

# Фотоэлектроника: элементная база и технология

УДК 621.383

## Эффект подавления диффузионного тока $p$ - $n$ -перехода в пикселах многоэлементного ИК-фотоприемника, обусловленный трансляционной симметрией многоэлементной структуры.\*

### Часть II

А. Ю. Селяков

ФГУП «НПО "Орион" — Государственный научный центр РФ, Москва, Россия

*Показано, что при определенных условиях диффузионный ток  $I_{dm}$  центральных  $n^+$ - $p$ -переходов многоэлементного ИК-фотоприемника на основе  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x \approx 0,2$ ) может быть существенно меньше диффузионного тока единичного  $n^+$ - $p$ -перехода на основе той же самой гетероэпитаксиальной структуры. При этом величина  $I_{dm}$  хорошо описывается в рамках одномерной модели  $n^+$ - $p$ -перехода с короткой базой и блокирующим контактом, в то время как в рассматриваемом многоэлементном ИК-фотоприемнике контакты в  $p$ -области являются омическими, и расстояние между ними и крайними пикселами превышает диффузионную длину электронов.*

В работе [1] проанализирован диффузионный ток обратносмещенных  $n^+$ - $p$ -переходов на основе гетероэпитаксиальных структур из узкозонных твердых растворов  $CdHgTe$ , линейные размеры которых являются характерными для пикселей крупноформатных ИК-матриц, т. е. сопоставимы с диффузионной длиной электронов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  ( $x \approx 0,2$ )  $p$ -типа. В таких малоразмерных  $n^+$ - $p$ -переходах диффузионный ток обусловлен процессами генерации—рекомбинации в примыкающей извне к периметру  $p$ - $n$ -перехода части базы, в то время как в рамках одномерной модели Шокли [2, 3] принимаются во внимание только процессы генерации — рекомбинации в части базы, непосредственно примыкающей к области пространственного заряда (ОПЗ)  $p$ - $n$ -перехода.

В работе [1] выявлен ряд особенностей диффузионного тока малоразмерных  $n^+$ - $p$ -переходов и показано, что при определенных условиях последний может существенно превышать величину, рассчитанную в рамках одномерной модели Шокли.

В данной работе в рамках двухмерной модели проведено численное моделирование диффузионного тока  $n^+$ - $p$ -переходов на основе гетероэпитаксиальных структур из узкозонных твердых растворов  $CdHgTe$ , являющихся пикселами многоэлементных ИК-фотоприемников, и показано, что при определенных условиях диффузионный ток центральных пикселей многоэлементного

ИК-фотоприемника может быть существенно меньше диффузионного тока единичного  $p$ - $n$ -перехода на основе той же самой гетероэпитаксиальной структуры.

### Модель

Сечение структуры многоэлементного ИК-фотоприемника изображено на рис. 1,  $a$  и представляет собой прямоугольную область длиной  $L$  и шириной  $d$ . В подложке  $p$ -типа сформированы  $n^+$ - $p$ -переходы, имеющие линейный размер  $\ell$  и отстоящие друг от друга на расстояние  $a$ . На краях области  $p$ -типа сформированы омические контакты. Для исключения влияния рекомбинации на омических контактах на диффузионный ток  $p$ - $n$ -переходов расстояние от омических контактов до крайних пикселей превышает диффузионную длину электронов в материале  $p$ -типа  $L_{Dn}$ .

Так же, как и в работе [1], сделаем два упрощающих предположения. Во-первых, предположим, что омические контакты к  $p$ -области сформированы на краях структуры фотоприемника симметрично относительно пикселей, вследствие чего рассматриваемая структура обладает зеркальной симметрией относительно центральной оси, а во-вторых, что глубина залегания  $n^+$ - $p$ -перехода много меньше  $d$ , т. е. квазинейтральная область  $p$ -типа имеет прямоугольную форму. Сечение периода рассматриваемой структуры изо-

\* Часть I опубликована в № 1 за 2007 г.

бражено на рис. 1, б и представляет собой прямоугольную область длиной  $\ell + a$  и шириной  $d$ . Период структуры выбран так, чтобы для него также выполнялось условие зеркальной симметрии относительно центральной оси. Отметим, что двухмерная модель структуры многоэлементного фотоприемника является адекватной в случае трехмерной структуры, обладающей бесконечной протяженностью по одной из осей Декартовых координат ( $n^+$ -области и омические контакты в виде бесконечных полосок), причем сечение на рис. 1, а является поперечным к оси координат, структура по которой отличается бесконечной протяженностью.

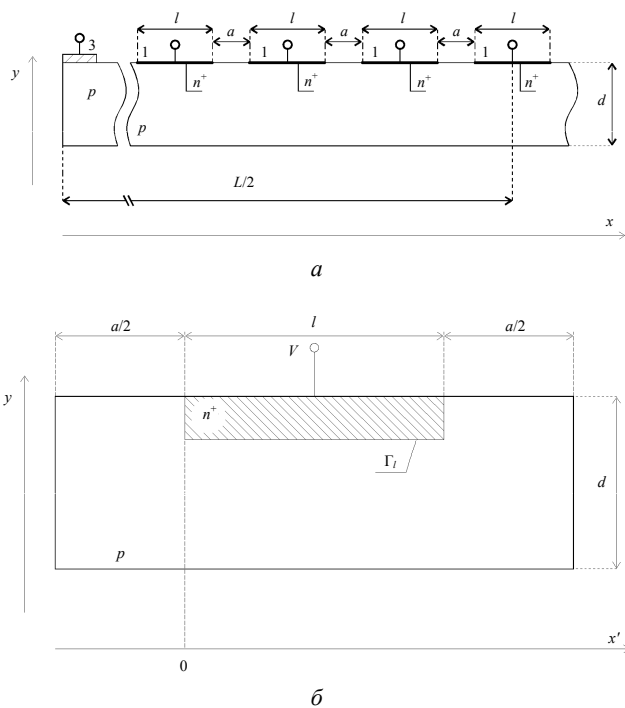


Рис. 1. Многоэлементный ИК-фотоприемник:

а — сечение структуры; б — сечение периода;

1 —  $n^+$ - $p$ -переход; 2 — подложка  $p$ -типа; 3 — омический контакт в области  $p$ -типа

Расчет диффузионного тока  $p$ - $n$ -переходов рассматриваемого многоэлементного ИК-фотоприемника будем проводить при тех же допущениях, что и в работе [1], т. е. будем считать, что на  $p$ - $n$ -переходы многоэлементной структуры подано одинаковое обратное смещение  $q|V| \geq 3kT$ , где  $q$  — заряд электрона,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура.

В каждом  $p$ - $n$ -переходе все поданное напряжение падает на ОПЗ. В рамках сделанных допущений для расчета темнового тока пикселей многоэлементной структуры, обусловленного тепловой генерацией носителей в квазинейтральной  $p$ -области, достаточно решить уравнение непрерывно-

сти в амбиполярной форме. При этом в рассматриваемом случае удобно использовать нормированный вид уравнения непрерывности, приведенный в работе [1], где также обоснованы граничные условия для каждого участка границы сечения ИК-фотоприемника.

Расчет диффузионного тока центральных пикселей удобно проводить в приближении структуры с бесконечным числом периодов, что позволяет ограничиться расчетом диффузионного тока в одном периоде (пикселе) структуры. В рамках данного приближения многоэлементная структура обладает периодической (трансляционной) симметрией по оси  $x$ , что в свою очередь обуславливает периодическую симметрию распределения концентрации неосновных носителей и плотности диффузионного тока в квазинейтральной  $p$ -области по данной оси.

