УДК 621.383

Корреляция случайных полей концентраций и токов подвижных носителей заряда в ИК-фотодиодах

А.Ю. Селяков, И.Д. Бурлаков, В.В. Шабаров

На основе точного решения уравнения Ланжевена рассчитаны корреляторы случайных полей (СП) концентрации и тока подвижных носителей заряда в гомогенном полупроводнике и в ИК фотодиоде с базой конечной длины. Показано, что в базе p–n-перехода рассматриваемые СП являются неоднородными даже при нулевом смещении, когда концентрация и ток подвижных носителей заряда не зависят от координаты. Установлено, что равновесные СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в объеме гомогенного полупроводника являются однородными, а в приповерхностных областях — неоднородными даже при нулевой скорости поверхностной рекомбинации. Обоснована оптимальная структура ИК-фотодиода с коррелированной обработкой сигнала и шума.

PACS: 27.40.+w, 72.70.+m
Ключевые слова: шум, флуктуации, случайное поле, коррелятор, *p*–*n*-переход.

Введение

Идея подавления диффузионного тока и его флуктуаций в ИК-фотодиодах с короткой базой ($d > L$, где d – толщина базы, а L – диффузионная длина неосновных носителей в базе) и блокирующим контактом к базе была высказана достаточно давно [1], однако ее полноценная реализация стала возможной лишь на современном уровне развития технологии молекулярно-лучевой эпитаксии. Так, на основе InAs/InGaSb сверхрешеток II-типа разработаны ИК-фотодиоды с короткой базой и дополнительным изотипным гетеропереходом, выполняющим роль блокирующего контакта для неосновных носителей к базе [2, 3]. Многоэлементные матрицы ИК-фотодиодов с короткой базой и виртуальным блокирующим контактом могут быть созданы на основе гетероэпитаксиальных слоев из узкозонных ($E_g \simeq 0{,}1$ эВ) твердых растворов (HgCd) Te [4].

Отметим, что возможность подавления диффузионного тока и его флуктуаций в ИК-фотодиодах с короткой базой обоснована в работе [1] на основе теоремы Найквиста, которая справедлива лишь при термодинамическом равновесии. Спектральная плотность шума ИК-фотодиода с короткой базой и блокирующим контактом в условиях отклонения от термодинамического равновесия рассчитана в работах [5–7] на основе метода Ланжевена. При этом в работе [5] показано, что ширина диапазона частот, в котором спектральная плотность собственного шума ИК-фотодиода с короткой базой и блокирующим контактом к базе в $\operatorname{th}(d/L)$ раз меньше спектральной плотности шума аналогичного фотодиода с длинной базой ($d \gg L$), зависит от величины и полярности смещения на *p*–*n*-переходе.

В настоящей работе на основе метода Ланжевена в низкочастотном пределе ($\omega\tau \ll 1$, где τ – время жизни неосновных носителей в базе) рассчитаны корреляционные функции и спектральные плотности флуктуаций стационарных случайных полей концентраций и токов подвижных носителей заряда в базе ИК-фотодиода и в гомогенном полупроводнике.

Стационарная модель

Рассмотрим p^+–n-переход, темновой ток которого определяется процессами генерации-рекомбинации в квазинейтральной области (КНО) *n*-типа, и на котором поддерживается постоянное смещение V произвольной полярности, причем при тех же приближениях и допущениях, что и в работе [5]. Структура рассматриваемого p^+–n-перехода изображена на врезке на рис. 1. Ось x направлена от *n*-области, толщина которой равна d, к p^+-области, а точка $x = 0$ расположена на границе раздела квазинейтральной *n*-области и области пространственного заряда (ОПЗ).

Селяков Андрей Юрьевич, ведущий научный сотрудник.
Бурлаков Игорь Дмитриевич, зам. генерального директора.
Шабаров Владимир Вениаминович, начальник управления.
ОАО «НПО «ОРИОН».
Россия, 111123, Москва, шоссе Энтузиастов, 46/2.
Факс: 8 499 373–68–62. E-mail: orion@orion-ir.ru, orionxt@nxt.ru

Статья поступила в редакцию 30 июля 2013 г.

Для расчета стационарной концентрации дырок p (x, V) в КНО n-типа необходимо решить уравнение непрерывности в амбиполярной форме [8]. В случае омического контакта в точке $x = -d$ граничное условие к амбиполярному уравнению непрерывности имеет вид $\Delta p^{\infty}(-d,V)=0$, а в случае блокирующего – $(\partial \Delta p^{0}(x,V)/\partial x)\big|_{x=-d}=0$, где $\Delta p(x,V)=(p_s(x,V)-p_0)$ – концентрация неравновесных дырок, а p_0 – концентрация равновесных дырок в n-области. Граничное условие к амбиполярному уравнению непрерывности на границе раздела КНО n-типа с ОПЗ, т.е. в точке $x = 0$, имеет вид $\Delta p(0,V)=p_0 e_1(V)$ [8, 9], где $e_1(V)=\exp((qV)/(kT))-1$, q – заряд электрона, k – постоянная Больцмана, T – температура. При таких граничных условиях распределение концентрации дырок и дырочного тока в КНО n-типа рассматриваемого p^+–n-перехода имеет вид [1, 5]:

$$p_s^{\infty}(x,V)=p_0+p_0 e_1(V)\,\mathrm{csch}\left(\frac{d}{L}\right)\mathrm{sh}\left(\frac{d+x}{L}\right), \quad (1)$$

$$J_p^{\infty}(x,V)=J_d^{inf} e_1(V)\,\mathrm{csch}\left(\frac{d}{L}\right)\mathrm{ch}\left(\frac{d+x}{L}\right), \quad (2)$$

для случая омического контакта, и

$$p_s^{0}(x,V)=p_0+p_0 e_1(V)\,\mathrm{sch}\left(\frac{d}{L}\right)\mathrm{ch}\left(\frac{d+x}{L}\right), \quad (3)$$

$$J_p^{0}(x,V)=J_d^{inf} e_1(V)\,\mathrm{sch}\left(\frac{d}{L}\right)\mathrm{sh}\left(\frac{d+x}{L}\right), \quad (4)$$

для случая блокирующего контакта, где $J_d^{inf}=(qLp_0)/\tau$ – диффузионный ток обратносмещенного p^+–n-перехода с длинной базой. В случае $d \to \infty$ уравнения (1) – (2) и (3) – (4) переходят в известные выражения для распределения концентрации и тока неосновных носителей заряда в p–n-переходе с длинной базой [8, 9]:

$$p_s^{inf}(x,V)=p_0+p_0 e_1(V)\exp\left(\frac{x}{L}\right), \quad (5)$$

$$J_p^{inf}(x,V)=J_d^{inf} e_1(V)\exp\left(\frac{x}{L}\right). \quad (6)$$

Стохастическая модель

В рамках сделанных допущений при анализе флуктуационных явлений в рассматриваемом p^+–n-переходе можно ограничиться решением уравнения Ланжевена в амбиполярной форме [6, 10], которое мы сразу запишем для трансформант Фурье случайных величин:

$$\frac{\partial^2 \delta p_{\omega}}{\partial x^2}-\frac{\delta p_{\omega}}{L_{\omega}^2}=-\frac{1}{D_p}\left(\gamma_{p,\omega}+\frac{\partial j_{p,\omega}}{\partial x}\right), \quad (7)$$

где ω – круговая частота, $L_{\omega}=L(1+i\omega\tau)^{-1/2}$ – кинетическая диффузионная длина дырок в n-области, i – мнимая единица, $\delta p_{\omega}(x,V)$ – Фурье трансформанта флуктуации концентрации дырок, а $\gamma_{p,\omega}$ и $j_{p,\omega}$ – Фурье трансформанты случайных источников, обусловленных случайным характером процессов генерации– рекомбинации и рассеяния, соответственно, D_p – коэффициент диффузии дырок. Отметим, что анализ флуктуаций в полупроводниковом резисторе в случае, когда принимается во внимание только случайный источник, соответствующий случайному характеру процессов рассеяния, приводит к известной формуле Найквиста для теплового шума [10]. Обоснование введения в диффузионно–дрейфовую модель случайного источника, соответствующий случайному характеру процессов рассеяния, и расчет корреляторов таких источников даны в монографиях [11, 12].

