

Фотоэлектроника: элементная база и технология

УДК 621.383

К теории флуктуационных явлений в p - n -переходах с короткой базой на основе узкозонных полупроводников

А. Ю. Селяков

На основе точного решения уравнения Ланжевена рассчитана зависимость спектральной плотности флуктуаций (СПФ) диффузионного тока и фототока p^+ - n -перехода с базой конечной длины от приложенного напряжения для случая омического и блокирующего контактов к базе. Показано, что ширина частотного диапазона, в котором СПФ диффузионного тока p^+ - n -перехода с короткой базой и блокирующим контактом имеет меньшее значение, чем СПФ диффузионного тока аналогичного p^+ - n -перехода с длинной базой, зависит от величины и знака смещения на p - n -переходе.

PACS: 72.70.+m; 85.30.-z; 85.60.Dw

Ключевые слова: флуктуация, спектральная плотность, p^+ - n -переход, уравнение Ланжевена.

Введение

В работах [1, 2] методом Ланжевена рассчитана спектральная плотность флуктуаций диффузионного тока и фототока обратносмещенного p^+ - n -перехода с базой конечной длины ($d \leq L$ и $d \geq L$, где d — толщина базы, L — диффузионная длина неосновных носителей в базе). В настоящей работе на основе точного решения амбиполярного стохастического дифференциального уравнения метода Ланжевена анализируются шумы диффузионного тока и фототока p - n -перехода с базой конечной длины для случая омического и блокирующего контактов к базе при небольших смещениях любой полярности.

Стационарная модель

Как и в работах [1, 2], рассмотрим p^+ - n -переход, темновой ток которого определяется процессами генерации-рекомбинации (Г-Р) в квазинейтральной n -области (см. вставку на рис. 1, а). Однако в данной работе проанализируем более общий случай, когда на рассматриваемом p^+ - n -переходе поддерживается постоянное смещение V произвольной полярности (прямое или обратное).

Рассмотрим случай, когда при прямом смещении p^+ - n -перехода, а также при воздействии падающего излучения выполняется приближение низкого уровня инжекции. Заметим, что в данном приближении рекомбинацию дырок в n -области можно рассматривать в рамках линейной модели, а модуляцией проводимости n -области можно пренебречь. Вместе с тем ограничимся анализом случая не слишком больших обратных смещений рассматриваемого p^+ - n -перехода, при которых можно пренебречь межзонным туннельным током и током, обусловленным туннелированием через ловушки. Спектральная плотность флуктуаций Г-Р шума, обусловленного туннелированием через ловушки в невырожденных p - n -переходах на основе узкозонных твердых растворов (CdHg)Te, рассчитана в работе [3]. Будем полагать пренебрежимо малыми внутреннее сопротивление источника постоянного напряжения на диоде (т. е. будем считать внешнюю цепь диода короткозамкнутой), а также будем считать пренебрежимо малыми последовательное сопротивление n -области, что позволяет не учитывать в дальнейшем RC-ограничения частотных характеристик p^+ - n -перехода.

Рассмотрим ситуацию, когда на p - n -переход падает монохроматическое излучение со стороны p^+ -области, и при этом сделаем допущение, что отражением от поверхности p - n -перехода можно пренебречь. Также предположим, что толщина p -области, равно как и толщина области пространственного заряда (ОПЗ), крайне малы, вследствие чего поглощением излучения в этих областях можно пренебречь.

Селяков Андрей Юрьевич, ведущий научный сотрудник.
ФГУП «НПО "Орион"».
Россия, 111402, Москва, ул. Косинская, 9.
Тел. (495) 373-55-70.
E-mail: ayusel@mail.ru.

Статья поступила в редакцию 6 августа 2009 г.

© Селяков А. Ю., 2010

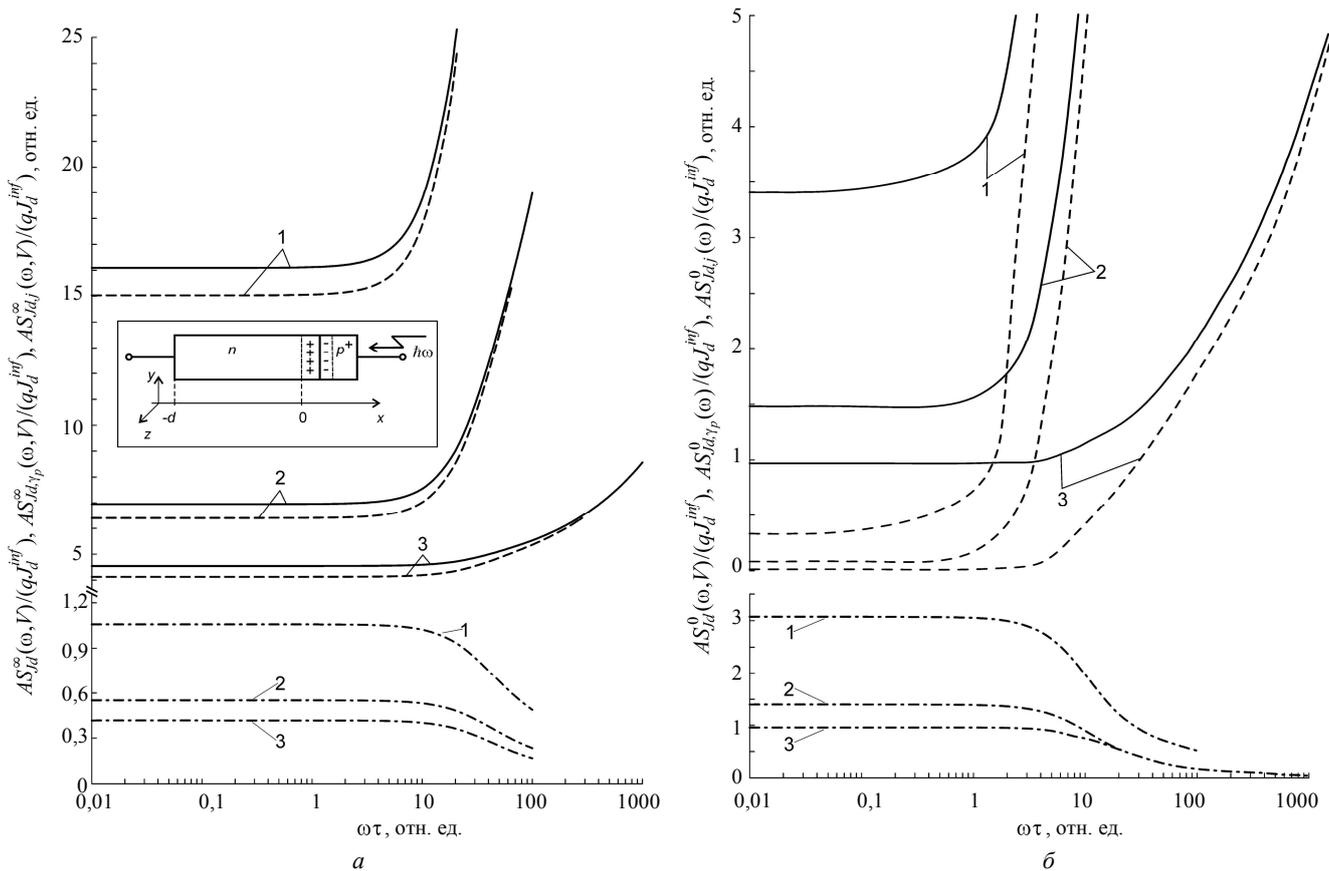


Рис. 1. Спектральная плотность флуктуаций плотности диффузионного тока p^+ - n -перехода с базой конечной длины к n -области:

a — омическим контактом (вставка — структура рассматриваемого p^+ - n -перехода); b — блокирующим контактом:
 1 — $V = kT/q$; 2 — $V = -kT/(2q)$; 3 — $V = -3kT/q$;

— — нормированные СПФ плотности диффузионного тока; - - - - нормированные аддитивные составляющие СПФ плотности диффузионного тока, обусловленные случайным характером процессов рассеяния; — · — · — нормированные аддитивные составляющие СПФ плотности диффузионного тока, обусловленные случайным характером процессов Г-Р.

