сканировании этим диодом длинного узкого пятна засветки при обычном и предельно малом уровне результирующих токов диодов  $j_{ph}$ . Для моделирования диффузии ФНЗ из пятна засветки использовался ранее разработанный подход, описанный в [16]. Моделируемая ситуация в основном соответствовала таковой, реализованной в экспериментах [15].

Рассматривалась фотодиодная матрица с толщиной слоя абсорбера  $6 \mu\text{m}$ , шагом матрицы  $30 \mu\text{m}$  и размером диодов  $14 \times 14 \mu\text{m}$ . Расчетная область (рис. 1) представляла собой ряд фоточувствительных элементов (ФЧЭ) матрицы, перпендикулярный пятну засветки (всего 9 ФЧЭ). Шаг расчетной сетки составлял  $0.25 \mu\text{m}$ , длина

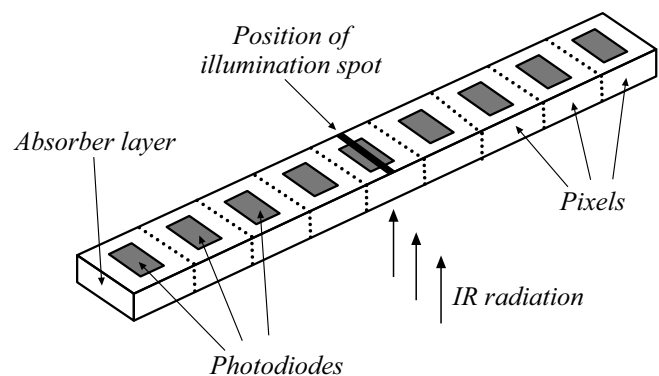
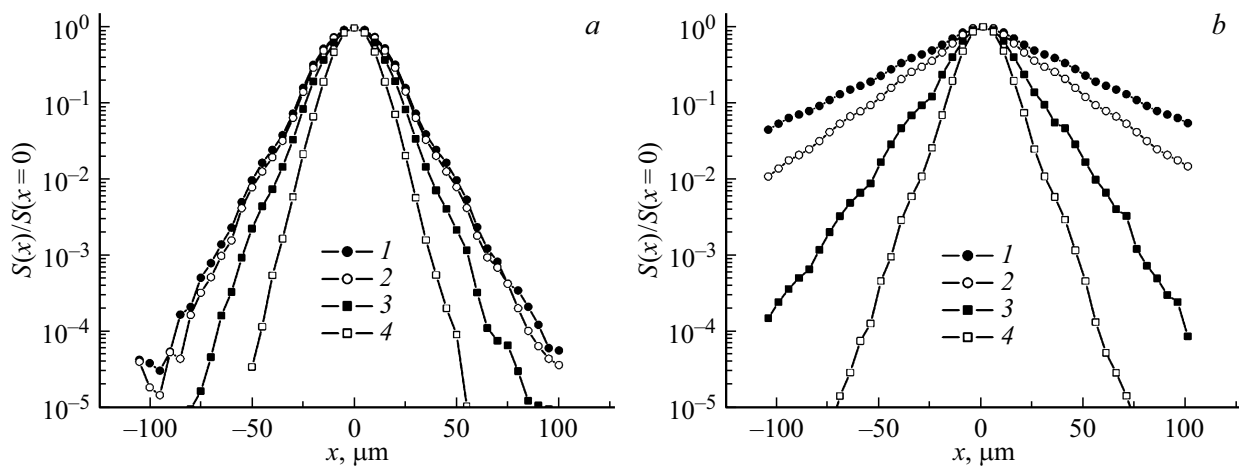


Рис. 1. Расчетная область, включающая 9 пикселей освещаемой со стороны подложки ФПМ.



**Рис. 2.** Рассчитанные нормированные пространственные распределения фотосигнала при сканировании линейного пятна засветки шириной  $5\ \mu\text{m}$  выбранным диодом матрицы с обратнo- (a) и прямосмещенными (b) фотодиодами. Использовавшиеся в расчете величины длины диффузии  $l_d$  в объемном материале абсорбера: 1 — 30, 2 — 20, 3 — 10, 4 —  $5\ \mu\text{m}$ .

оптического поглощения в абсорбере принималась равной  $1\ \mu\text{m}$ . Рассчитывались пространственные профили фотосигнала  $S(x)$  диода матрицы, которым осуществлялось сканирование пятна засветки в виде освещенной полоски шириной  $5\ \mu\text{m}$ . Шаг сканирования составлял  $5\ \mu\text{m}$ . В схематичных расчетах величина заглубления фотодиодов в пленку принималась равной нулю, а распределение излучения в пятне засветки предполагалось однородным с резкими краями, т.е. рассматривалась ситуация, не осложненная размытием края пятна из-за дифракции света. В каждом рассчитанном случае область пятна заседалась двумя миллионами частиц.