Таким образом, в рамках приближения бесконечной структуры на боковых границах сечения периода (см. рис. 1, б) для концентрации неосновных носителей и плотности диффузионного тока выполняются периодические граничные условия. С другой стороны, сечение периода рассматриваемой структуры (а также распределение неосновных носителей и плотности диффузионного тока по сечению периода) обладает свойством зеркальной симметрии относительно центральной оси сечения. Одновременное выполнение условий периодичности и зеркальной симметрии для плотности диффузионного тока возможно только в случае, если нормальная компонента этой векторной величины на боковых границах сечения периода равна нулю. Для нормированного уравнения непрерывности [1] рассматриваемые граничные условия можно записать в виде  $\partial u / \partial x = 0$ , где  $u = \Delta n / n_0$  — нормированная концентрация неравновесных неосновных носителей в  $p$ -области,  $\Delta n = n - n_0$ ,  $n_0$  и  $n$  — равновесная и неравновесная концентрация неосновных носителей в  $p$ -области, соответственно.

Расчет диффузионного тока краевых пикселей требует решения уравнения непрерывности в амбиполярной форме во всей многоэлементной структуре. Заметим, однако, что начиная с некоторого относительно малого числа элементов диффузионный ток центральных пикселей многоэлементной структуры будет примерно равен диффузионному току пиксела структуры с бесконечным числом периодов. По мере увеличения точности выполнения этого условия диффузионный ток краевых пикселей многоэлементной структуры перестанет зависеть от числа пикселей в структуре.

Таким образом, при расчете диффузионного тока краевых пикселей можно ограничиться рас-

четом многоэлементной структуры с небольшим числом пикселей, подбирая число последних из условия совпадения диффузионного тока центральных пикселей малоформатной структуры с диффузионным током пикселя бесконечной структуры.

### Эффект подавления диффузионного тока $p$ - $n$ -перехода в центральных пикселях многоэлементного ИК-фотоприемника

Проанализируем диффузионный ток центральных пикселей многоэлементного ИК-фотоприемника в случае, когда скорость поверхностной рекомбинации  $S$  равна нулю. На рис. 2 изображены линии уровня нормированной концентрации неравновесных электронов  $u = \Delta n/n_0$  в базе обратносмещенного  $n^+$ - $p$ -перехода и параметры его структуры.

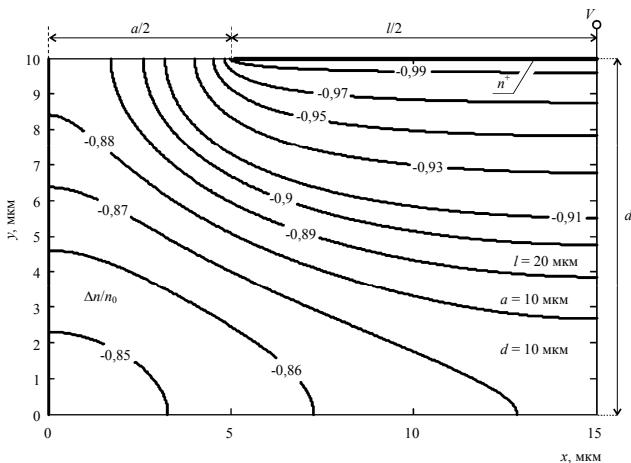


Рис. 2. Линии уровня нормированной концентрации неравновесных электронов в  $p$ -области центральных  $n^+$ - $p$ -переходов многоэлементного ИК-фотоприемника при нулевой скорости поверхностной рекомбинации. Нормирующая величина — равновесная концентрация электронов в  $p$ -области;  $S = 0$ ;  $L_{Dn} = 20$  мкм

Распределение концентрации неравновесных носителей рассчитывалось путем численного решения нормированного уравнения непрерывности в амбиполярной форме (см. уравнение (1) в работе [1]). При этом на границе раздела ОПЗ—квазинейтральная область  $p$ -типа  $\Gamma_\ell$ , на нижней границе раздела узкозонный полупроводник—подложка и на верхней границе раздела узкозонный полупроводник—диэлектрик ставились такие же граничные условия, как и в работе [1].

На рис. 3 изображена зависимость нормированного диффузионного тока центральных пикселей многоэлементного ИК-фотоприемника  $I''_{dm}/I''_{ds}$  от диффузионной длины  $L_{Dn}$ , рассчитанного в приближении структуры с бесконечным числом периодов. В данном случае в качестве

нормирующей величины выбран диффузионный ток единичного  $n^+$ - $p$ -перехода с теми же структурными параметрами, что и у пикселя многоэлементной структуры. Диффузионный ток пикселя многоэлементного ИК-фотоприемника и единичного  $n^+$ - $p$ -перехода рассчитывался на основе численного решения нормированного уравнения непрерывности в амбиполярной форме для каждой из структур. При этом из формул (2) и (6) работы [1] следует, что для величины  $I''_{dm}/I''_{ds}$  справедливо соотношение

$$I''_{dm}/I''_{ds} = \int_0^{\ell/2} \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y \in \Gamma_\ell} dx' / \left[ \frac{\partial u_1}{\partial y} \Big|_{y \in \Gamma_{\ell 1}} dx'_1 \right]$$

где  $u$  и  $u_1$  — нормированная концентрация неравновесных электронов в базе пикселя многоэлементной структуры и единичного  $n^+$ - $p$ -перехода, соответственно;

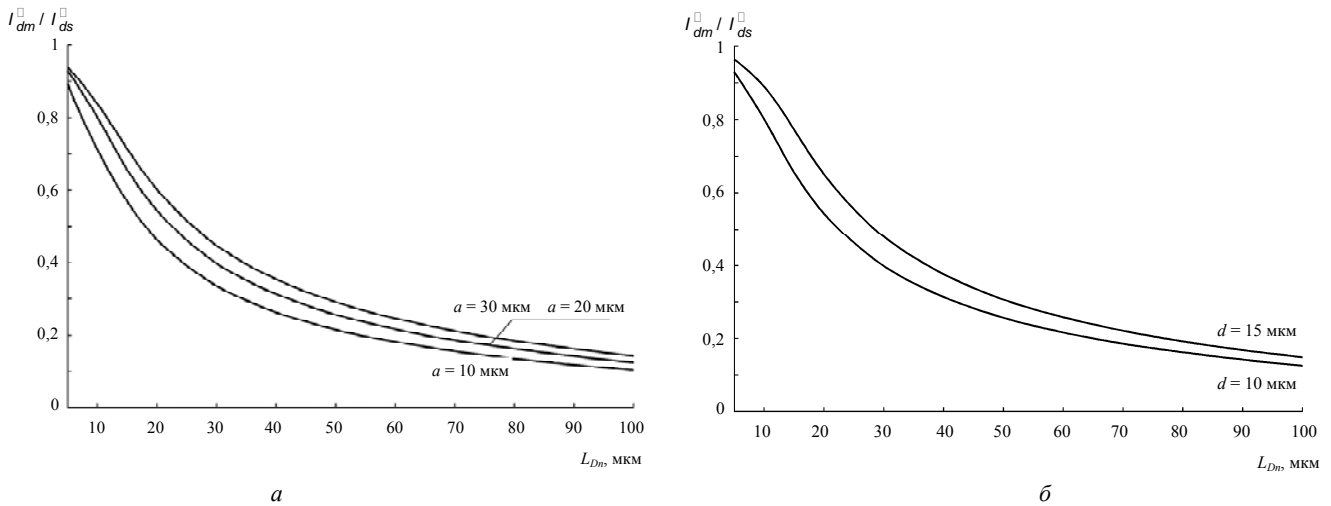
$\Gamma_\ell$  и  $\Gamma_{\ell 1}$  — граница раздела ОПЗ—квазинейтральная область  $p$ -типа в пикселе многоэлементной структуры и единичном  $n^+$ - $p$ -переходе, соответственно;

ось  $x'$ , изображенная на рис. 1, б, соответствует оси  $x'$  на рис. 3 работы [1].