Нормирующая величина $(qJ_d^{inf})/A$, отношение $d/L = 0,5$

Направим ось x от n -области, толщина которой равна d , к p^+ -области, а точку $x = 0$ расположим на границе раздела квазинейтральной n -области и ОПЗ (см. вставку на рис. 1, a). Будем рассматривать случаи короткой ($d < L_p$, где $L_p = \sqrt{D_p\tau}$ — диффузионная длина дырок в n -области, τ — время жизни дырок в n -области, D_p — коэффициент диффузии дырок) и длинной ($d \geq L_p$) базы, а также два типа контактов (граничного условия) в точке $x = -d$ — омический и блокирующий.

Для расчета стационарной концентрации дырок $p_s(x, V)$ в квазинейтральной n -области рассматриваемого p^+ - n -перехода необходимо решить уравнение непрерывности в амбиполярной форме, которое в рассматриваемом случае совпадает с уравнением (1) работы [2]. В случае омического контакта граничное условие к амбиполярному уравнению непрерывности в точке $x = -d$ имеет вид $\Delta p^{\infty}(-d, V) = 0$, а в случае блокирующего контакта граничное условие в данной точке имеет вид

$$(\partial \Delta p^0(x, V) / \partial x) \Big|_{x=-d} = 0,$$

где $\Delta p(x, V) = p_s(x, V) - p_0$ — концентрация неравновесных дырок в n -области;

p_0 — концентрация равновесных дырок в n -области.

В рассматриваемом случае смещения произвольной полярности на p^+ - n -переходе, граничное условие к амбиполярному уравнению непрерывности на границе раздела квазинейтральной n -области с ОПЗ, т. е. в точке $x = 0$ имеет вид

$$\Delta p(0, V) = p_0 e_1(V) \quad [4],$$

где $e_1(V) = \exp((qV)/(kT)) - 1$;

q — заряд электрона;

k — постоянная Больцмана;

T — температура.

Расчеты показывают, что распределение концентрации дырок в квазинейтральной n -области и

плотность суммарного тока рассматриваемого p^+ - n -перехода $p_s^\infty(x, V)$ и $J_\Sigma^\infty(V) = -qD_p \times (\partial p_s^\infty(x, V)/\partial x)|_{x=0}$, соответственно, для случая омического контакта к n -области, а также $p_s^0(x, V)$ и $J_\Sigma^0(V) = -qD_p (\partial p_s^0(x, V)/\partial x)|_{x=0}$, соответственно, для случая блокирующего контакта к n -области, могут быть представлены в виде суммы двух слагаемых, а именно:

$$p_s^\infty(x, V) = p_d^\infty(x, V) + \Delta p_{ph}^\infty(x); \quad (1)$$

$$J_\Sigma^\infty(V) = J_d^\infty(V) + J_{ph}^\infty; \quad (2)$$

$$p_s^0(x, V) = p_d^0(x, V) + \Delta p_{ph}^0(x); \quad (3)$$

$$J_\Sigma^0(V) = J_d^0(V) + J_{ph}^0. \quad (4)$$

Первые слагаемые уравнений (1)—(4) определяются процессами Г-Р в квазинейтральной n -области в отсутствие засветки $p_d^\infty(x, V) = p_s^\infty(x, V)|_{J=0}$,

$$J_d^\infty(V) = J_\Sigma^\infty(V)|_{J=0}, \quad p_d^0(x, V) = p_s^0(x, V)|_{J=0},$$

$$J_d^0(V) = J_\Sigma^0(V)|_{J=0}, \quad \text{где } J \text{ — плотность потока}$$

фотонов падающего излучения. Рассматриваемые величины определяются выражениями:

$$p_d^\infty(x, V) = p_0 \left(1 + e_1(V) \operatorname{csh} \left(\frac{d}{L_p} \right) \operatorname{sh} \left(\frac{d+x}{L_p} \right) \right); \quad (5)$$

$$J_d^\infty(V) = -J_d^{inf} \operatorname{cth} \left(\frac{d}{L_p} \right) e_1(V); \quad (6)$$

$$p_d^0(x, V) = p_0 \left(1 + e_1(V) \operatorname{ch} \left(\frac{d+x}{L_p} \right) \operatorname{sch} \left(\frac{d}{L_p} \right) \right); \quad (7)$$

$$J_d^0(V) = -J_d^{inf} \operatorname{th} \left(\frac{d}{L_p} \right) e_1(V), \quad (8)$$

где $J_d^{inf} = (qL_p p_0)/\tau$.

В случае достаточно больших обратных смещений $|qV| > 3kT$, когда можно положить $e_1(V) = -1$, выражения (6) и (8) данной работы переходят в выражения (3) и (5) работы [1], соответственно.

Таким образом, величины $J_d^\infty(V)$ и $J_d^0(V)$ представляют собой плотности диффузионного тока рассматриваемого p^+ - n -перехода для случая омического и блокирующего контактов к n -области, соответственно.

Вторые слагаемые уравнений (1)—(4) $\Delta p_{ph}^\infty(x)$, J_{ph}^∞ , $\Delta p_{ph}^0(x)$ и J_{ph}^0 обусловлены воз-

действием падающего излучения и определяются выражениями (6)—(9) работы [2], соответственно. Иными словами, величины J_{ph}^∞ и J_{ph}^0 представляют собой плотности фототока рассматриваемого p^+ - n -перехода для случая омического и блокирующего контактов к n -области, соответственно.

Стохастическая модель

В рамках сделанных допущений при анализе флуктуационных явлений в рассматриваемом p^+ - n -переходе можно ограничиться решением уравнения Ланжевена в амбиполярной форме, которое в рассматриваемом случае совпадает с уравнением (10) работы [2]. Стохастическое граничное условие в точке $x = -d$ не зависит от напряжения, приложенного к p^+ -переходу, поэтому может быть поставлено так же, как и в работах [1, 2].

В случае омического контакта в точке $x = -d$ стохастическое граничное условие имеет вид $\delta p_\omega^\infty(-d, V) = 0$, а в случае блокирующего в данной точке вид

$$(\partial \delta p_\omega^0(x, V)/\partial x)|_{x=-d} = 0,$$

где $\delta p_\omega(x, V)$ — Фурье-трансформанта флуктуации концентрации дырок;

ω — круговая частота.

Обоснуем теперь постановку граничного условия в точке $x = 0$. В случае, когда на p^+ -переходе поддерживается достаточно большое обратное смещение ($|qV| > 3kT$), дырки, диффундирующие из p^+ -области, не могут преодолеть потенциальный барьер в ОПЗ и попасть в n -область. Ток во внешней цепи такого обратномещенного p^+ -перехода определяется процессами тепловой генерации и фотогенерации в квазинейтральной n -области. При этом электронно-дырочные пары, образовавшиеся в квазинейтральной n -области и достигшие границы раздела с ОПЗ, быстро разделяются электрическим полем, причем дырки выносятся полем в p^+ -область, а электроны для сохранения электронейтральности переходят в p^+ -область по внешней цепи за время порядка максвелловского времени релаксации.

Таким образом, в рассматриваемом случае обратномещенного p^+ - n -перехода, в точке $x = 0$ можно поставить стохастическое граничное условие $\delta p_\omega(0, V) = 0$, справедливое в диапазоне частот $\omega \ll (t_{fl}^\mu)^{-1}$, где t_{fl}^μ — время пролета дырок через ОПЗ, обусловленного дрейфом в электрическом поле p^+ -перехода [1].

В работе [1] показано также, что для p^+ -перехода на основе тройного твердого раствора

$\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \approx 0,2$), сформированного низкоэнергетичной ионной обработкой [5], справедлива оценка $t_{fl}^{\mu} \approx (4-8) \cdot 10^{-11}$ с.

Заметим, что быстрое разделение электронно-дырочных пар, образовавшихся в n -области вследствие процессов тепловой генерации и фотогенерации и достигших границы раздела с ОПЗ, также будет иметь место в случае, когда к p^+ - n -переходу приложено небольшое прямое или обратное смещение, причем оценка времени пролета дырок через ОПЗ, обусловленного дрейфом в электрическом поле p^+ - n -перехода, в этом случае также сохранит свою справедливость.

В случае, когда к p^+ - n -переходу приложено небольшое прямое или обратное смещение, дырки, диффундирующие из p^+ -области, могут преодолеть потенциальный барьер в ОПЗ и попасть в n -область. При этом для поддержания электронейтральности электроны из p^+ -области по внешней цепи переходят в n -область за время, порядка максвелловского времени релаксации. Согласно теории p - n -перехода, разработанной Шокли [6], при не очень больших прямых и обратных смещениях через ОПЗ рассматриваемого p^+ - n -перехода протекают два встречных дырочных тока — диффузионный и дрейфовый, существенно (на несколько порядков) превышающих ток во внешней цепи p^+ - n -перехода. Поток дырок, проходящих в n -область (и, следовательно, ток во внешней цепи прямосмещенного p^+ - n -перехода), существенно меньше потока дырок, диффундирующих из p^+ -области, поскольку лимитируется рекомбинацией в n -области.

