

УДК 621.383

Исследование корреляции случайных полей концентраций и токов подвижных носителей заряда в ИК-фотодиодах методом Ланжевена

А.Ю. Селяков, И.Д. Бурлаков, В.П. Пономаренко, В.В. Фадеев, 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 ($E_g = 0,1$ 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 $\text{th}(d/L)$ 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, вед. научн. сотр.

Бурлаков Игорь Дмитриевич, зам. ген. директора.

Пономаренко Владимир Павлович, гл. конструктор.

Фадеев Владислав Викторович, гл. научн. сотруд.

Шабаров Владимир Вениаминович, нач. 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 сентября 2013 г.

© Селяков А.Ю., Бурлаков И.Д., Пономаренко В.П., Фадеев В.В., Шабаров В.В., 2013

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

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

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

для случая омического контакта, и

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

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

для случая блокирующего контакта, где $J_d^{inf} = (qLp_0) / \tau$ – диффузионный ток обратносмещенного $p^+ - n$ -перехода с длинной базой. В случае $d \rightarrow \infty$ 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

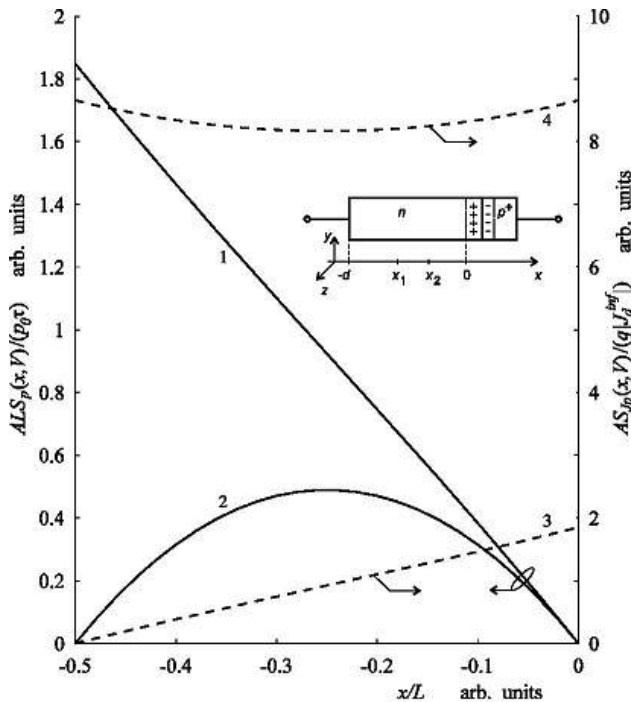


Рис. 1. Низкочастотный предел СПФ СП концентрации и тока неосновных носителей заряда в КНО n типа $p^+ - n$ перехода с короткой базой: сплошные линии — СПФ СП концентрации, пунктирные — СПФ СП плотности тока, 1, 3 — блокирующий контакт, 2, 4 — омический, $d/L = 0,5, V = 0$. На врезке изображена структура 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 однородного 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.

имеем $(\partial \delta p_{p,\omega}^0(x,V) / \partial x)|_{x=-d} = 0$ [5–7]. Стохастическое 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 $0 < \omega \ll (t_{fl}^n)^{-1}, (t_{fl}^p)^{-1}$, где t_{fl}^n и t_{fl}^p – 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 $\delta p_{p,\omega}^\infty(x)$ и $\delta p_{p,\omega}^0(x)$, соответственно, определяется выражениями [6]:

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

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

В квазинейтральной n -области Фурье трансформанта флуктуации плотности дырочного тока определяется уравнением $(1/q)\delta J_{p,\omega}(x) = -D_p \partial \delta p_{p,\omega}(x) / \partial x - j_{p,\omega}(x)$ [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:

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

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

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 $\hat{S}_{jp,\omega}(x_1, x_2)$, 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, $\langle \dots \rangle$ – 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.

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

и

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

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

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

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

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

$$\begin{aligned} \langle \gamma_{p,\omega}(x, y, z) j_{p,\omega'}^*(x', y', z') \rangle &= \\ &= \langle j_{p,\omega}(x, y, z) \gamma_{p,\omega'}^*(x', y', z') \rangle = 0 \end{aligned}$$

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 действи-

тельных 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

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

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

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.

