УДК 621.383

Корреляционная теория фотоиндуцированных случайных полей концентраций и токов подвижных носителей заряда в ИК-фотодиодах

А. Ю. Селяков, И. Д. Бурлаков, А. М. Филачёв

На основе метода Ланжевена рассчитаны корреляторы стационарных фотоиндуцированных случайных полей (СП) концентраций и токов подвижных носителей заряда в ИК-фотодиодах и в гомогенных полупроводниках. Установлено, что корреляторы тепловых и фотоиндуцированных СП концентраций подвижных носителей заряда определяются одинаковыми выражениями при любой структуре p—n-перехода и произвольной полярности приложенного напряжения, в то время как корреляторы СП фотоиндуцированных и темновых токов определяются одинаковыми выражениями только в случае обратносмещенного p—n-перехода с длинной базой.

PACS: 27.40.+w, 72.70.+m

Ключевые слова: шум, флуктуации, случайное поле, *p*—*n*-переход.

Введение

В настоящее время наиболее распространенными твердотельными фотоприемниками для регистрации электромагнитного излучения различного спектрального диапазона являются фотодиоды на основе различных полупроводниковых соединений [1—3], в том числе InGaAs [4], InSb [5], а также узкозонных твердых растворов теллурида кадмия—ртути ((CdHg)Te) [6]. Фундаментальными факторами, ограничивающими пороговые характеристики и рабочую температуру фотодиодов коротковолнового, средневолнового и длинноволнового инфракрасного (ИК) диапазона являются флуктуации темнового тока и фототока, что обуславливает актуальность исследования флуктуационных явлений в таких приборах. В недавно опубликованных работах [7—9] проанализированы собственные и фотоиндуцированные шумы ИК-фотодиодов с короткой базой. В работах [10—13] развита корреляционная теория стационарных случайных полей концентраций и токов подвижных носителей заряда в ИК-фотодиодах и гомогенных полупроводниках при отсутствии засветки.

В настоящей работе на основе метода Ланжевена в низкочастотном пределе ($\omega\tau \ll 1$, где τ — время жизни неосновных носителей в базе) развита корреляционная теория стационарных фотоиндуцированных случайных полей концентраций и токов подвижных носителей заряда в ИК-фотодиодах и гомогенных полупроводниках.

Стационарная модель

При тех же приближениях и допущениях что и в работах [7, 9, 12, 13], рассмотрим p^+—n-переход, темновой ток которого определяется процессами тепловой генерации и рекомбинации в квазинейтральной области (КНО) n-типа и на котором поддерживается постоянное смещение V произвольной полярности. Структура рассматриваемого p^+—n-перехода изображена на рис. 1 работы [13]. Ось x направлена от n-области, толщина которой равна d, к p^+-области, а точка $x = 0$ расположена на границе раздела КНО n-типа и области пространственного заряда (ОПЗ). Мы 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 ($d \ge L_p$) базы, а также два типа контакта (граничного условия) в точке $x = -d$, а именно, омический и блокирующий. Так же, как и в работе [9], будем предполагать, что на рассматриваемый p^+—n-переход со стороны p^+-области падает монохроматическое излучение и что отражением от поверхности p^+-области можно пренебречь. Одновременно будем считать справедливыми сделанные в этой работе допущения о малом поглощении излучения в КНО p^+-типа и ОПЗ.

Для расчета стационарной концентрации дырок $p_s(x, V)$ в КНО n-типа рассматриваемого p^+—n-перехода необходимо решить уравнение непрерыв-

Селяков Андрей Юрьевич, ведущий научный сотрудник.
Бурлаков Игорь Дмитриевич, зам. генерального директора.
Филачёв Анатолий Михайлович, генеральный директор.
ОАО «НПО «Орион».
Россия, 111123, Москва, шоссе Энтузиастов, 46/2.
Тел.: 8 (499) 374-94-00.
E-mail: orion@orion-ir.ru ; ayusel@mail.ru

Статья поступила в редакцию 16 августа 2014 г.

ности в амбиполярной форме, которое, при использовании допущения о линейной модели рекомбинации, имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \Delta p(x,V)}{\partial x^2} - \frac{\Delta p(x,V)}{L_p^2} + \frac{\alpha J}{D_p}\exp(\alpha x) = 0, \quad (1)$$

где $\Delta p(x,V) = p_s(x,V) - p_0$ — концентрация неравновесных дырок, а p_0 — концентрация равновесных дырок в n-области, α — коэффициент поглощения, J — плотность потока фотонов падающего излучения. В случае омического контакта в точке $x=-d$ граничное условие к уравнению (1) имеет вид $\Delta p^{\infty}(-d,V)=0$, а в случае блокирующего — $(\partial \Delta p^0(x,V)/\partial x)\big|_{x=-d} = 0$. Граничное условие к амбиполярному уравнению непрерывности на границе раздела КНО n-типа с ОПЗ, т. е. в точке $x = 0$, имеет вид $\Delta p(0,V) = p_0 e_1(V)$ [14, 15], где $e_1(V) = \exp((qV)/(kT)) - 1$, q — заряд электрона, k — постоянная Больцмана, T — температура.

Уравнение (1) представляет собой линейное неоднородное дифференциальное уравнение второго порядка, вследствие чего концентрация дырок и плотность дырочного тока в КНО n-типа рассматриваемого p^+—n-перехода $p_s^{\infty}(x,V)$ и $J_p^{\infty}(x,V) = -qD_p(\partial p_s^{\infty}(x,V)/\partial x)$, соответственно, для случая омического контакта к n-области, а также $p_s^0(x,V)$ и $J_p^0(x,V) = -qD_p(\partial p_s^0(x,V)/\partial x)$, соответственно, для случая блокирующего контакта к n-области, могут быть представлены в виде суммы двух слагаемых:

$$p_s^{\infty}(x,V) = p_d^{\infty}(x,V) + p_{ph}^{\infty}(x), \quad (2)$$

$$J_p^{\infty}(x,V) = J_d^{\infty}(x,V) + J_{ph}^{\infty}(x), \quad (3)$$

$$p_s^{0}(x,V) = p_d^{0}(x,V) + p_{ph}^{0}(x), \quad (4)$$

$$J_p^{0}(x,V) = J_d^{0}(x,V) + J_{ph}^{0}(x). \quad (5)$$

Первые слагаемые уравнений (2)—(5) определяются процессами тепловой генерации и рекомбинации в КНО n-типа в отсутствие засветки $p_d^{\infty}(x,V) = p_s^{\infty}(x,V)\big|_{J=0}$, $J_d^{\infty}(x,V) = J_p^{\infty}(x,V)\big|_{J=0}$, $p_d^{0}(x,V) = p_s^{0}(x,V)\big|_{J=0}$, $J_d^{0}(x,V) = J_p^{0}(x,V)\big|_{J=0}$ и определяются формулами (1)—(4) работ [12, 13], соответственно. Иными словами, величины $J_d^{\infty}(x,V)$ и $J_d^{0}(x,V)$ представляют собой плотности диффузионных токов рассматриваемого p^+—n-перехода для случая омического и блокирующего контакта к n-области, соответственно. Вторые слагаемые уравнений (2)—(5) обусловлены воздействием падающего излучения и определяются выражениями:

$$p_{ph}^{\infty}(x) = \frac{J\alpha\tau}{L_p^2\alpha^2 - 1}\operatorname{csch}\left(\frac{d}{L_p}\right)\times$$
$$\times\left\{\operatorname{sh}\left(\frac{x+d}{L_p}\right) - \exp(\alpha x)\operatorname{sh}\left(\frac{d}{L_p}\right) - \exp(-\alpha d)\operatorname{sh}\left(\frac{x}{L_p}\right)\right\} \quad (6)$$

$$J_{ph}^{\infty}(x) = \frac{qJL_p\alpha}{L_p^2\alpha^2 - 1}\exp(-\alpha d)\times$$
$$\times\left\{L_p\alpha\exp(\alpha(x+d)) + \operatorname{csch}\left(\frac{d}{L_p}\right)\times\right. \quad (7)$$
$$\left.\times\left[\operatorname{ch}\left(\frac{x}{L_p}\right) - \exp(\alpha d)\operatorname{ch}\left(\frac{x+d}{L_p}\right)\right]\right\}$$

$$p_{ph}^{0}(x) = \frac{J\alpha\tau}{L_p^2\alpha^2 - 1}\operatorname{sch}\left(\frac{d}{L_p}\right)\times$$
$$\left\{L_p\alpha\exp(-\alpha d)\operatorname{sh}\left(\frac{x}{L_p}\right) - \exp(\alpha x)\operatorname{ch}\left(\frac{d}{L_p}\right) + \operatorname{ch}\left(\frac{x+d}{L_p}\right)\right\} \quad (8)$$

$$J_{ph}^{0}(x) = \frac{qJL_p\alpha}{L_p^2\alpha^2 - 1}\exp(-\alpha d)\times$$
$$\times\left\{\operatorname{sch}\left(\frac{d}{L_p}\right)\left[L_p\alpha\exp(\alpha(x+d)) - \right.\right. \quad (9)$$
$$\left.\left. - \exp(\alpha d)\operatorname{sh}\left(\frac{x+d}{L_p}\right) - L_p\alpha\operatorname{ch}\left(\frac{x}{L_p}\right)\right]\right\}.$$

Таким образом, величины $J_{ph}^{\infty}(x)$ и $J_{ph}^{0}(x)$ представляют собой плотности фототока в базе рассматриваемого p^+—n-перехода для случая омического и блокирующего контакта к n-области, соответственно. Отметим, что при $L_p\alpha = 1$ существуют конечные пределы выражений (6)—(9). При $x = 0$ выражения (7) и (9) переходят в известные формулы для плотности фототока p—n-перехода с короткой базой (см. формулы (7) и (9) работы [9]). В случае p^+—n-перехода с длинной базой ($d \to \infty$) концентрация фотоиндуцированных дырок и плотность фотоиндуцированного дырочного тока в КНО n-типа имеют вид:

$$p_{ph}^{inf}(x)=\frac{J\alpha\tau}{L_p^2\alpha^2-1}\left(\exp\left(\frac{x}{L_p}\right)-\exp(\alpha x)\right),\qquad(10)$$

$$J_{ph}^{inf}(x)=\frac{qJL_p\alpha}{L_p^2\alpha^2-1}\left(L_p\alpha\exp(\alpha x)-\exp\left(\frac{x}{L_p}\right)\right).\qquad(11)$$

Отметим, что при $L_p\alpha=1$ существуют конечные пределы выражений (10) и (11).

Стохастическая модель

В рамках сделанных допущений при анализе флуктуационных явлений в рассматриваемом p^+—n-переходе можно ограничиться решением уравнения Ланжевена в амбиполярной форме, которое имеет вид [8]:

$$\frac{\partial^2\delta p_\omega(x,V)}{\partial x^2}-\frac{\delta p_\omega(x,V)}{L_{p,\omega}^2}=-\frac{1}{D_p}\left(\gamma_{p,\omega}+\gamma_{g,\omega}+\frac{\partial j_{p,\omega}}{\partial x}\right),\qquad(12)$$

где $\delta p_\omega(x,V)$ — Фурье-трансформанта флуктуации концентрации дырок, ω — круговая частота, $L_{p,\omega}=L_p(1+i\omega\tau)^{-1/2}$ — кинетическая диффузионная длина дырок в n-области, i — мнимая единица, $\gamma_{p,\omega}$ — Фурье-трансформанта случайного источника, соответствующего случайному характеру процесса тепловой генерации и процесса рекомбинации, $\gamma_{g,\omega}$ — Фурье-трансформанта случайного источника, соответствующего случайному характеру процесса фотогенерации и $j_{p,\omega}$ — Фурье-трансформанта случайного источника, соответствующего случайному характеру процессов рассеяния. Граничные условия к уравнению (12) поставим такими же? как и в работах [8] и [13]. В точке $x = 0$ стохастическое граничное условие имеет вид $\delta p_\omega(0,V)=0$, причем данное стохастическое граничное условие ограничивает пределы применимости соответствующего ему решения условием $\omega\ll t_{fl}^{-1}$, где t_{fl} — время пролета дырок через ОПЗ. Для p^+—n-перехода на основе тройного твердого раствора $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x\approx 0{,}2$), сформированного низкоэнергетичной ионной обработкой, частотный диапазон применимости данного граничного условия простирается вплоть до нескольких гигагерц [7]. В случае омического контакта в точке $x = -d$ стохастическое граничное условие имеет вид $\delta p_\omega^\infty(-d,V)=0$, а в случае блокирующего контакта в данной точке стохастическое граничное условие имеет вид $\left.(\partial\delta p_\omega^0(x,V)/\partial x)\right|_{x=-d}=0$.

Решение уравнения (12) для случая омического и блокирующего контакта $\delta p_\omega^\infty(x,V)$ и $\delta p_\omega^0(x,V)$ соответственно, определяется выражениями:

$$\begin{aligned}\delta p_\omega^\infty(x,V)&=\frac{L_{p,\omega}}{D_p}\int_{-d}^{x}sh\left(\frac{x'-x}{L_{p,\omega}}\right)(\gamma_{p,\omega}(x')+\\&+\gamma_{g,\omega}(x'))dx'-\frac{1}{D_p}\int_{-d}^{x}ch\left(\frac{x'-x}{L_{p,\omega}}\right)j_{p,\omega}(x')dx'-\frac{L_{p,\omega}}{D_p}\times\\&\times\frac{sh\left(\frac{x+d}{L_{p,\omega}}\right)}{sh\left(\frac{d}{L_{p,\omega}}\right)}\int_{-d}^{0}sh\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right)(\gamma_{p,\omega}(x')+\gamma_{g,\omega}(x'))dx'+\\&+\frac{1}{D_p}\frac{sh\left(\frac{x+d}{L_{p,\omega}}\right)}{sh\left(\frac{d}{L_{p,\omega}}\right)}\int_{-d}^{0}ch\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right)j_{p,\omega}(x')dx',\end{aligned}\qquad(13)$$

$$\begin{aligned}\delta p_\omega^0(x,V)&=\frac{L_{p,\omega}}{D_p}\int_{-d}^{x}\mathrm{sh}\left(\frac{x'-x}{L_{p,\omega}}\right)(\gamma_{p,\omega}(x')+\gamma_{g,\omega}(x'))dx'-\\&-\frac{1}{D_p}\int_{-d}^{x}\mathrm{ch}\left(\frac{x'-x}{L_{p,\omega}}\right)j_{p,\omega}(x')dx'-\frac{L_{p,\omega}}{D_p}\times\\&\times\frac{\mathrm{ch}\left(\frac{x+d}{L_{p,\omega}}\right)}{\mathrm{ch}\left(\frac{d}{L_{p,\omega}}\right)}\int_{-d}^{0}\mathrm{sh}\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right)(\gamma_{p,\omega}(x')+\gamma_{g,\omega}(x'))dx'+\\&+\frac{1}{D_p}\frac{\mathrm{ch}\left(\frac{x+d}{L_{p,\omega}}\right)}{\mathrm{ch}\left(\frac{d}{L_{p,\omega}}\right)}\int_{-d}^{0}\mathrm{ch}\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right)j_{p,\omega}(x')dx'.\end{aligned}\qquad(14)$$