Таким образом, на границе раздела ОПЗ — квазинейтральная n -область вместо продиффундировавшей вглубь n -области электронно-дырочной пары, практически мгновенно возникает новая электронно-дырочная пара и концентрация дырок остается постоянной.

Из сказанного следует, что в случае прямосмещенного p^+ - n -перехода (а также в случае небольшого обратного смещения), в точке $x = 0$ можно поставить стохастическое граничное условие $\delta p_{\omega}(0, V) = 0$, справедливое в диапазоне частот $\omega \ll (t_{fl}^D)^{-1}$, где t_{fl}^D — время пролета через ОПЗ дырок, диффундирующих из p^+ -области p^+ - n -перехода.

Оценим время t_{fl}^D для рассматриваемого случая небольших прямых и обратных смещений. Диффузию дырок (и электронов) можно рассматривать как движение в поле сторонних сил, действующих на подвижные носители и представляющих собой силы давления электронного газа, обусловленные градиентом концентрации дырок (и электро-

нов) [7]. При этом для плотности диффузионного тока дырок в ОПЗ справедлива общая форма дифференциального закона Ома $J_p = \sigma_p \varepsilon^*$, где $\sigma_p = q\mu_p p$ — дырочная проводимость; μ_p — подвижность дырок; p — концентрация дырок в ОПЗ; ε^* — напряженность поля сторонних сил.

Это выражение можно преобразовать к виду $J_p = q\nu p$, где $\nu = \mu_p \varepsilon^*$ — средняя скорость упорядоченного движения дырок в поле сторонних сил.

Из сравнения полученного выражения с формулой для плотности диффузионного тока $J_p = -qD_p dp/dx$ видно, что средняя скорость упорядоченного движения дырок в поле сторонних сил равна $\nu = -(kT/q)\mu_p d \ln(p)/dx$. В невырожденном полупроводнике, в котором существует электрическое поле с потенциалом ϕ , концентрация дырок определяется выражением $p = N_v \exp\{(E_v - F_p - q\phi)/(kT)\}$, где N_v — эффективная плотность состояний в валентной зоне; E_v — энергия края валентной зоны; F_p — квазиуровень Ферми для дырок.

Используя допущение о малости градиента квазиуровней Ферми в ОПЗ рассматриваемого p^+ - n -перехода, вычислим логарифмическую производную концентрации дырок в данной области. В результате получим, что средняя скорость упорядоченного движения дырок в поле сторонних сил определяется выражением $\nu = \mu_p E$, где E — электрическое поле в ОПЗ рассматриваемого p^+ - n -перехода.

Таким образом, средняя скорость упорядоченного движения дырок в поле сторонних сил давления электронного газа, обусловленных градиентом концентрации дырок в ОПЗ рассматриваемого p^+ - n -перехода, равна дрейфовой скорости дырок в электрическом поле ОПЗ p^+ - n -перехода.

Из сказанного следует, что в рассматриваемом случае небольших прямых и обратных смещений для времени пролета через ОПЗ дырок, диффундирующих из p^+ -области p^+ - n -перехода, справедлива та же самая оценка, что и для времени пролета дырок через ОПЗ, обусловленного дрейфом в электрическом поле p^+ - n -перехода [1].

Итак, при небольших прямых и обратных смещениях в достаточно широком частотном диапазоне $\omega \ll (t_{fl}^{\mu})^{-1} = (t_{fl}^D)^{-1}$ (который для p^+ - n -перехода на основе тройного твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \approx 0,2$), сформированного низкоэнергетичной ионной обработкой, простирается вплоть до нескольких гигагерц [1]) в точке $x = 0$ справедливо стохастическое граничное условие $\delta p_{\omega}(0, V) = 0$. Иначе говоря, уравнение Ланжевена и граничные

условия к нему для рассматриваемого p^+ - n -перехода при небольших прямых и обратных смещениях совпадают с аналогичным уравнением и граничными условиями для случая достаточно больших обратных смещений [2]. Отсюда следует, что решения уравнения Ланжевена для рассматриваемого p^+ - n -перехода при небольшом прямом либо обратном смещении ($|qV| > 3kT$) также совпадают и даются формулами (11)—(14) в работе [2].

Спектральная плотность флуктуаций диффузионного тока и фототока

Флуктуации плотности суммарного тока рассматриваемого p^+ - n -перехода представляют собой стационарный случайный процесс, характеризующийся СПФ $S_{J_\Sigma}(\omega, V)$, которую, как и в работах [1, 2], определим по положительным частотам $\omega \geq 0$.

Выше было показано, что решения уравнения Ланжевена для рассматриваемого p^+ - n -перехода при небольшом прямом либо обратном смещении и достаточно большом обратном смещении ($|qV| > 3kT$) совпадают, поэтому метод расчета СПФ суммарного тока обратносмещенного p^+ - n -перехода, изложенный в работе [2], полностью применим в рассматриваемом случае. При этом при расчете СПФ суммарного тока p^+ -перехода, к которому приложено небольшое смещение произвольной полярности, во взаимные СПФ случайных источников γ_p , γ_g и j_p , определяемые уравнениями (16)—(18) в работе [2], надо подставлять распределения концентрации дырок в n -области, определяемые уравнениями (1) и (3) данной работы, для случая омического и блокирующего контактов, соответственно.

Так же, как и в случае обратносмещенного p^+ - n -перехода, рассмотренном в работе [2], вследствие некоррелированности случайных источников γ_p , γ_g и j_p , обусловленных случайным характером процессов тепловой Г-Р, фотогенерации и рассеяния, соответственно, а также вследствие линейности рассматриваемой модели рекомбинации, СПФ плотности суммарного тока рассматриваемого p^+ - n -перехода можно представить в виде суммы двух величин, т. е.:

$$S_{J_\Sigma}(\omega, V) = S_{J_d}(\omega, V) + S_{J_{ph}}(\omega), \quad (9)$$

где величина $S_{J_d}(\omega, V) = S_{J_{d;\gamma_p}}(\omega, V) + S_{J_{d;j}}(\omega, V)$ не зависит от плотности потока фотонов падающего

излучения, т. е обусловлена темновыми шумами, а величина $S_{J_{ph}}(\omega) = S_{J_{ph;\gamma_p}}(\omega) + S_{J_{ph;j}}(\omega) + S_{J_{\Sigma;\gamma_g}}(\omega)$ пропорциональна плотности потока фотонов падающего излучения J , т. е. обусловлена фотоиндуцированными шумами.

Аддитивная составляющая СПФ плотности суммарного тока $S_{J_{d;\gamma_p}}(\omega, V)$ обусловлена случайным характером процессов тепловой Г-Р (случайным источником γ_p). Аддитивная составляющая СПФ плотности суммарного тока $S_{J_{ph;\gamma_p}}(\omega)$ обусловлена случайным характером процессов рекомбинации (случайным источником γ_p). Аддитивные составляющие СПФ плотности суммарного тока $S_{J_{d;j}}(\omega, V)$ и $S_{J_{ph;j}}(\omega)$ обусловлены случайным характером процессов рассеяния (случайным источником j_p).

Аддитивная составляющая СПФ плотности суммарного тока $S_{J_{\Sigma;\gamma_g}}(\omega)$ обусловлена случайным характером процессов фотогенерации (случайным источником γ_g). Следуя работе [2] в дальнейшем, для удобства объединим аддитивные составляющие $S_{J_{\Sigma;\gamma_g}}(\omega)$ и $S_{J_{ph;\gamma_p}}(\omega)$ в одну величину $S_{J_{ph;\gamma}}(\omega) = S_{J_{\Sigma;\gamma_g}}(\omega) + S_{J_{ph;\gamma_p}}(\omega)$.

Расчеты показывают, что величина $S_{J_{ph}}(\omega)$ не зависит от напряжения, приложенного к рассматриваемому p^+ - n -переходу, и для случая омического контакта определяется формулой (20) работы [2], а для случая блокирующего контакта — формулой (21) той же работы.

Таким образом, величина $S_{J_{ph}}(\omega)$ представляет собой СПФ плотности фототока рассматриваемого p^+ - n -перехода. При этом величины $S_{J_{ph;\gamma}}(\omega)$ и $S_{J_{ph;j}}(\omega)$ представляют собой аддитивные составляющие СПФ плотности фототока, обусловленные случайным характером процессов фотогенерации и рекомбинации и случайным характером процессов рассеяния, соответственно.