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

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 $S_{Jp}^0(x_1, x_2, V)$, соответственно, а также с омическим контактом $S_p^\infty(x_1, x_2, V)$ и $S_{Jp}^\infty(x_1, x_2, V)$, соответственно, все рассчитанные в низкочастотном пределе, определяются соотношениями:

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

$$S_{J_p}^0(x_1, x_2, V) = \frac{2q^2 p_0 L}{A\tau} \operatorname{sch}\left(\frac{d}{L}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{d+x_1}{L}\right) \left(2\operatorname{ch}\left(\frac{x_2}{L}\right) + e_1(V) \right), \quad (19)$$

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

$$S_{J_p}^\infty(x_1, x_2, V) = \frac{2q^2 p_0 L}{A\tau} \operatorname{csch}\left(\frac{d}{L}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{d+x_1}{L}\right) \left(2\operatorname{ch}\left(\frac{x_2}{L}\right) + e_1(V) \right). \quad (21)$$

Прямой 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 $S_{J_p}^\infty(x_1, 0, V) = 0$. 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 $x_1 = x_2 = x$, 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 $S_{J_p}^0(x, V)$, соответственно, а также для случая омического контакта $S_p^\infty(x, V)$ и $S_{J_p}^\infty(x, V)$, соответственно:

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

$$S_{J_p}^0(x, V) = \frac{2q^2 p_0 L}{A\tau} \operatorname{sch}\left(\frac{d}{L}\right) \operatorname{sh}\left(\frac{d+x}{L}\right) \left(2\operatorname{ch}\left(\frac{x}{L}\right) + e_1(V) \right), \quad (23)$$

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

$$S_{J_p}^\infty(x, V) = \frac{2q^2 p_0 L}{A\tau} \operatorname{csch}\left(\frac{d}{L}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{d+x}{L}\right) \left(2\operatorname{ch}\left(\frac{x}{L}\right) + e_1(V) \right). \quad (25)$$

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:

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

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

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

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

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

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

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

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

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 несимметрич-

ного 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.