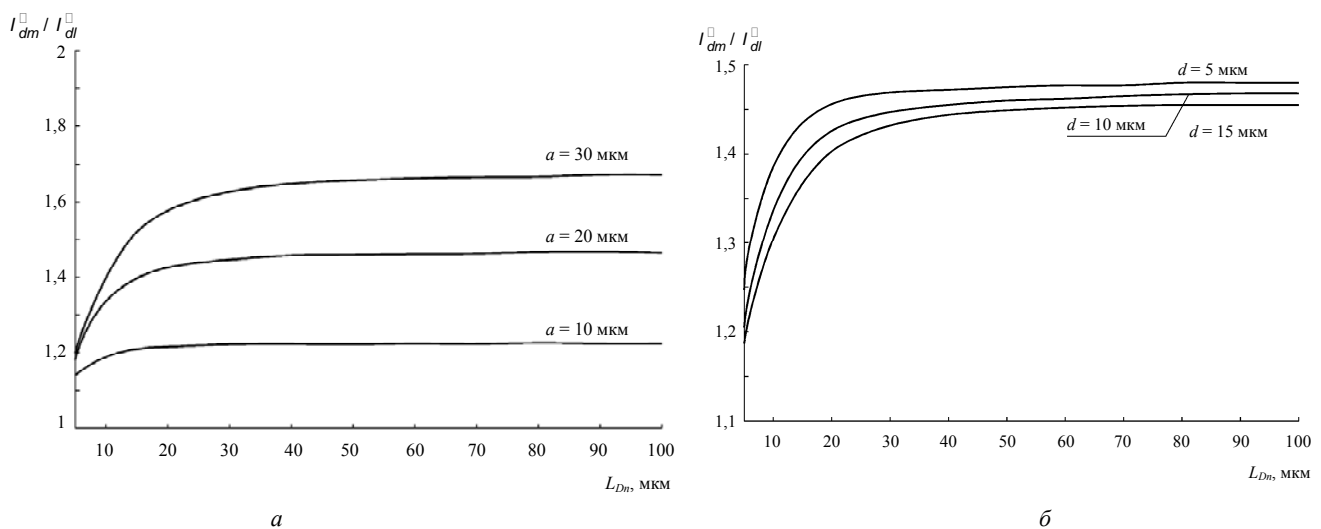
На рис. 4 также изображена зависимость нормированного диффузионного тока центральных пикселей многоэлементного ИК-фотоприемника  $I''_{dm}/I''_{d1}$  от диффузионной длины  $L_{Dn}$ , рассчитанная в приближении структуры с бесконечным числом периодов. Однако в отличие от результатов, представленных на рис. 3, в данном случае в качестве нормирующей величины выбран диффузионный ток, рассчитанный в рамках одномерной модели  $p$ - $n$ -перехода с короткой базой и блокирующим контактом для неосновных носителей [3]. В использованной одномерной модели считается, что блокирующий контакт для неосновных носителей в  $p$ -области расположен на месте границы раздела узкозонный полупроводник—подложка непосредственно под  $n^+$ -областью. Из формул (2), (3), (6) и (8) работы [1] следует, что для величины  $I''_{dm}/I''_{d1}$  справедливо соотношение

$$I''_{dm}/I''_{d1} = (2L_{Dn}/\ell \operatorname{th}(d/L_{Dn})) \int_0^{\ell/2} (\partial u/\partial y) \Big|_{y \in \Gamma_\ell} dx'. \quad (1)$$

Из рис. 3 следует, что при малых диффузионных длинах  $L_{Dn}$  рассчитанные в рамках двухмерной модели диффузионные токи центральных пикселей многоэлементной структуры и единичного  $n^+$ - $p$ -перехода практически совпадают, а при больших — диффузионный ток центральных пикселей многоэлементной структуры оказывается существенно меньше, чем диффузионный ток единичного  $n^+$ - $p$ -перехода.



**Рис. 3.** Зависимость нормированной величины диффузионного тока центральных  $n^+$ - $p$ -переходов от диффузионной длины и параметров структуры многоэлементного ИК-фотоприемника при отсутствии поверхностной рекомбинации. Нормирующая величина — диффузионный ток единичного  $n^+$ - $p$ -перехода, рассчитанный в рамках двухмерной модели;  $S = 0$ ,  $d = 10$  мкм,  $l = 20$  мкм (а);  $S = 0$ ,  $a = 10$  мкм,  $l = 20$  мкм (б)



**Рис. 4.** Зависимость нормированной величины диффузионного тока центральных  $n^+$ - $p$ -переходов от диффузионной длины и параметров структуры многоэлементного ИК-фотоприемника при отсутствии поверхностной рекомбинации. Нормирующая величина - диффузионный ток единичного  $n^+$ - $p$ -перехода, рассчитанный в рамках одномерной модели  $p$ - $n$ -перехода с короткой базой и блокирующим контактом:  $S = 0$ ,  $d = 10$  мкм,  $l = 20$  мкм (а);  $S = 0$ ,  $a = 20$  мкм,  $l = 20$  мкм (б)

Из рис. 4 видно, что диффузионный ток центральных  $n^+$ - $p$ -переходов многоэлементной структуры, полученный в результате численных расчетов в рамках двухмерной модели в широком диапазоне диффузионных длин электронов, достаточно близок к диффузионному току, рассчитанному в рамках одномерной модели  $n^+$ - $p$ -перехода с короткой базой и блокирующим контактом для неосновных носителей [3]. В то же время диффузионный ток единичного  $n^+$ - $p$ -перехода, рассчитанный численно, в рамках двухмерной модели только при  $L_{Dn} \ll \ell$  практически совпадает с диффузионным током, рассчитанным аналитиче-

ски, в рамках одномерной модели  $n^+$ - $p$ -перехода с короткой базой и блокирующим контактом для неосновных носителей, а при  $L_{Dn} \gg \ell$  эти величины различаются в несколько раз [1].

Отметим нетривиальность полученных результатов: при достаточно малом расстоянии между соседними  $p$ - $n$ -переходами, удовлетворяющем условию  $a \leq L_{Dn}$ , диффузионный ток центральных пикселей многоэлементного ИК-фотоприемника имеет существенно меньшую величину, чем диффузионный ток единичного  $n^+$ - $p$ -перехода, созданного на основе той же самой гетерозитаксиальной структуры. При выполнении условия  $d \leq L_{Dn}$

диффузионный ток центральных пикселей многоэлементного ИК-фотоприемника оказывается близким к величине диффузионного тока, рассчитанного в рамках одномерной модели  $p$ - $n$ -перехода с короткой базой и блокирующим контактом для неосновных носителей, в то время как в рассматриваемой многоэлементной структуре омические контакты к  $p$ -области не являются блокирующими и расположены на достаточно большом расстоянии от крайних пикселей.