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 имеем $(\partial \delta p_{\omega}^{0}(x,V)/\partial x)\big|_{x=-d}=0$ [5–7]. Сто-

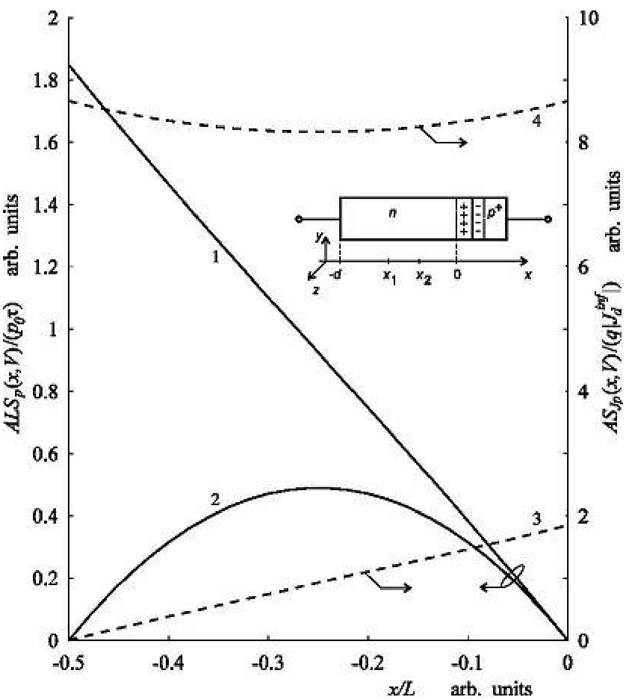

Рис. 1. Низкочастотный предел СПФ СП концентрации и тока неосновных носителей заряда в КНО n типа p^+–n перехода с короткой базой: сплошные линии — СПФ СП концентрации, пунктирные — СПФ СП плотности тока, 1, 3 — блокирующий контакт, 2, 4 — омический, d/L = 0.5, V = 0. На врезке изображена структура рассматриваемого p^+–n перехода. Кривые 2 и 4 также представляют собой низкочастотный предел СПФ СП концентрации и тока неосновных носителей заряда в общей базе p–n переходов фотодиода с коррелированной обработкой сигнала и шума [20] при V = 0, соответственно. Кривые 1 и 3, а также 2 и 4 представляют собой также низкочастотный предел СПФ равновесных СП концентрации и тока неосновных носителей заряда в слое гомогенного полупроводника толщиной d с бесконечной скоростью поверхностной рекомбинации на грани x = 0 и нулевой скоростью на грани x = –d, а так же с бесконечной скоростью поверхностной рекомбинации на гранях x = 0 и x = –d, соответственно.

хастическое граничное условие на границе раздела КНО n-типа–ОПЗ (точке $x = 0$) имеет вид $\delta p(0,V) = 0$ [5] и справедливо в случае низкого уровня инжекции при прямом смещении, а также при отсутствии теплового и туннельного пробоя при обратном смещении, причем в диапазоне частот $0 < \omega \ll (t_{fl}^{\mu})^{-1}, (t_{fl}^{D})^{-1}$, где t_{fl}^{D} и t_{fl}^{μ} – время диффузии и дрейфа через ОПЗ неосновных носителей заряда в базе. При этом для случая p^+–n-перехода на основе тройного твердого раствора $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x \approx 0.2$), сформированного низкоэнергетичной ионной обработкой [13], частотный диапазон применимости данного стохастического граничного условия простирается вплоть до нескольких гигагерц [5]. В работе [5] показано также, что спектральная плотность шума несимметричного p–n-перехода с длинной базой, рассчитанная на основе уравнения Ланжевена (7) при использовании стохастического граничного условия $\delta p(0,V) = 0$ представляет собой известную формулу ван-дер-Зила [14].

Решение уравнения (7) для случаев омического и блокирующего контакта $\delta p_{\omega}^{\infty}(x)$ и $\delta p_{\omega}^{0}(x)$, соответственно, определяется выражениями [6]:

$$\begin{aligned}\delta p_{\omega}^{\infty}(x) &= \frac{L_{\omega}}{D_p}\int_{-d}^{x}\mathrm{sh}\left(\frac{x'-x}{L_{\omega}}\right)\gamma_{p,\omega}(x')\,dx' - \frac{1}{D_p}\int_{-d}^{x}\mathrm{ch}\left(\frac{x'-x}{L_{\omega}}\right)j_{p,\omega}(x')\,dx' - \\ &-\frac{L_{\omega}}{D_p}\frac{\mathrm{sh}\left(\frac{x+d}{L_{\omega}}\right)}{\mathrm{sh}\left(\frac{d}{L_{\omega}}\right)}\int_{-d}^{0}\mathrm{sh}\left(\frac{x'}{L_{\omega}}\right)\gamma_{p,\omega}(x')\,dx' + \frac{1}{D_p}\frac{\mathrm{sh}\left(\frac{x+d}{L_{\omega}}\right)}{\mathrm{sh}\left(\frac{d}{L_{\omega}}\right)}\int_{-d}^{0}\mathrm{ch}\left(\frac{x'}{L_{\omega}}\right)j_{p,\omega}(x')\,dx',\end{aligned} \tag{8}$$

$$\begin{aligned}\delta p_{\omega}^{0}(x) &= \frac{L_{\omega}}{D_p}\int_{-d}^{x}\mathrm{sh}\left(\frac{x'-x}{L_{\omega}}\right)\gamma_{p,\omega}(x')\,dx' - \frac{1}{D_p}\int_{-d}^{x}\mathrm{ch}\left(\frac{x'-x}{L_{\omega}}\right)j_{p,\omega}(x')\,dx' - \\ &-\frac{L_{\omega}}{D_p}\frac{\mathrm{ch}\left(\frac{x+d}{L_{\omega}}\right)}{\mathrm{ch}\left(\frac{d}{L_{\omega}}\right)}\int_{-d}^{0}\mathrm{sh}\left(\frac{x'}{L_{\omega}}\right)\gamma_{p,\omega}(x')\,dx' + \frac{1}{D_p}\frac{\mathrm{ch}\left(\frac{x+d}{L_{\omega}}\right)}{\mathrm{ch}\left(\frac{d}{L_{\omega}}\right)}\int_{-d}^{0}\mathrm{ch}\left(\frac{x'}{L_{\omega}}\right)j_{p,\omega}(x')\,dx'.\end{aligned} \tag{9}$$