В КНО n-типа Фурье-трансформанта флуктуации плотности дырочного тока определяется уравнением $(1/q)\delta J_{p,\omega}(x)=-D_p\partial\delta p_\omega(x)/\partial x-j_{p,\omega}(x)$ [16—18]. Подставим в него выражения (13) и (14) и рассчитаем значения Фурье-трансформант соответствующих плотностей дырочного тока $\delta J_{p,\omega}^\infty(x,V)$ и $\delta J_{p,\omega}^0(x,V)$:

$$\frac{1}{q}\delta J^{\infty}_{p,\omega}(x,V)=$$

$$=\frac{\mathrm{ch}\left(\dfrac{x+d}{L_{p,\omega}}\right)}{\mathrm{sh}\left(\dfrac{d}{L_{p,\omega}}\right)}\int\limits_{-d}^{0}\mathrm{sh}\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right)(\gamma_{p,\omega}(x')\,dx'+\gamma_{g,\omega}(x'))\,dx'-$$

$$-\frac{1}{L_{p,\omega}}\frac{\mathrm{ch}\left(\dfrac{x+d}{L_{p,\omega}}\right)}{\mathrm{sh}\left(\dfrac{d}{L_{p,\omega}}\right)}\int\limits_{-d}^{0}\mathrm{ch}\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right)j_{p,\omega}(x')\,dx'+ \qquad (15)$$

$$+\int\limits_{-d}^{x}\mathrm{ch}\left(\frac{x'-x}{L_{p,\omega}}\right)(\gamma_{p,\omega}(x')+\gamma_{g,\omega}(x'))dx'-$$

$$-\frac{1}{L_{p,\omega}}\int\limits_{-d}^{x}\mathrm{sh}\left(\frac{x'-x}{L_{p,\omega}}\right)j_{p,\omega}(x')\,dx',$$

$$\frac{1}{q}\delta J^{0}_{p,\omega}(x,V)=$$

$$=\frac{\mathrm{sh}\left(\dfrac{x+d}{L_{p,\omega}}\right)}{\mathrm{ch}\left(\dfrac{d}{L_{p,\omega}}\right)}\int\limits_{-d}^{0}\mathrm{sh}\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right)(\gamma_{p,\omega}(x')+\gamma_{g,\omega}(x'))dx'-$$

$$-\frac{1}{L_{\omega}}\frac{\mathrm{sh}\left(\dfrac{x+d}{L_{p,\omega}}\right)}{\mathrm{ch}\left(\dfrac{d}{L_{p,\omega}}\right)}\int\limits_{-d}^{0}\mathrm{ch}\left(\frac{x'}{L_{p,\omega}}\right)j_{p,\omega}(x')\,dx'+ \qquad (16)$$

$$+\int\limits_{-d}^{x}\mathrm{ch}\left(\frac{x'-x}{L_{p,\omega}}\right)(\gamma_{p,\omega}(x')+\gamma_{g,\omega}(x'))dx'-$$

$$-\frac{1}{L_{p,\omega}}\int\limits_{-d}^{x}\mathrm{sh}\left(\frac{x'-x}{L_{p,\omega}}\right)j_{p,\omega}(x')\,dx'.$$

Корреляторы флуктуационных полей

Флуктуации концентрации и тока подвижных носителей заряда в p—n-переходе даже в одномерном случае представляют собой неоднородные случайные поля (СП). В стационарном случае для каждой точки x базы рассматриваемого p^{+}—n-перехода существуют спектральные плотности флуктуаций (СПФ) концентрации и тока подвижных носителей заряда $\hat{S}_{p,\omega}(x,V)$ и $\hat{S}_{Jp,\omega}(x,V)$, соответственно, а для произвольной пары точек x_1 и x_2 — корреляционные функции (корреляторы) $\hat{S}_{p,\omega}(x_1,x_2,V)$ и $\hat{S}_{Jp,\omega}(x_1,x_2,V)$, соответственно. При этом Фурье-трансформанты флуктуаций концентрации и тока подвижных носителей заряда связаны с соответствующими СПФ и корреляторами соотношениями [19—21]:

$$\langle\delta p_{\omega}(x,V)\delta p^{*}_{\omega'}(x,V)\rangle=2\pi\delta(\omega'-\omega)\hat{S}_{p,\omega}(x,V), \quad (17)$$

$$\langle\delta p_{\omega}(x_1,V)\delta p^{*}_{\omega'}(x_2,V)\rangle= =2\pi\delta(\omega'-\omega)\hat{S}_{p,\omega}(x_1,x_2,V), \quad (18)$$

$$\langle\delta J_{p,\omega}(x,V)\delta J^{*}_{p,\omega'}(x),V\rangle= =2\pi\delta(\omega'-\omega)\hat{S}_{Jp,\omega}(x,V), \quad (19)$$

$$\langle\delta J_{p,\omega}(x_1,V)\delta J^{*}_{p,\omega'}(x_2,V)\rangle= =2\pi\delta(\omega'-\omega)\hat{S}_{Jp,\omega}(x_1,x_2,V), \quad (20)$$

где знак * означает комплексное сопряжение, $\langle\cdots\rangle$ — усреднение по ансамблю, а $\delta(\omega)$ — дельта-функцию.