В работе [1] показано, что диффузионный ток единичного  $n^+$ - $p$ -перехода, линейные размеры которого  $\ell$  сопоставимы с диффузионной длиной электронов в базе  $L_{Dn}$ , может значительно превышать величину, рассчитанную в рамках одномерной модели Шокли. При этом избыточный диффузионный ток обусловлен процессами генерации—рекомбинации в части базы, примыкающей извне к периметру  $p$ - $n$ -перехода (периферийной области генерации), в то время как в рамках одномерной модели Шокли [2, 3] принимаются во внимание только процессы генерации—рекомбинации в части базы, непосредственно примыкающей к ОПЗ  $p$ - $n$ -перехода (центральной области генерации).

Таким образом, из представленных на рис. 3 и 4 результатов расчетов следует, что при выполнении условий  $a, d \leq L_{Dn}$  диффузионный ток центральных пикселей многоэлементного ИК-фотоприемника в основном определяется центральной областью генерации, причем участок границы раздела узкозонный полупроводник—подложка, расположенный непосредственно под  $n^+$ -областью, можно рассматривать как некий виртуальный блокирующий контакт для неосновных носителей.

Для того чтобы понять причины подавления избыточного диффузионного тока в центральных пикселях многоэлементной структуры, вспомним общепринятую интерпретацию хорошо известной формулы Шокли для тока насыщения  $n^+$ - $p$ -перехода с длинной ( $> L_{Dn}$ ) базой [4, 5]. Ток насыщения обратносмещенного  $n^+$ - $p$ -перехода определяется тепловой генерацией неосновных носителей в примыкающем к ОПЗ слое квазинейтральной  $p$ -области толщиной  $L_{Dn}$ . Скорость тепловой генерации электронов в  $p$ -области равна  $n_0/\tau_n$ , где  $\tau_n$  — время жизни неравновесных электронов, поэтому плотность тока насыщения  $n^+$ - $p$ -перехода равна  $J_{Sn} = qL_{Dn}n_0/\tau_n$ . Однако данная интерпретация формулы Шокли не позволяет адекватно объяснить результаты, полученные в рамках одномерной модели  $p$ - $n$ -перехода с короткой ( $< L_{Dn}$ ) базой [3]. Так, исходя из общепринятой интерпре-

тации формулы Шокли диффузионный ток  $p$ - $n$ -перехода должен уменьшаться с уменьшением толщины базы. В то же время величина диффузионного тока  $p$ - $n$ -перехода с короткой базой зависит от типа контакта металл—полупроводник к области базы. Если контакт к  $p$ -области является омическим, то ток насыщения  $n^+$ - $p$ -перехода с короткой базой в  $L_{Dn}/d$  (где  $d$  — толщина базы) раз превышает величину диффузионного тока  $n^+$ - $p$ -перехода с длинной базой, а если контакт к  $p$ -области является блокирующим для неосновных носителей, то ток насыщения  $p$ - $n$ -перехода с короткой базой оказывается в  $L_{Dn}/d$  раз меньше диффузионного тока  $n^+$ - $p$ -перехода с длинной базой [3].

Рассмотрим другую интерпретацию формулы Шокли, основанную на определении диффузионного тока  $J_n = qD_n(\partial n/\partial y)$ , где  $D_n$  — коэффициент диффузии электронов. Концентрация электронов в базе обратносмещенного ( $|V| \geq 3kT$ )  $n^+$ - $p$ -перехода с длинной базой меняется на характерной длине  $L_{Dn}$  от  $n(0) \approx 0$  на границе раздела ОПЗ—квазинейтральная  $p$ -область до величины  $n(\infty) = n_0$  (концентрация неосновных носителей в полупроводнике  $p$ -типа). Следовательно, производную концентрации электронов в базе можно оценить как  $\partial n/\partial y \approx n_0/L_{Dn}$ . Подставим это выражение в определение диффузионного тока, и получим другую форму формулы Шокли  $J_{Sn} = qD_n n_0/L_{Dn}$ .

Рассмотрим обратносмещенный  $n^+$ - $p$ -переход с короткой ( $d < L_{Dn}$ ) базой и омическим контактом к области  $p$ -типа. Как и в предыдущем случае, концентрация электронов на границе раздела ОПЗ—квазинейтральная  $p$ -область равна  $n(0) \approx 0$ . На омическом контакте концентрация электронов есть  $n(d) = n_0$  [3, 6, 7]. Тогда производную концентрации электронов в базе можно оценить как  $\partial n/\partial y \approx n_0/d$ . Подставим это выражение в определение диффузионного тока и после элементарных преобразований получим выражение для плотности тока насыщения  $n^+$ - $p$ -перехода с короткой базой и омическим контактом  $J_{Sn} = qD_n(L_{Dn}/d)(n_0/L_{Dn})$ . Полученное выражение находится в полном соответствии с точным решением уравнения непрерывности в амбиполярной форме [3]. Из сказанного следует, что градиент концентрации неосновных носителей в базе  $n^+$ - $p$ -перехода с короткой базой и омическим контактом превышает градиент концентрации неосновных носителей в базе  $n^+$ - $p$ -перехода с длинной базой. В этом и заключается причина, по которой ток насыщения  $n^+$ - $p$ -перехода с короткой базой и омическим контактом превышает ток насыщения  $n^+$ - $p$ -перехода с длинной базой.

Рассмотрим теперь  $n^+$ - $p$ -переход с короткой базой и блокирующим контактом для неосновных носителей к области  $p$ -типа. В этом случае на контакте выполняется граничное условие  $J_n(d) = 0$ . Примем во внимание, что в базе обратносмещенного  $n^+$ - $p$ -перехода выполняется неравенство  $n \ll n_0$ , и проинтегрируем от 0 до  $d$  уравнение непрерывности в амбиполярной форме  $(1/q)(\partial J_n/\partial y) = (n - n_0)/\tau_n$ . В результате после несложных преобразований получим выражение для плотности тока насыщения  $n^+$ - $p$ -перехода с короткой базой и блокирующим контактом  $J_{Sn} = qD_n(d/L_{Dn})(n_0/L_{Dn})$ . Из полученного выражения видно, что в полном соответствии с точным решением уравнения непрерывности в амбиполярной форме [3] ток насыщения и градиент концентрации электронов в  $p$ -области  $n^+$ - $p$ -перехода с короткой базой и блокирующим контактом в  $L_{Dn}/d$  раз меньше, соответственно, тока насыщения и градиента концентрации электронов в  $p$ -области  $n^+$ - $p$ -перехода с длинной базой.

Рассмотренная интерпретация формулы Шокли позволяет объяснить эффект подавления диффузионного тока  $p$ - $n$ -перехода в центральных пикселах многоэлементного фотоприемника. Граничные условия  $\partial u/\partial x = 0$  на боковых границах сечения периода многоэлементной структуры позволяют рассматривать последние как виртуальные блокирующие контакты для неосновных носителей. При этом рассматриваемые граничные условия являются следствием трансляционной симметрии структуры многоэлементного фотоприемника. Сочетание граничных условий  $\partial u/\partial x = 0$  на боковых границах сечения периода многоэлементной структуры и условия малости расстояния между соседними  $p$ - $n$ -переходами  $a < L_{Dn}$  обуславливают малость производной  $\partial n/\partial x$  и тем самым соответствующей компоненты диффузионного тока в центральных пикселах многоэлементной структуры по сравнению с аналогичными величинами в двухмерной модели единичного  $n^+$ - $p$ -перехода [1]. Иными словами, при выполнении граничных условий  $\partial u/\partial x = 0$  на боковых границах сечения периода и условия  $a < L_{Dn}$  избыточный диффузионный ток, обусловленный периферийной областью генерации в центральных пикселах многоэлементной структуры, оказывается существенно меньше аналогичного избыточного тока в единичном  $n^+$ - $p$ -переходе. Вместе с тем малый вклад периферийной области генерации в диффузионный ток пиксела многоэлементной структуры означает, что этот ток в основном будет обусловлен центральной областью тепловой генерации и тем самым должен хорошо описываться какой-либо из из-

вестных одномерных моделей. На границе раздела узкозонный полупроводник–подложка граничное условие имеет тот же вид, что и на блокирующем контакте  $\partial n/\partial y = 0$ .