В квазинейтральной n-области Фурье трансформанта флуктуации плотности дырочного тока определяется уравнением $(1/q)\delta J_{p,\omega}(x) = -D_p \partial \delta p_{\omega}(x)/\partial x - j_{p,\omega}(x)$ [10, 12, 15]. Подставим в него выражения (8) и (9) и рассчитаем значения Фурье трансформант плотностей дырочного тока в КНО n-типа p^+–n-перехода с короткой базой для случая омического и блокирующего контакта $\delta J_{p,\omega}^{\infty}(x)$ и $\delta J_{p,\omega}^{0}(x)$, соответственно:

$$\begin{aligned}\frac{1}{q}\delta J_{p,\omega}^{\infty}(x) &= \frac{\mathrm{ch}\left(\frac{x+d}{L_{\omega}}\right)}{\mathrm{sh}\left(\frac{d}{L_{\omega}}\right)}\int_{-d}^{0}\mathrm{sh}\left(\frac{x'}{L_{\omega}}\right)\gamma_{p,\omega}(x')\,dx' - \frac{1}{L_{\omega}}\frac{\mathrm{ch}\left(\frac{x+d}{L_{\omega}}\right)}{\mathrm{sh}\left(\frac{d}{L_{\omega}}\right)}\int_{-d}^{0}\mathrm{ch}\left(\frac{x'}{L_{\omega}}\right)j_{p,\omega}(x')\,dx' + \\ &+\int_{-d}^{x}\mathrm{ch}\left(\frac{x'-x}{L_{\omega}}\right)\gamma_{p,\omega}(x')\,dx' - \frac{1}{L_{\omega}}\int_{-d}^{x}\mathrm{sh}\left(\frac{x'-x}{L_{\omega}}\right)j_{p,\omega}(x')\,dx',\end{aligned} \tag{10}$$

$$\begin{aligned}\frac{1}{q}\delta J_{p,\omega}^{0}(x) &= \frac{\mathrm{sh}\left(\frac{x+d}{L_{\omega}}\right)}{\mathrm{ch}\left(\frac{d}{L_{\omega}}\right)}\int_{-d}^{0}\mathrm{sh}\left(\frac{x'}{L_{\omega}}\right)\gamma_{p,\omega}(x')\,dx' - \frac{1}{L_{\omega}}\frac{\mathrm{sh}\left(\frac{x+d}{L_{\omega}}\right)}{\mathrm{ch}\left(\frac{d}{L_{\omega}}\right)}\int_{-d}^{0}\mathrm{ch}\left(\frac{x'}{L_{\omega}}\right)j_{p,\omega}(x')\,dx' + \\ &+\int_{-d}^{x}\mathrm{ch}\left(\frac{x'-x}{L_{\omega}}\right)\gamma_{p,\omega}(x')\,dx' - \frac{1}{L_{\omega}}\int_{-d}^{x}\mathrm{sh}\left(\frac{x'-x}{L_{\omega}}\right)j_{p,\omega}(x')\,dx'.\end{aligned} \tag{11}$$

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 $\hat{S}_{p,\omega}(x)$ и $\hat{S}_{Jp,\omega}(x)$ соответственно, а для произвольной пары точек x_1 и x_2 – корреляционные функции (корреляторы) $\hat{S}_{p,\omega}(x_1,x_2)$ и $\hat{S}_{p,\omega}(x_1,x_2)$ соответственно. При этом Фурье трансформанты флуктуаций концентрации и тока подвижных носителей заряда связаны с соответствующими СПФ и корреляторами соотношениями [16–18]:

$$\langle\delta p_\omega(x)\delta p^*_{\omega'}(x)\rangle = 2\pi\delta(\omega'-\omega)\hat{S}_{p,\omega}(x), \quad (12)$$

$$\langle\delta p_\omega(x_1)\delta p^*_{\omega'}(x_2)\rangle = 2\pi\delta(\omega'-\omega)\hat{S}_{p,\omega}(x_1,x_2), \quad (13)$$

$$\langle\delta J_{p,\omega}(x)\delta J^*_{p,\omega'}(x)\rangle = 2\pi\delta(\omega'-\omega)\hat{S}_{Jp,\omega}(x), \quad (14)$$

$$\langle\delta J_{p,\omega}(x_1)\delta J^*_{p,\omega'}(x_2)\rangle = 2\pi\delta(\omega'-\omega)\hat{S}_{Jp,\omega}(x_1,x_2), \quad (15)$$

где * означает комплексное сопряжение, $\langle\cdots\rangle$ – усреднение по ансамблю, а $\delta(\omega)$ – дельта-функцию. Случайные источники γ_p и j_p представляют собой дельта-коррелированные по пространственным координатам неоднородные стационарные случайные поля, для Фурье трансформант которых $\gamma_{p,\omega}(x,y,z)$ и $j_{p,\omega}(x,y,z)$ и соответствующих корреляторов $S_{\gamma,\omega}(x,x',y,y',z,z')$ и $S_{j,\omega}(x,x',y,y',z,z')$ справедливы соотношения, аналогичные уравнениям (12) – (15), т.е.

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

и

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

При этом корреляторы случайных источников, соответствующих случайному характеру процессов генерации–рекомбинации и случайному характеру процессов рассеяния, соответственно, равны [10, 12, 15]:

$$S_{\gamma,\omega}(x,x',y,y',z,z') = \frac{2(p_s(x)+p_0)}{\tau}\delta(x-x')\delta(y-y')\delta(z-z'), \quad (16)$$

$$S_{j,\omega}(x,x',y,y',z,z') = 4D_p p_s(x)\delta(x-x')\delta(y-y')\delta(z-z'). \quad (17)$$

Случайные источники γ_p и j_p не коррелированы между собой, т.е. выполняются соотношения:

$$\langle\gamma_{p,\omega}(x,y,z)j^*_{p,\omega'}(x',y',z')\rangle =$$
$$= \langle j_{p,\omega}(x,y,z)\gamma^*_{p,\omega'}(x',y',z')\rangle = 0.$$

Отметим, что в выражениях (16) и (17) фигурируют корреляторы, определенные по положительным частотам

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

и

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

что имеет смысл, поскольку действительная часть взаимной СПФ стационарно связанных действительных случайных процессов является четной функцией частоты [14, 19]. Последнее справедливо также и для СПФ действительных случайных процессов [16]. Поэтому, мы будем рассматривать только положительные частоты и определим СПФ и действительные части корреляторов СП концентрации и тока подвижных носителей заряда на положительных частотах соотношениями

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

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, т.е.

$$\mathrm{Im}(\hat{S}_{p,0}(x_1,x_2)) = 0 \text{ и } \mathrm{Im}(\hat{S}_{Jp,0}(x_1,x_2)) = 0.$$

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.

Уравнения (12) – (15), а также соотношения (1), (3), (8) – (11) и (16), (17) после несложных, но довольно громоздких преобразований позволяют рассчитать СПФ и корреляторы СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в базе рассматриваемого p^+–n-перехода, причем правая и левая части уравнений (12) – (15) должны быть усреднены по площади *p–n*-перехода A. Корреляторы СП концентрации и тока неосновных носителей заряда в базе рассматриваемого p^+–n-перехода с блокирующим контактом $S_p^0(x_1,x_2,V)$ и $S_{J_p}^0(x_1,x_2,V)$, соответственно, а также с омическим контактом $S_p^\infty(x_1,x_2,V)$ и $S_{J_p}^\infty(x_1,x_2,V)$, соответственно, все рассчитанные в низкочастотном пределе, определяются соотношениями:

$$S_p^0(x_1,x_2,V)=\frac{2p_0\tau}{AL}\operatorname{sch}^2\left(\frac{d}{L}\right)\operatorname{sh}\left(-\frac{x_2}{L}\right)\operatorname{ch}\left(\frac{d+x_1}{L}\right)\left\{2\operatorname{ch}\left(\frac{d}{L}\right)+e_1(V)\left(\operatorname{ch}\left(\frac{d+x_1}{L}\right)+\operatorname{ch}\left(\frac{d+x_2}{L}\right)\right)\right\}, \tag{18}$$

$$S_{J_p}^\infty(x_1,x_2,V)=\frac{2q^2p_0L}{A\tau}\operatorname{csch}\left(\frac{d}{L}\right)\operatorname{ch}\left(\frac{d+x_1}{L}\right)\left(2\operatorname{ch}\left(\frac{x_2}{L}\right)+e_1(V)\right). \tag{19}$$

$$S_p^\infty(x_1,x_2,V)=\frac{2p_0\tau}{AL}\operatorname{csch}^2\left(\frac{d}{L}\right)\operatorname{sh}\left(-\frac{x_2}{L}\right)\operatorname{sh}\left(\frac{d+x_1}{L}\right)\left\{2\operatorname{sh}\left(\frac{d}{L}\right)+e_1(V)\left(\operatorname{sh}\left(\frac{d+x_1}{L}\right)+\operatorname{sh}\left(\frac{d+x_2}{L}\right)\right)\right\}, \tag{20}$$

$$S_{J_p}^\infty(x_1,x_2,V)=\frac{2q^2p_0L}{A\tau}\operatorname{csch}\left(\frac{d}{L}\right)\operatorname{ch}\left(\frac{d+x_1}{L}\right)\left(2\operatorname{ch}\left(\frac{x_2}{L}\right)+e_1(V)\right). \tag{21}$$