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, имею-

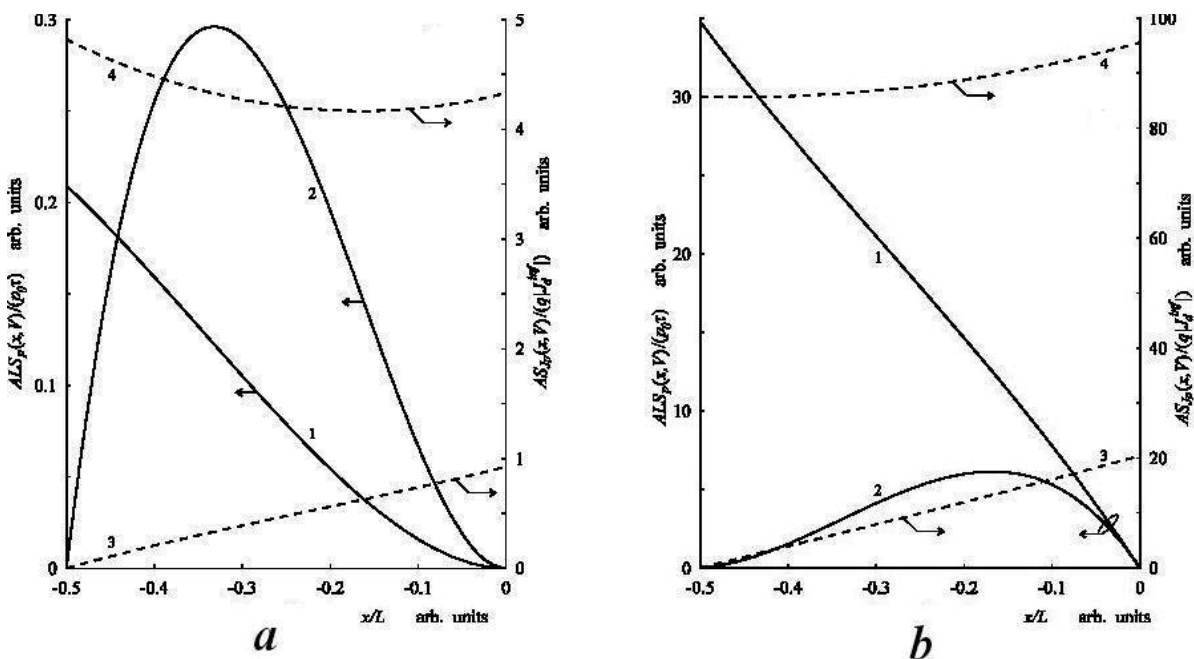


Рис. 2. Низкочастотный предел спектральной плотности флуктуаций случайных полей концентрации и тока неосновных носителей заряда в КНО p^+ - n перехода с короткой базой: сплошные линии – СПФ концентрации, пунктирные – СПФ плотности тока, 1, 3 – блокирующий контакт, 2, 4 – омический, $d/L = 0.5$, (а) –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

щих 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 :

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

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

Предельный переход $d \rightarrow \infty$ 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 длиной базы: $S_p^{inf}(x_1, x_2, V)$ 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:

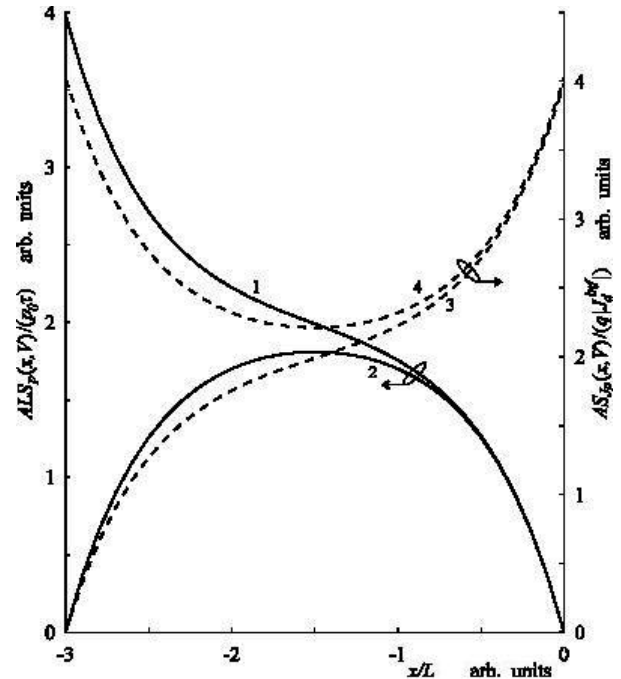


Рис. 3. Низкочастотный предел спектральной плотности флуктуаций случайных полей концентрации и тока неосновных носителей заряда в КНО n типа p^+ - n перехода с базой конечной длины: сплошные линии – СПФ концентрации, пунктирные – СПФ плотности тока, 1, 3 – блокирующий контакт, 2, 4 – омический, $d/L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