Случайные источники γ_p, γ_g и j_p представляют собой дельта-коррелированные по пространственным координатам неоднородные стационарные СП. Таким образом, для Фурье-трансформант случайных источников $\gamma_{p,\omega}(x,y,z)$, $\gamma_{g,\omega}(x,y,z)$ и $j_{p,\omega}(x,y,z)$ и соответствующих корреляторов $\hat{S}_{\gamma_p}(x,x',y,y',z,z')$, $\hat{S}_{\gamma_g}(x,x',y,y',z,z')$ и $\hat{S}_{j}(x,x',y,y',z,z')$ справедливы соотношения, аналогичные уравнениям (17)—(20):

$$\langle\gamma_{p,\omega}(x,y,z)\gamma^{*}_{p,\omega'}(x',y',z')\rangle= =2\pi\delta(\omega'-\omega)\hat{S}_{\gamma_p}(x,x',y,y',z,z'),$$

$$\langle\gamma_{g,\omega}(x,y,z)\gamma^{*}_{g,\omega'}(x',y',z')\rangle= =2\pi\delta(\omega'-\omega)\hat{S}_{\gamma_g}(x,x',y,y',z,z'),$$

$$\langle j_{p,\omega}(x,y,z)j^{*}_{p,\omega'}(x',y',z')\rangle= =2\pi\delta(\omega'-\omega)\hat{S}_{j}(x,x',y,y',z,z').$$

При этом, корреляторы случайных источников, соответствующих случайному характеру процессов тепловой генерации и рекомбинации, фотогенерации, а также рассеяния, соответственно, равны [16—18, 22]:

$$S_{\gamma_p}(x,x',y,y',z,z',\omega)= =\frac{2(p_s(x,V)+p_0)}{\tau}\delta(x-x')\delta(y-y')\delta(z-z'), \quad (21)$$

$$S_{\gamma_g}(x,x',y,y',z,z',\omega)= \\ =2\alpha J\exp(\alpha x)\delta(x-x')\delta(y-y')\delta(z-z'), \quad (22)$$

$$S_j(x,x',y,y',z,z',\omega)= \\ =4D_p p_s(x,V)\delta(x-x')\delta(y-y')\delta(z-z'). \quad (23)$$

Отметим, что в выражениях (21)—(23) фигурируют корреляторы, определенные по положительным частотам:

$$S_{\gamma_p}(x,x',y,y',z,z')=2\hat{S}_{\gamma_p}(x,x',y,y',z,z'),$$

$$S_{\gamma_g}(x,x',y,y',z,z')=2\hat{S}_{\gamma_g}(x,x',y,y',z,z'),$$

$$S(x,x',y,y',z,z')=2\hat{S}(x,x',y,y',z,z'),$$

что имеет смысл, поскольку действительная часть взаимной СПФ стационарно связанных действительных случайных процессов является четной функцией частоты [23, 24]. Последнее справедливо также и для СПФ действительных случайных процессов [19]. Поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только положительные частоты и определим СПФ и корреляторы СП концентрации и тока подвижных носителей заряда на положительных частотах соотношениями:

$$S_{p,\omega}(x)=2\hat{S}_{p,\omega}(x),$$
$$S_{Jp,\omega}(x)=2\hat{S}_{Jp,\omega}(x),$$

и

$$\mathrm{Re}(S_{p,\omega}(x_1,x_2))=2\mathrm{Re}(\hat{S}_{p,\omega}(x_1,x_2)),$$
$$\mathrm{Re}(S_{Jp,\omega}(x_1,x_2))=2\mathrm{Re}(\hat{S}_{p,\omega}(x_1,x_2)),$$

соответственно. В данной работе мы будем рассматривать флуктуации концентрации и тока подвижных носителей заряда в низкочастотном пределе ($\omega\tau\ll 1$, где τ — время жизни неосновных носителей в базе), когда мнимые части соответствующих корреляторов равны нулю $\mathrm{Im}(\hat{S}_{p,0}(x_1,x_2))=0$ и $\mathrm{Im}(\hat{S}_{Jp,0}(x_1,x_2))=0$, поэтому в дальнейшем, для простоты, мы не будем записывать функцию выделения действительной части корреляторов и определим корреляторы СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в низкочастотном пределе соотношениями $S_p(x_1,x_2)=2\hat{S}_{p,0}(x_1,x_2)$ и $S_{Jp}(x_1,x_2)=$ $=2\hat{S}_{Jp,0}(x_1,x_2)$, соответственно. Заметим также, что случайные источники γ_p, γ_g и j_p не коррелированны между собой.

Уравнения (17)—(20), а также соотношения (13)—(16), (21)—(23), (2), (4), (6), (8) после несложных, но довольно громоздких преобразований, позволяют рассчитать СПФ и корреляторы СП концентраций и токов подвижных носителей заряда в базе рассматриваемого p^+—n-перехода, причем правая и левая части уравнений (17)—(20) должны быть усреднены по площади p—n-перехода A.

Поскольку случайные источники γ_p, γ_g и j_p не коррелированны, корреляторы СП концентраций и токов подвижных носителей заряда в базе рассматриваемого p^+—n-перехода будут включать в себя три аддитивных составляющих:

$$S_{p,\omega}(x_1,x_2,V)=S_{p,\gamma_p,\omega}(x_1,x_2,V)+ \\ +S_{p,\gamma_g,\omega}(x_1,x_2)+S_{p,j,\omega}(x_1,x_2,V)$$

$$S_{Jp,\omega}(x_1,x_2,V)=S_{Jp,\gamma_p,\omega}(x_1,x_2,V)+ \\ +S_{Jp,\gamma_g,\omega}(x_1,x_2)+S_{Jp,j,\omega}(x_1,x_2,V), \quad (24)$$

первая из которых обусловлена случайным источником γ_p, т. е. случайным характером процессов тепловой генерации и рекомбинации, вторая обусловлена случайным источником γ_g, т. е. случайным характером процессов фотогенерации, а третья — случайным источником j_p, т.е. случайным характером процессов рассеяния. При этом вследствие линейности рассматриваемой модели (см. уравнения (2) и (4)), аддитивные составляющие корреляторов СП концентраций и токов подвижных носителей заряда в базе рассматриваемого p^+—n-перехода $S_{p,\gamma_p,\omega}(x_1,x_2,V)$, $S_{p,j,\omega}(x_1,x_2,V)$ и $S_{Jp,\gamma_p,\omega}(x_1,x_2,V)$, $S_{Jp,j,\omega}(x_1,x_2,V)$, соответственно, будут включать в себя слагаемые, обусловленные флуктуационными процессами, не зависящими от засветки, т. е. $S_{pd,\gamma_p,\omega}(x_1,x_2,V)$, $S_{pd,j,\omega}(x_1,x_2,V)$ и $S_{Jd,\gamma_p,\omega}(x_1,x_2,V)$, $S_{Jd,j,\omega}(x_1,x_2,V)$, соответственно, а также слагаемые, обусловленные фотоиндуцированными флуктуационными процессами $S_{pph,\gamma_p,\omega}(x_1,x_2)$, $S_{pph,j,\omega}(x_1,x_2)$ и $S_{Jph,\gamma_p,\omega}(x_1,x_2)$, $S_{Jph,j,\omega}(x_1,x_2)$, соответственно, т. е.

$$S_{p,\gamma_p,\omega}(x_1,x_2,V)= \\ =S_{pd,\gamma_p,\omega}(x_1,x_2,V)+S_{pph,\gamma_p,\omega}(x_1,x_2),$$
$$S_{p,j,\omega}(x_1,x_2,V)=S_{pd,j,\omega}(x_1,x_2,V)+S_{pph,j,\omega}(x_1,x_2)$$

и

$$S_{Jp,\gamma_p,\omega}(x_1,x_2,V)=S_{Jd,\gamma_p,\omega}(x_1,x_2,V)+S_{Jph,\gamma_p,\omega}(x_1,x_2),$$
$$S_{Jp,j,\omega}(x_1,x_2,V)=S_{Jd,j,\omega}(x_1,x_2,V)+S_{Jph,j,\omega}(x_1,x_2).$$