Для случая омического контакта величины $S_{J_{ph;\gamma}}(\omega)$ и $S_{J_{ph;j}}(\omega)$ определяются формулами (22) и (23) работы [2], а для случая блокирующего контакта — формулами (24) и (25) той же работы.

Расчеты показывают, что для случая омического контакта к n -области аддитивные составляющие СПФ плотности суммарного тока, обусловленные случайным характером процессов тепловой Г-Р и процессов рассеяния $S_{J_{d;\gamma_p}}^\infty(\omega, V)$ и $S_{J_{d;j}}^\infty(\omega, V)$, соответственно, имеют вид:

$$\begin{aligned}
S_{J_{d,p}}^{\infty}(\omega, V) = & \left\{ 2q^2 p_0 L_p (e_1(V) \Omega_1 \Omega_2 \times \right. \\
& \times \left((4\Omega_1^2 - 1) \cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \right. \\
& + (4\Omega_2^2 + 1) \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \left. \right) \operatorname{cth} \left(\frac{d}{L_p} \right) - \\
& - 4e_1(V) \Omega_1 \Omega_2 (\Omega_1^2 + \Omega_2^2) \operatorname{csch} \left(\frac{d}{L_p} \right) + \\
& + \Omega_1 (4\Omega_1^2 - 1) (2(2 + e_1(V)) \Omega_2^2 + 1) \sin \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) - \\
& - \left. (2(2 + e_1(V)) \Omega_1^2 - 1) (4\Omega_2^3 + \Omega_2) \operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right\} \times \\
& \times \left\{ A\tau \Omega_1 (4\Omega_1^2 - 1) (4\Omega_2^3 + \Omega_2) \times \right. \\
& \times \left. \left(\cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) - \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1}; \quad (10)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
S_{J_{d,j}}^{\infty}(\omega, V) = & - \left\{ 2q^2 p_0 L_p (\Omega_1^2 + \Omega_2^2) (\Omega_1 \times \right. \\
& \times \left(-2e_1(V) \Omega_2 \left((1 - 4\Omega_1^2) \cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \right. \right. \\
& + (4\Omega_2^2 + 1) \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \left. \right) \operatorname{cth} \left(\frac{d}{L_p} \right) + \\
& + 4e_1(V) \Omega_2 (-2\Omega_1^2 + 2\Omega_2^2 + 1) \operatorname{csch} \left(\frac{d}{L_p} \right) + \\
& + (4\Omega_1^2 - 1) (4(1 + e_1(V)) \Omega_2^2 + 1) \sin \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) \left. \right) + \\
& + \left. (4(1 + e_1(V)) \Omega_1^2 - 1) (4\Omega_2^3 + \Omega_2) \operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right\} \times \\
& \times \left\{ A\tau \Omega_1 (4\Omega_1^2 - 1) (4\Omega_2^3 + \Omega_2) \times \right. \\
& \times \left. \left(\cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) - \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1}. \quad (11)
\end{aligned}$$

При этом для случая омического контакта к n -области аддитивная составляющая СПФ плотности суммарного тока, обусловленная темновыми шумами $S_{J_d}^{\infty}(\omega, V)$, определяется выражением:

$$\begin{aligned}
S_{J_d}^{\infty}(\omega, V) = & \left\{ 2q^2 p_0 L_p \left(e_1(V) \Omega_1 \Omega_2 \times \right. \right. \\
& \times \left(- (4\Omega_1^2 - 1) (2\Omega_1^2 + 2\Omega_2^2 - 1) \cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \right. \\
& + (2\Omega_1^2 + 2\Omega_2^2 + 1) (4\Omega_2^2 + 1) \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \left. \right) \operatorname{cth} \left(\frac{d}{L_p} \right) + \\
& + 8e_1(V) \Omega_1 \Omega_2 (\Omega_1^2 - \Omega_2^2 - 1) (\Omega_1^2 + \Omega_2^2) \operatorname{csch} \left(\frac{d}{L_p} \right) - \\
& - \Omega_1 (4\Omega_1^2 - 1) (2e_1(V) \Omega_2^2 (2\Omega_1^2 + 2\Omega_2^2 - 1) + \\
& + (\Omega_1^2 + \Omega_2^2 - 1) (4\Omega_2^2 + 1)) \sin \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) - \\
& - (4\Omega_2^2 + 1) \Omega_2 ((\Omega_1^2 + \Omega_2^2 + 1) (4\Omega_1^2 - 1) + \\
& + 2e_1(V) \Omega_1^2 (2\Omega_1^2 + 2\Omega_2^2 + 1)) \operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \left. \right\} \times \\
& \times \left\{ A\tau \Omega_1 (4\Omega_1^2 - 1) (4\Omega_2^3 + \Omega_2) \times \right. \\
& \times \left. \left(\cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) - \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1}. \quad (12)
\end{aligned}$$

Аналогичные величины для случая блокирующего контакта к n -области $S_{J_{d,p}}^0(\omega, V)$, $S_{J_{d,j}}^0(\omega, V)$ и $S_{J_d}^0(\omega, V)$, соответственно, имеют вид:

$$\begin{aligned}
S_{J_{d,p}}^0(\omega, V) = & \left\{ 2q^2 p_0 L_p \operatorname{sch} \left(\frac{d}{L_p} \right) \times \right. \\
& \times \left(\frac{(2(2 + e_1(V)) \Omega_2^2 + 1) \operatorname{ch} \left(\frac{d}{L_p} \right) \sin \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \right. \\
& + \frac{e_1(V)}{4\Omega_2^2 + 1} \cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) \operatorname{sh} \left(\frac{d}{L_p} \right) + \\
& + \frac{1}{8\Omega_1^3 - 2\Omega_1} 2 \left((4\Omega_1^2 - 1) \operatorname{ch} \left(\frac{d}{L_p} \right) \operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) + \right. \\
& + e_1(V) \Omega_1 \left((2\Omega_1 + 1) \operatorname{sh} \left(\frac{d(2\Omega_1 - 1)}{L_p} \right) + \right. \\
& + (2\Omega_1 - 1) \operatorname{sh} \left(\frac{2\Omega_1 d + d}{L_p} \right) \left. \right) \left. \right) \left. \right\} \times \\
& \times \left\{ A\tau \left(\cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1}; \quad (13)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 S_{J_{d,j}}^0(\omega, V) = & - \left\{ q^2 p_0 L_p (\Omega_1^2 + \Omega_2^2) \operatorname{sch} \left(\frac{d}{L_p} \right) \times \right. \\
 & \times \left(4e_1(V) \left(\frac{1}{4\Omega_2^2 + 1} \cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \frac{1}{4\Omega_1^2 - 1} \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \operatorname{sh} \left(\frac{d}{L_p} \right) + \right. \\
 & + 2 \operatorname{ch} \left(\frac{d}{L_p} \right) \left(\frac{(4(1 + e_1(V))\Omega_2^2 + 1)}{4\Omega_2^3 + \Omega_2} \sin \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \right. \\
 & \left. \left. + \frac{(1 - 4(1 + e_1(V))\Omega_1^2)}{\Omega_1(4\Omega_1^2 - 1)} \operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right) \left. \right\} \times \\
 & \times A\tau \cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \left. \right\}^{-1}; \\
 S_{J_d}^0(\omega, V) = & - \left\{ 2q^2 p_0 L_p (-\Omega_2(4\Omega_2^2 + 1)) \times \right. \\
 & \times \left((4\Omega_1^2 - 1)(\Omega_1^2 + \Omega_{21}^2 + 1) + \right. \\
 & + 2e_1(V)\Omega_1^2(2\Omega_1^2 + 2\Omega_2^2 + 1) \left. \right) \operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) + \\
 & + \Omega_1 \left((4\Omega_1^2 - 1)(2e_1(V)\Omega_2^2(2\Omega_1^2 + 2\Omega_2^2 - 1) + \right. \\
 & \left. + (\Omega_1^2 + \Omega_2^2 - 1)(4\Omega_2^2 + 1)) \sin \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \right. \\
 & + e_1(V)\Omega_2 \left((4\Omega_1^2 - 1)(2\Omega_1^2 + 2\Omega_2^2 - 1) \cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \right. \\
 & \left. \left. + (2\Omega_1^2 + 2\Omega_2^2 + 1)(4\Omega_2^2 + 1) \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \operatorname{th} \left(\frac{d}{L_p} \right) \right) \left. \right\} \times \\
 & \times \left\{ A\tau \Omega_1 (4\Omega_1^2 - 1)(4\Omega_2^3 + \Omega_2) \times \right. \\
 & \left. \times \left(\cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1}.
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

Частотно-зависимые величины Ω_1 и Ω_2 в формулах (10)—(15) определяются следующими выражениями:

$$\Omega_1 = \sqrt{\sqrt{(\omega\tau)^2 + 1} + 1} / \sqrt{2}; \tag{16}$$

$$\Omega_2 = \sqrt{\sqrt{(\omega\tau)^2 + 1} - 1} / \sqrt{2}. \tag{17}$$

Из формул (16) и (17) следует, что в рассматриваемом случае $\omega \geq 0$ величины Ω_1 и Ω_2 удовлетворяют неравенствам $\Omega_1 \geq 1$ и $\Omega_2 \geq 0$, соответственно, т. е. точки $\Omega_1 = 0$ и $\Omega_1 = 1/2$, в которых

выражения (10)—(15) имеют особенности, лежат вне области допустимых значений.