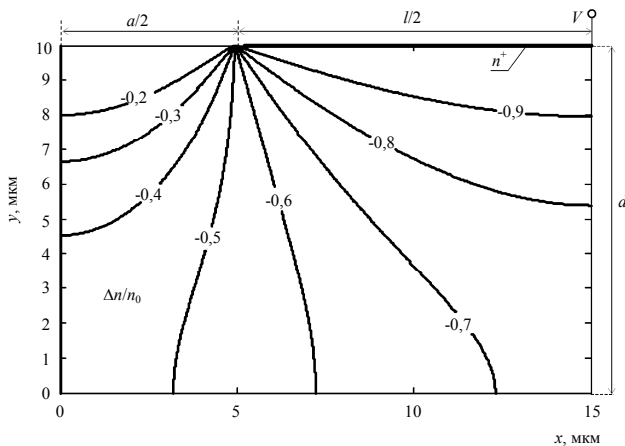
Таким образом, границу раздела узкозонный полупроводник–подложка также можно рассматривать как виртуальный блокирующий контакт для неосновных носителей. При этом толщина эпитаксиальной гетероструктуры, на основе которой изготовлен многоэлементный фотоприемник, удовлетворяет условию  $d < L_{Dn}$ . Поэтому несмотря на то, что контакты к  $p$ -области многоэлементного фотоприемника являются омическими и расположены на расстоянии, большем  $L_{Dn}$  от крайних пикселей, диффузионный ток центральных пикселей многоэлементной структуры с хорошей точностью описывается в рамках одномерной модели  $n^+$ - $p$ -перехода с короткой базой и блокирующим контактом, который виртуально расположен на месте границы раздела узкозонный полупроводник–подложка непосредственно под  $n^+$ -областью. Производная концентрации электронов  $\partial n/\partial y$  и соответствующая компонента диффузионного тока в базе центральных пикселей многоэлементной структуры будет в  $L_{Dn}/d$  раз меньше аналогичной величины, рассчитанной в рамках одномерной модели  $n^+$ - $p$ -перехода с длинной базой.

Выполнение условий  $a, d < L_{Dn}$  в сочетании с трансляционной симметрией многоэлементной структуры обуславливает малость градиента концентрации электронов в базе центральных пикселей многоэлементной структуры по сравнению с аналогичной величиной в единичном  $n^+$ - $p$ -переходе и тем самым эффект подавления диффузионного тока.

Проанализируем теперь влияние поверхностной рекомбинации на диффузионный ток центральных пикселей рассматриваемого многоэлементного ИК-фотоприемника. Так же, как и в работе [1], ограничимся случаем, когда поверхностная рекомбинация происходит только на границе раздела узкозонный полупроводник–диэлектрик. Граничное условие, соответствующее рассматриваемому случаю, имеет вид  $\partial u/\partial y = -(S/D_n)u$  [1]. Как и в работе [1], в случае  $S = 0$  используемое нами в модели приближение линейной рекомбинации позволяет характеризовать полупроводник только одним параметром — диффузионной длиной неосновных носителей. В случае  $S \neq 0$  необходимо использовать уже два параметра  $\mu_n$  и  $\tau$  — подвижность и время жизни неосновных носителей — электронов, соответственно.

На рис. 5 изображены линии уровня нормированной концентрации неравновесных электронов в

базе обратнoсмещенного  $n^+$ - $p$ -перехода и параметров ее структуры.



**Рис. 5.** Линии уровня нормированной концентрации неравновесных электронов в  $p$ -области центральных  $n^+$ - $p$ -переходов многоэлементного ИК-фотоприемника при большой скорости поверхностной рекомбинации. Нормирующая величина — равновесная концентрация электронов в  $p$ -области;  $l = 20$  мкм;  $a = 10$  мкм;  $d = 10$  мкм;  $S = 10^8$  см/с;  $L_{Dn} = 20$  мкм;  $\mu = 10^5$  см<sup>2</sup>/(В·с);  $\tau = 6$  нс

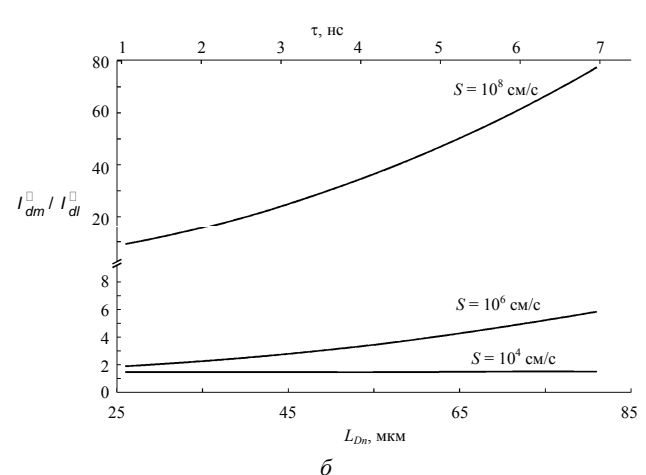
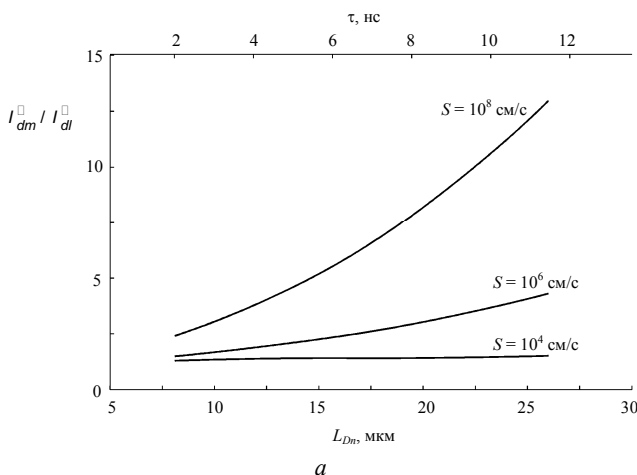
Как и следовало ожидать, в отличие от случая  $S = 0$  (см. рис. 2) в рассматриваемом случае  $S \neq 0$  распределение неравновесных носителей является более резким, что и обуславливает бoльшую величину диффузионного тока.

На рис. 6 изображены зависимости нормированной величины диффузионного тока центральных пикселей многоэлементной структуры от диффузионной длины при различных величинах подвижности и скорости поверхностной рекомбинации. В качестве нормирующей величины бралась величина диффузионного тока, рассчитанная в рамках одномерной модели  $n^+$ - $p$ -перехода с короткой базой и блокирующим контактом. Норми-

рованный диффузионный ток центральных пикселей многоэлементной структуры вычислялся на основе численных расчетов по формуле (1). Из сравнения результатов расчетов, представленных на рис. 4, 6, а также на рис. 8 работы [1], видно, что поверхностная рекомбинация значительно ослабляет эффект подавления диффузионного тока центральных пикселей многоэлементного ИК-фотоприемника.