Аддитивные составляющие СПФ и корреляторов СП концентраций и токов подвижных носителей заряда в базе рассматриваемого p^{+}—n-перехода $S_{p,\gamma_g,\omega}(x_1,x_2)$ и $S_{Jp,\gamma_g,\omega}(x_1,x_2)$ обусловлены исключительно флуктуациями процесса фотогенерации (см. уравнение (22)). Таким образом, корреляторы СП концентраций и токов подвижных носителей заряда в базе рассматриваемого p^{+}—n-перехода можно записать в виде суммы двух величин:

$$S_{p,\omega}(x_1,x_2,V)=S_{pd,\omega}(x_1,x_2,V)+S_{pph,\omega}(x_1,x_2),$$

$$S_{Jp,\omega}(x_1,x_2,V)=S_{Jd,\omega}(x_1,x_2,V)+S_{Jph,\omega}(x_1,x_2), \quad (25)$$

где величины

$$S_{pd,\omega}(x_1,x_2,V)= \\ =S_{pd,\gamma_p,\omega}(x_1,x_2,V)+S_{pd,j,\omega}(x_1,x_2,V)$$

и

$$S_{Jd,\omega}(x_1,x_2,V)= \\ S_{Jd,\gamma_p,\omega}(x_1,x_2,V)+S_{Jd,j,\omega}(x_1,x_2,V)$$

обусловлены флуктуационными процессами, не зависящими от засветки, а величины

$$S_{pph,\omega}(x_1,x_2)=S_{pph,\gamma_p,\omega}(x_1,x_2)+S_{pph,j,\omega}(x_1,x_2)+ \\ +S_{p,\gamma_g,\omega}(x_1,x_2)$$

и

$$S_{Jph,\omega}(x_1,x_2)=S_{Jph,\gamma_p,\omega}(x_1,x_2)+S_{Jph,j,\omega}(x_1,x_2)+ \\ +S_{Jp,\gamma_g,\omega}(x_1,x_2)$$

обусловлены фотоиндуцированными шумами. Расчеты показывают, что, как и следовало ожидать, в низкочастотном пределе ($\omega\tau\ll 1$) величины $S_{pd,\omega}(x_1,x_2,V)\big|_{\omega\tau\ll 1}$ и $S_{Jd,\omega}(x_1,x_2,V)\big|_{\omega\tau\ll 1}$ для случая омического и блокирующего контакта определяется формулами (18), (19) и (20), (21) работы [13], соответственно.

Корреляторы фотоиндуцированных СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в КНО n-типа рассматриваемого p^{+}—n-перехода с базой конечной длины для случая омического контакта к базе $S^{\infty}_{pph}(x_1,x_2)$ и $S^{\infty}_{Jph}(x_1,x_2)$, соответственно, а также для случая блокирующего контакта к базе $S^{0}_{pph}(x_1,x_2)$ и $S^{0}_{Jph}(x_1,x_2)$, соответственно, рассчитанные в низкочастотном пределе ($\omega\tau\ll 1$), определяются соотношениями:

$$S^{\infty}_{pph}(x_1,x_2)= \\ =\frac{2J\alpha\tau^2}{AL_p\left(L_p^2\alpha^2-1\right)}\operatorname{csch}^2\left(\frac{d}{L_p}\right)\operatorname{sh}\left(-\frac{x_2}{L_p}\right)\operatorname{sh}\left(\frac{x_1+d}{L_p}\right)\times \\ \times\left\{\operatorname{sh}\left(\frac{x_1+d}{L_p}\right)+\operatorname{sh}\left(\frac{x_2+d}{L_p}\right)-\right. \\ -\operatorname{sh}\left(\frac{d}{L_p}\right)\left(\exp(\alpha x_1)+\exp(\alpha x_2)\right)- \\ \left.-\exp(-\alpha d)\left[\operatorname{sh}\left(\frac{x_1}{L_p}\right)+\operatorname{sh}\left(\frac{x_2}{L_p}\right)\right]\right\} \quad (26)$$

$$S^{\infty}_{Jph}(x_1,x_2)= \\ =\frac{2q^2JL_p\alpha}{A\left(L_p^2\alpha^2-1\right)}\exp(-\alpha d)\operatorname{csch}\left(\frac{d}{L_p}\right)\times \\ \times\left\{\operatorname{ch}\left(\frac{x_2}{L_p}\right)\left(L_p\alpha\exp(\alpha(x_1+d))\operatorname{sh}\left(\frac{x_1+d}{L_p}\right)+1\right)+\right. \\ +\exp(\alpha d)\operatorname{ch}\left(\frac{x_1+d}{L_p}\right)\times\left(L_p\alpha\exp(\alpha x_2)\operatorname{sh}\left(\frac{x_2}{L_p}\right)-\right. \\ \left.\left.-\operatorname{ch}\left(\frac{x_2}{L_p}\right)\left\{\exp(\alpha x_1)+\exp(\alpha x_2)\right\}+1\right)\right\} \quad (27)$$

$$S^{0}_{pph}(x_1,x_2)= \\ =\frac{2J\alpha\tau^2}{AL_p\left(L_p^2\alpha^2-1\right)}\operatorname{sch}^2\left(\frac{d}{L_p}\right)\operatorname{sh}\left(-\frac{x_2}{L_p}\right)\operatorname{ch}\left(\frac{x_1+d}{L_p}\right)\times \\ \times\left\{L_p\alpha\exp(-\alpha d)\left(\operatorname{sh}\left(\frac{x_1}{L_p}\right)+\operatorname{sh}\left(\frac{x_2}{L_p}\right)\right)+\operatorname{ch}\left(\frac{x_1+d}{L_p}\right)+\right. \\ \left.+\operatorname{ch}\left(\frac{x_2+d}{L_p}\right)-\operatorname{ch}\left(\frac{d}{L_p}\right)\left\{\exp(\alpha x_1)+\exp(\alpha x_2)\right\}\right\} \quad (28)$$

$$S^{0}_{Jph}(x_1,x_2)=\frac{2q^2JL_p\alpha}{A\left(L_p^2\alpha^2-1\right)}\exp(-\alpha d)\operatorname{sch}\left(\frac{d}{L_p}\right)\times \\ \times\left\{\exp(\alpha d)\operatorname{sh}\left(\frac{x_1+d}{L_p}\right)\left(L_p\alpha\exp(\alpha x_2)\operatorname{sh}\left(\frac{x_2}{L_p}\right)+1\right)+\right. \\ +\operatorname{ch}\left(\frac{x_2}{L_p}\right)\left[L_p\alpha\exp(\alpha(x_1+d))\operatorname{ch}\left(\frac{x_1+d}{L_p}\right)-\right. \\ \left.\left.-\operatorname{sh}\left(\frac{x_1+d}{L_p}\right)\left\{\exp(\alpha(x_1+d))+\exp(\alpha(x_2+d))\right\}-L_p\alpha\right]\right\} \quad (29)$$

Отметим, что при $L_p\alpha=1$ существуют конечные пределы выражений (26)—(29).