В случае достаточно больших обратных смещений $|qV| > 3kT$, когда можно положить $e_1(V) = -1$, выражения (10), (11) и (13), (14) данной работы переходят в выражения (15)—(18) работы [1], соответственно.

Таким образом, величины $S_{J_{d,\gamma p}}^\infty(\omega, V)$, $S_{J_{d,j}}^\infty(\omega, V)$ и $S_{J_{d,\gamma p}}^0(\omega, V)$, $S_{J_{d,j}}^0(\omega, V)$ представляют собой аддитивные составляющие СПФ плотности диффузионного тока рассматриваемого p^+ - n -перехода, обусловленные случайным характером процессов тепловой Г-Р и процессов рассеяния для случаев омического и блокирующего контактов, соответственно. При этом величины $S_{J_d}^\infty(\omega, V)$ и $S_{J_d}^0(\omega, V)$ представляет собой СПФ плотности диффузионного тока рассматриваемого p^+ - n -перехода для случаев омического и блокирующего контактов, соответственно.

Рассчитаем теперь значения аддитивных составляющих СПФ плотности диффузионного тока p^+ - n -перехода с длинной ($d \gg L_p$) базой, обусловленных случайным характером процессов тепловой Г-Р $S_{J_{d,\gamma p}}^{inf}(\omega, V) = \lim_{d \rightarrow \infty} S_{J_{d,\gamma p}}^\infty(\omega, V)$, а также рассеяния $S_{J_{d,j}}^{inf}(\omega, V) = \lim_{d \rightarrow \infty} S_{J_{d,j}}^\infty(\omega, V)$.

Результаты расчетов имеют вид:

$$S_{J_{d,\gamma p}}^{inf}(\omega, V) = \frac{2q^2 p_0 L_p (2\Omega_1 + 1 + e_1(V)\Omega_1)}{A\tau(2\Omega_1^2 + \Omega_1)}; \tag{18}$$

$$\begin{aligned}
 S_{J_{d,j}}^{inf}(\omega, V) = & \\
 = & \frac{2q^2 p_0 L_p (2\Omega_1 + 1 + 2e_1(V)\Omega_1)(\Omega_1^2 + \Omega_2^2)}{A\tau(2\Omega_1^2 + \Omega_1)}. \tag{19}
 \end{aligned}$$

Отметим, что уравнения (18) и (19) могут быть получены также из уравнений (13) и (14), т. е. выполняются равенства $\lim_{d \rightarrow \infty} S_{J_{d,\gamma p}}^\infty(\omega, V) = \lim_{d \rightarrow \infty} S_{J_{d,\gamma p}}^0(\omega, V)$ и $\lim_{d \rightarrow \infty} S_{J_{d,j}}^\infty(\omega, V) = \lim_{d \rightarrow \infty} S_{J_{d,j}}^0(\omega, V)$.

Из уравнений (18) и (19) следует, что в области применимости полученных результатов $\omega \ll (t_{fl}^\mu)^{-1} = (t_{fl}^D)^{-1}$; СПФ плотности диффузионного тока рассматриваемого p^+ - n -перехода с длинной ($d \gg L_p$) базой $S_{J_d}^{inf}(\omega, V) = S_{J_{d,\gamma p}}^{inf}(\omega, V) + S_{J_{d,j}}^{inf}(\omega, V)$ определяется выражением

$$S_{J_d}^{inf}(\omega, V) = \frac{2q^2 p_0 L_p}{A\tau} \times \left\{ \frac{2\Omega_1 + 1 + e_1(V)\Omega_1}{2\Omega_1^2 + \Omega_1} + \frac{(2\Omega_1 + 1 + 2e_1(V)\Omega_1)(\Omega_1^2 + \Omega_2^2)}{2\Omega_1^2 + \Omega_1} \right\}. \quad (20)$$

Легко убедиться, что выражение (20) находится в полном соответствии с выражением для спектральной плотности шума идеального диода, полученным в монографии [8] методами теории случайных импульсов (см. 4.31) в [18].

Таким образом, выражение (20) представляет собой одну из форм записи известной формулы Ван дер Зила для полных шумов идеального диода [8, 9].

Рассчитаем высокочастотные пределы выражений (10) и (13):

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} S_{J_{d,\gamma p}}^{\infty}(\omega, V) = 0, \quad \lim_{\omega \rightarrow \infty} S_{J_{d,\gamma p}}^0(\omega, V) = 0.$$

Итак, в диапазоне частот $\omega \ll (t_{fl}^{\mu})^{-1} = (t_{fl}^D)^{-1}$ независимо от приложенного смещения аддитивная составляющая СПФ плотности диффузионного тока рассматриваемого p^+ - n -перехода, обусловленная случайным характером процессов тепловой Г-Р, является ограниченной функцией частоты, и в случае омического, и в случае блокирующего контактов. В случае небольшого обратного смещения, когда выполняется неравенство $e_1(V) \neq -1$, а также в случае прямого смещения в диапазоне частот $\omega \ll (t_{fl}^{\mu})^{-1} = (t_{fl}^D)^{-1}$ конечных высокочастотных пределов выражений (11) и (14) не существует:

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} S_{J_{d,j}}^{\infty}(\omega, V) \Big|_{e_1(V) \neq -1} = \infty \quad \text{и} \quad \lim_{\omega \rightarrow \infty} S_{J_{d,j}}^0(\omega, V) \Big|_{e_1(V) \neq -1} = \infty.$$

При этом легко можно показать, что при рассматриваемых смещениях $S_{J_{d,j}}^{\infty}(\omega, V) \Big|_{\omega \rightarrow \infty} \propto \sqrt{\omega}$ и

$$S_{J_{d,j}}^0(\omega, V) \Big|_{\omega \rightarrow \infty} \propto \sqrt{\omega}.$$

Конечные высокочастотные пределы выражений (11) и (14) в диапазоне частот $\omega \ll (t_{fl}^{\mu})^{-1} = (t_{fl}^D)^{-1}$ существуют только в случае достаточно большого обратного смещения $|qV| > 3kT$, когда можно положить $e_1(V) = -1$, и определяются формулами (26) и (30) из работы [1]. Из сказанного следует, что в диапазоне частот $\omega \ll (t_{fl}^{\mu})^{-1} = (t_{fl}^D)^{-1}$ независимо от приложенного смещения аддитивная составляющая СПФ плотности диффузионного тока рассматриваемого p^+ - n -перехода, обусловленная случайным характером процессов рассеяния и в случае омического и бло-

кирующего контактов не является ограниченной функцией частоты.

Таким образом, на высоких частотах шумы диффузионного тока рассматриваемого p^+ - n -перехода обусловлены случайным характером процессов рассеяния независимо от приложенного напряжения и при любой структуре p^+ - n -перехода.

Из рис. 1, а, б видно, что как и в случае p - n -перехода с длинной базой характер частотной зависимости СПФ плотности диффузионного тока p - n -перехода с короткой базой в случае омического и блокирующего контактов существенным образом зависит от смещения на p - n -переходе.

СПФ плотности диффузионного тока p - n -перехода с короткой базой определяется формулой Шоттки только при достаточно большом ($|qV| > 3kT$) обратном смещении [1]. При небольшом смещении любой полярности СПФ имеет низкочастотное плато, которое на высоких частотах сменяется зависимостью $S_{Jd} \propto \sqrt{\omega}$, определяемой аналогичной частотной зависимостью аддитивной составляющей СПФ плотности диффузионного тока, обусловленной случайным характером процессов рассеяния.