Результаты проведенного Монте-Карло моделирования верифицировались путем их сравнения с профилями сканирования, измеренными на фотоприемнике с матрицей, имеющей в основном такие же характеристики, что и матрица, для которой проводились расчеты, а именно с теми же значениями периода матрицы, размера диода и толщины слоя абсорбера. Используемая экспериментальная установка и детали процедуры измерения профилей сканирования описаны в публикации [15].

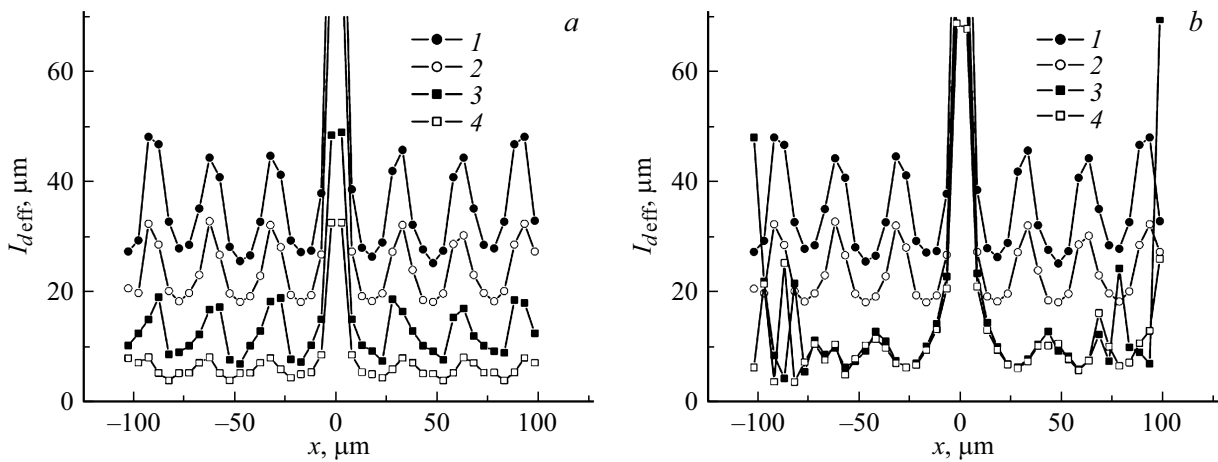
### 3. Результаты моделирования и их обсуждение

#### 3.1. Тонкая структура профилей фототовета диода: численное моделирование

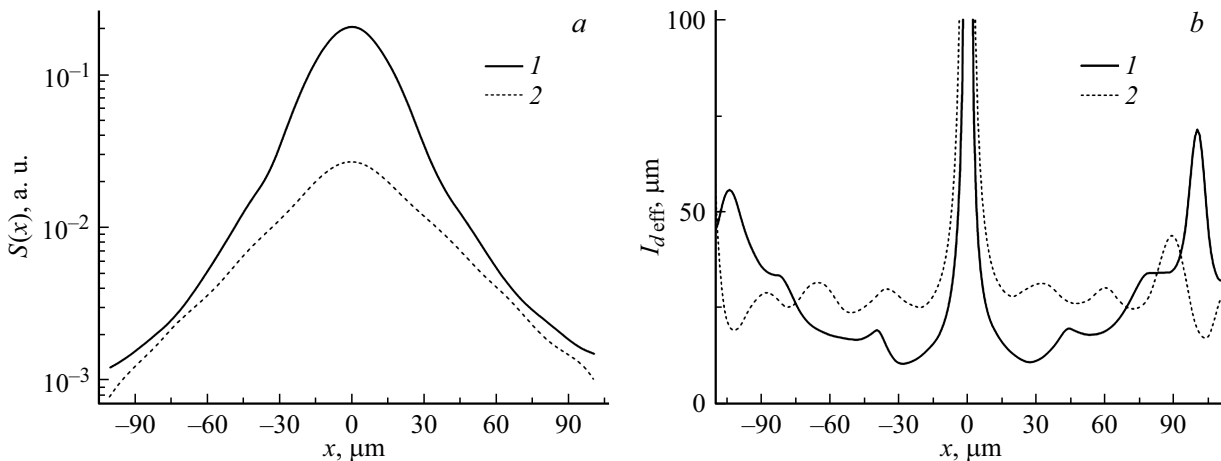
Проводилось моделирование методом Монте-Карло процесса диффузии ФНЗ по слою абсорбера из пятна засветки. Вначале были вычислены значения фототоков всех диодов для разных положений пятна засветки в ситуации, когда все фотоэлектроны, рожденные в пятне, безвозвратно стекали на  $n$ -области смещенных в обратном направлении фотодиодов. Затем решалась задача о величине токов фотодиодов, когда электроны эмитировались в фоточувствительную пленку из  $n$ -