Прямым расчетом можно показать, что корреляторы фотоиндуцированных СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в базе рассматриваемого p^+—n-перехода обладают свойством эрмитовой сопряженности, и в низкочастотном пределе удовлетворяют соотношениям $S^{0(\infty)}_{pph}(x_1,x_2)=$ $=S^{0(\infty)}_{pph}(x_2,x_1)$ и $S^{0(\infty)}_{J_{ph}}(x_1,x_2)=S^{0(\infty)}_{J_{ph}}(x_2,x_1)$. Вместе с тем, вследствие неоднородности фотоиндуцированных СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в базе рассматриваемого p^+—n-перехода полученные корреляторы (26)—(29) зависят не от взаимного положения точек x_1 и x_2 на оси абсцисс а от координаты каждой точки, причем в расчетах мы приняли, что для координат точек x_1 и x_2 выполняется соотношение $|x_1|>|x_2|$ (см. рис. 1 работы [13]). Отметим, что полученные выражения соответствуют стохастическим граничным условиям к уравнению Ланжевена на блокирующем и омическом контактах, а также на границе раздела КНО—ОПЗ, т. е. выполняются соотношения $S^0_{J_{ph}}(-d,x_2)=0$ и $S^\infty_{pph}(-d,x_2)=0$, а также $S^0_{pph}(x_1,0)=0$ и $S^\infty_{pph}(x_1,0)=0$. Отметим также, что, как и следовало ожидать, полученные корреляторы фотоиндуцированных СП не зависят от смещения на p—n-переходе.

Положив $x_1 = x_2 = x$, получим из уравнений (26)—(29) выражения для низкочастотного предела СПФ фотоиндуцированных СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в КНО n-типа рассматриваемого p^+—n-перехода с базой конечной длины для случая блокирующего контакта к базе $S^0_{pph}(x)$ и $S^0_{J_{ph}}(x)$, соответственно, а также для случая омического контакта к базе $S^\infty_{pph}(x,V)$ и $S^\infty_{J_{ph}}(x,V)$, соответственно:

$$S^\infty_{pph}(x)=\frac{4J\alpha\tau^2}{AL_p\left(L_p^2\alpha^2-1\right)}\mathrm{csch}^2\left(\frac{d}{L_p}\right)\mathrm{sh}\left(-\frac{x}{L_p}\right)\mathrm{sh}\left(\frac{x+d}{L_p}\right)\times\left\{\mathrm{sh}\left(\frac{x+d}{L_p}\right)-\exp(\alpha d)\mathrm{sh}\left(\frac{d}{L_p}\right)-\exp(-\alpha x)\mathrm{sh}\left(\frac{x}{L_p}\right)\right\} \tag{30}$$

$$S^\infty_{Jph}(x)=\frac{2q^2JL_p\alpha}{A\left(L_p^2\alpha^2-1\right)}\exp(-\alpha d)\mathrm{csch}\left(\frac{d}{L_p}\right)\times\left\{\exp(\alpha d)\mathrm{ch}\left(\frac{x+d}{L_p}\right)-\exp(\alpha(x+d))\times\left[\mathrm{ch}\left(\frac{2x+d}{L_p}\right)+\mathrm{ch}\left(\frac{d}{L_p}\right)-L_p\alpha\,\mathrm{sh}\left(\frac{2x+d}{L_p}\right)\right]+\mathrm{ch}\left(\frac{x}{L_p}\right)\right\} \tag{31}$$

$$S^0_{pph}(x)=\frac{4J\alpha\tau^2}{AL_p\left(L_p^2\alpha^2-1\right)}\mathrm{sch}^2\left(\frac{d}{L_p}\right)\mathrm{sh}\left(-\frac{x}{L_p}\right)\mathrm{ch}\left(\frac{x+d}{L_p}\right)\times\left\{L_p\alpha\exp(-\alpha d)\mathrm{sh}\left(\frac{x}{L_p}\right)-\exp(\alpha x)\mathrm{ch}\left(\frac{d}{L_p}\right)+\mathrm{ch}\left(\frac{x+d}{L_p}\right)\right\} \tag{32}$$

$$S^0_{Jph}(x)=\frac{2q^2JL_p\alpha}{A\left(L_p^2\alpha^2-1\right)}\exp(-\alpha d)\mathrm{sch}\left(\frac{d}{L_p}\right)\times\left\{\exp(\alpha d)\left[L_p\alpha\exp(\alpha x)\mathrm{ch}\left(\frac{2x+d}{L_p}\right)+\mathrm{sh}\left(\frac{x+d}{L_p}\right)\right]-\mathrm{ch}\left(\frac{x}{L_p}\right)\left(2\exp(\alpha(x+d))\mathrm{sh}\left(\frac{x+d}{L_p}\right)+L_p\alpha\right)\right\} \tag{33}$$

Отметим, что при $L_p\alpha=1$ существуют конечные пределы выражений (30)—(33).

Предельный переход $d\to\infty$ позволяет получить из уравнений (26)—(29) выражения для низкочастотного предела корреляторов, а из уравнений (30)—(33) выражения для низкочастотного предела СПФ фотоиндуцированных СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в КНО n-типа p^+—n-перехода с длинной базой: $S^{inf}_{pph}(x_1,x_2)$ и $S^{inf}_{J_{ph}}(x_1,x_2)$, а также $S^{inf}_{pph}(x)$ и $S^{inf}_{J_{ph}}(x)$, соответственно:

$$S^{inf}_{pph}(x_1,x_2)=\frac{J\alpha\tau^2}{AL_p\left(L_p^2\alpha^2-1\right)}\left[1-\exp\left(\frac{2x_2}{L_p}\right)\right]\exp\left(\frac{x_1-x_2}{L_p}\right)\times\left\{\exp\left(\frac{x_1}{L_p}\right)+\exp\left(\frac{x_2}{L_p}\right)-\exp(\alpha x_1)-\exp(\alpha x_2)\right\} \tag{34}$$

$$S^{inf}_{Jph}(x_1,x_2)=\frac{2q^2JL_p\alpha}{A\left(L_p\alpha+1\right)}\left(\exp(\alpha x_1)+\exp(\alpha x_2)\right)\times\exp\left(\frac{x_1}{L_p}\right)\mathrm{ch}\left(\frac{x_2}{L_p}\right)-\frac{2q^2JL_p\alpha}{A\left(L_p^2\alpha^2-1\right)}\times\exp\left(\frac{x_1-x_2}{L_p}\right)\left\{L_p\alpha\exp(\alpha x_2)-\exp\left(\frac{x_2}{L_p}\right)\right\} \tag{35}$$

$$S^{inf}_{pph}(x)=\frac{2J\alpha\tau^2}{AL_p\left(L_p^2\alpha^2-1\right)}\times\left[1-\exp\left(\frac{2x}{L_p}\right)\right]\left(\exp\left(\frac{x}{L_p}\right)-\exp(\alpha x)\right) \tag{36}$$

$$S_{Jph}^{inf}(x)=\frac{4q^2JL_p\alpha}{A\left(L_p\alpha+1\right)}\exp(\alpha x)\exp\left(\frac{x}{L_p}\right)\mathrm{ch}\left(\frac{x}{L_p}\right)-$$
$$-\frac{2q^2JL_p\alpha}{A\left(L_p^2\alpha^2-1\right)}\left\{L_p\alpha\exp(\alpha x)-\exp\left(\frac{x}{L_p}\right)\right\} \quad (37)$$

Отметим, что при $L_p\alpha=1$ существуют конечные пределы выражений (34)—(37).