Рассчитаем СПФ плотности диффузионного тока рассматриваемого p^+ - n -перехода при нулевом смещении для случая омического и блокирующего контактов, а также аддитивные составляющие таких СПФ, обусловленные случайным характером процессов тепловой Г-Р и случайным характером процессов рассеяния $S_{J_d}^{\infty}(\omega, 0)$, $S_{J_{d,\gamma p}}^{\infty}(\omega, 0)$, $S_{J_{d,j}}^{\infty}(\omega, 0)$ и $S_{J_d}^0(\omega, 0)$, $S_{J_{d,\gamma p}}^0(\omega, 0)$, $S_{J_{d,j}}^0(\omega, 0)$, соответственно.

Результаты имеют следующий вид:

$$S_{J_{d,\gamma p}}^{\infty}(\omega, 0) = \left\{ 2q^2 p_0 L_p \left(\Omega_1 \sin \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) - \Omega_2 \operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\} \times (21) \\ \times \left\{ A\tau \Omega_1 \Omega_2 \left(\cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) - \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1};$$

$$S_{J_{d,j}}^{\infty}(\omega, 0) = - \left\{ 2q^2 p_0 L_p (\Omega_1^2 + \Omega_2^2) \times \left(\Omega_1 \sin \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \Omega_2 \operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\} \times (22) \\ \times \left\{ A\tau \Omega_1 \Omega_2 \left(\cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) - \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1};$$

$$S_{J_d}^\infty(\omega, 0) = - \left\{ 2q^2 p_0 L_p \left(\Omega_1 (\Omega_1^2 + \Omega_2^2 - 1) \sin \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \Omega_2 (\Omega_1^2 + \Omega_2^2 + 1) \operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\} \times \left\{ A\tau\Omega_1\Omega_2 \left(\cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1}; \quad (25)$$

$$S_{J_d}^0(\omega, 0) = \left\{ 2q^2 p_0 L_p \left(\Omega_2 (\Omega_1^2 + \Omega_2^2 + 1) \operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) - \Omega_1 (\Omega_1^2 + \Omega_2^2 - 1) \sin \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) \right) \right\} \times \left\{ A\tau\Omega_1\Omega_2 \left(\cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) - \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1}; \quad (26)$$

$$S_{J_{d,p}}^0(\omega, 0) = \left\{ 2q^2 p_0 L_p \left(\Omega_1 \sin \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \Omega_2 \operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\} \times \left\{ A\tau\Omega_1\Omega_2 \left(\cos \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) + \operatorname{ch} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) \right) \right\}^{-1}; \quad (24)$$

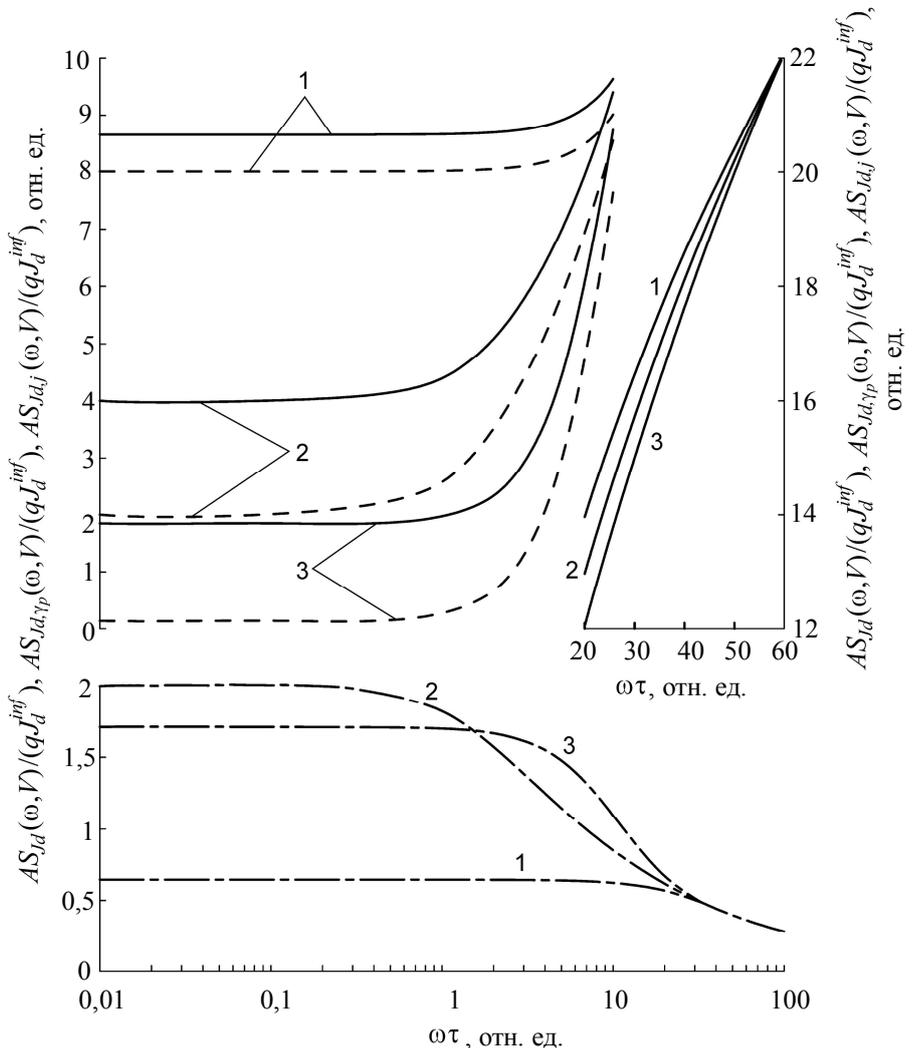
$$S_{J_{d,j}}^0(\omega, 0) = \left\{ 2q^2 p_0 L_p (\Omega_1^2 + \Omega_2^2) \left(\Omega_2 \operatorname{sh} \left(\frac{2d\Omega_1}{L_p} \right) - \Omega_1 \sin \left(\frac{2d\Omega_2}{L_p} \right) \right) \right\} \times$$

На рис. 2 изображены нормированные СПФ плотности диффузионного тока p^+ - n -перехода с короткой (для случая омического и блокирующего контактов), а также с длинной базой при нулевом смещении. Кроме того, даны нормированные аддитивные составляющие таких СПФ, обусловленные случайным характером процессов рассеяния и процессов Г-Р.

Рис. 2. Спектральная плотность флуктуаций плотности диффузионного тока p^+ - n -переходов с различной структурой:

- 1 — СПФ плотности диффузионного тока p^+ - n -перехода с базой конечной длины и омическим контактом к n -области;
- 2 — СПФ плотности диффузионного тока p^+ - n -перехода с длинной базой;
- 3 — СПФ плотности диффузионного тока p^+ - n -перехода с базой конечной длины и блокирующим контактом к n -области;
- — — — нормированные СПФ плотности диффузионного тока;
- - - - - нормированные аддитивные составляющие СПФ плотности диффузионного тока, обусловленные случайным характером процессов рассеяния;
- · - · - нормированные аддитивные составляющие СПФ плотности диффузионного тока, обусловленные случайным характером процессов Г-Р.

Нормирующая величина $(qJ_d^{inf})/A$, отношение $d/L = 0,5$, $V = 0$



Один из возможных способов повышения пороговых характеристик ИК-фотодиодов на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ состава $x \approx 0,2$ состоит в использовании эффекта подавления диффузионного тока в p - n -переходах с короткой базой и блокирующим контактом [10—12]. В работе [1] показано, что при достаточно большом обратном смещении $|qV| > 3kT$ СПФ плотности диффузионного тока рассматриваемого p^+ - n -перехода с короткой базой в широком частотном диапазоне $\omega \ll (t_{ff}^{\mu})^{-1}$ определяется формулой Шоттки, т. е. диффузионный ток и его СПФ одинаково зависят от параметров структуры p - n -перехода, иными словами, при достаточно большом обратном смещении $|qV| > 3kT$ во всей области применимости полученных результатов $\omega \ll (t_{ff}^{\mu})^{-1}$ СПФ плотности диффузионного тока рассматриваемого p^+ - n -перехода с короткой базой и блокирующим контактом в $\text{th}\left(\frac{d}{L_p}\right)$ раз меньше СПФ плотности диффузионного тока аналогичного p^+ - n -перехода с длинной базой. Однако из рис. 1, б и 2 видно, что при нулевом и небольшом обратном смещении любой полярности СПФ плотности диффузионного тока p - n -перехода с короткой базой и блокирующим контактом в $\text{th}\left(\frac{d}{L_p}\right)$ раз меньше СПФ плотности диффузионного тока аналогичного p - n -перехода с длинной базой, но только в ограниченном частотном диапазоне. По-видимому, это связано с тем, что динамическая диффузионная длина дырок [1] уменьшается с ростом частоты и на высоких частотах становится меньше толщины базы. В области таких высоких частот СПФ плотности диффузионного тока рассматриваемого p^+ - n -перехода определяется случайным характером процессов рассеяния, происходящих в узкой области вблизи границы раздела ОПЗ-квазинейтральная область n -типа, и не зависит от типа контакта (граничного условия) в точке $x = -d$.