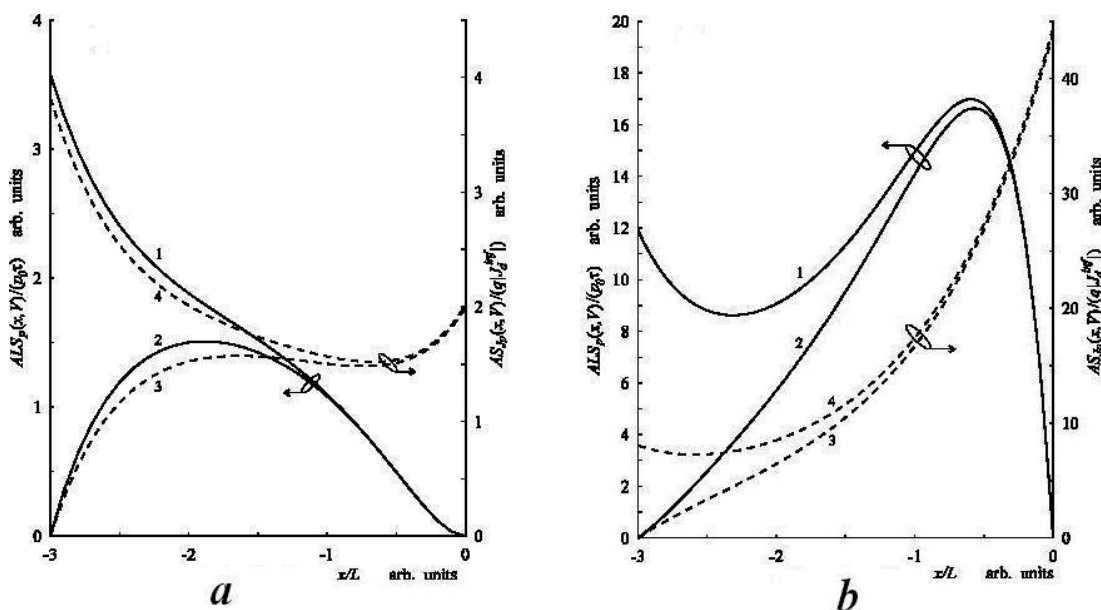


Рис. 4. Низкочастотный предел спектральной плотности флуктуаций случайных полей концентрации и тока неосновных носителей заряда в КНО n типа p^+ - n перехода с базой конечной длины: сплошные линии – СПФ концентрации, пунктирные – СПФ плотности тока, 1, 3 – блокирующий контакт, 2, 4 – омический, $d/L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

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

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

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

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

$$S_{J_p}^{inf}(x_1, x_2, V) = \frac{2q^2 p_0 L}{A \tau} \exp\left(\frac{x_1}{L}\right) \left(2 \operatorname{ch}\left(\frac{x_2}{L}\right) + e_1(V) \right), \quad (39)$$

$$S_{J_p}^{inf}(x, V) = \frac{2q^2 p_0 L}{A \tau} \exp\left(\frac{x}{L}\right) \left(2 \operatorname{ch}\left(\frac{x}{L}\right) + e_1(V) \right), \quad (40)$$

$$S_{J_{p,\gamma}}^{inf}(x, V) = \frac{q^2 p_0 L}{A \tau} \left\{ \left(1 + \frac{2x}{L} \right) \exp\left(\frac{2x}{L}\right) + 1 + \frac{4}{3} e_1(V) \left(\frac{1}{2} \exp\left(\frac{x}{L}\right) - \exp\left(\frac{2x}{L}\right) + \exp\left(\frac{3x}{L}\right) \right) \right\}, \quad (41)$$

$$S_{J_{p,j}}^{inf}(x, V) = \frac{q^2 p_0 L}{A \tau} \left\{ \left(1 - \frac{2x}{L} \right) \exp\left(\frac{2x}{L}\right) + 1 + \frac{4}{3} e_1(V) \left(\exp\left(\frac{x}{L}\right) + \exp\left(\frac{2x}{L}\right) - \exp\left(\frac{3x}{L}\right) \right) \right\}. \quad (42)$$

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

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

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

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

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

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.

(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:

Предельный переход $x \rightarrow -\infty$ 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_{J_p} , соответственно (см. уравнения (47) и (49)), а также выражения для вклада в эти величины случайных

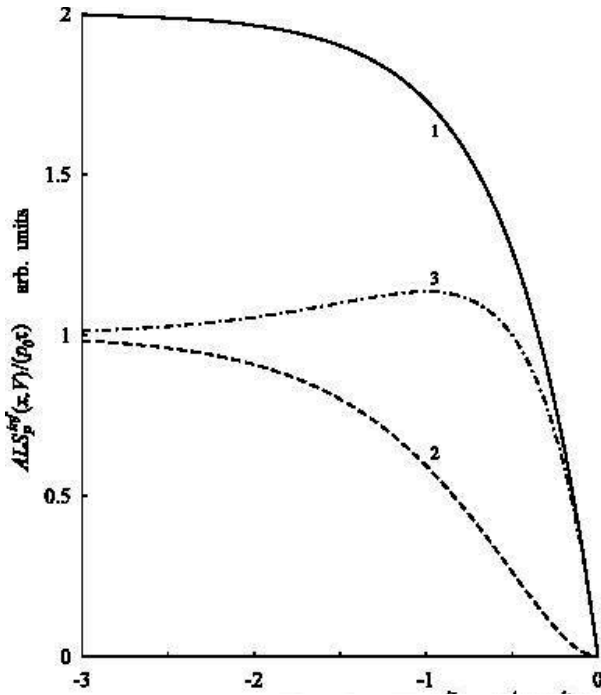


Рис. 5. Низкочастотный предел СПФ СП концентрации неосновных носителей заряда в КНО p^+ – n перехода с длинной базой: сплошная линия (1) – СПФ концентрации, пунктирная (2) – вклад случайного источника, обусловленного случайным характером генерации – рекомбинации, штрих – пунктирная (3) – вклад случайного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

источников, обусловленных случайным характером генерации–рекомбинации и рассеяния, $S_{p,Y}$ и $S_{p,j}$, а также $S_{J_{p,Y}}$ и $S_{J_{p,j}}$ соответственно (см. уравнения (48) и (50)).