Прямым расчетом можно показать, что, как частные случаи взаимной СПФ стационарно связанных случайных процессов [14, 18, 19], корреляторы СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в базе рассматриваемого p^+–n-перехода обладают свойством эрмитовой сопряженности, и в низкочастотном пределе удовлетворяют соотношениям

$$S_p^{0(\infty)}(x_1,x_2,V)=S_p^{0(\infty)}(x_2,x_1,V)$$

и

$$S_{J_p}^{0(\infty)}(x_1,x_2,V)=S_{J_p}^{0(\infty)}(x_2,x_1,V).$$

Вместе с тем, вследствие неоднородности случайных полей концентрации и тока подвижных носителей заряда в базе рассматриваемого p^+–n-перехода полученные корреляторы (18) – (21) 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. врезку на рис. 1). Отметим, что полученные выражения соответствуют стохастическим граничным условиям к уравнению Ланжевена на блокирующем и омическом контакте, а также на границе раздела КНО–ОПЗ, т.е. выполняются соотношения $S_{J_p}^0(-d,x_2,V)=0$ и $S_p^\infty(-d,x_2,V)=0$, а также $S_p^0(x_1,0,V)=0$ и $S_p^\infty(x_1,0,V)=0$. Из уравнений (18) – (21) следует также, что при нулевом смещении, когда концентрация и ток подвижных носителей заряда в базе рассматриваемого p–n-перехода не зависят от координаты ($p_s^0(x,0)=p_s^\infty(x,0)=p_0$, $J_p^0(x,0)=J_p^\infty(x,0)=0$), случайные поля концентрации и тока подвижных носителей заряда являются неоднородными.

Положив $x_1=x_2=x_3$, получим из уравнений (18) – (21) выражения для низкочастотного предела СПФ СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в базе рассматриваемого p^+–n-перехода для случая блокирующего контакта $S_p^0(x,V)$ и $S_p^0(x,V)$, соответственно, а также для случая омического контакта $S_p^\infty(x,V)$ и $S_{J_p}^\infty(x,V)$ соответственно:

$$S_p^0(x,V)=\frac{4p_0\tau}{AL}\operatorname{sch}\left(\frac{d}{L}\right)\operatorname{sh}\left(-\frac{x}{L}\right)\operatorname{ch}\left(\frac{d+x}{L}\right)\left(1+e_1(V)\operatorname{sch}\left(\frac{d}{L}\right)\operatorname{ch}\left(\frac{d+x}{L}\right)\right), \tag{22}$$

$$S_{J_p}^0(x,V)=\frac{2q^2p_0L}{A\tau}\operatorname{sch}\left(\frac{d}{L}\right)\operatorname{sh}\left(\frac{d+x}{L}\right)\left(2\operatorname{ch}\left(\frac{x}{L}\right)+e_1(V)\right), \tag{23}$$

$$S_p^\infty(x,V)=\frac{4p_0\tau}{AL}\operatorname{csch}\left(\frac{d}{L}\right)\operatorname{sh}\left(-\frac{x}{L}\right)\operatorname{sh}\left(\frac{d+x}{L}\right)\left(1+e_1(V)\operatorname{csch}\left(\frac{d}{L}\right)\operatorname{sh}\left(\frac{d+x}{L}\right)\right), \tag{24}$$

$$S_{J_p}^\infty(x,V)=\frac{2q^2p_0L}{A\tau}\operatorname{csch}\left(\frac{d}{L}\right)\operatorname{ch}\left(\frac{d+x}{L}\right)\left(2\operatorname{ch}\left(\frac{x}{L}\right)+e_1(V)\right). \tag{25}$$

Отметим, что, как и следовало ожидать, при $x = 0$ выражения (23) и (25) переходят в выражения (29) и (32), соответственно, работы [5] для спектральной плотности собственного шума несимметричного p–n-перехода и, в частности, находятся в соответствии с теоремой Найквиста [14].

Из уравнений (18) – (25) видно, что СПФ и корреляторы СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в базе ИК-фотодиода состоят из двух слагаемых, а именно, неравновесного, зависящего от смещения на p–n-переходе, и равновесного, не зависящего от V. При этом случайные источники, обусловленные случайным характером генерации–рекомбинации и рассеяния, вносят вклад в каждое из этих слагаемых. Используя уравнения (1) – (4), выражения (18) – (25) можно преобразовать к виду:

$$S_p^0(x_1,x_2,V)=\frac{2\tau}{AL}\operatorname{sch}\left(\frac{d}{L}\right)\operatorname{sh}\left(-\frac{x_2}{L}\right)\operatorname{ch}\left(\frac{d+x_1}{L}\right)\left(p_s^0(x_1,V)+p_s^0(x_2,V)\right), \qquad (26)$$

$$S_{J_p}^0(x_1,x_2,V)=\frac{4kT}{A}\operatorname{ch}\left(\frac{x_2}{L}\right)\left.\frac{\partial J_p^0(x_1,V)}{\partial V}\right|_{V=0}+\frac{2q}{A}J_p^0(x_1,V), \qquad (27)$$

$$S_p^\infty(x_1,x_2,V)=\frac{2\tau}{AL}\operatorname{csch}\left(\frac{d}{L}\right)\operatorname{sh}\left(-\frac{x_2}{L}\right)\operatorname{sh}\left(\frac{d+x_1}{L}\right)\left(p_s^\infty(x_1,V)+p_s^\infty(x_2,V)\right), \qquad (28)$$

$$S_{J_p}^\infty(x_1,x_2,V)=\frac{4kT}{A}\operatorname{ch}\left(\frac{x_2}{L}\right)\left.\frac{\partial J_p^\infty(x_1,V)}{\partial V}\right|_{V=0}+\frac{2q}{A}J_p^\infty(x_1,V), \qquad (29)$$

$$S_p^0(x,V)=\frac{4\tau}{AL}p_s^0(x,V)\operatorname{sch}\left(\frac{d}{L}\right)\operatorname{sh}\left(-\frac{x}{L}\right)\operatorname{ch}\left(\frac{d+x}{L}\right), \qquad (30)$$

$$S_{J_p}^0(x,V)=\frac{4kT}{A}\operatorname{ch}\left(\frac{x}{L}\right)\left.\frac{\partial J_p^0(x,V)}{\partial V}\right|_{V=0}+\frac{2q}{A}J_p^0(x,V), \qquad (31)$$

$$S_p^\infty(x,V)=\frac{4\tau}{AL}p_s^\infty(x,V)\operatorname{csch}\left(\frac{d}{L}\right)\operatorname{sh}\left(-\frac{x}{L}\right)\operatorname{sh}\left(\frac{d+x}{L}\right), \qquad (32)$$

$$S_{J_p}^\infty(x,V)=\frac{4kT}{A}\operatorname{ch}\left(\frac{x}{L}\right)\left.\frac{\partial J_p^\infty(x,V)}{\partial V}\right|_{V=0}+\frac{2q}{A}J_p^\infty(x,V). \qquad (33)$$

Из уравнений (26), (28), (30) и (32) видно, что корреляторы и СПФ СП концентрации неосновных носителей заряда в базе p– n-перехода пропорциональны концентрации неосновных носителей и сумме концентраций неосновных носителей заряда в рассматриваемых точках, соответственно, причем коэффициент пропорциональности зависит от координаты. Из уравнений (27), (29) и (31), (33) видно также, что неравновесные слагаемые в выражениях для СПФ и корреляторов СП тока неосновных носителей заряда в базе p–n-перехода пропорциональны току неосновных носителей, а равновесные слагаемые пропорциональны дифференциальной проводимости базы, обусловленной неосновными носителями при $V = 0$, и определяются формулой Найквиста только в точке $x = 0$. При $x = 0$ уравнения (31) и (33) определяют низкочастотный предел спектральной плотности собственного шума несимметричного p–n-перехода с короткой базой, для случая блокирующего и омического контакта к базе, соответственно, и представляют собой обобщение формулы ван-дер-Зила [14] на случай таких p–n-переходов. Координатные зависимости СПФ СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в базе рассматриваемого p^+– n-перехода для случая омического и блокирующего контакта при $d = 0.5L$ и $d = 3L$ изображены на рис. 1–4 соответственно.