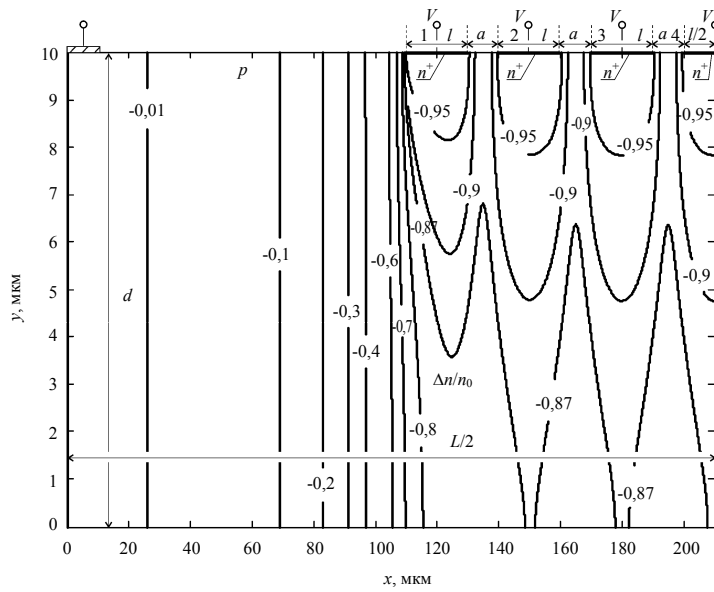
### Диффузионный ток $p$ - $n$ -перехода в краевых пикселях многоэлементного ИК-фотоприемника

Проанализируем диффузионный ток краевых пикселей многоэлементного ИК-фотоприемника в случае, когда скорость поверхностной рекомбинации равна нулю. На рис. 7 и 8 изображены линии уровня нормированной концентрации неравновесных электронов в подложке структуры, состоящей из семи обратнoсмещенных  $n^+$ - $p$ -переходов, и параметры структуры. Распределение концентрации неравновесных носителей рассчитывалось путем численного решения нормированного уравнения непрерывности в амбиполярной форме во всей квазинейтральной области  $p$ -типа семиэлементной структуры. При этом на границах раздела ОПЗ—квазинейтральная область  $p$ -типа  $\Gamma_{\ell i}$ , где  $i$  — номер пикселя, на нижней границе раздела узкозонный полупроводник–подложка, верхней границе раздела узкозонный полупроводник–диэлектрик и левой границе расчетной области ставились такие же граничные условия, как и в работе [1]. На правой границе расчетной области, являющейся осью зеркальной симметрии рассматриваемой семиэлементной структуры, граничное условие ставилось в виде  $du/dx = 0$ .

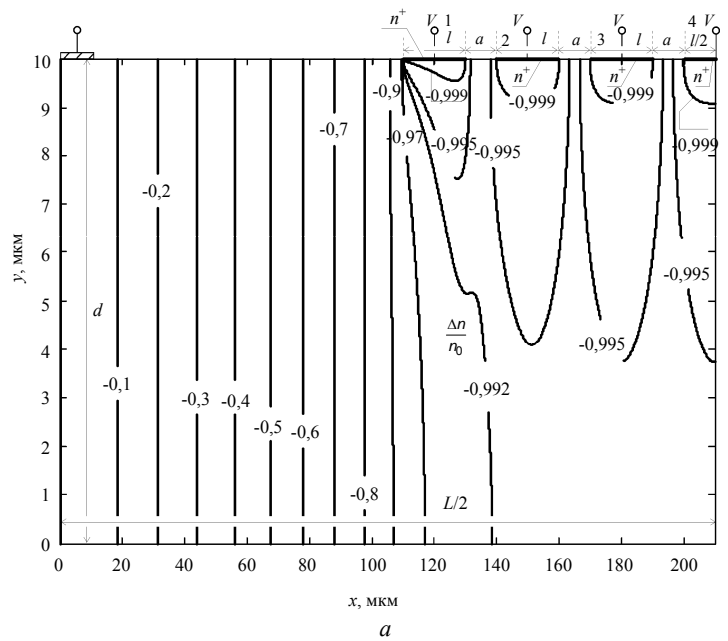


**Рис. 6.** Зависимость нормированной величины диффузионного тока центральных  $n^+$ - $p$ -переходов от диффузионной длины, параметров структуры многоэлементного ИК-фотоприемника и скорости поверхностной рекомбинации.

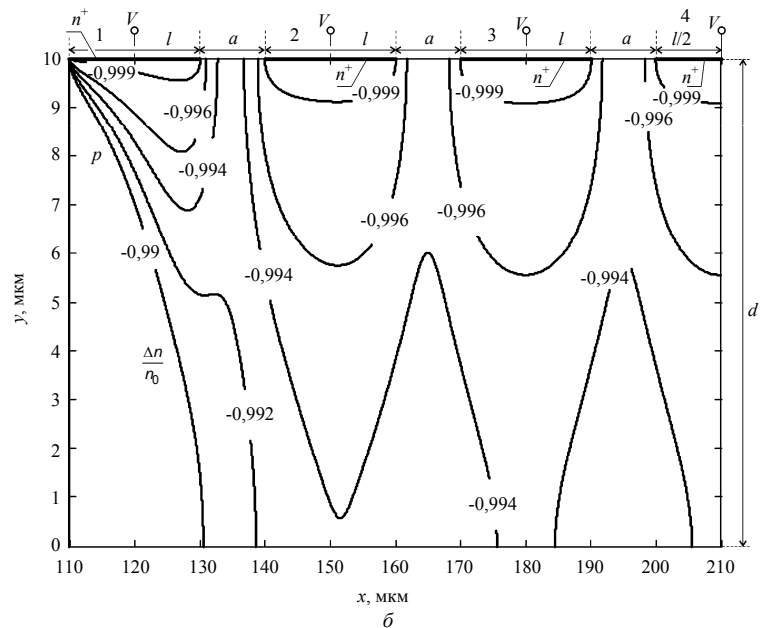
Нормирующая величина — диффузионный ток единичного  $n^+$ - $p$ -перехода, рассчитанный в рамках одномерной модели  $p$ - $n$ -перехода с короткой базой и блокирующим контактом;  $T = 77$  К;  $a = 10$  мкм;  $d = 10$  мкм;  $l = 20$  мкм;  $a$  —  $\mu = 10^5$  см<sup>2</sup>/(В·с);  $b$  —  $\mu = 10^6$  см<sup>2</sup>/(В·с)



**Рис. 7. Линии уровня нормированной концентрации неравновесных электронов в  $p$ -области краевых  $n^+$ - $p$ -переходов многоэлементного ИК-фотоприемника при  $L_{Dn} = 20$  мкм и нулевой скорости поверхностной рекомбинации.**  
 Нормирующая величина — равновесная концентрация электронов в  $p$ -области;  $l = 20$  мкм;  $d = 10$  мкм;  $a = 10$  мкм;  $L_{Dn} = 20$  мкм



**Рис. 8. Линии уровня нормированной концентрации неравновесных электронов в  $p$ -области краевых  $n^+$ - $p$ -переходов многоэлементного ИК-фотоприемника при  $L_{Dn} = 100$  мкм и нулевой скорости поверхностной рекомбинации:**  
 $a$  — расчетная область;  $b$  — часть расчетной области, примыкающая к  $n^+$ - $p$ -переходам.  
 Нормирующая величина — равновесная концентрация электронов в  $p$ -области;  
 $l = 20$  мкм;  $d = 10$  мкм;  $a = 10$  мкм;  
 $L_{Dn} = 100$  мкм