области одного выбранного диода (однородно по его площади). Далее полученные данные использовались для вычисления фототоков диодов, возникающих в системе в результате многократных „поглощений“ и „отражений“ фототоков в массиве фотодиодов (всего было сделано 100 итераций, после которых картина токов диодов больше заметно не менялась). Вычисленные для „поглощающих“ (т.е. обратнo-смещенных) и „отражающих“ (прямосмещенных диодов с пониженной величиной встроенного барьера перехода) профили фототовета  $S(x)$  приведены на рис. 2. На рис. 3 результаты проведенного моделирования, вычисленные для разных значений объемной длины диффузии ФНЗ  $l_d$ , представлены в форме распределений „локальной эффективной длины диффузии“  $l_d^{\text{eff}}(x)$ , полученных дифференцированием профилей  $S(x)$ ,  $l_d^{\text{eff}}(x) = \left| dx/d[\ln S(x)] \right|$ .

На зависимостях  $l_d^{\text{eff}}(x)$  наблюдаются осцилляции с периодом матрицы, отражающие, очевидно, ее дискретную диодную структуру. Интересно, что если продифференцировать профили  $S(x)$ , вычисленные для случая „поглощающих“ диодов (с пренебрежимо малым „отраженным“ током) (рис. 2, a), то на место максимумов в ранее описанных профилях  $l_d^{\text{eff}}(x)$  придутся минимумы вновь рассчитанных распределений  $l_d^{\text{eff}}(x)$  (сравнение дано на рис. 3, b). Представляется, что выявленные осцилляции  $l_d^{\text{eff}}$  возникают как результат появления в ходе моделируемого сканирования „поглощающего“ либо „отражающего“ диодов „напротив“ пятна засветки. При этом появление поглощающего диода в области пятна засветки модулирует (уменьшает) число ФНЗ, достигающих „дальних“ (вдоль пленки) фотодиодов матрицы (включая сканирующий диод), а осцилляции на зависимостях  $l_d^{\text{eff}}(x)$  с другим положением максимумов и минимумов возникают как следствие обсуждавшегося выше эффективного переноса ФНЗ вдоль отражающих диодов.



**Рис. 3.** *a* — профили „эффективной локальной длины диффузии“  $l_{d}^{eff}(x)$ , полученные дифференцированием профиля рис. 2, *b* для случая „отражающих“ диодов матрицы. Использовавшиеся в расчете величины длины диффузии  $l_d$  в объемном материале абсорбера: 1 — 30, 2 — 20, 3 — 10, 4 — 5  $\mu m$ . *b* — сравнение профилей „эффективной локальной длины диффузии“  $l_{d}^{eff}$ , приведенных на рис. 2, *a* для случаев  $l_d = 30 \mu m$  (кривая 1) и  $l_d = 20 \mu m$  (кривая 2), с профилями  $l_{d}^{eff}(x)$ , рассчитанными для тех же значений объемных длин диффузии  $l_d$  (соответственно кривые 3 и 4), но для случая обратно-смещенных диодов матрицы, когда все фотоэлектроны, достигшие  $n$ -областей диодов, „сваливаются“ в эти области, а встречная компонента электронного тока равна нулю.



**Рис. 4.** *a* — профили сканирования линейного пятна засветки, измеренные с применением матриц с обратно- и прямосмещенными пиксельными диодами (затворное напряжение входных пиксельных транзисторов  $V_g = 1$  и 0.72 В, кривые 1 и 2 соответственно); *b* — распределения эффективной локальной длины диффузии фотоносителей  $l_{d}^{eff}$ , полученные дифференцированием профилей 1 и 2 рис. 4, *a* (кривые 1 и 2 соответственно). Перед дифференцированием измеренные профили фототовета диода  $S(x)$  были подвергнуты сглаживанию кубическим сплайном.