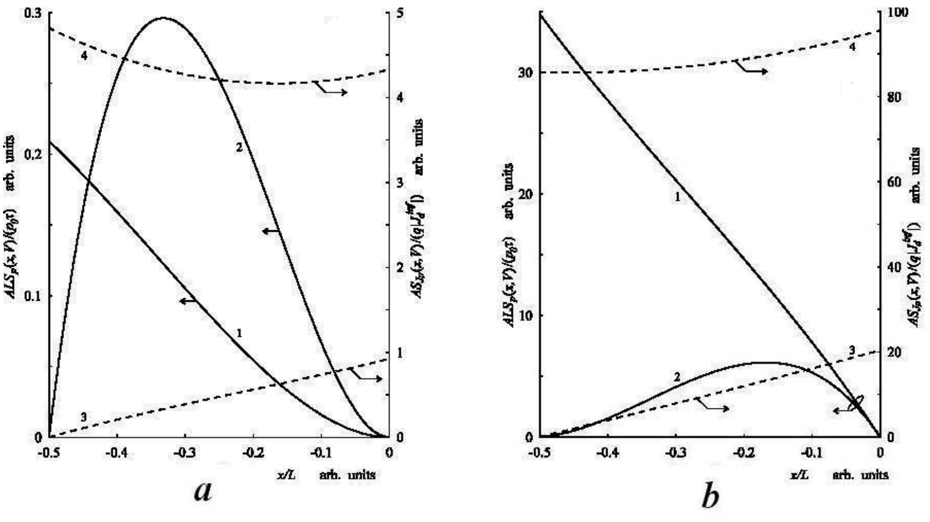

Рис. 2. Низкочастотный предел спектральной плотности флуктуаций случайных полей концентрации и тока неосновных носителей заряда в КНО n типа p^+–n-перехода с короткой базой: сплошные линии – СПФ концентрации, пунктирные – СПФ плотности тока, 1, 3 – блокирующий контакт, 2, 4 – омический, d/L = 0.5, (a) – V < 0, (b) – V > 0

Недавно был предложен новый тип ИК-фотодиода, а именно, ИК-фотодиод с коррелированной обработкой сигнала и шума [20]. Такой фотодиод помимо основного p– n-перехода, предназначенного для детектирования фотосигнала, содержит дополнительный p– n-переход, сформированный на противоположной грани слоя узкозонного полупроводника, напротив основного. Собственные шумы двух p– n-переходов, имеющих общую базу, толщина которой удовлетворяет условию $d > L$, являются коррелированными, за счет чего отношение сигнал/шум при детектировании фотосигнала может быть повышено. Отметим, что при $V = 0$ уравнения (20), (21) и (24), (25) определяют также корреляторы и СПФ СП концентрации и тока неосновных носителей в общей базе основного и дополнительного p–n-переходов фотодиода с коррелированной обработкой сигнала и шума (см. рис. 1).

Из уравнений (21) и (25) рассчитаем коэффициент корреляции собственных шумов основного и дополнительного p– n-перехода фотодиода с коррелированной обработкой сигнала и шума K:

$$K = \frac{S_{J_p}^{\infty}(-d,0,0)}{\sqrt{S_{J_p}^{\infty}(0,0)S_{J_p}^{\infty}(-d,0)}} = \mathrm{sch}\left(\frac{d}{L}\right). \qquad (34)$$

Из уравнения (34) видно, что при выполнении условия $d/L > 1$, $K \approx 1$.

Предельный переход $d \to \infty$ позволяет получить из уравнений (18) – (21) выражения для низкочастотного предела корреляторов, а из уравнений (22) – (25) выражения для низкочастотного предела СПФ СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в КНО n-типа p^+– n-перехода с длинной базой: $S_p^{inf}(x_1,x_2,V)$ и $S_{J_p}^{inf}(x_1,x_2,V)$ (см. уравнения (35) и (39)), а также $S_p^{inf}(x,V)$ и $S_{J_p}^{inf}(x,V)$ (см. уравнения (36) и (40)) соответственно:

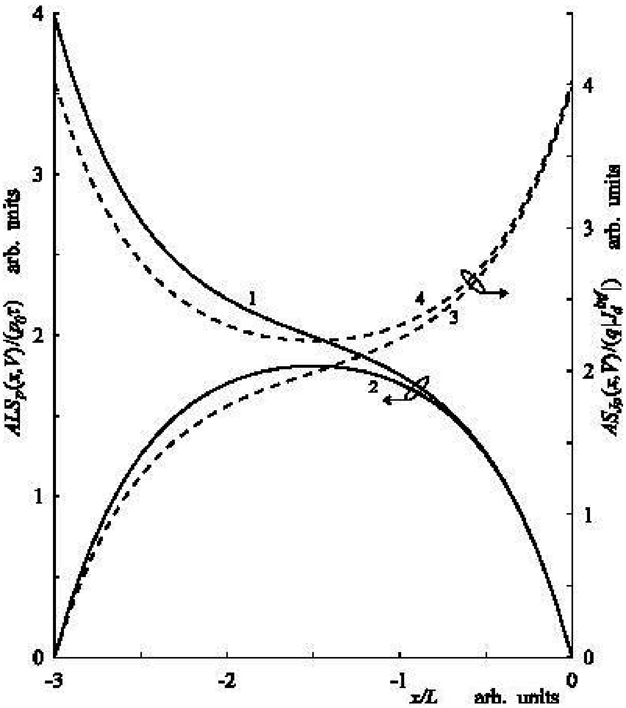

Рис. 3. Низкочастотный предел спектральной плотности флуктуаций случайных полей концентрации и тока неосновных носителей заряда в КНО n типа p^+–n-перехода с базой конечной длины: сплошные линии – СПФ концентрации, пунктирные – СПФ плотности тока, 1, 3 – блокирующий контакт, 2, 4 – омический, d/L = 3, V = 0. Кривые 1 и 3, а также 2 и 4 представляют собой также низкочастотный предел СПФ равновесных СП концентрации и тока неосновных носителей заряда в слое гомогенного полупроводника толщиной d с бесконечной скоростью поверхностной рекомбинации на грани x = 0 и нулевой скоростью на грани x = –d, а так же с бесконечной скоростью поверхностной рекомбинации на гранях x = 0 и x = –d соответственно.