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

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

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

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

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 $x_1 \rightarrow -\infty$ 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 $S_{J_p}(\Delta x)$, соответственно:

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

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

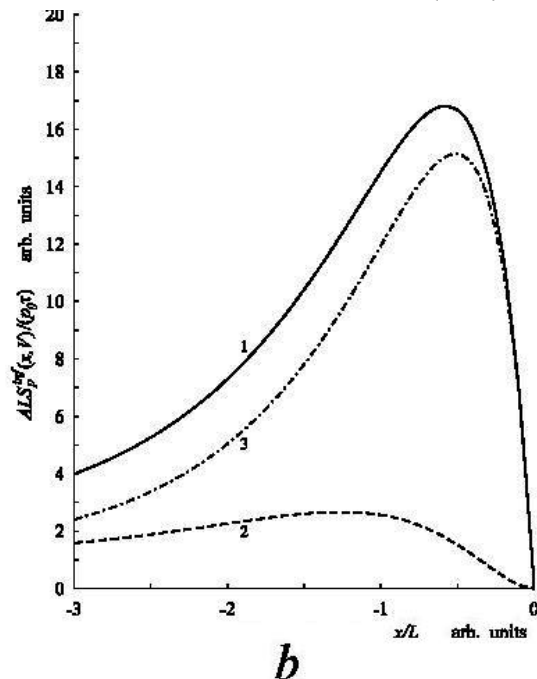
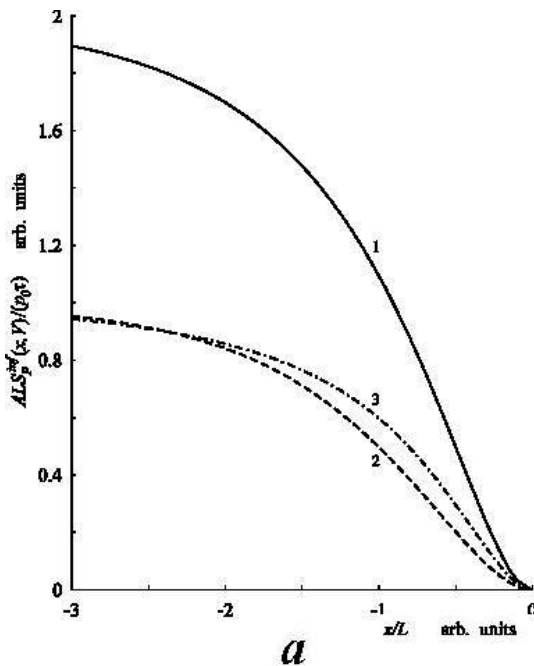


Рис. 6. Низкочастотный предел СПФ СП концентрации неосновных носителей заряда в КНО p^+ – n перехода с длинной базой: сплошная линия (1) – СПФ концентрации, пунктирная (2) – вклад случайного источника, обусловленного случайным характером генерации – рекомбинации, штрих – пунктирная (3) – вклад случайного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