На рис. 9 изображены нормированные диффузионные токи пикселей семиэлементного ИК-фотоприемника  $I_{di}^{\parallel} / I_{dc}^{\parallel}$ , причем в качестве нормирующей величины выбран диффузионный ток центрального  $n^+p$ -перехода рассматриваемой структуры. В малоформатной структуре не выполняется условие трансляционной симметрии, поэтому диффузионный ток таких  $n^+p$ -переходов вычислялся на основе численного решения нормированного уравнения непрерывности в амбиполярной форме во всей квазинейтральной области  $p$ -типа семиэлементной структуры по формуле

$$I_{di}^{\square} = \xi \int_0^{\ell} J_{ds}(x') \Big|_{y \in \Gamma_{\ell i}} dx', \quad (2)$$

где  $\xi$  — длина выделенного сегмента бесконечной структуры (см. вставку на рис. 4, б работы [1]);

$J_{ds}$  — плотность диффузионного тока (см. уравнение (2) работы [1]);

ось  $x'$  изображена на рис. 1, б настоящей работы.

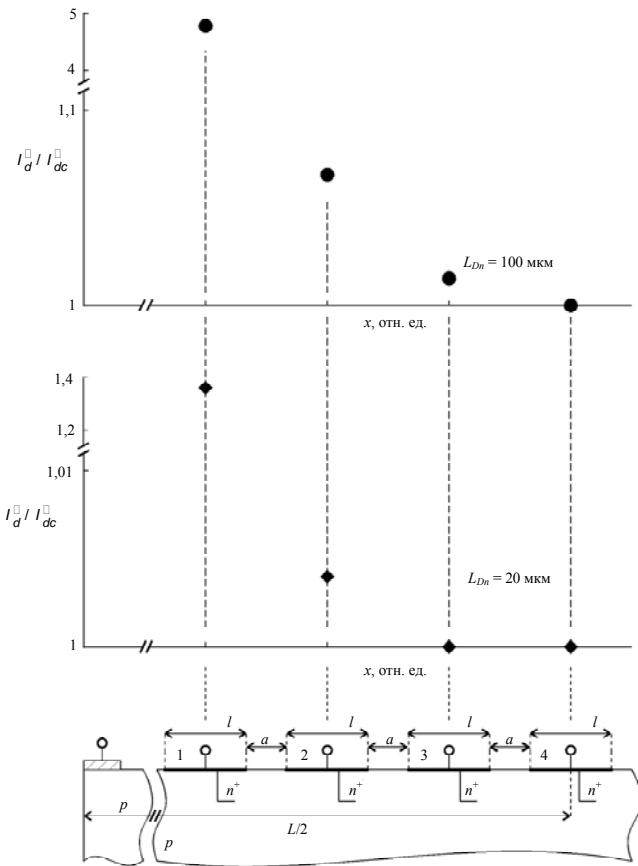


Рис. 9. Нормированный диффузионный ток крайних  $n^+p$ -переходов многоэлементного ИК-фотоприемника при нулевой скорости поверхностной рекомбинации.

Нормирующая величина — диффузионный ток центрального  $n^+p$ -перехода;  $a = 10$  мкм;  $d = 10$  мкм;  $l = 20$  мкм;  $L_{Dn} = 100$  мкм

Из выражения (2) следует, что для величины

$I_{di}^{\parallel} / I_{dc}^{\parallel}$  справедливо соотношение

$$I_{di}^{\square} / I_{dc}^{\square} = \int_0^{\ell} \frac{\partial u_i}{\partial y} \Big|_{y \in \Gamma_{\ell i}} dx'_i / \int_0^{\ell} \frac{\partial u_c}{\partial y} \Big|_{y \in \Gamma_{\ell c}} dx'_c,$$

где  $u_i$  и  $u_c$  — нормированная концентрация неравновесных электронов в базе  $n^+p$ -перехода  $i$ -го и центрального пиксела многоэлементной структуры, соответственно;

$\Gamma_{\ell i}$  и  $\Gamma_{\ell c}$  — граница раздела ОПЗ—квазинейтральная область  $p$ -типа в  $i$ -м и центральном пикселах многоэлементной структуры, соответственно; оси  $x'_i$  и  $x'_c$  соответствуют оси  $x'$  на рис. 1, б для случая  $i$ -го и центрального пиксела многоэлементной структуры, соответственно.

Из результатов расчетов, представленных на рис. 7—9, видно, что в широком диапазоне значений  $L_{Dn}$  диффузионный ток крайних пикселей (за исключением крайних) с достаточно высокой точностью совпадает с диффузионным током центрального пиксела рассматриваемой структуры. Даже при  $L_{Dn} = 100$  мкм диффузионный ток второго с краю пиксела менее чем на 10 % отличается от диффузионного тока центрального пиксела. Причем в широком диапазоне значений  $L_{Dn}$  диффузионный ток центрального пиксела семиэлементной структуры практически совпадает с диффузионным током  $n^+p$ -перехода пиксела многоэлементного ИК-фотоприемника, рассчитанного в приближении бесконечного числа периодов. В то же время диффузионный ток крайних пикселей существенно (примерно на 40 % при  $L_{Dn} = 20$  мкм) превышает диффузионный ток центрального пиксела. Избыточный диффузионный ток крайних пикселей обусловлен вкладом периферийной области тепловой генерации. По-видимому, столь высокая степень сбора крайними пикселями электронно-дырочных пар, образующихся в результате тепловой генерации в части квазинейтральной  $p$ -области, извне примыкающей к периметру многоэлементной структуры, обусловлена выполнением условия  $d \ll L_{Dn}$ . Отметим, что из результатов, представленных на рис. 5 работы [1], следует, что при  $d = 10$  мкм и  $L_{Dn} = 100$  мкм единственный круглый  $p$ - $n$ -переход диаметром  $\ell = 20$  мкм собирает более 60 % электронно-дырочных пар, появляющихся в периферийной области генерации в единицу времени.

Таким образом, в широком диапазоне диффузионных длин  $L_{Dn}$  периметр, состоящий из крайних  $p$ - $n$ -переходов многоэлементного ИК-фотоприемника, обеспечивает эффективное подавление из-

быточного диффузионного тока примыкающих к периметру изнутри пикселей, обусловленного тепловой генерацией в части квазинейтральной  $p$ -области, извне примыкающей к периметру многоэлементной структуры.

### Заключение

Сформулируем выводы и практические рекомендации для разработки крупноформатных ИК-фотоприемников дальнего ИК-диапазона на основе HgCdTe,  $n^+$ - $p$ -переходов, вытекающие из полученных результатов.

1. При малой толщине эпитаксиального слоя узкозонного полупроводника ( $d < L_{Dn}$ ), малом расстоянии между соседними  $p$ - $n$ -переходами ( $\leq L_{Dn}$ ) и отсутствии поверхностной рекомбинации на границе раздела узкозонный полупроводник—диэлектрик и узкозонный полупроводник—подложка диффузионный ток центральных пикселей многоэлементного ИК-фотоприемника существенно меньше диффузионного тока единичного  $n^+$ - $p$ -перехода, созданного на основе той же самой гетероэпитаксиальной структуры. При этом в обычно реализуемом случае, когда омические контакты к  $p$ -области многоэлементной структуры не являются блокирующими и расположены на достаточно большом ( $> L_{Dn}$ ) расстоянии от крайних пикселей, величина диффузионного тока центральных пикселей многоэлементного ИК-фотоприемника близка к значению, рассчитанному в рамках одномерной модели  $n^+$ - $p$ -перехода с короткой базой (толщиной  $d$ ) и блокирующим контактом для неосновных носителей (виртуально расположенным на границе раздела узкозонный полупроводник—подложка).