Таким образом, для достижения высоких пороговых характеристик ИК-фотодиодов на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ состава $x \approx 0,2$ в области высоких частот за счет эффекта подавления шумов диффузионного тока в p - n -переходе с короткой базой и блокирующим контактом необходимо поддерживать достаточно большое ($|qV| > 3kT$) обратное смещение на p - n -переходе.

В ИК-матрицах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ состава $x \approx 0,2$, работающих в режиме накопления, следует ограничивать время накопления фотосигнала с тем, чтобы избежать полной разрядки накопительной емкости. В противном случае вследствие

возрастания шума на высоких частотах накопление фотосигнала на завершающем промежутке времени накопления, когда обратное смещение на p^+ - n -переходе станет достаточно малым, приведет к ухудшению отношения сигнал/шум, достигнутого за начальный промежуток времени накопления.

Рассчитаем низкочастотные пределы выражений

$$(10)–(15) \quad S_{J_{d,\gamma p}}^{\infty}(0, V) = \lim_{\omega \rightarrow 0} S_{J_{d,\gamma p}}^{\infty}(\omega, V); \quad S_{J_{d,j}}^{\infty}(0, V) = \lim_{\omega \rightarrow 0} S_{J_{d,j}}^{\infty}(\omega, V); \quad S_{J_d}^{\infty}(0, V) = S_{J_{d,\gamma p}}^{\infty}(0, V) + S_{J_{d,j}}^{\infty}(0, V)$$

$$\text{и} \quad S_{J_{d,\gamma p}}^0(0, V) = \lim_{\omega \rightarrow 0} S_{J_{d,\gamma p}}^0(\omega, V); \quad S_{J_{d,j}}^0(0, V) = \lim_{\omega \rightarrow 0} S_{J_{d,j}}^0(\omega, V); \quad S_{J_d}^0(0, V) = S_{J_{d,\gamma p}}^0(0, V) + S_{J_{d,j}}^0(0, V):$$

$$S_{J_{d,\gamma p}}^{\infty}(0, V) = \frac{q^2 p_0 L_p}{3A\tau} \text{csch}^2\left(\frac{d}{L_p}\right) \times \left[-6 \frac{d}{L_p} + (3 + e_1(V)) \text{sh}\left(\frac{2d}{L_p}\right) - 4e_1(V) \text{th}\left(\frac{d}{2L_p}\right) \right]; \quad (27)$$

$$S_{J_{d,j}}^{\infty}(0, V) = \frac{q^2 p_0 L_p}{3A\tau} \left[4e_1(V) \text{cth}^3\left(\frac{d}{L_p}\right) + 6 \text{cth}\left(\frac{d}{L_p}\right) - 4e_1(V) \text{csch}^3\left(\frac{d}{L_p}\right) + 6 \frac{d}{L_p} \text{csch}^2\left(\frac{d}{L_p}\right) \right]; \quad (28)$$

$$S_{J_d}^{\infty}(0, V) = \frac{2q^2 p_0 L_p (2 + e_1(V))}{A\tau} \text{cth}\left(\frac{d}{L_p}\right); \quad (29)$$

$$S_{J_{d,\gamma p}}^0(0, V) = \frac{q^2 p_0 L_p}{6A\tau} \left\{ e_1(V) \text{sh}\left(\frac{3d}{L_p}\right) \text{sch}^3\left(\frac{d}{L_p}\right) + 3 \left[4 \frac{d}{L_p} + 3e_1(V) \text{th}\left(\frac{d}{L_p}\right) \right] \text{sch}^2\left(\frac{d}{L_p}\right) + 12 \text{th}\left(\frac{d}{L_p}\right) \right\}; \quad (30)$$

$$S_{J_{d,j}}^0(0, V) = \frac{q^2 p_0 L_p}{3A\tau} \times \left\{ 4e_1(V) \text{th}^3\left(\frac{d}{L_p}\right) + 6 \text{th}\left(\frac{d}{L_p}\right) - 6 \frac{d}{L_p} \text{sch}^2\left(\frac{d}{L_p}\right) \right\}; \quad (31)$$

$$S_{J_d}^0(0, V) = \frac{2q^2 p_0 L_p (2 + e_1(V))}{A\tau} \text{th}\left(\frac{d}{L_p}\right), \quad (32)$$

а также выражений (18)—(20): $S_{J_{d,\gamma p}}^{\text{inf}}(0, V) = \lim_{\omega \rightarrow 0} S_{J_{d,\gamma p}}^{\text{inf}}(\omega, V); \quad S_{J_{d,j}}^{\text{inf}}(0, V) = \lim_{\omega \rightarrow 0} S_{J_{d,j}}^{\text{inf}}(\omega, V)$ и $S_{J_d}^{\text{inf}}(0, V) = S_{J_{d,\gamma p}}^{\text{inf}}(0, V) + S_{J_{d,j}}^{\text{inf}}(0, V):$

$$S_{J_{d,\gamma p}}^{\text{inf}}(0, V) = \frac{2q^2 p_0 L_p (3 + e_1(V))}{3A\tau}; \quad (33)$$

$$S_{J_{d,j}}^{\text{inf}}(0, V) = \frac{2q^2 p_0 L_p (3 + 2e_1(V))}{3A\tau}; \quad (34)$$

$$S_{J_d}^{\text{inf}}(0, V) = \frac{2q^2 p_0 L_p (2 + e_1(V))}{A\tau}. \quad (35)$$

Положим в выражениях (29), (32) и (35) $V = 0 (e_1(V) = 0)$ и рассчитаем СПФ плотности диффузионного тока p^+ -перехода с короткой базой для случая омического и блокирующего контактов, а также СПФ плотности диффузионного тока p^+ -перехода с длинной базой.

Результаты имеют вид:

$$S_{J_d}^\infty(0,0) = \frac{4q^2 p_0 L_p}{A\tau} \operatorname{cth}\left(\frac{d}{L_p}\right);$$

$$S_{J_d}^0(0,0) = \frac{4q^2 p_0 L_p}{A\tau} \operatorname{th}\left(\frac{d}{L_p}\right);$$

$$S_{J_d}^{inf}(0,0) = \frac{4q^2 p_0 L_p}{A\tau}.$$

Сравнивая полученные выражения с дифференциальными сопротивлениями соответствующих p - n -переходов [10], легко убеждаешься, что полученные результаты находятся в соответствии с теоремой Найквиста [8].

Из полученных выражений следует, что на низких частотах механизм шума диффузионного тока зависит от структуры рассматриваемого p^+ -перехода, а также величины и знака приложенного напряжения. Так, из выражений (33) и (34) видно, что на низких частотах в p^+ -переходе с длинной базой при нулевом смещении аддитивные составляющие СПФ плотности диффузионного тока,

обусловленные случайным характером процессов рассеяния и процессов Г-Р, равны между собой. При этом в случае достаточно большого обратного смещения ($|qV| > 3kT$), когда можно положить $e_1(V) = -1$, аддитивная составляющая СПФ плотности диффузионного тока p^+ -перехода с длинной базой, обусловленная случайным характером процессов Г-Р, в два раза больше аддитивной составляющей СПФ плотности диффузионного тока, обусловленной случайным характером процессов рассеяния, что соответствует результатам работы [1]. Вместе с тем в случае достаточно большого прямого смещения, когда можно положить $e_1(V) \gg 3$, аддитивная составляющая СПФ плотности диффузионного тока p^+ -перехода с длинной базой, обусловленная случайным характером процессов Г-Р, в два раза меньше аддитивной составляющей СПФ плотности диффузионного тока, обусловленной случайным характером процессов рассеяния, что соответствует результатам работы [9].