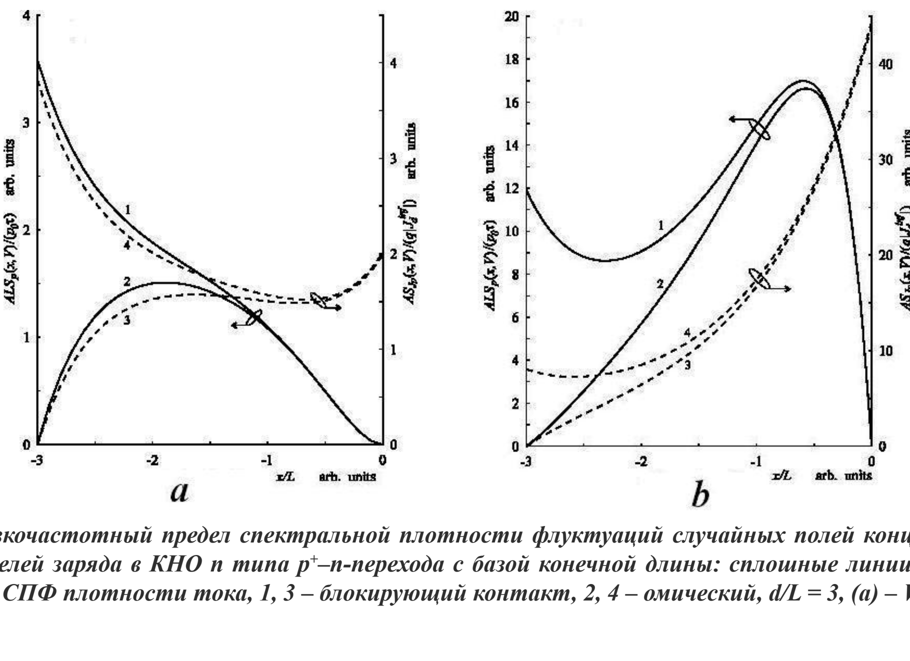

Рис. 4. Низкочастотный предел спектральной плотности флуктуаций случайных полей концентрации и тока неосновных носителей заряда в КНО n типа p^+–n-перехода с базой конечной длины: сплошные линии – СПФ концентрации, пунктирные – СПФ плотности тока, 1, 3 – блокирующий контакт, 2, 4 – омический, d/L = 3, (a) – V < 0, (b) – V > 0.

$$S_p^{inf}(x_1,x_2,V)=\frac{p_0\tau}{AL}\left(1-\exp\left(\frac{2x_2}{L}\right)\right)\exp\left(\frac{x_1-x_2}{L}\right)\left\{e_1(V)\left(\exp\left(\frac{x_1}{L}\right)+\exp\left(\frac{x_2}{L}\right)\right)+2\right\}, \quad (35)$$

$$S_p^{inf}(x,V)=\frac{2p_0\tau}{AL}\left(1-\exp\left(\frac{2x}{L}\right)\right)\left(1+e_1(V)\exp\left(\frac{x}{L}\right)\right), \quad (36)$$

$$S_{p,\gamma}^{inf}(x,V)=\frac{p_0\tau}{AL}\left\{1-\exp\left(\frac{2x}{L}\right)\left(1-\frac{2x}{L}\right)+\frac{2}{3}e_1(V)\exp\left(\frac{x}{L}\right)\left(\exp\left(\frac{x}{L}\right)-1\right)^2\right\}, \quad (37)$$

$$S_{p,j}^{inf}(x,V)=\frac{p_0\tau}{AL}\left\{1-\exp\left(\frac{2x}{L}\right)\left(1+\frac{2x}{L}\right)+\frac{4}{3}e_1(V)\exp\left(\frac{x}{L}\right)\left(\exp\left(\frac{x}{L}\right)-2\exp\left(\frac{2x}{L}\right)+1\right)\right\}, \quad (38)$$

$$S_{J_p}^{inf}(x_1,x_2,V)=\frac{2q^2p_0L}{A\tau}\exp\left(\frac{x_1}{L}\right)\left(2\,\mathrm{ch}\left(\frac{x_2}{L}\right)+e_1(V)\right), \quad (39)$$

$$S_{J_p}^{inf}(x,V)=\frac{2q^2p_0L}{A\tau}\exp\left(\frac{x}{L}\right)\left(2\,\mathrm{ch}\left(\frac{x}{L}\right)+e_1(V)\right), \quad (40)$$

$$S_{J_p,\gamma}^{inf}(x,V)=\frac{q^2p_0L}{A\tau}\left\{\left(1+\frac{2x}{L}\right)\exp\left(\frac{2x}{L}\right)+1+\frac{4}{3}e_1(V)\left(\frac{1}{2}\exp\left(\frac{x}{L}\right)-\exp\left(\frac{2x}{L}\right)+\exp\left(\frac{3x}{L}\right)\right)\right\}, \quad (41)$$

$$S_{J_p,j}^{inf}(x,V)=\frac{q^2p_0L}{A\tau}\left\{\left(1-\frac{2x}{L}\right)\exp\left(\frac{2x}{L}\right)+1+\frac{4}{3}e_1(V)\left(\exp\left(\frac{x}{L}\right)+\exp\left(\frac{2x}{L}\right)-\exp\left(\frac{3x}{L}\right)\right)\right\}. \quad (42)$$

Величины $S_{p,\gamma}^{inf}(x,V)$ и $S_{p,j}^{inf}(x,V)$ (см уравнения (37) и (38)), а также $S_{J_p,\gamma}^{inf}(x,V)$ и $S_{J_p,j}^{inf}(x,V)$ (см. уравнения (41) и (42)) представляют собой вклад случайных источников, обусловленных случайным характером генерации – рекомбинации и рассеяния, соответственно, в СПФ СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в КНО n-типа p^+–n-перехода с длинной базой. Из уравнений (35), (36) и (39), (40) видно, что в случае $d \gg L$ случайные поля концентрации и тока подвижных носителей заряда в базе рассматриваемого p– n-перехода являются неоднородными как при $V \neq 0$, так и при нулевом смещении.

Используя уравнения (5) и (6), выражения (35), (36) и (39), (40) можно преобразовать к виду:

$$S_p^{inf}(x_1,x_2,V)=\frac{\tau}{AL}\left(1-\exp\left(\frac{2x_2}{L}\right)\right)\exp\left(\frac{x_1-x_2}{L}\right)(p_s^{inf}(x_1,V)+p_s^{inf}(x_2,V)), \quad (43)$$

$$S_p^{inf}(x,V)=\frac{2\tau}{AL}p_s^{inf}(x,V)\left(1-\exp\left(\frac{2x}{L}\right)\right), \quad (44)$$

$$S_{J_p}^{inf}(x_1,x_2,V)=\frac{4kT}{A}\mathrm{ch}\left(\frac{x_2}{L}\right)\left.\frac{\partial J_p^{inf}(x_1,V)}{\partial V}\right|_{V=0}+\frac{2q}{A}J_p^{inf}(x_1,V), \quad (45)$$

$$S_{J_p}^{inf}(x,V)=\frac{4kT}{A}\mathrm{ch}\left(\frac{x}{L}\right)\left.\frac{\partial J_p^{inf}(x,V)}{\partial V}\right|_{V=0}+\frac{2q}{A}J_p^{inf}(x,V). \quad (46)$$

При $x = 0$ уравнение (46) представляет собой низкочастотный предел формулы ван-дер-Зила [14] для спектральной плотности собственного шума несимметричного p–n-перехода с длинной базой. Координатные зависимости СПФ СП концентрации и тока подвижных носителей заряда в КНО n-типа p^+–n-перехода с длинной базой изображены на рис. 5–8, соответственно.

Предельный переход $x \to \infty$ позволяет получить из уравнений (36) – (38), а также (40) – (42) выражения для низкочастотного предела СПФ равновесных СП концентрации и тока неосновных носителей заряда в бесконечно протяженном гомогенном полупроводнике n-типа S_p и S_{Jp}, соответственно (см. уравнения (47) и (49)), а также выражения для вклада в эти величины случайных источников, обусловленных случайным характером генерации–рекомбинации и рассеяния, $S_{p,\gamma}$ и $S_{p,j}$, а также $S_{J_p,\gamma}$ и $S_{J_p,j}$ соответственно (см. уравнения (48) и (50)).