### 3.2. Тонкая структура профилей фототовета диода, определенная из измеренных профилей сканирования пятна засветки

Адекватность полученных результатов численного моделирования качественно подтверждается сравнением рассчитанных распределений локальной эффективной длины диффузии  $l_{d}^{eff}(x)$  с аналогичными распределениями, измеренными в эксперименте с матрицей со схожими значениями геометрических параметров (рис. 4). Измерения проводились на длине волны  $\lambda = 4 \mu m$  с использованием пятна засветки в виде освещенной по-

лости шириной  $\approx 8 \mu m$ . Упомянутое сравнение названо здесь качественным из-за различия распределений интенсивности излучения в модельном и экспериментально реализованном пятнах засветки, из-за неучета при анализе измеренных данных (рис. 4) частотно-контрастной характеристики (ЧКХ) использованного ИК объектива [17], а также из-за небольшого различия геометрий модельной и реальной фотоприемной матриц (а именно величины заглубления диодов в слой абсорбера). Тем не менее сравнение данных рис. 3, *b* и 4, *b* выявляет одну и ту же отмеченную выше закономерность в положении максимумов и минимумов

на профилях  $I_d^{\text{eff}}(x)$ , заключающуюся в том, что минимумы распределений  $I_d^{\text{eff}}(x)$ , вычисленных для матриц с „поглощающими“ диодами, наблюдаются примерно там, где находятся максимумы распределений  $I_d^{\text{eff}}(x)$ , вычисленные для случая матриц с диодами, „слабо поглощающими“ ФНЗ. Более внимательное рассмотрение данных рис. 3, *b* и 4, *b* показывает, что минимумы на профиле  $I_d^{\text{eff}}(x)$  для случая сильнопоглощающих диодов располагаются несколько ближе к пятну засветки, чем максимумы на профиле  $I_d^{\text{eff}}(x)$  для отражающих диодов. Последнее обстоятельство хорошо согласуется с приведенной выше интерпретацией тонкой структуры профилей  $S(x)$ . Действительно, количество фотоэлектронов, уходящих в хвосты распределений концентрации ФНЗ в случае поглощающих диодов, является минимальным в том случае, когда пятно засветки при его сканировании диодом матрицы оказывается расположенным напротив середины некоторого диода матрицы в перпендикулярном пятну ряду пикселей. С этим обстоятельством связано появление минимумов на зависимости  $I_d^{\text{eff}}(x)$  для поглощающих диодов вблизи точек  $x = n \cdot 30 \mu\text{m}$  ( $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ). В то же время появления максимумов на зависимости  $I_d^{\text{eff}}(x)$  для матрицы с отражающими диодами следует ожидать, когда до пятна засветки доходят задние края очередных появляющихся вблизи пятна диодов. Последнее обстоятельство приводит к появлению локальных максимумов в профилях  $I_d^{\text{eff}}(x)$  для матриц с отражающими диодами, расположенных немного далее описанных выше минимумов. Это именно то, что наблюдается и в расчетах, и в эксперименте.

### 3.3. Оценка объемной длины диффузии ФНЗ в материале абсорбера

Мы предполагаем, что после измерения профилей сканирования линейного пятна засветки может быть успешно проведена надлежащая деконволюция данных для учета ЧКХ объектива; в результате этого искажения, связанные с оптикой, будут устранены из измеренных данных, и будут получены данные, подобные описанным выше расчетным данным настоящей работы. Сравнивая средние значения длины диффузии на профилях  $I_d^{\text{eff}}(x)$ , рассчитанных для малых результирующих токов диодов, с использованными в расчетах „истинными“ значениями объемной длины диффузии, получаем, что погрешность в определении  $l_d$ , обусловленная действием обсуждаемого фактора, для фотоприемных матриц с рассмотренными величинами параметров, является не слишком большой. Именно после усреднения данных рис. 3, *a* на двух осцилляциях зависимости  $I_d^{\text{eff}}(x)$  в диапазоне  $x = 25 - 70 \mu\text{m}$  можно видеть, что для „фактических“ (т.е. закладываемых в расчет) значений  $l_d = 5, 10, 20$  и  $30 \mu\text{m}$  экспериментатор в результате проведения эксперимента получит значения  $\sim 6, \sim 13, \sim 25$  и  $\sim 36 \mu\text{m}$ , т.е. обсуждаемая погрешность для указанных случаев составит не более  $\sim 20 - 25\%$ .