Используя уравнения (6) и (8), выражения (26), (28) и (30), (32) можно преобразовать к более компактному виду:

$$S_{pph}^{\infty}(x_1,x_2)=$$
$$=\frac{2\tau}{AL_p}\mathrm{csch}\left(\frac{d}{L_p}\right)\mathrm{sh}\left(-\frac{x_2}{L_p}\right)\mathrm{sh}\left(\frac{d+x_1}{L_p}\right)\times \quad (38)$$
$$\times(p_{ph}^{\infty}(x_1)+p_{ph}^{\infty}(x_2)),$$

$$S_{pph}^{0}(x_1,x_2)=$$
$$=\frac{2\tau}{AL_p}\mathrm{sch}\left(\frac{d}{L_p}\right)\mathrm{sh}\left(-\frac{x_2}{L_p}\right)\mathrm{ch}\left(\frac{d+x_1}{L_p}\right)\times \quad (39)$$
$$\times(p_{ph}^{0}(x_1)+p_{ph}^{0}(x_2)),$$

$$S_{pph}^{\infty}(x)=$$
$$=\frac{4\tau}{AL_p}p_{ph}^{\infty}(x)\mathrm{csch}\left(\frac{d}{L_p}\right)\mathrm{sh}\left(-\frac{x}{L_p}\right)\mathrm{sh}\left(\frac{d+x}{L_p}\right), \quad (40)$$

$$S_{pph}^{0}(x)=$$
$$=\frac{4\tau}{AL_p}p_{ph}^{0}(x)\mathrm{sch}\left(\frac{d}{L_p}\right)\mathrm{sh}\left(-\frac{x}{L_p}\right)\mathrm{ch}\left(\frac{d+x}{L_p}\right), \quad (41)$$

а используя уравнения (10) и (11), выражения (34) и (36) можно преобразовать к виду:

$$S_{pph}^{inf}(x_1,x_2)=$$
$$=\frac{\tau}{AL_p}\left[1-\exp\left(\frac{2x_2}{L_p}\right)\right]\exp\left(\frac{x_1-x_2}{L_p}\right)\times \quad (42)$$
$$\times\left(p_{ph}^{inf}(x_1)+p_{ph}^{inf}(x_2)\right),$$

$$S_{pph}^{inf}(x)=\frac{2\tau}{AL_p}\left[1-\exp\left(\frac{2x}{L_p}\right)\right]p_{ph}^{inf}(x). \quad (43)$$

Отметим, что формулы (38)—(43) справедливы при любой полярности приложенного напряжения. Таким образом, из формул (38)—(43) настоящей работы, а также формул (26), (28), (30), (32), (43), (44) работы [13] следует, что при любой полярности приложенного напряжения СПФ и корреляторы СП концентраций темновых и фотоиндуцированных носителей в базе p^+—n-перехода с короткой и длинной базой определяются одинаковыми выражениями.

Выражения для корреляторов и СПФ СП фотоиндуцированных токов неосновных носителей заряда в КНО n типа p^+—n-перехода с длинной базой (см. формулы (35) и (37)) можно преобразовать к виду:

$$S_{J_{ph}}^{inf}(x_1,x_2)=$$
$$=\frac{2q^2}{A}\exp\left(\frac{x_1}{L_p}\right)\mathrm{ch}\left(\frac{x_2}{L_p}\right)\{g_{ph}(x_1)+g_{ph}(x_2)\}L_{eff}- \quad (44)$$
$$-\frac{2q}{A}\exp\left(\frac{x_1-x_2}{L_p}\right)J_{ph}^{inf}(x_2).$$

$$S_{J_{ph}}^{inf}(x)=\frac{4q^2}{A}\exp\left(\frac{x}{L_p}\right)\mathrm{ch}\left(\frac{x}{L_p}\right)g_{ph}(x)L_{eff}-$$
$$-\frac{2q}{A}J_{ph}^{inf}(x), \quad (45)$$

где $g_{ph}(x)=\alpha J\exp(\alpha x)$ — скорость фотогенерации в базе p—n-перехода в точке x, а $L_{eff}=L_p/(1+\alpha L_p)$ — эффективная длина сбора фотоносителей (в случае $\alpha L_p\gg 1$ $L_{eff}\simeq 1/\alpha$, а в случае $\alpha L_p\ll 1$ $L_{eff}\simeq L_p$). Заметим, что при больших обратных смещениях ($|qV|\gg 3kT$) формулы (39) и (40) работы [13], определяющие коррелятор СПФ СП диффузионного тока в КНО n-типа p^+—n-перехода с длинной базой, могут быть записаны в виде:

$$S_{J_p}^{inf}(x_1,x_2)=\frac{4q^2}{A}\exp\left(\frac{x_1}{L_p}\right)\mathrm{ch}\left(\frac{x_2}{L_p}\right)g_TL_p-$$
$$-\frac{2q}{A}\exp\left(\frac{x_1-x_2}{L_p}\right)J_d^{inf}(x_2), \quad (46)$$

$$S_{J_p}^{inf}(x)=\frac{4q^2}{A}\exp\left(\frac{x}{L_p}\right)\mathrm{ch}\left(\frac{x}{L_p}\right)g_TL_p-\frac{2q}{A}J_d^{inf}(x), \quad (47)$$

где $g_T=p_0/\tau$ — скорость тепловой генерации, а $J_d^{inf}(x)=\{qL_pp_0/\tau\}\exp\left(x/L_p\right)$ — плотность дырочного тока в КНО n-типа p^+—n-перехода с длинной базой. Таким образом, из формул (44), (45) и (46), (47) видно, что в случае обратносмещенного p^+—n-перехода с длинной базой выражения для

СПФ и корреляторов СП концентраций и токов темновых и фотоиндуцированных подвижных носителей в КНО n-типа определяются одинаковыми выражениями.

Отметим, что уравнения (34)—(37) определяют также корреляторы и СПФ фотоиндуцированных СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в полубесконечном слое гомогенного полупроводника n-типа в случае бесконечной скорости поверхностной рекомбинации на грани $x = 0$. Вместе с тем, уравнения (26), (27) и (30), (31) определяют также корреляторы и СПФ фотоиндуцированных СП концентрации и тока подвижных носителей в слое гомогенного полупроводника n-типа толщиной d в случае бесконечной скорости поверхностной рекомбинации на обеих гранях, (при $x = 0$ и при $x = –d$), соответственно, а уравнения (28), (29) и (32), (33) — аналогичные величины в случае бесконечной скорости поверхностной рекомбинации на грани $x = 0$ и нулевой скорости поверхностной рекомбинации на грани $x = –d$, соответственно.

Заключение

На основе метода Ланжевена в низкочастотном пределе ($\omega\tau \ll 1$) развита корреляционная теория стационарных фотоиндуцированных случайных полей концентраций и токов подвижных носителей заряда в ИК-фотодиодах и в гомогенных полупроводниках. Установлено, что корреляторы тепловых и фотоиндуцированных случайных полей концентраций подвижных носителей заряда определяются одинаковыми выражениями при любой структуре p—n-перехода и произвольной полярности приложенного напряжения, в то время как корреляторы случайных полей фотоиндуцированных и темновых токов определяются одинаковыми выражениями только в случае обратносмещенного p—n-перехода с длинной базой.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 13-07-00634), а также Президента Российской Федерации (грант государственной поддержки ведущих научных школ НШ-2787.2014.9).