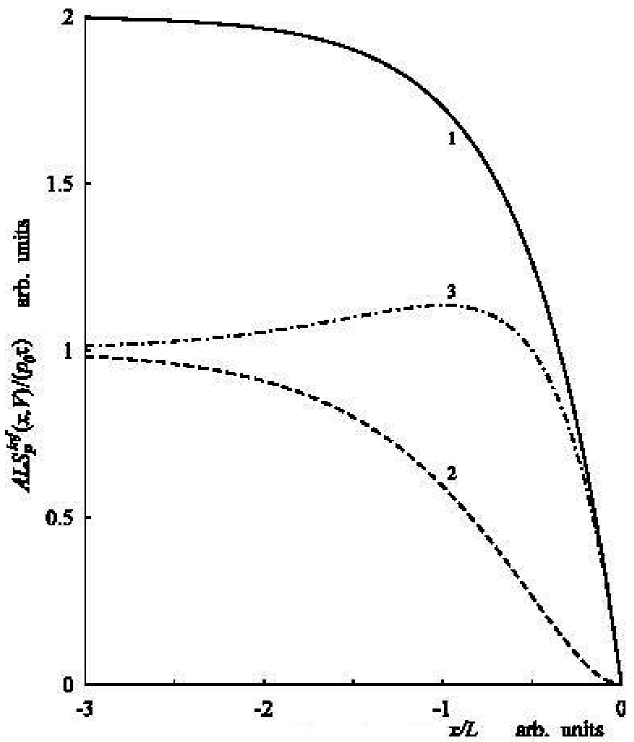

Рис. 5. Низкочастотный предел СПФ СП концентрации неосновных носителей заряда в КНО n типа p^+–n-перехода с длинной базой: сплошная линия (1) – СПФ концентрации, пунктирная (2) – вклад случайного источника, обусловленного случайным характером генерации – рекомбинации, штрих – пунктирная (3) – вклад случайного источника, обусловленного случайным характером рассеяния, V = 0. Кривые (1), а также (2) и (3) представляют собой также низкочастотный предел СПФ равновесного СП концентрации неосновных носителей заряда в полубесконечном гомогенного полупроводнике с бесконечной скоростью поверхностной рекомбинации на грани x = 0, а также вклад случайных источников обусловленных случайным характером генерации – рекомбинации и рассеяния, соответственно.

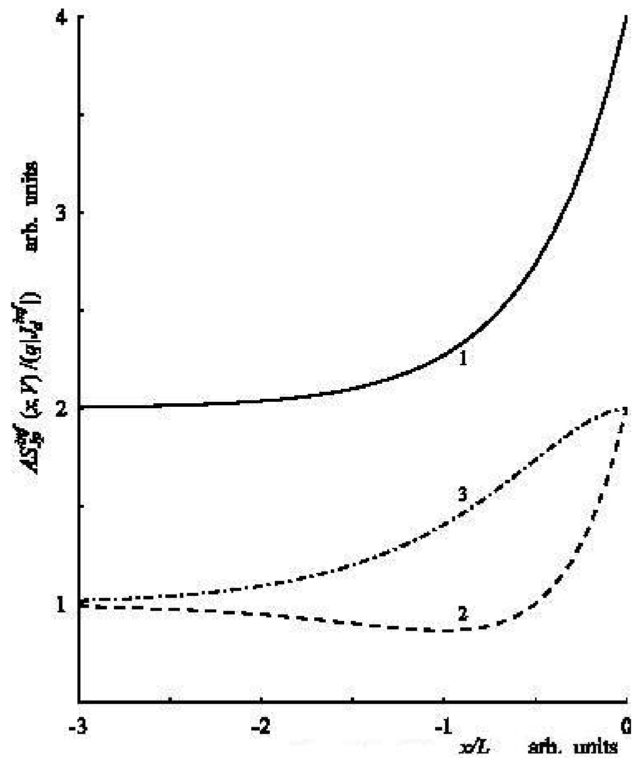

Рис. 7. Низкочастотный предел СПФ СП тока неосновных носителей заряда в КНО n типа p^+–n-перехода с длинной базой: сплошная линия (1) – СПФ тока, пунктирная (2) – вклад случайного источника, обусловленного случайным характером генерации – рекомбинации, штрих – пунктирная (3) – вклад случайного источника, обусловленного случайным характером рассеяния, V = 0. Кривые (1), а также (2) и (3) представляют собой также низкочастотный предел СПФ равновесного СП тока неосновных носителей заряда в полубесконечном гомогенного полупроводнике с бесконечной скоростью поверхностной рекомбинации на грани x = 0, а также вклад случайных источников обусловленных случайным характером генерации – рекомбинации и рассеяния, соответственно.

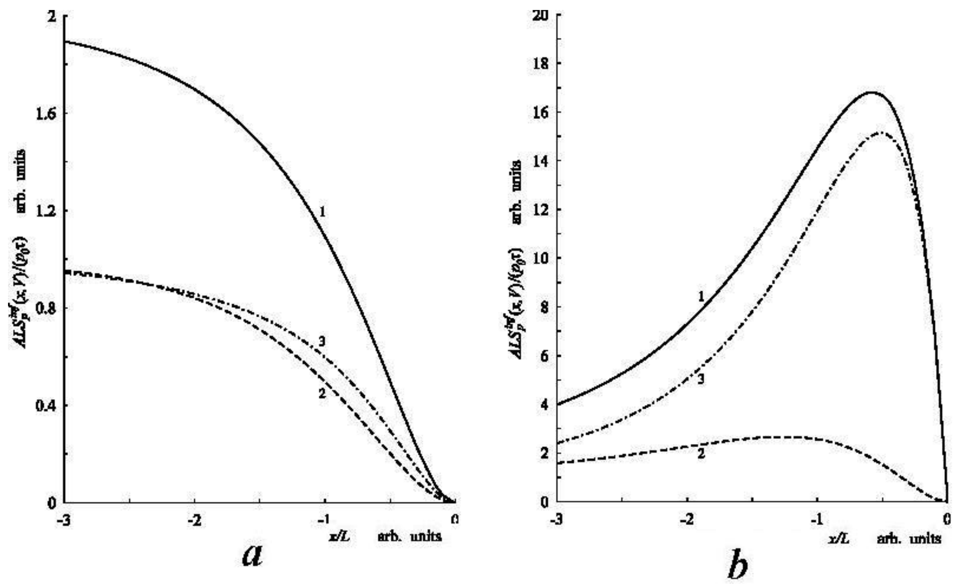

Рис. 6. Низкочастотный предел СПФ СП концентрации неосновных носителей заряда в КНО n типа p^+–n-перехода с длинной базой: сплошная линия (1) – СПФ концентрации, пунктирная (2) – вклад случайного источника, обусловленного случайным характером генерации – рекомбинации, штрих – пунктирная (3) – вклад случайного источника, обусловленного случайным характером рассеяния, (a) – V < 0, (b) – V > 0.

$$S_p = \frac{2p_0\tau}{AL}, \quad (47)$$

$$S_{p,\gamma} = S_{p,j} = \frac{p_0\tau}{AL}, \quad (48)$$

$$S_{J_p} = \frac{2q^2 p_0 L}{A\tau}, \quad (49)$$

$$S_{J_p,\gamma} = S_{J_p,j} = \frac{q^2 p_0 L}{A\tau}. \quad (50)$$

Из выражения (49) следует, что СПФ равновесного СП тока неосновных носителей заряда в бесконечно протяженном гомогенном полупроводнике n-типа $S_{I_p} = A^2 S_{J_p}$, где A – нормировочная площадь, определяется формулой Найквиста $S_{I_p} = 4kTG$, где $G = q\mu_p p_0 A/(2L)$ – проводимость полупроводникового резистора площадью A и длиной $2L$, обусловленная неосновными носителями.

Положив $x_2 = x_1 + \Delta x$ рассчитаем пределы выражений (35) и (39) при $x_1 \to -\infty$ и получим выражения для низкочастотных пределов корреляторов равновесных СП концентрации и тока неосновных носителей заряда в бесконечно протяженном гомогенном полупроводнике n-типа $S_p(\Delta x)$ и $S_{Jp}(\Delta x)$, соответственно:

$$S_p(\Delta x) = \frac{2p_0\tau}{AL}\exp\left\{-\frac{\Delta x}{L}\right\}, \quad (51)$$

$$S_{J_p}(\Delta x) = \frac{2q^2 p_0 L}{A\tau}\exp\left\{-\frac{\Delta x}{L}\right\}. \quad (52)$$

Из уравнений (47) и (49), а также (51) и (52) видно, что, как и следовало ожидать, в объеме гомогенного полупроводника равновесные случайные поля концентрации и тока подвижных носителей заряда являются однородными в широком смысле [21], и характеризуются экспоненциальной функцией корреляции с радиусом корреляции, равным L.