## Выводы

1. С целью изучения влияния эффективного (дополнительного к диффузионному) переноса ФНЗ вдоль диодов, возникающего при отражении фотоэлектронов от диодов, на погрешность оценки по методу [15] объемной длины диффузии  $l_d$  ФНЗ в слое абсорбера фотоприемных матриц на основе материала КРТ, проведено моделирование, имитирующее применение указанного метода к КРТ матрицам с периодом  $30 \mu\text{m}$ , размером диодов  $14 \times 14 \mu\text{m}$  и толщиной слоя абсорбера  $6 \mu\text{m}$ . Найдено, что характерная погрешность в определении объемной длины диффузии ФНЗ в материале абсорбера, связанная с латеральным „переносом“ ФНЗ при их „отражении“ от диодов, для изученных матриц составляет  $\sim 20 - 25\%$ .

2. Для верификации расчетной модели и сравнения результатов для матриц с отражающими и поглощающими диодами проведено изучение „тонкой структуры“ фотоответа диода при сканировании им пятна засветки. Анализ показывает, что причиной появления этой структуры, выявленной при проведении численного моделирования, является модификация граничных условий диффузионной задачи обратного- или прямосмещенными диодами, находящимися на диодной стороне матрицы и реализующих „поглощение“ или „отражение с переносом“ ФНЗ на соответствующей границе при прохождении мимо светового пятна. Результаты расчетов качественно подтверждаются полученными экспериментальными данными.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] A. Rogalski. *Infrared Detectors, Second Edition* (CRC Press, Boca Raton, 2010)
- [2] W. Cabanski, R. Breiter, K.-H. Mauk, W. Rode, J. Ziegler, L. Ennenga, H. Lipinski, T. Wehrhahn. *Proc. SPIE*, **4028** (2000). DOI: 10.1117/12.391734
- [3] П.С. Лазарев, М.Г. Мазин, А.В. Сидорин, В.Н. Соляков, Е.О. Тренина, К.А. Хамидуллин, А.Д. Юдовская. *Прикладная физика*, **4**, 107 (2012).
- [4] O. Schreer, M. López Sáenz, Ch. Peppermüller, U. Schmidt. *Proc. SPIE*, **6542**, 65421C (2007). DOI: 10.1117/12.725273
- [5] W. Userell. in: *Design of Optical Systems*, ed. by R. Shannon, J. Vyant (Mir, Moscow, 1983)
- [6] A. Rogalski. in: *Mid-infrared Optoelectronics. Materials, Devices and Applications*, ed. by E. Tournie, L. Cerutti (Elsevier Ltd., 2020), DOI: 10.1016/B978-0-08-102709-7.00007-3
- [7] V. Srivastav, R. Pal, H.P. Vyas. *Opto-Electron. Rev.*, **13** (3), 197 (2005).
- [8] E. Belas, R. Grill, J. Franc, A. Toth, P. Höschl, H. Sitter, P. Moravec. *J. Cryst. Growth*, **159** (1), 1117 (1996). DOI: 10.1016/0022-0248(95)00696-6
- [9] H. Jung, H.C. Lee, C.-K. Kim. *J. Electron. Mater.*, **25** (8), 1266 (1996).

- [10] H. Jung, H.C. Lee, C.-K. Kim. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **35** (10B), L1321 (1996).
- [11] B.E. Artz. *J. Appl. Phys.*, **57** (8), 2886 (1985).
- [12] A. Yéche, F. Boulard, C. Cervera, J.P. Perez, J.B. Rodriguez, P. Christol, O. Gravrand. *Infrared Phys. Technol.*, **95**, 170 (2018). DOI: 10.1016/j.infrared.2018.10.005
- [13] D.A. Redfern, J.A. Thomas, C.A. Musca, J.M. Dell, L. Faraone. *J. Electron. Mater.*, **30** (6), 696 (2001).
- [14] M. Liu, S. Wang, J.C. Campbell, J.D. Beck, C.-F. Wan, M.A. Kinch. *J. Appl. Phys.*, **98**, 074509 (2005). DOI: 10.1063/1.2060948
- [15] A.V. Vishnyakov, V.A. Stuchinsky, D.V. Brunev, A.V. Zverev, S.A. Dvoretzky. *Appl. Phys. Lett.*, **104**, 092112 (2014). DOI: 10.1063/1.4867349
- [16] В.А. Стучинский, А.В. Вишняков. *Труды XXV Межд. научно-технической конференции и школы по фотонике и приборам ночного видения в двух томах*, т. 2, (АО „НПО „Орион“, изд-во „ОФСЕТ МОСКВА“, М., 2018), с. 430–433.
- [17] G.D. Boreman, *Modulation Transfer Function in Optical and Electro-Optical Systems*, Second Edition, V. TT121, ISBN: 9781510639379 (2021). DOI: 10.1117/3.419857