Литература

1. *Филачёв А. М., Таубкин И. И., Тришенков М. А.*. Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды. — М.: Физматкнига. 2011.
2. *Филачёв А. М., Таубкин И. И., Тришенков М. А.* Современное состояние и магистральные направления развития современной фотоэлектроники. — М.: Физматкнига. 2010.
3. *Rogalski A.* Infrared detectors. — Boca Raton, London, New York.: CRC Press. 2011.
4. *Яковлева Н. И., Болтарь К. О., Седнев М. В. и др.* // Прикладная физика. 2014. № 2. С. 45.
5. *Балиев Д. Л., Болтарь К. О., Власов П. В. и др.* // Прикладная физика. 2014. № 2. С. 41.
6. *Кузнецов П. А., Мощев И. С.* // Успехи прикладной физики. 2014. Т. 2. № 2. С. 163.
7. *Селяков А. Ю.* // Прикладная физика. 2010. № 2. С. 55.
8. *Селяков А. Ю.* // Прикладная физика. 2009. № 6. С. 127.
9. *Селяков А. Ю.* // Прикладная физика. 2009. № 6. С. 137.
10. *Селяков А. Ю.* Корреляционная теория случайных полей концентрации и тока подвижных носителей заряда в ИК-фотодиодах. Труды XXIII Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. — М.: ОАО «НПО «Орион», 2014.
11. *Селяков А. Ю.* Корреляция случайных полей концентрации и тока подвижных носителей заряда в в гомогенном полупроводнике. Труды XXIII Международной научно — технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. — М.: ОАО «НПО «Орион», 2014.
12. *Селяков А. Ю., Бурлаков И. Д., Шабаров В. В.* // Успехи прикладной физики. 2013. Т. 1. № 4. С. 477.
13. *Селяков А. Ю., Бурлаков И. Д., Пономаренко В. П. и др.* // Прикладная физика. 2013. № 6. С. 25.
14. *Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г.* Физика полупроводников. — М.: Наука, 1977.
15. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов. — М.: Мир. 1984.
16. *Дыкман И. М., Томчук П. М.* Явления переноса и флуктуации в полупроводниках. — Киев: Наукова думка, 1981.
17. *Van Vliet K. M.* // IEEE transactions on electron devices. 1976. V. ED-23. No. 11. P. 1236.
18. *Van Vliet K. M.* // Solid State Electronics. 1970. V. 13. No. 5. P. 649.
19. *Рытов С. М.* Введение в статистическую радиофизику. Часть I. Случайные процессы. — М.: Наука, 1976.
20. *Тихонов В. И.* Статистическая радиотехника. — М.: Радио и связь. 1982.
21. *Жалуд В., Кулешов В. Н.* Шумы в полупроводниковых устройствах. — М.: Советское радио. 1977.
22. *Неустроев Л. Н., Осипов В. В.* // ФТП. 1981. Т. 15. № 11. С. 2186.
23. *Букингем М.* Шумы в электронных приборах и системах. — М.: Мир. 1986.
24. *Левин Б. Р.* Теоретические основы статистической радиотехники. Книга первая. — М.: Советское радио. 1974.

Correlation theory for the random fields of concentrations and currents of mobile charge carriers in the IR photodiodes

A. Yu. Selyakov, I. D. Burlakov, A. M. Filachev

Orion R&P Association
46/2 Entuziastov shosse, Moscow, 111123, Russia
E-mail: orion@orion-ir.ru; ayusel@mail.ru

Received August 16, 2014

On the base of Langevin method, the correlators for photoinduced random fields of concentrations and currents of mobile charge carriers in the IR photodiodes and homogeneous semiconductors have been calculated.

PACS: 27.40.+w, 72.70.+m

Keywords: noise, fluctuation, random field, *p*—*n* transition

References

1. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *Solid-State Photoelectronics. Photodiodes.* (Fizmatkniga, Moscow, 2011) [in Russian].
2. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *The Current Status and Main-Line Trackage for Development of Photoelectronics* (Fizmatkniga, Moscow, 2010) [in Russian].
3. A. Rogalski. *Infrared detectors* (Boca Raton, London, New York.: CRC Press. 2011).
4. N. I. Yakovleva, K. O. Boltar, M. V. Sednev, et al., Prikladnaya Fizika, No. 2, 45 (2014).
5. D. L. Baliev, K. O. Boltar, P. V. Vlasov, et al., Prikladnaya Fizika, No. 2, 41 (2014).
6. P. A. Kuznetsov and I. S. Moshchev, Uspekhi Prikladnoi Fiziki **2,** 163 (2014).
7. A. Yu. Selyakov, Prikladnaya Fizika, No. 2, 2010, 55 (2010).
8. A. Yu. Selyakov, Prikladnaya Fizika, No. 6, 127 (2009).
9. A. Yu. Selyakov, Prikladnaya Fizika, No. 6, 137 (2009).
10. A. Yu. Selyakov, in *Proc. XXXIII Intern. Conf. Photoelectronics* (NPO Orion, Moscow, 2014), pp. 262—264.
11. A. Yu. Selyakov, in *Proc. XXXIII Intern. Conf. Photoelectronics* (NPO Orion, Moscow, 2014), pp. 261—262.
12. A. Yu. Selyakov, I. D. Burlakov, and V. V. Shabarov, Uspekhi Prikladnoi Fiziki **1,** 477 (2013).
13. A. Yu. Selyakov, I. D. Burlakov, V. P. Ponomarenko, et al., Prikladnaya Fizika, No. 6, 25 (2013).
14. V. L. Bonch-Bruevich and S. G. Kalashnikov, *Physics of Semiconductors* (Nauka, Moscow, 1977) [in Russian].
15. S. Zi. *Physics of Semiconductor Devices* (Mir, Moscow, 1984) [in Russian].
16. I. M. Dykman and P. M. Tomchuk, *Phenomena of Carrying and Fluctuation in Semiconductors* (Naukova Dumka, Kiev, 1981) [in Russian].
17. K. M. Van Vliet, IEEE Transactions on Electron Devices **ED-23,** 1236 (1976).
18. K. M. Van Vliet, Solid State Electronics **13,** 649 (1970).
19. S. M. Rytov, *Introduction in Statistical Radiophysics. Part I. Random Processes* (Nauka, Moscow, 1976) [in Russian].
20. V. I. Tikhonov, *Statistical Radio Eengineering* (Radio i Svyaz', Moscow, 1982) [in Russian].
21. V. Zhelud and V. N. Kuleshov, *Noises in Semiconductor Devices* (Sov. Radio, Moscow, 1977) [in Russian].
22. L. N. Neustroev and V. V. Osipov, Semiconductors **15,** 2186 (1981).
23. M. Bukingem, *Noises in Electron Devices and Systems* (Mir, Moscow, 1986) [in Russian].
24. B. R. Levin, *Theory of Statistical Radio Engineering. Book I* (Sov. Radio, Moscow, 1974) [in Russian].