Отметим, что при $V = 0$ уравнения (35), (36) и (39), (40) определяют также корреляторы и СПФ равновесных СП концентрации и тока неосновных носителей в полубесконечном слое гомогенного полупроводника n-типа в случае бесконечной скорости поверхностной рекомбинации на грани $x = 0$ (см. рис. 5 и рис. 7). Вместе с тем, при $V = 0$ уравнения (20), (21) и (24), (25) определяют также корреляторы и СПФ равновесных СП концентрации и тока неосновных 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 (18), (19) и (22), (23) – аналогичные величины в случае бесконечной скорости поверхностной рекомбинации на грани $x = 0$ и нулевой скорости поверхностной рекомбинации на грани $x = -d$, соответственно (см. рис. 1 и рис. 3). Таким образом, и при нулевой, и при бесконечной скорости поверхностной рекомбинации в приповерхностных областях гомогенного полупроводника равновесные случайные поля концентрации и тока подвижных носителей заряда являются неоднородными.

Заключение

В работе развита корреляционная теория случайных полей концентрации и тока подвижных носителей заряда в ИК-фотодиодах с длинной и короткой базой, а также в гомогенном полупроводнике. Установлено, что в объеме гомогенного

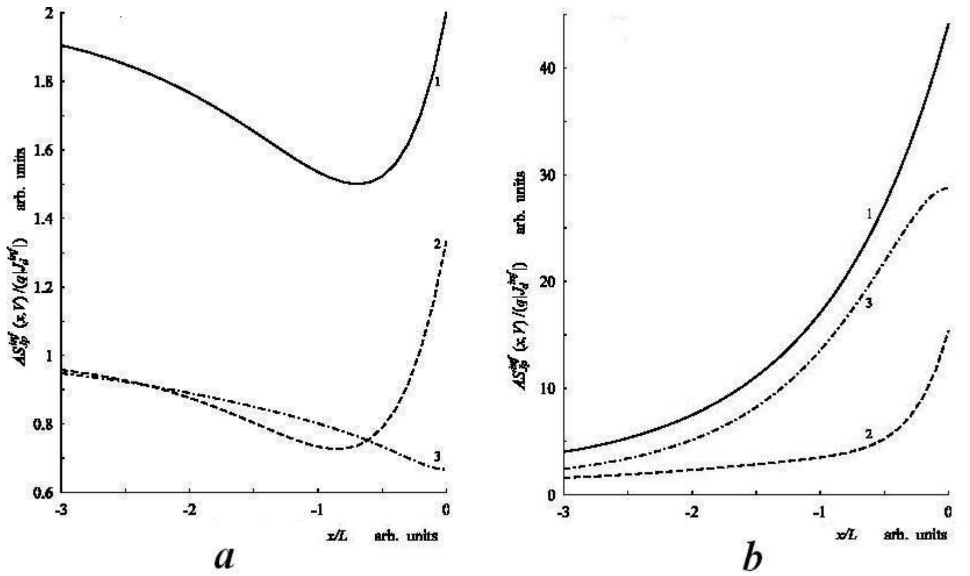

Рис. 8. Низкочастотный предел СПФ СП тока неосновных носителей заряда в КНО n типа p[+]–n-перехода с длинной базой: сплошная линия (1) – СПФ тока, пунктирная (2) – вклад случайного источника, обусловленного случайным характером генерации – рекомбинации, штрих – пунктирная (3) – вклад случайного источника, обусловленного случайным характером рассеяния, (a) – V < 0, (b) – V > 0.

полупроводника равновесные случайные поля концентрации и тока подвижных носителей заряда являются однородными в широком смысле и характеризуются экспоненциальной функцией корреляции с радиусом корреляции, равным L. В тоже время в приповерхностных областях гомогенного полупроводника равновесные случайные поля концентрации и тока подвижных носителей заряда являются неоднородными и при нулевой, и при бесконечной скорости поверхностной рекомбинации. Выяснено, что в базе ИК-фотодиода равновесные случайные поля концентрации и тока подвижных носителей заряда являются неоднородными даже при нулевом смещении, когда концентрация и ток подвижных носителей заряда в базе не зависят от координаты. Показано, что в случае $V = 0$ и при выполнении условия $d/L < 1$ коэффициент корреляции собственных шумов основного и дополнительного p–n-перехода фотодиода с коррелированной обработкой сигнала и шума близок к единице.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 13–07–00634).

Литература

1. *Reine M.B., Sood A.K., Tredwell T.J.*//Semiconductors and semimetals.1981. V. 18. Ch. 6.
2. *Sundaram M., Reisinger A., Dennis R., et al.* // Proc. SPIE. 2010. V. 7660. 76601P
3. *Aifer E.H., Maximenko S.I., Yakes M.K., et al..* // Proc. SPIE. 2010. V. 7660. 76601Q.
4. *Селяков А.Ю.* // *Прикладная Физика*. 2007. № 4. С. 75
5. *Селяков А.Ю.* // *Прикладная Физика*. 2010, № 2. С. 55.
6. *Селяков А.Ю.* // *Прикладная Физика*. 2009. № 6. С. 127
7. *Селяков А.Ю.* // *Прикладная Физика.* 2009. № 6. С. 137
8. *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* Физика полупроводников.– М.: Наука, 1977
9. *Зи С.* Физика полупроводниковых приборов.– М.: Мир. 1984
10. *Van Vliet K.M.*// Solid State Electronics. 1970. V. 13. No. 5. P. 649
11. *Kogan Sh.* Electronic noise and fluctuations in solids.– Cambridge, New York, Melbourne, Madrid, Cape Town, Singapore, Sao Paulo: CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS. 1996.
12. *Дыкман И.М., Томчук П.М.* Явления переноса и флуктуации в полупроводниках.– Киев: Наукова думка, 1981
13. *Мынбаев К.Д., Иванов-Омский В.И.* // ФТП. 2003. Т. 37. № 10. С. 1153
14. *Букингем М.* Шумы в электронных приборах и системах.– М.: Мир. 1986
15. *Неустроев Л.Н., Осипов В.В.* // ФТП. 1981. Т. 15. № 11. С. 2186
16. *Рытов С.М.* Введение в статистическую радиофизику. *Часть I.* Случайные процессы.– М.: Наука, 1976.
17. *Тихонов В.И.* Статистическая радиотехника.– М.: Радио и связь. 1982
18. *Жалуд В., Кулешов В.Н.* Шумы в полупроводниковых устройствах.– М.: Советское радио. 1977
19. *Левин Б.Р.* Теоретические основы статистической радиотехники. Книга первая.– М.: Советское радио. 1974
20. *Селяков А.Ю., Бурлаков И.Д.* ИК-фотодиод с высоким отношением сигнал/шум и способ повышения отношения сигнал/шум в ИК-фотодиоде. Патент на изобретение № 2456707. Зарегистрирован 20.07.2012.
21. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Часть II. Случайные поля.– М.: Наука, 1978.

Correlation of the random fields for densities and currents of mobile charge carriers in IR photodetectors

A.Yu. Selyakov, I.D. Burlakov, and V.V. Shabarov

Orion Research-and-production Association
46/2 Enthusiasts highway, Moscow, 11123, Russia
E-mail: orion@orion-ir.ru

Correlators of the stochastic fields for densities and currents of mobile charge carriers in homogeneous semiconductor and IR photodetector with the base of a finite length have been calculated on basis of the exact solution of Lanjeven equation.

PACS: 27.40.+w, 72.70.+m
Keywords: noise, fluctuations, random field, correlator, p–n-transition.

Bibliography — 21 references *Received July 30, 2013*