Из рис. 3, а, б видно, что в p^+ -переходе с базой конечной длины равенство низкочастотных значений аддитивных составляющих СПФ плотности диффузионного тока, обусловленных случайным характером процессов рассеяния и процессов Г-Р для случая омического контакта имеет место при $V < 0$, для случая блокирующего контакта — при $V > 0$.

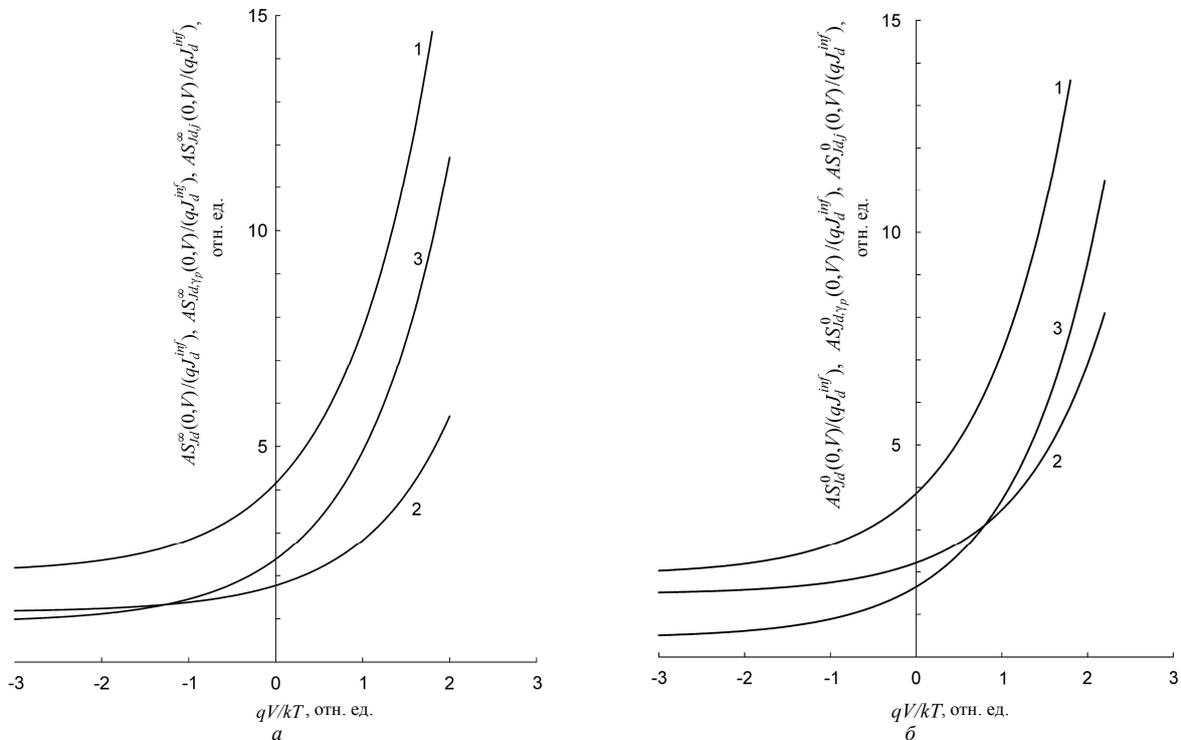


Рис. 3. Зависимость низкочастотного значения спектральной плотности флуктуаций плотности диффузионного тока p^+ -перехода с базой конечной длины и омическим контактом к n -области от смещения:

а — омическим контактом; б — блокирующим контактом;

низкочастотные значения: 1 — нормированной СПФ плотности диффузионного тока; 2 — нормированной аддитивной составляющей СПФ плотности диффузионного тока, обусловленное случайным характером процессов Г-Р; 3 — нормированной аддитивной составляющей СПФ плотности диффузионного тока, обусловленное случайным характером процессов рассеяния.

Нормирующая величина $(qJ_d^{inf}) / A$, отношение $d/L = 2$

Заклучение

Обосновано стохастическое граничное условие к амбиполярному уравнению Ланжевена на границе раздела ОПЗ—квазинейтральная область, справедливое при небольших смещениях p - n -перехода любой полярности, в частотном диапазоне, ограниченном условием $\omega \ll (t_{fl}^u)^{-1} = (t_{fl}^d)^{-1}$.

На основе точного решения уравнения Ланжевена, удовлетворяющего данному стохастическому граничному условию, рассчитана зависимость СПФ плотности диффузионного тока и фототока p^+ - n -перехода с базой конечной длины от приложенного напряжения для случая омического и блокирующего контактов к базе. Также рассчитана зависимость от приложенного напряжения аддитивных составляющих таких СПФ, обусловленных случайным характером процессов Г-Р и случайным характером процессов рассеяния.

Установлено, что на высоких частотах шумы диффузионного тока обусловлены случайным характером процессов рассеяния независимо от приложенного напряжения и при любой структуре p^+ - n -перехода, а доминирующий механизм шума диффузионного тока на низких частотах зависит от параметров структуры p - n -перехода и приложенного напряжения.

Показано, что СПФ плотности фототока рассматриваемого p^+ - n -перехода не зависит от приложенного напряжения, в то время как характер зависимости СПФ плотности диффузионного тока от частоты существенно зависит от величины и знака напряжения на p^+ - n -переходе. При достаточно большом ($|qV| > 3kT$) обратном смещении СПФ диффузионного тока p^+ - n -перехода с короткой ($d < L_p$) базой и блокирующим контактом в

$\text{th}\left(\frac{d}{L_p}\right)$ раз меньше СПФ плотности диффузионного тока аналогичного p - n -перехода с длинной базой во всей области применимости полученных результатов $\omega \ll (t_{fl}^u)^{-1} = (t_{fl}^d)^{-1}$. При нулевом и небольшом смещениях любой полярности СПФ плотности диффузионного тока p - n -перехода с короткой базой и блокирующим контактом в $\text{th}\left(\frac{d}{L_p}\right)$ раз меньше СПФ плотности диффузионного тока аналогичного p - n -перехода с длинной базой только в ограниченном частотном диапазоне, ширина которого зависит от величины и знака смещения на p - n -переходе.

Л и т е р а т у р а

1. Селяков А. Ю. Спектральная плотность флуктуаций диффузионного тока p - n -переходов с короткой базой. Часть I // Прикладная физика. 2009. № 6. С. 127—137.
2. Селяков А. Ю. Спектральная плотность флуктуаций диффузионного тока p - n -переходов с короткой базой. Часть II // Там же. С. 137—151.
3. Селяков А. Ю. // Там же. 2005. № 4. С. 50—59.
4. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. В 2-х т. — М.: Мир. 1984. Т. 1. — 456 с.; Т. 2. — 455 с.
5. Мынбаев К. Д., Иванов-Омский В. И. // ФТП. 2003. Т. 37. Вып. 10. С. 1153—1178.
6. Shockley W. // Bell. Syst. Tech. J. 1949. V. 28. P. 435—489.
7. Бонч-Бруевич В. Л., Калашиков С. Г. Физика полупроводников. — М.: Наука, 1977. Гл. VII.
8. Букингем М. Шумы в электронных приборах и системах. — М.: Мир. 1986. — 399 с.
9. Таубкин И. И. // УФН. 2006. Т. 176. Вып. 12. С. 1321—339.
10. Reine M. B., Sood A. K., Tredwell T. J. // Semiconductors and semimetals. — New York: Academic Press, 1981. V. 18. Ch. 6.
11. Селяков А. Ю. // Прикладная физика 2007. № 1. С. 116—127.
12. Селяков А. Ю. // Там же. № 4. С. 75—84.

To the theory of fluctuation phenomenon in p - n -junctions with a short base

A. Yu. Selyakov

Orion Research-and-Production Association, 9 Kosinskaya str., Moscow, 111402, Russia
E-mail: ayusel@mail.ru

On the basis of exact solution of Langevin equation a dependence from applied voltage of fluctuations spectral density (SDF) of diffusion current and photocurrent of p^+ - n -junction with short base for cases ohmic and blocking contact to the base was calculated. It is shown, what width of frequency range, in which SPF of diffusion current of p^+ - n -junction with short base and blocking contact to the base has a less value, what SPF of diffusion current of analogical p - n -junction with long base depends on a value and sign of voltage, applied to p - n -junction.

PACS: 72.70.+m; 85.30.-z; 85.60.Dw

Keywords: fluctuations, spectral density, p^+ - n -transition, equation.

Bibliography — 12 references.

Received 6 August 2009