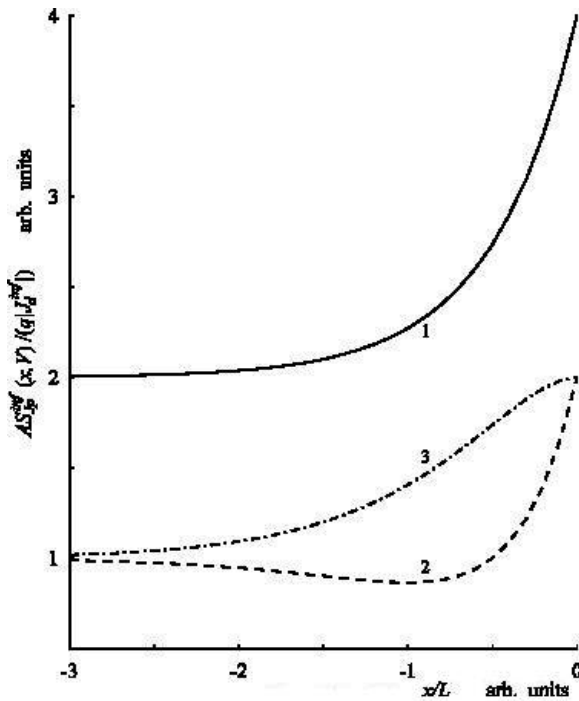


Рис. 7. Низкочастотный предел СПФ СП тока неосновных носителей заряда в КНО p^+ – n перехода с длинной базой: сплошная линия (1) – СПФ тока, пунктирная (2) – вклад случайного источника, обусловленного случайным характером генерации – рекомбинации, штрих – пунктирная (3) – вклад случайного источника,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

Из уравнений (47) и (49), а также (51) и (52) видно, что, как и следовало ожидать, в объеме однородного 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 однородного 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 однородного 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 однородного полупроводника равновесные случайные поля концентрации и тока подвижных носителей заряда являются неоднородными.

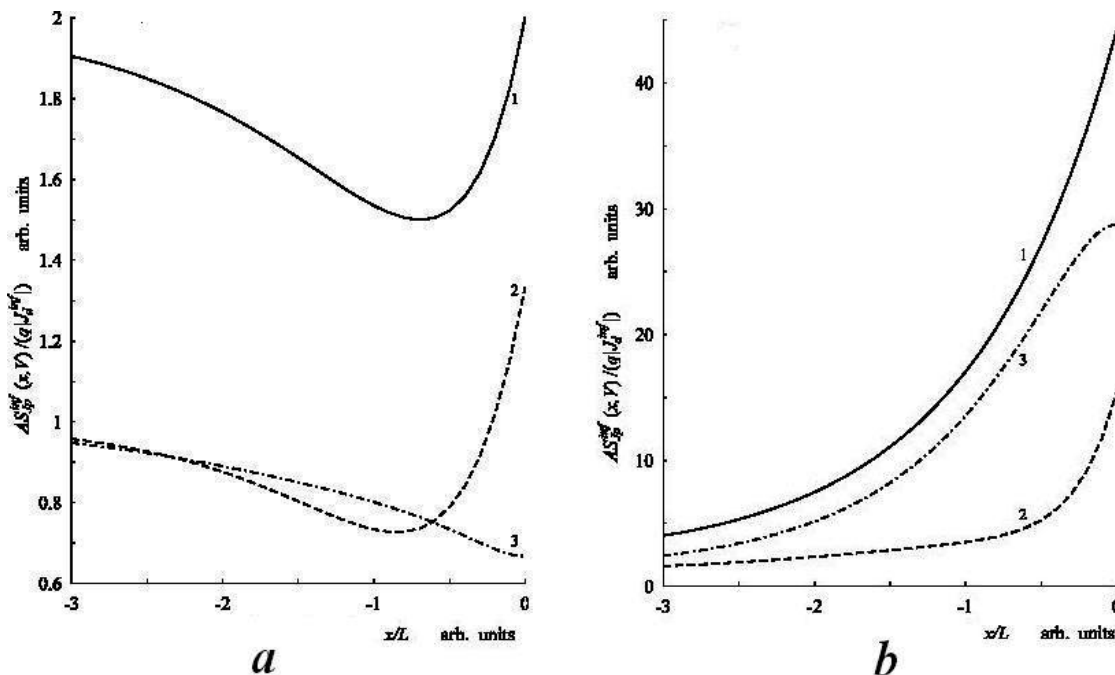


Рис. 8. Низкочастотный предел СПФ СП тока неосновных носителей заряда в КНО p^+ – n перехода с длинной базой: сплошная линия (1) – СПФ тока, пунктирная (2) – вклад случайного источника, обусловленного случайным характером генерации – рекомбинации, штрих – пунктирная (3) – вклад случайного источника,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

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 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. *Букингом 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

Research of the random fields correlation for densities and currents of mobile charge carriers in IR photodetectors by Lanjeven method

A.Yu. Selyakov, I.D. Burlakov, V.P. Ponomarenko, V.V. Fadeev, 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 September 30, 2013