2. В широком диапазоне диффузионных длин электронов диффузионный ток  $n^+$ - $p$ -переходов крайних строк (столбцов) матриц и многорядных линеек ИК-фотоприемников существенно превышает диффузионный ток центральных пикселей, а диффузионный ток  $n^+$ - $p$ -переходов, примыкающих к крайним пикселям изнутри, слабо отличается от диффузионного тока центральных пикселей. Для подавления избыточного диффузионного тока крайних пикселей необходимо ввести в структуру многоэлементных приемников две дополнительные крайние строки (сверху и снизу) и два дополнительных крайних столбца (слева и справа) либо сформировать по периметру многоэлементной структуры сплошной замкнутый  $n^+$ - $p$ -переход — "охранное кольцо". На дополнительных  $n^+$ - $p$ -переходах, расположенных по периметру многоэлементной структуры ("охранном кольце"), должно

постоянно поддерживаться обратное смещение.

3. Большой фон обуславливает малое время накопления фотосигнала в пикселях матриц дальнего ИК-диапазона, что в свою очередь требует выполнения крайне высоких требований к тактовой частоте обрабатывающей электроники. В качестве компромиссной меры в крупноформатных матрицах дальнего ИК-диапазона осуществляются построчное накопление и опрос или последовательное накопление и опрос части пикселей. В этом случае  $n^+$ - $p$ -переходы, на которые подано обратное смещение, соседствуют с  $n^+$ - $p$ -переходами, находящимися в режиме холостого хода. В результате центральные  $n^+$ - $p$ -переходы, находящихся в режиме накопления, эффективно становятся крайними либо даже единичными, что приводит к возрастанию избыточного диффузионного тока.

Таким образом, в случае, когда линейные размеры  $n^+$ - $p$ -переходов сопоставимы с диффузионной длиной электронов, величина темнового тока пикселей крупноформатных матриц зависит от режима накопления и опроса. Темновой ток пиксела, находящегося в режиме накопления, минимален, когда он окружен пикселями, на которых поддерживается обратное смещение, что имеет место в режиме покадрового накопления, а также в режиме snap-shot. Для подавления избыточных темновых токов при построчном накоплении и опросе матрицы необходимо, чтобы на строках, расположенных по соседству со строкой, находящейся в режиме накопления, также поддерживалось обратное смещение.

Работа выполнена при поддержке Российского  
фонда фундаментальных исследований  
(грант 05-02-08017).

### Литература

1. Селяков А. Ю.// Прикладная физика. 2007. № 1. С. 116—127.
2. Shokley W.// Bell System Technical Journal. 1949. V. 28. P. 435.
3. Reine M. B., Sood A. K., Tredwell T. J. Semiconductors and semimetals. — New York// Academic Press, 1981. V. 18. Ch. 6. P. 201.
4. Бонч-Бруевич В. Л., Калашиников С. Г. Физика полупроводников. — М.: Наука, 1977.
5. Смит Р. Полупроводники. — М.: Мир, 1982.
6. Bloom I., Nemirovsky Y.// IEEE transaction on electron devices. 1991. V. 38. 242 8. P. 1792.
7. Summers C. J., Darling B., Martin B. J.//J. Appl. Phys.. 1986. V. 59 242 7. P. 2457.

Статья поступила в редакцию 17 марта 2006 г.

## Suppression of *p-n*-junction diffusion current in pixels of multielement IR photodetectors caused by translation symmetry of multielement structure

### Part II

A. Yu. Selyakov

Orion Research-and-Production Association, Moscow, Russia

*It is shown, what under certain conditions diffusion current of central  $n^+$ - $p$ -junctions of multielement IR photodetectors on the basis of  $Hg_{1-x}Cd_xTe$  ( $x \approx 0.2$ )  $I_{dm}$  can be much less than diffusion current of single  $n^+$ - $p$ -junction on the basis of identical heteroepitaxial structure. At the same time,  $I_{dm}$  can be exactly described in the network of one-dimensional model of  $n^+$ - $p$ -junction with short base and impermeable to minority carrier flow contact whereas contacts to  $p$ -region of the multielement IR-photodetectors is ohmic and distance between contacts and boundary pixels exceeds diffusion length of electrons.*

УДК 621.38+621.37

## О фотоиндуцированных и тепловых шумах в полупроводниковых диодах

И. И. Таубкин

ФГУП «НПО "Орион"» — Государственный научный центр РФ, Москва, Россия

*Дан краткий обзор литературы, посвященной теории фотоиндуцированных и тепловых шумов в полупроводниковых диодах. Рассчитаны координатные и частотные зависимости фотоиндуцированных токов и шумов в  $p^+$ - $n$ -переходе с учетом объемной и поверхностной рекомбинации дырок, генерированных при локальном облучении  $n$ -области. Установлено, что в  $p^+$ - $n$ -переходах шумы токораспределения вызываются флуктуациями локальных темнов рекомбинации и диффузии дырок в  $n$ -области. Выявлен физический механизм формирования в  $p$ - $n$ -переходах высокочастотных тепловых и фотоиндуцированных дробовых шумов.*

Исследования шумов в полупроводниковых диодах и фотодиодах ведутся уже более 50 лет. Однако в относительно недавно изданном учебнике Л. Н. Курбатова для студентов высших учебных заведений "Оптоэлектроника видимого и инфракрасного диапазонов спектра" [1] отмечается, что до настоящего времени "вопрос о дробовых шумах полупроводникового фотодиода нельзя считать простым". Более категоричен А. Рогольский, пришедший в обзорной монографии "Инфракрасные детекторы" [2] к выводу, что "общая теория шумов в полупроводниковых фотодиодах ... пока не создана".

Цель настоящей статьи — частичное восполнение этого пробела.

Известны по крайней мере три подхода к оценке фотоиндуцированных и тепловых шумов в полупроводниковых диодах.

### Аналогия с собственными шумами вакуумной электронной лампы

С помощью обобщенной теоремы Бэрджесса о дисперсии [3—5], описывающей прохождение флук-

туирующего потока частиц через систему с независимо флуктуирующим коэффициентом пропускания, и соображения о неделимости электронов при разделении их потока спектральная плотность шумов анодного тока  $S_{Ia}(\omega)$  в вакуумной многоэлектродной лампе на круговых частотах, меньших обратного времени пролета электронов от катода к аноду, представляется в виде

$$S_{Ia}(\omega) = S_{Ola}(\omega) + S_{Cla}(\omega) = \eta^2 S_{Ik}(\omega) + 2e \overline{I_k} (\eta - \eta^2), \quad (1)$$

где  $e$  — заряд электрона;

$\eta$  — вероятность попадания электрона с катода на анод;

$S_{Ik}(\omega)$  — спектральная плотность шумов тока катода  $I_k$ .

Черта сверху означает усреднение во времени.

Первое слагаемое  $S_{Ola}(\omega)$  представляет собой ослабленный шум первичного потока электронов с катода, а второе  $S_{Cla}(\omega)$  — так называемые шумы токораспределения (или индуцированные первичным потоком собственные шумы электронной лампы), обусловленные случайным характером